

**Untersuchung der Z-Bosonproduktion
mit Zerfall $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ mit dem
ATLAS-Experiment am LHC**

Diplomarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Diplom-Physikerin
von
Nicole Utecht

August 2011



Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau
Physikalisches Institut

Betreuer:
Prof. Dr. M. Schumacher

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.1	Die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen	3
2.2	Eichtheorien	5
2.3	Die elektroschwache Vereinigung	7
2.4	Proton-Proton-Kollisionen	10
2.5	Z-Boson-Produktion am LHC	11
3	Das ATLAS-Experiment am LHC	13
3.1	Der Large Hadron Collider	13
3.2	Das ATLAS-Experiment	13
3.2.1	Koordinatensystem	14
3.2.2	Der Innere Detektor	14
3.2.3	Die Kalorimeter	16
3.2.4	Das Myonsystem	18
3.2.5	Trigger	19
4	Missing Mass Calculator	21
4.1	Motivation	21
4.2	Kollineare Näherung	21
4.3	Grundlagen des MMCs	24
4.3.1	Die Ausgangsgleichungen	25
4.4	Gewichtungsfunktionen	27
4.4.1	Die Verteilung ΔR	27
4.4.2	Massenverteilung der Neutrinosysteme	28
4.4.3	\cancel{E}_T -Auflösung	30
4.5	Methoden zur Auswahl der besten Rekonstruktion	31
4.6	MMC auf rekonstruierten Objekten	35
4.7	Optimierung der Scanvariablen	36
5	Signal- und Untergrundprozesse	39
5.1	Untergrundprozesse	40
5.2	Monte-Carlo-Ereignissätze	43
5.3	Wirkungsquerschnitte	43
5.4	Daten	43

6	Vorselektion und Selektion von Physikobjekten	45
6.1	Vorselektion	45
6.2	Objektselektion	46
6.2.1	Overlap removal	49
6.2.2	Korrekturen auf Daten	49
6.2.3	Korrekturen auf Monte-Carlo	50
7	Ereignisselektion	55
7.1	Ereignisselektion	55
7.2	Massenverteilung mit dem MMC	60
7.3	Ergebnis der Selektion	62
7.4	Abschätzung des QCD-Multijet-Untergrundes aus Daten	62
7.5	Zusammensetzung der Untergründe	68
8	Abschätzung der systematischen Unsicherheiten	75
8.1	Theoretische Unsicherheiten	75
8.2	Experimentelle Unsicherheiten	75
8.3	Zusammenfassung der Unsicherheiten	77
9	Bestimmung des Wirkungsquerschnittes	79
9.1	Methode zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes	79
9.2	Systematische Unsicherheiten der Faktoren	80
9.3	Berechnung des Wirkungsquerschnittes	81
10	Zusammenfassung	83
A	Mutterteilchen	87
	Literaturverzeichnis	93

Kapitel 1

Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik wurde in den vergangenen Jahrzehnten durch Messungen hoher Präzision weitestgehend bestätigt. Es beschreibt die grundlegenden Teilchen und ihre Wechselwirkungen, deren Kenntnis für das Verständnis der mikroskopischen Welt notwendig sind. Ein vom Standardmodell vorhergesagtes Teilchen, das für die Einführung der Massen in das Modell verantwortlich ist, konnte experimentell noch nicht gefunden werden. Dieses sogenannte Higgs-Boson zu finden, ist eines der großen Ziele der ATLAS- und CMS-Experimente am LHC am CERN. Für die Higgs-Boson-Suche ist die genaue Kenntnis der Untergrundprozesse von großer Bedeutung. Ein irreduzibler und dominanter Untergrund in der Higgs-Boson-Suche mittels $H \rightarrow \tau\tau$ ist der Prozess der Z -Produktion mit Zerfall $Z \rightarrow \tau\tau$. Ein genaues Verständnis seiner Charakteristik und seines Wirkungsquerschnittes ist daher besonders wünschenswert. Diese Analysen können gut an Hand des Zerfallsmodus $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ durchgeführt werden, da sich dieser Kanal durch ein sehr gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis auszeichnet.

Da die Masse des zwei τ -Leptonsystems $M_{\tau\tau}$ eine finale diskriminierende Observable in der Higgs-Suche darstellt, ist es von besonderem Interesse, diese Größe und insbesondere ihre Auflösung zu messen und zu optimieren. Erschwerend hierbei ist die Tatsache, dass beim Zerfall des τ -Leptons nicht detektierbare Neutrinos auftreten. Die Rekonstruktion ist nicht trivial und erfolgte bislang hauptsächlich mit der kollinearen Näherung. In dieser Arbeit wird der MISSING MASS CALCULATOR als eine neue Methode der Massenrekonstruktion vorgestellt und in Hinsicht auf seine Effizienz und Auflösung mit der kollinearen Näherung verglichen.

Neben der Massenrekonstruktion ist die Messung des Wirkungsquerschnittes des Kanals $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu$ für das Untergrundverständnis bei der Higgs-Boson-Suche sehr wichtig und Schwerpunkt dieser Arbeit. Dazu werden Selektionskriterien zur Trennung von Signal und Untergrund aufgestellt. Weiterhin erfolgt eine Abschätzung des QCD-Multijet-Untergrundes aus Daten mittels der ABCD-Methode. Anschließend wird der Wirkungsquerschnitt auf drei verschiedene Weisen präsentiert. Als erstes wird er in Abhängigkeit eines definierten Phasenraums angegeben. Diese Messung ist besonders robust gegenüber theoretischen Unsicherheiten. Des Weiteren wird der Wirkungsquerschnitt in Bezug auf den Akzeptanzbereich des Detektors angegeben. Zum Schluss wird dann der totale inklusive Wirkungsquerschnitt bestimmt, der unabhängig vom Experiment vergleichbar ist.

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut: Im zweiten Kapitel werden das Standardmodell mit Schwerpunkt auf der elektroschwachen Wechselwirkung und das Z -Boson

vorgelegt. Im Anschluss daran wird die Funktionsweise und der Aufbau des ATLAS-Detektors beschrieben. Das vierte Kapitel beschäftigt sich mit der Theorie und der Optimierung des MISSING MASS CALCULATORs. Im fünften Kapitel werden für die Analyse relevante Signal- und Untergrundprozesse vorgestellt. Hieran schließt sich ein Kapitel über die Rekonstruktion der im Signalereignis auftretenden Objekte und eines zur Ereignisselektion mit den finalen Selektionskriterien an. In diesem Kapitel wird auch die Methode erläutert, die zur datenbasierten Abschätzung des QCD-Multijet-Untergrundes verwendet wurde. Das achte Kapitel beschreibt die systematischen Unsicherheiten, die in Folge der Selektion berücksichtigt werden müssen. Im neunten Kapitel wird der Wirkungsquerschnitt bestimmt und anschließend erfolgt eine abschließende Diskussion der Ergebnisse dieser Arbeit.

Kapitel 2

Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik [1] ist sehr erfolgreich und hat sich in den letzten 40 Jahren stark weiterentwickelt. Vorhersagen neuer Teilchen, wie z.B. des W - und des Z -Bosons konnten experimentell bestätigt werden. Im Folgenden soll das SM kurz vorgestellt werden. Für genauere Ausführungen wird auf die Literatur verwiesen, als Beispiele seien [2–5] genannt.

2.1 Die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen

Bei den Elementarteilchen unterscheidet man solche mit halbzahligem Spin (Fermionen) und solche mit ganzzahligem Spin (Bosonen). Während die Fermionen die uns umgebende Materie aufbauen, sind die Bosonen die Austauscheteilchen der Wechselwirkungen. Fermionen lassen sich weiter unterteilen in farblose Leptonen und farbgeladene Quarks¹. Letztere lassen sich nur in farblosen Zusammensetzungen (Hadronen) beobachten. Dabei unterscheidet man zwischen Mesonen ($q\bar{q}$) und Baryonen (qqq bzw. $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$). In Tab. 2.1 sind alle Fermionen zusammen mit ihren Massen aufgelistet.

Es gibt vier fundamentale Kräfte: starke Kraft, elektromagnetische Kraft, schwache Kraft und Gravitation. Einen Überblick über die Wechselwirkungen gibt Tab. 2.2. Die Gravitation spielt hierbei eine Sonderrolle, da sie auf subatomarer Ebene so schwach ist, dass sie im Vergleich zu den anderen Kräften vernachlässigt werden kann. Zudem hat man das Graviton bislang noch nicht nachgewiesen. Es gibt auch

Leptonen			Quarks		
Name	Symbol	Masse [MeV]	Name	Symbol	Masse [MeV]
Elektronneutrino	ν_e	$< 2 \times 10^{-6}$	Up	u	2
Myoneneutrino	ν_μ	< 0.2	Down	d	5
Tauneutrino	ν_τ	< 18	Strange	s	100
Elektron	e	0.511	Charm	c	1200
Myon	μ	106	Bottom	b	4200
τ -Lepton	τ	1777	Top	t	174000

Tabelle 2.1 – Die Fermionen des Standardmodells und ihre Massen [2, 6].

¹Die Farbladung ist eine Eigenschaft der Quarks, die sie stark wechselwirken lässt.

Wechselwirkung	stark	em	schwach	Gravitation
Austauschboson	8 Gluonen g	Photon γ	W^\pm, Z^0	Graviton?
Lebensdauer [s]	$\sim 10^{-23}$	$10^{-20} \sim 10^{-16}$	10^{-13} bis 15 min	-
Ladung [e]	0	0	$\pm 1, 0$	0
Masse [GeV]	0	0	80.4, 91.2	0
Spin	1	1	1	2

Tabelle 2.2 – Eigenschaften der Wechselwirkungen und ihrer Austauscheteilchen [2, 4, 7]. Mit der Lebensdauer ist die typische Lebensdauer eines Teilchens, welches über die entsprechende Wechselwirkung zerfällt, gemeint.

noch keine Quantentheorie zur Gravitation.

Die einfachste und am besten verstandene Wechselwirkung ist die elektromagnetische Wechselwirkung, beschrieben durch die Quantenelektrodynamik (QED). Sie wirkt auf alle elektrisch geladenen Teilchen, also alle Quarks und geladenen Leptonen, nicht aber auf Neutrinos. Ihr Austauscheteilchen ist das masselose Photon. Die elektromagnetische Kraft besitzt ein $\frac{1}{r}$ Potential und hat damit eine unendliche Reichweite.

Die starke Wechselwirkung wird von der Quantenchromodynamik (QCD) [8] beschrieben. Die Austauscheteilchen dieser Wechselwirkung heißen Gluonen. Sie sind ebenfalls masselos und tragen Farbladung. Da die starke Wechselwirkung an die Farbladung koppelt, nehmen nur die Quarks und die Gluonen an der starken Wechselwirkung teil. Die Möglichkeit zur Selbstkopplung ist der Grund, weshalb diese Wechselwirkung trotz masseloser Eichbosonen keine unendliche Reichweite hat.

Die schwache Wechselwirkung koppelt an die schwache Ladung (schwacher Isospin), die von allen Quarks und Leptonen getragen wird. Die Austauscheteilchen dieser Wechselwirkung sind das Z^0 -Boson und die W^\pm -Bosonen. Alle drei sind massiv und tragen die schwache Ladung. Da die Austauscheteilchen massiv sind, hat die schwache Wechselwirkung nur eine kurze Reichweite. Ist das Z -Boson an der Wechselwirkung beteiligt, so spricht man von neutralen Strömen, diese koppeln sowohl an links- als auch an rechtshändige Fermionen. Im Gegensatz dazu werden Prozesse mit den W^\pm -Bosonen als geladene Ströme bezeichnet, diese koppeln nur an linkshändigen Fermionen.

Die Wechselwirkungen lassen sich als Eichgruppe der Form $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ² darstellen [3]. Dabei beschreibt die $SU(3)_C$ die zugrundeliegende Eichgruppe der starken Wechselwirkung, die auf die Farbladung wirkt. Mit der Symmetriegruppe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ können die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht werden (siehe Abschnitt 2.3). Dabei wirkt die $SU(2)_L$ auf den schwachen Isospin und die $U(1)_Y$ auf die schwache Hyperladung. Alle Fermionen lassen sich nach ihren Eigenschaften in Familien einteilen, die linkshändige (L) Dubletts und rechtshändige (R) Singulets bilden. Die

² $U(n)$ bezeichnet die unitäre Gruppe. $SU(n)$ ist eine Untergruppe der $U(n)$ und heißt die spezielle unitäre Gruppe. Sie umfasst alle komplexen und unitären $n \times n$ -Matrizen mit Determinante 1.

Fermionen	Familien			Q [e]	I_3	Y	T
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0	$\frac{1}{2}$	-1	$\frac{\tau}{2}$
	e_R	μ_R	τ_R	-1	$-\frac{1}{2}$	-1	$\frac{\tau}{2}$
				-1	0	-2	0
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{\tau}{2}$
	u_R	c_R	t_R	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{\tau}{2}$
	d_R	s_R	b_R	$\frac{2}{3}$	0	$\frac{4}{3}$	0
			$-\frac{1}{3}$	0	$-\frac{2}{3}$	0	

Tabelle 2.3 – Die Quantenzahlen der Fermionen des Standardmodells [3, 9]. Q steht für die Ladung, I_3 ist die dritte Komponente des Isospins und Y steht für die schwache Hyperladung. Die Eigenzustände der elektroschwachen Wechselwirkung d', s', b' sind über die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix mit den Masseneigenzuständen d, s, b verbunden. Ähnliches gilt für die Neutrinos. Ihre Eigenzustände der elektroschwachen Wechselwirkung ν_e, ν_μ, ν_τ sind über die Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata-Matrix mit den Masseneigenzuständen ν_1, ν_2, ν_3 verbunden. Ausführlich beschrieben z.B. in [2]. Genau genommen müssten auch die Neutrinos eine rechtshändige Komponente haben, diese wurde bislang noch nicht beobachtet.

Fermionen in Abhängigkeit ihrer Familien und ihrer Quantenzahlen sind in Tab. 2.3 zusammengefasst.

2.2 Eichtheorien

Das Standardmodell basiert auf dem Prinzip der Eichtheorien und lässt sich durch eine Kombination der unitären Symmetriegruppen $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ darstellen. Ein wichtiger Bestandteil der Eichtheorien ist die lokale Eichinvarianz. Das Prinzip der lokalen Eichinvarianz soll am Beispiel der $U(1)$ gezeigt werden. Das Eichprinzip besagt, dass sich die Schrödingergleichung unter folgender lokaler Transformation der Wellenfunktion ψ nicht ändern sollte

$$\psi \rightarrow \psi' = \exp(i\chi(\vec{x}, t)) \psi, \quad (2.1)$$

wobei $\chi(\vec{x}, t)$ eine beliebige zeit- und ortsabhängige Phase bezeichnet. Setzt man nun ψ und ψ' in die Schrödingergleichung ($\hbar = 1$)³

$$-\frac{1}{2m} \nabla^2 \psi(\vec{x}, t) = i \frac{\partial \psi(\vec{x}, t)}{\partial t} \quad (2.2)$$

ein, so sieht man, dass die Schrödingergleichung nicht invariant ist unter der Transformation (2.1).

³In dieser Arbeit werden die natürlichen Einheiten mit $\hbar = c = 1$ benutzt. Damit werden Energien in der Einheit eV ausgedrückt.

Betrachtet man nun ein Teilchen mit Ladung q und Masse m in einem elektrischen Feld, so hat die Schrödingergleichung folgende Form [3]:

$$\left\{ \frac{1}{2m} \left(-i\vec{\nabla} + q\vec{A} \right)^2 + q\phi \right\} \psi(\vec{x}, t) = i \frac{\partial \psi(\vec{x}, t)}{\partial t}$$

Hierbei bezeichnet ϕ das skalare Potential und \vec{A} das Vektorpotential. Die Potentiale transformieren sich wie folgt:

$$\begin{aligned} \vec{A} &\rightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \nabla\chi \\ \phi &\rightarrow \phi' = \phi - \frac{\partial\chi}{\partial t}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Führt man nun die Transformationen (2.1) und (2.3) gleichzeitig durch, so ist die Eichinvarianz der Schrödingergleichung wieder gegeben. Das Prinzip lässt sich auch auf relativistische Wellengleichungen übertragen. Für ein freies Teilchen mit Spin 1/2 lautet die Dirac-Gleichung:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi(x) = 0^4. \quad (2.4)$$

Diese ist nicht invariant unter der Transformation (2.1). Eichinvarianz im feldfreien Raum ist also nicht gegeben. Betrachtet man die Dirac-Gleichung eines Teilchens im elektromagnetischen Feld ausgedrückt durch das Viererpotential $A^\mu = (\phi, \vec{A})$:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi(x) = q\gamma^\mu A_\mu(x) \psi(x), \quad (2.5)$$

so zeigt sich, dass mit dem Einführen eines zusätzlichen Vektorfeldes (elektromagnetisches Feld) und den kombinierten Transformationen

$$A^\mu \rightarrow A'^\mu = A^\mu + \nabla\chi \quad \text{und} \quad \psi(x) \rightarrow \psi'(x) = \exp(iq\chi) \psi(x) \quad (2.6)$$

die Dirac-Gleichung invariant wird. Vereinfacht man (2.5) durch die Einführung der kovarianten Ableitung

$$D^\mu = \partial^\mu + iqA^\mu, \quad (2.7)$$

so ergibt sich die Dirac-Gleichung in ihrer allgemeinen Form

$$(i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi(x) = 0. \quad (2.8)$$

Zusammenfassend kann man sagen, dass durch die Forderung nach Eichinvarianz zusätzliche Vektorfelder eingeführt werden müssen, die sich mit den Austauschteilchen, auch Eichbosonen genannt, identifizieren lassen.

⁴In dieser Arbeit wird die einsteinsche Summenkonvention verwendet, d.h. über doppelt auftretende Indices innerhalb eines Produktes wird summiert.

2.3 Die elektroschwache Vereinigung

Da sich diese Arbeit insbesondere mit dem Z -Boson beschäftigt, soll die elektroschwache Vereinigung hier näher beschrieben werden.

Das Standardmodell der elektroschwachen Vereinigung gilt als eine der erfolgreichsten Theorien. Bis heute konnten viele Vorhersagen experimentell bestätigt werden und trotz zahlreicher Versuche konnte bisher kaum eine Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment nachgewiesen werden.

Die Theorie der elektroschwachen Vereinigung wurde 1967 von Glashow, Weinberg und Salam (GWS) [10–12] entwickelt und baut auf der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Symmetriegruppe auf. Dabei ist zu beachten, dass die $SU(2)_L$ -Symmetriegruppe nur die Kopplung an linkshändige Fermionen beschreibt, diese bilden Dubletts und haben schwachen Isospin $I_3 = \pm \frac{1}{2}$, während rechtshändige Fermionen in Singulets vorkommen und Isospin $I_3 = 0$ haben.

Die schwache Hyperladung Y lässt sich über die Gell-Mann-Nishijima-Relation

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y \quad (2.9)$$

mit der Ladung Q und der 3. Komponente des schwachen Isospins I_3 verknüpfen. Das Transformationsverhalten eines linkshändigen Dubletts der $SU(2)_L$ bezüglich des Isospins lässt sich folgendermaßen schreiben

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}'_L = \exp\left(i\frac{g}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\beta}(x)\right) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad (2.10)$$

hierbei ist $\boldsymbol{\beta}$ ein Vektor mit drei Komponenten, g die Kopplungskonstante des schwachen Isospins und $\boldsymbol{\tau}$ steht für die drei Pauli-Matrizen. Ebenso kann eine Phasentransformation der schwachen Hyperladung formuliert werden

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}'_L &= \exp\left(i\left(\frac{g'}{2}Y_L\right)\chi(x)\right) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \\ e'_R &= \exp\left(i\left(\frac{g'}{2}Y_R\right)\chi(x)\right) e_R. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Mit g' ist die Kopplungskonstante der schwachen Hyperladung gemeint.

Um Eichinvarianz gegenüber lokalen Transformationen zu erhalten, müssen für die $SU(2)_L$ drei Vektorfelder (W_1^μ , W_2^μ und W_3^μ) und für die $U(1)_Y$ ein einzelnes Vektorfeld (B^μ) eingeführt werden. Mit diesen hat die kovariante Ableitung folgende Gestalt:

$$D^\mu = \partial^\mu + ig\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}^\mu + i\frac{g'}{2}YB^\mu. \quad (2.12)$$

Dabei hängt \mathbf{T} vom Isospin ab. Für alle linkshändigen Fermionen ist $\mathbf{T} = \boldsymbol{\tau}/2$ und für die rechtshändigen ist $\mathbf{T} = 0$ (siehe Tab. 2.3). Damit kann das Transformationsverhalten für die einzelnen Fermionen berechnet werden. Betrachtet man die

linkshändigen Leptonen und ihre Kopplung an die Felder der W -Bosonen, so ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$W^{(\pm)\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1^\mu \pm W_2^\mu). \quad (2.13)$$

Betrachtet man die Kopplung der Neutrinos an die Vektorfelder, so zeigt sich, dass das Neutrino sowohl an das Feld W_3^μ als auch an B^μ koppelt. Es lässt sich also keines der Felder mit dem elektromagnetischen Feld A^μ identifizieren, da dieses nicht an das Neutrino koppelt. Daher drückt man A^μ durch eine Linearkombination der beiden Felder aus, wobei diese so gewählt wird, dass A^μ nicht an das Neutrino koppelt. Ferner muss Z^μ orthogonal zu A^μ sein, sodass sich beide folgendermaßen ausdrücken lassen:

$$A^\mu = B^\mu \cos \theta_W + W_3^\mu \sin \theta_W \quad (2.14)$$

$$Z^\mu = -B^\mu \sin \theta_W + W_3^\mu \cos \theta_W. \quad (2.15)$$

θ_W ist der schwache Mischungswinkel und steht mit den Kopplungskonstanten der elektroschwachen Wechselwirkung in folgendem Zusammenhang:

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.16)$$

Aus der Tatsache, dass rechtshändige Elektronen ausschließlich an das B^μ -Feld koppeln, kann ein Zusammenhang zwischen der Elementarladung, den Kopplungskonstanten und dem schwachen Mischungswinkel geschlossen werden:

$$e = g' \cos \theta_W = g \sin \theta_W. \quad (2.17)$$

Um den W - und Z -Bosonen ihre Masse zu verleihen, muss ein skalares Feld, das sogenannte Higgs-Feld [13–15], eingeführt werden, welches mit den Eichbosonen wechselwirkt. In der einfachsten Darstellung besteht das Higgs-Feld aus vier reellen Feldern ϕ_i , die ein Dublett bezüglich des schwachen Isospins bilden

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_3 + i\phi_4 \\ \phi_1 + i\phi_2 \end{pmatrix} \quad (I = \frac{1}{2}, Y = 1). \quad (2.18)$$

Mit diesem Higgs-Feld lässt sich die Lagrange-Dichte schreiben als

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Eich} \\ &= (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) + \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.19)$$

mit den Feld-Tensoren

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g \epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \\ f_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \end{aligned} \quad (2.20)$$

und den Parametern des Higgs-Potentials μ und λ .

Diese Lagrange-Dichte ist sowohl invariant unter lokalen Transformationen der Eichgruppe $U(1)_Y$

$$\begin{aligned}\Phi(x) &\rightarrow \Phi'(x) = \exp\left(i\frac{g'}{2}\chi(x)\right)\Phi(x), \\ B^\mu(x) &\rightarrow B'^\mu(x) = B^\mu(x) - \partial^\mu\chi(x),\end{aligned}\tag{2.21}$$

als auch unter lokalen Transformationen der $SU(2)_L$

$$\begin{aligned}\Phi(x) &\rightarrow \Phi'(x) = \exp\left(i\frac{g}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\beta}(x)\right)\Phi(x), \\ \mathbf{W}^\mu(x) &\rightarrow \mathbf{W}'^\mu(x) = \mathbf{W}^\mu(x) - \partial^\mu\boldsymbol{\beta}(x) - g[\boldsymbol{\beta}(x) \times \mathbf{W}^\mu(x)].\end{aligned}\tag{2.22}$$

Der Grundzustand des Higgs-Feldes ist gegeben durch

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} o \\ v \end{pmatrix}.\tag{2.23}$$

Entwickelt man das Feld um seinen Grundzustand

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} o \\ v + \eta(x) \end{pmatrix}\tag{2.24}$$

und setzt es in die Lagrange-Dichte (2.19) ein, so erhält man

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \left[\frac{1}{2}(\partial^\mu\eta)(\partial_\mu\eta) - \mu^2\eta^2 \right] - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}f_{\mu\nu} f^{\mu\nu} \\ &+ \frac{1}{2} \cdot \frac{g^2 v^2}{4} (|W_\mu^{(+)}|^2 + |W_\mu^{(-)}|^2) + \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{4} |g'B_\mu - gW_{3\mu}|^2.\end{aligned}\tag{2.25}$$

Aus dieser Lagrange-Dichte lassen sich folgende Eigenschaften ableiten:

- Das neutrale Higgs-Teilchen (η) erhält eine Masse $M_{Higgs} = \sqrt{2}\mu$.
- Die geladenen W -Bosonen erhalten eine Masse $M_W = \frac{gv}{2}$.
- Mit (2.16) und (2.17) kann man aus dem letzten Term den Zusammenhang

$$M_Z = \frac{gv}{2 \cos \theta_W} = \frac{M_W}{\cos \theta_W}\tag{2.26}$$

erhalten. Mit diesem lässt sich der schwache Mischungswinkel experimentell zu $\sin^2 \theta_W \approx 0.23$ bestimmen [6].

- Da das elektromagnetische Viererpotential A_μ nicht vorkommt, ist das Photon im Standardmodell im Einklang mit dem Experiment masselos.

Dieser Mechanismus zur Massenerzeugung wird als spontane Symmetriebrechung bezeichnet.

2.4 Proton-Proton-Kollisionen

Beim LHC werden hochenergetische Protonen zur Kollision gebracht. Bei den hier auftretenden Wechselwirkungen wechselwirken nicht die Protonen direkt miteinander, sondern die Quarks und Gluonen, die das Proton bilden. Diese Wechselwirkungen lassen sich mit Hilfe des Parton-Modells verstehen. Dieses geht davon aus, dass sich die Protonen aus einzelnen Konstituenten, sogenannten *Partonen*, zusammensetzen. In diesem Modell wird die Wechselwirkung durch Prozesse der Art $q\bar{q} \rightarrow X$ beschrieben. Da in dieser Arbeit der Prozess $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ untersucht werden soll, wird dieser Prozess als Beispiel dienen. Auf Partonniveau bedeutet dies $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ oder kurz $q\bar{q} \rightarrow e\mu + 4\nu$.

Ein für die Analyse wichtiger Bestandteil ist die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes. Dieser gibt Aufschluss über die relative Rate, mit der es zu dem untersuchten Zerfallsprozess kommt. Für den Wirkungsquerschnitt ist der Übergang von $q\bar{q} \rightarrow e\mu + 4\nu$ zu $pp \rightarrow e\mu + 4\nu$ wichtig. Dabei wendet man das Faktorisierungstheorem an. Dieses besagt, dass sich der Wirkungsquerschnitt aus zwei Teilen zusammensetzen lässt. Der erste Teil beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass das eine Proton bei der Kollision auf ein einzelnes Parton mit Impulsanteil x_i trifft, ausgedrückt durch die Partondichtefunktionen (PDF) $f_{q/p}(x_i, Q^2)$. Hierbei steht Q^2 für die Faktorisierungsskala, die für den hier betrachteten Prozess die Größe der Z -Masse (M_Z) annimmt. Der zweite Teil beschreibt den Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}$, der den Prozess der Wechselwirkung zwischen den beiden Partonen beschreibt ($q\bar{q} \rightarrow e\mu + 4\nu$). Mit diesen Annahmen lässt sich der Wirkungsquerschnitt folgender-

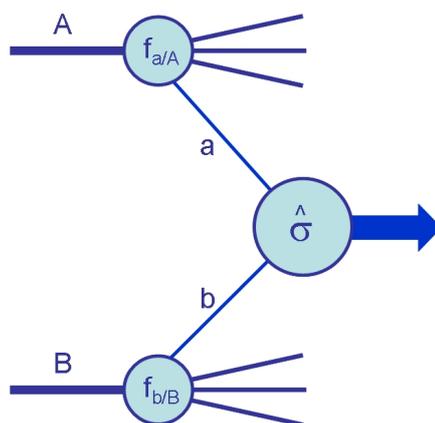


Abbildung 2.1 – Darstellung einer Proton(A)-Proton(B)-Streuung. Die Wechselwirkung der Partonen a,b ergibt den Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}$ [16].

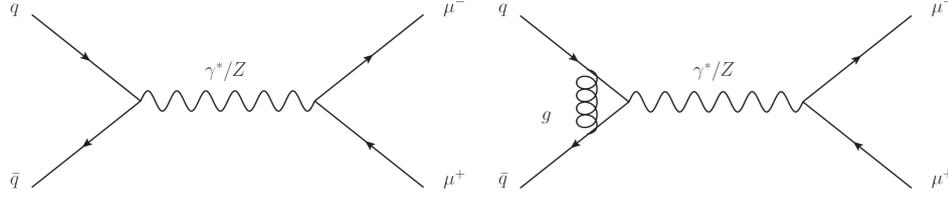


Abbildung 2.2 – Feynman-Diagramme für den Prozess $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \mu\mu$ in führender Ordnung (links) und nächsthöhere Ordnung (rechts) [17].

maßen schreiben [16]:

$$\sigma_{AB} = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}(x_b, Q^2) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}. \quad (2.27)$$

Dabei bedeutet $AB = pp$, $ab = q\bar{q}, \bar{q}q$ und $X = e\mu$. Zur Verdeutlichung ist dieser Prozess in Abb. 2.1 schematisch dargestellt.

Für theoretische Berechnungen ist die Kenntnis der PDFs und des Wirkungsquerschnittes $\hat{\sigma}$ von Bedeutung. Die PDFs lassen sich z.B. mit tiefinelastischen Streuversuchen untersuchen. Der Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}$ lässt sich theoretisch berechnen. Dabei werden nicht nur Prozesse führender Ordnung (LO für englisch *leading order*) berücksichtigt, sondern auch solche höherer Ordnung (siehe Abb. 2.2). Abhängig vom Prozess sind momentan Berechnungen bis zu NNLO (*next-to-next-to-leading order*) möglich.

2.5 Z-Boson-Produktion am LHC

Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes $\hat{\sigma}$ für die Z-Produktion ist von großer Bedeutung. Dieser lässt sich wie folgt in führender Ordnung berechnen [16]:

$$\hat{\sigma}^{q\bar{q}} = \frac{\pi}{3} \sqrt{2} G_F M_Z^2 (v_q^2 + a_q^2) \delta(\hat{s} - M_Z^2). \quad (2.28)$$

Dabei ist G_F die Fermi-Kopplungskonstante, $v_q(a_q)$ die Vektor- (Axialvektor-) Kopplung zwischen dem Z-Boson und den Quarks und $\hat{s} = x_a x_b s$ die Schwerpunktsenergie zum Quadrat der Partonen. Um beispielsweise $\hat{\sigma}$ für den Prozess $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \tau\tau$ zu erhalten, muss dieser mit dem entsprechenden Verzweigungsverhältnis $\text{BR}(Z \rightarrow \tau\tau)$ multipliziert werden.

Aus NNLO Berechnungen konnte der Wirkungsquerschnitt für eine Schwerpunktsenergie von 7 TeV auf Hadronniveau zu $\sigma_{Z \rightarrow \ell\ell} = 0.969 \pm 0.048$ nb bestimmt werden [18]. Am LEP⁵ wurde das Z-Boson mit Präzisionsmessung näher erforscht. Dabei wurde die Z-Masse zu 91.1875 ± 0.0021 GeV bestimmt [19]. Unter anderem wurden dort

⁵Der *Large Electron Positron Collider* war von 1989 bis 2000 am CERN in Betrieb.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
e^+e^-	3.363 ± 0.004
$\mu^+\mu^-$	3.366 ± 0.007
$\tau^+\tau^-$	3.367 ± 0.008
$\nu\bar{\nu}$	20.00 ± 0.06
Hadronen	69.91 ± 0.06

Tabelle 2.4 – Experimentell bestimmte Verzweigungsverhältnisse der Zerfallskanäle des Z -Bosons [6].

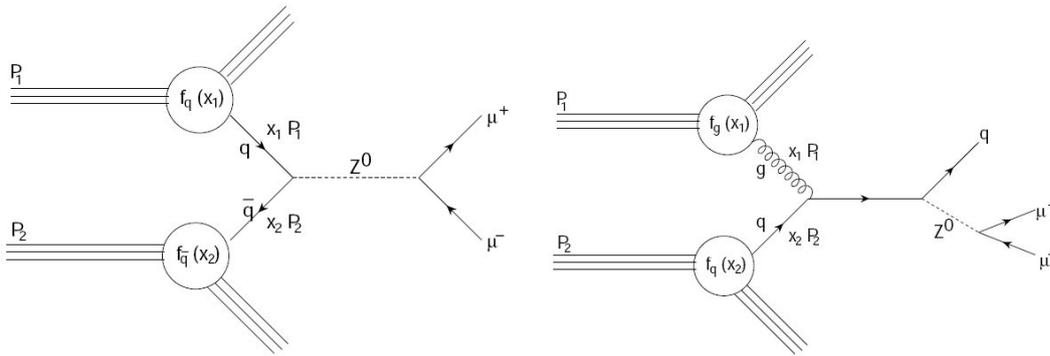


Abbildung 2.3 – Hauptprozesse der Z -Produktion [20]: führende Ordnung (links), nächsthöhere Ordnung (rechts).

die möglichen Zerfallskanäle und ihre Verzweigungsverhältnisse untersucht. Aus Tab. 2.4 wird ersichtlich, dass das Z -Boson meistens in Hadronen zerfällt. Der für diese Arbeit interessante Zerfall in zwei τ -Leptonen ist verhältnismäßig selten (3.37%). Das τ -Lepton hat nur eine kurze Lebensdauer (2.906×10^{-13} s) und zerfällt anschließend in $e\bar{\nu}_e\nu_\tau$ (18%), $\mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ (17%) oder hadronisch⁶ (65%) [6]. Daraus ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit von etwa 6%, dass die τ -Leptonen aus dem Z -Boson in ein Elektron und ein Myon zerfallen. Da jeweils zwei τ -Leptonen produziert werden, unterscheidet man zwischen leptonischen, semileptonischen und hadronischen Endzuständen.

Die wichtigsten zwei Prozesse (führende Ordnung und nächsthöhere Ordnung) der Z -Bosonproduktion mit anschließendem Zerfall in zwei Leptonen sind:

$$\begin{aligned}
 q\bar{q} &\rightarrow Z^0 \rightarrow \ell^+\ell^- && (65\%), \\
 qg &\rightarrow qZ^0 \rightarrow q\ell^+\ell^- && (35\%).
 \end{aligned}$$

Beide Prozesse sind in Abb. 2.3 schematisch dargestellt.

⁶Hier entsteht neben den Hadronen auch ein τ -Neutrino, somit ist dies genau genommen ein semihadronischer Zerfall.

Kapitel 3

Das ATLAS-Experiment am LHC

3.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) ist der größte Teilchenbeschleuniger weltweit. Er liegt in der Nähe von Genf am europäischen Forschungszentrum CERN etwa 100 m tief unter der Erde mit einem Umfang von 26.7 km. Hier können in zwei Rohren Protonen bzw. Schwerionen in entgegengesetzter Richtung über ein Hochfrequenzsystem beschleunigt werden, die dann in den Experimenten zur Kollision gebracht werden. Bei der Designluminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ werden pro Sekunde Pakete von bis zu 10^{11} Protonen 40 Millionen Mal bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV kollidieren. Bei den Schwerionen ist bei einer Schwerpunktsenergie von 5.5 TeV eine Luminosität von $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ geplant.

Um die Teilchen bei so hohen Energien auf eine Kreisbahn mit verhältnismäßig kleinem Radius bringen zu können, werden supraleitende Magnete benötigt, die mit Hilfe von flüssigem Helium auf -271 °C gekühlt werden. Insgesamt wurden am LHC 1232 Dipolmagnete mit einer Länge von je 15 m und 392 Quadrupolmagnete von 5-7 m Länge verbaut.

Am LHC gibt es vier große Experimente mit unterschiedlichen Zielen. CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid) und ATLAS (**A** Toroidal **L**HC **A**pparatu**S**) sind die beiden größten Detektoren und sollen als Allzweckdetektoren ein weites Feld der Physik am LHC abdecken. Das ALICE (**A** Large **I**on **C**ollider **E**xperiment) Experiment soll vor allem die Physik der Schwerionen erforschen und das LHCb Experiment ist spezialisiert auf b-Quark-Physik.

Im Jahr 2010 ist der LHC bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV und einer integrierten Luminosität von 42 pb^{-1} betrieben worden.

3.2 Das ATLAS-Experiment

Der ATLAS-Detektor ist mit einer Länge von 44 m und einem Durchmesser von 25 m der größte Detektor der beschleunigerbasierten Teilchenphysik und wiegt knapp 7000 Tonnen. Abb. 3.1 zeigt einen Querschnitt durch den ATLAS-Detektor und seine vielen Bestandteile. Er wurde speziell zur Untersuchung von Proton-Proton-Kollisionen zur präzisen Vermessung von Spuren, Energien und Impulsen geladener und neutraler Elementarteilchen, die bei den Kollisionen erzeugt werden, entworfen und gebaut. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten des Detektors genauer

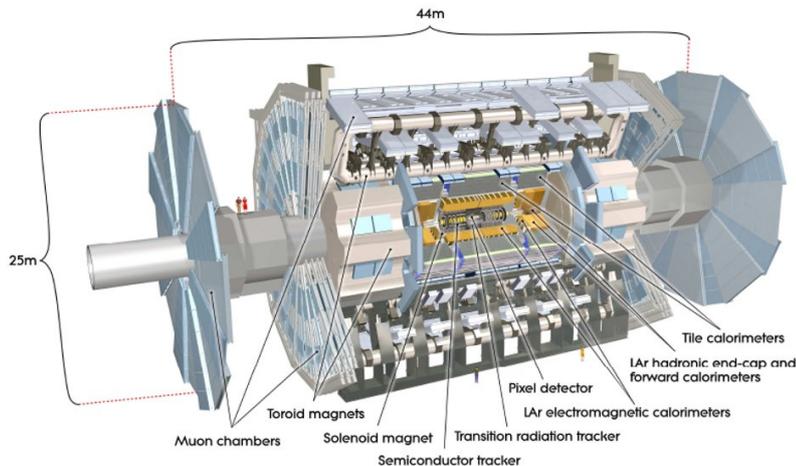


Abbildung 3.1 – Querschnitt durch den ATLAS-Detektor [21].

vorgestellt [21, 22].

3.2.1 Koordinatensystem

Zur sinnvollen Beschreibung der physikalischen Größen und des Detektors werden im Folgenden das verwendete Koordinatensystem und wichtige Fachbegriffe erläutert. Für das Koordinatensystem wurde der Kollisionsspunkt als Ursprung angenommen. Die z -Achse liegt entlang der Strahlrichtung. Die transversale Ebene zum Strahl wird durch die x - y -Ebene beschrieben, wobei die positive x -Achse zum Mittelpunkt des Ringbeschleunigers zeigt und die positive y -Achse nach oben gerichtet ist. Der Azimutalwinkel ϕ wird um die Strahlachse herum gemessen und der Polarwinkel θ von der Strahlachse aus. Die Pseudorapidity ist definiert als $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$. Da die kollidierenden Teilchen vor der Kollision keinen transversalen Impuls haben, sind die transversalen Größen von großer Bedeutung. Hierfür werden der transversale Impuls p_T , die transversale Energie E_T oder die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T in der x - y -Ebene gemessen. Bei der Abstandsmessung in der η - ϕ -Ebene zwischen zwei Teilchen wird der Abstand $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ verwendet.

3.2.2 Der Innere Detektor

Die hohe Wechselwirkungsrate und Teilchenmultiplizität, die bei Designluminosität erreicht wird, führt in der Nähe des Wechselwirkungspunktes zu einer hohen Spurdichte der zu detektierenden geladenen Teilchen. Um bei der Vermessung der Spuren die benötigte Impuls- und Vertexauflösung zu erreichen, sind sehr präzise Messgeräte nötig. Hierfür wurde der Innere Detektor (ID) aus den drei Elementen Pixeldetektor, Siliziumstreifendetektor (SCT) und Übergangsstrahlungsdetektor (TRT) entworfen.

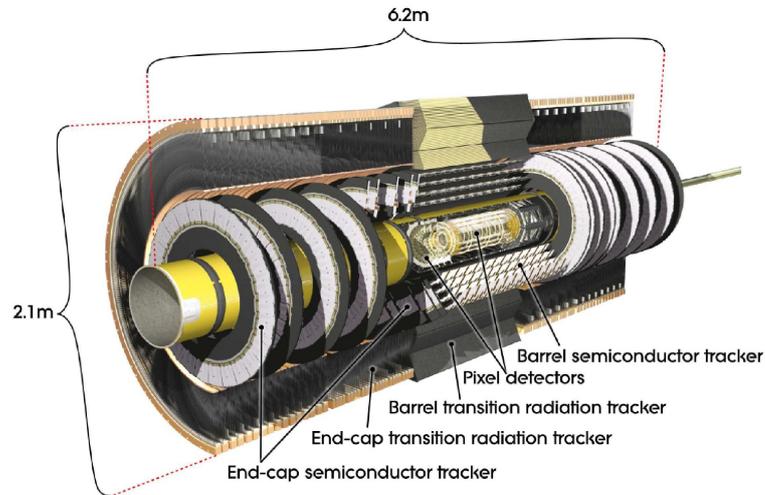


Abbildung 3.2 – Schematische Darstellung des Inneren Detektors [21].

Er ist zylindrisch um die Strahlachse mit einem Durchmesser von 2.1 m angeordnet und erstreckt sich über eine Länge von 6.2 m (siehe Abb.3.2). Außerdem befindet sich um den Inneren Detektor der zentrale Solenoidmagnet, der ein 2 Tesla starkes Magnetfeld erzeugt. Durch das Magnetfeld werden die Spuren der geladenen Teilchen gekrümmt und eine Messung von Impuls und Ladung der Teilchen ermöglicht.

Der Pixeldetektor liegt am Wechselwirkungspunkt direkt um das Strahlrohr. Er ist ein Halbleiterdetektor und besteht aus 3 zylindrischen Lagen im Zentralbereich und aus je 3 Scheiben senkrecht zur Strahlachse in den Endkappen. Die Pixellagen sind in Segmente in der $R - \phi$ -Ebene und in z -Richtung unterteilt, wobei jedes Pixel eine Größe von $50 \times 400 \mu$ hat.

An den Pixeldetektor schließt sich der Siliziumstreifendetektor an, der aus 8 Lagen im Zentralbereich und aus 9 Scheiben in den Endkappen besteht. Die Siliziumstreifen sind im Zentralbereich parallel zur Strahlachse und etwas verdreht zueinander angeordnet, um eine bessere Auflösung zu erhalten.

Während der Pixeldetektor und der Siliziumstreifendetektor einen Bereich von $|\eta| < 2.5$ abdecken, deckt der Übergangsstrahlungsdetektor (TRT) nur einen Bereich bis $|\eta| < 2.0$ ab. Bei diesem Detektorelement handelt es sich um eine Mischung aus Übergangsstrahlungsdetektor und Driftkammer. Hier werden im Durchschnitt 36 Treffer pro Spur gezählt, welche von den Driftröhren, die mit einem Gasgemisch - hauptsächlich Xenon - gefüllt sind, detektiert werden. Eingebettet sind die Röhren in einen speziellen Schaum aus Polyethylen. Eintreffende Elektronen erzeugen hier Übergangsstrahlung in Form von Röntgenstrahlung, die anschließend von dem Xenon absorbiert wird oder über Ionisation nachgewiesen wird. Der Übergangsstrahlungsdetektor dient also insbesondere zum Nachweis von Elektronen [23], bzw. zur Trennung

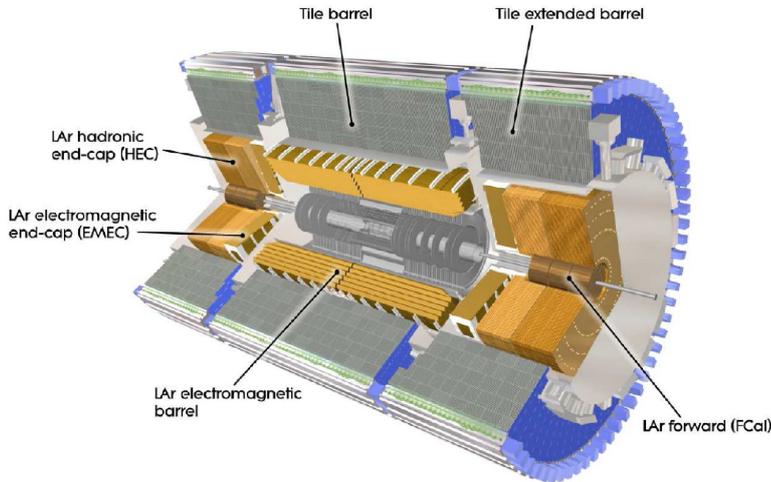


Abbildung 3.3 – Schematische Darstellung des elektromagnetischen Kalorimeters [21].

der Elektronen von anderen Teilchen, hauptsächlich Pionen. Die Röhren sind im Zentralbereich parallel zur Strahlachse angeordnet, haben einen Durchmesser von 44 mm und sind 144 cm lang. In den Endkappen sind die Röhren 37 cm lang und radial in Rädern angeordnet. Die Kombination aus hochpräzisen Spurdetektoren bei kleinen Radii und dem Übergangsstrahlungsdetektor bei größeren Radii ermöglicht eine genaue und robuste Messung sowohl in der $R - \phi$ -Ebene als auch in z -Richtung. Zur Impulsmessung tragen besonders die äußeren Driftröhren bei. Die Halbleiterdetektoren ermöglichen eine Bestimmung des Stoßparameters.

Spuren geladener Teilchen oberhalb eines Impulses von $p_T > 0.5 \text{ GeV}$ und mit $|\eta| < 2.5$ können im Inneren Detektor rekonstruiert und gemessen werden. Für kleinere Impulse ist die Nachweiswahrscheinlichkeit durch den hohen Anteil an Detektormaterial begrenzt.

Dieser Aufbau ermöglicht eine Impulsauflösung von $\sigma_{p_T}/p_T = 0.05 \% p_T \oplus 1 \%$ in der transversalen Ebene [21].

3.2.3 Die Kalorimeter

Die Kalorimeter haben die Aufgabe Elektronen, Photonen und Jets zu rekonstruieren, zu identifizieren und ihre Energie sowie die fehlende transversale Energie (\cancel{E}_T) zu bestimmen. Für die Elektronen und Photonen wurde das elektromagnetische Kalorimeter optimiert, während das hadronische Kalorimeter Hadronen detektiert. In Abb. 3.3 ist der Aufbau der Kalorimeter dargestellt. Die Kalorimeter decken einen Bereich bis zu $|\eta| < 4.9$ ab. Im Bereich des Inneren Detektors ist die Granularität feiner. Dies ermöglicht eine sehr präzise Messung der Elektronen und Photonen, während die gröbere Granularität in den übrigen Bereichen ausreichend für die

Jetrekonstruktion und die Berechnung der fehlenden Energie ist.

Das elektromagnetische Kalorimeter ist in zwei Bereiche unterteilt, den zentralen Bereich ($|\eta| < 1.475$) und die Endkappen ($1.375 < |\eta| < 3.2$). Jeder Bereich ist von seinem eigenen Kryostaten umgeben. Der zentrale Bereich ist in zwei identische Teile geteilt mit einem schmalen Spalt bei $x = 0$. Auch in den Endkappen ist das Kalorimeter geteilt, in ein inneres und ein äußeres Rad, wobei der Übergang bei $\eta = 2.5$ ist. Um eine Symmetrie in ϕ zu erhalten, sind die Absorberplatten aus Blei wie ein Akkordeon angeordnet. Zwischen den Absorbern befindet sich flüssiges Argon als Nachweismittel. Die Dicke des Kalorimeters wurde in den einzelnen Bereichen separat optimiert, ebenso die Granularität. Insgesamt kommt das elektromagnetische Kalorimeter auf 190 000 Auslesezellen. Um den Energieverlust der Elektronen und Photonen durch das Detektormaterial (insbesondere des Solenoidmagnets) zu korrigieren, befindet sich im Bereich $|\eta| < 1.8$ ein *presampler*, der aus einer aktiven Argonlage besteht. Durch die Wahl dieses Aufbaus erreicht das elektromagnetische Kalorimeter eine Energieauflösung für Elektronen und Photonen von $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$ [21]. Das hadronische Kalorimeter lässt sich in drei Teile unterteilen: Das Kachel- (*tile*), das hadronische Liquid Argon (LAr) Kalorimeter (HEC) und das Vorwärtskalorimeter (FCal). Das Kachelkalorimeter umschließt das elektromagnetische Kalorimeter und ist wiederum in einen Zentralbereich ($|\eta| < 1.0$) und zwei Endkappen ($0.8 < |\eta| < 1.7$) unterteilt. Hier wechseln sich Eisenabsorber und Plastiksziellatoren ab. Damit die Hadronen ihre gesamte Energie im hadronischen Kalorimeter deponieren können (im elektromagnetischen verlieren sie nur einen geringen Anteil ihrer Energie), hat es sehr große Ausmaße. Der innere Radius beträgt 2.28 m und der äußere 4.25 m, das entspricht etwa 10 hadronischen Wechselwirkungslängen.

Das hadronische LAr Kalorimeter befindet sich direkt hinter den Endkappen des elektromagnetischen Kalorimeters, mit dem es sich einen gemeinsamen Kryostaten teilt. Es ist in zwei unabhängige Räder unterteilt, die einen Bereich von $1.5 < |\eta| < 3.2$ abdecken. Somit überschneidet sich das hadronische LAr sowohl mit dem Kachel-, als auch mit dem Vorwärtskalorimeter. Die einzelnen Räder sind wiederum in zwei Segmente unterteilt, sodass es insgesamt vier Lagen gibt. Diese bestehen aus unterschiedlich dicken parallelen Kupferplatten, die keilförmig die Räder bilden. Zwischen den Kupferplatten befindet sich wiederum flüssiges Argon als Nachweismedium.

Die Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters für Jets beträgt $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ für $|\eta| < 3.2$ [21].

Auch das Vorwärtskalorimeter ist in die Kryostaten der Endkappen integriert ($3.1 < |\eta| < 4.9$). Um Rückstrahlung von Neutronen zum Inneren Detektor zu reduzieren, wurde dieser Teil des Kalorimeters etwas nach außen versetzt, schließt also nicht direkt an das elektromagnetische Kalorimeter an. Das Vorwärtskalorimeter ist in drei Teile unterteilt. Der erste Teil ist aus Kupfer und optimiert für elektromagnetische Messungen, die anderen beiden sind aus Wolfram und dienen hauptsächlich zur Energiebestimmung der hadronischen Wechselwirkungen. Diese Teile dienen als Absorber und sind in Stäben und Röhren parallel zur Strahlachse angeordnet. Als sensitives Material wird LAr verwendet, welches sich zwischen den

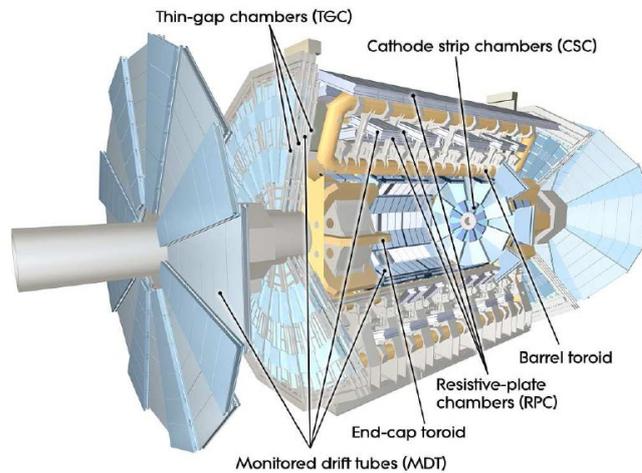


Abbildung 3.4 – Schematische Darstellung des Myonsystems [21].

Stäben und Röhren befindet. Damit kann im Vorwärtsdetektor eine Energieauflösung von $\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$ für Jets erreicht werden.

Bei den Berechnungen der fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T kann eine Auflösung von $\sigma_{\cancel{E}_T} = a \cdot \sqrt{\sum \cancel{E}_T}$ [22] erreicht werden, wobei a Werte zwischen 0.53 und 0.57 annehmen kann.

3.2.4 Das Myonsystem

Die meisten Teilchen deponieren ihre gesamte Energie in den Kalorimetern. Ausnahmen sind Neutrinos, die im Detektor nicht nachgewiesen werden können, und Myonen. Um diese detektieren zu können, befindet sich ein riesiger Toroidmagnet außerhalb des hadronischen Kalorimeters (siehe Abb. 3.4), welches die Myonen auf eine gekrümmte Bahn zwingt. Im Toroidmagnetfeld liegen hochpräzise Myonendetektoren, die eine sehr gute Impulsauflösung ermöglichen.

Das bis zu 8 Tesla starke Magnetfeld wird durch ein System von drei großen Luftspulenmagneten erzeugt. Im Bereich $|\eta| < 1.4$ wird das Feld nur durch den Zentralmagneten aufgebaut, während im Bereich $1.6 < |\eta| < 2.7$ zwei kleinere Endkappenmagnetsysteme die Myonen auf ihrer Spur halten. Der Bereich $1.4 < |\eta| < 1.6$ wird von beiden Magnetsystemen abgedeckt und als Übergangsbereich bezeichnet. Der Zentralmagnet besteht aus acht großen Luftspulen, die in Rennbahnform radial und symmetrisch um die Strahlachse angeordnet sind. Das gleiche Muster wiederholt sich an den Endkappen, nur etwas kleiner und zum zentralen Teil hin um 22.5° versetzt.

Im Zentralbereich sind die Myondetektoren in drei zylindrischen Lagen um die Strahlachse angeordnet, während im Übergangsbereich und in den Endkappen die Lagen in senkrechten Ebenen installiert sind. Die meisten Myondetektoren bestehen

aus sogenannten *Monitored Drift Tubes* (MDT-Kammern). Die MDT-Kammern haben eine Größe von bis zu 6 m Länge und 3 m Breite [23] und bestehen aus zwei Multilagenn mit jeweils drei bis vier Einzelrohrlagen. Bei großen Pseudorapiditäten werden in der innersten Lage *Cathode Strip Chambers* (CSC) verwendet, welche eine höhere Granularität aufweisen und auf dem Prinzip der Vieldrahtproportionalzähler basieren. Mit diesem Aufbau ist eine Messung des Impulses der Myonen mit einer Auflösung von $\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ bei $p_T = 1$ TeV möglich.

Eine weitere wichtige Einheit bildet das Triggersystem im Bereich $|\eta| < 2.4$. Es wird im Zentralbereich von *Resistive Plate Chambers* (RPC) und in den Endkappen von *Thin Gap Chambers* (TGC) gebildet. Die Aufgaben des Triggersystems bestehen darin, Myonen schnell zu erkennen und ihren Impuls zu bestimmen.

3.2.5 Trigger

Das Triggersystem ist in drei verschiedene Level unterteilt: den L1, L2 und einen Ereignisfilter. Der L1 Trigger hat nur begrenzte Detektorinformationen zur Verfügung und sucht nach Myonen, Elektronen, Photonen und *Jets* mit hohem transversalem Impuls, τ -Leptonen, die in Hadronen zerfallen oder nach sehr großer fehlender bzw. transversaler Energie. Damit der L1 Trigger seine Entscheidung innerhalb von $2.5 \mu\text{s}$ treffen kann, stehen ihm nur eine reduzierte Granularität aus den Kalorimetern und die Trigger aus den Myonkammern zur Verfügung. Die Ausleserate wird nach dieser Triggerstufe auf 75 kHz reduziert. Interessante oder auffällige Detektorbereiche werden als *Regions-of-Interest* (RoI) markiert, die durch geographische Koordinaten bestimmt werden. Diese Bereiche werden dann von dem folgenden L2 Trigger besonders berücksichtigt.

Sobald ein Ereignis die Selektionskriterien des L1 passiert hat, wird es an den nächsten Trigger weitergegeben und schließlich an die Datenerfassung. Der L2 Trigger wählt nun unter den vorselektierten Ereignissen aus. Dabei geht er von den RoIs aus, für die er die gesamten Detektorinformationen zur Verfügung hat. Seine Aufgabe ist es, die Triggerrate auf etwa 3.5 kHz bei einer Ereignisverarbeitungszeit von 40 ms zu reduzieren.

Im letzten Schritt reduziert der Ereignisfilter die Rate auf circa 200 Hz. Hierfür arbeitet er mit Offline-Analyseprozeduren.

Im ersten Teil der Datenerfassung, dem Auslesesystem, werden die vollständigen Daten eines Ereignisses, das den L1 passiert, empfangen und temporär in einem lokalen Speicher zwischengespeichert. Danach trifft der L2 Trigger seine Auswahl und übermittelt die Daten an das *event-building system* und schließlich an den Ereignisfilter. Ereignisse, die durch den Ereignisfilter selektiert werden, werden im permanenten Speicher des CERN Computerzentrums gespeichert.

Kapitel 4

Missing Mass Calculator

Die Idee des MISSING MASS CALCULATORS (MMC) wurde von A. Elagin et al. vorgestellt und untersucht [24]. In dieser Arbeit wurde diese Idee aufgegriffen und im Detail auf ATLAS-Daten angewendet und getestet. In diesem Kapitel wird die grundsätzliche Funktionsweise des MMC erklärt und anhand der Analysen näher erläutert. Alle Studien hierzu wurden mit dem PYTHIA $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignissatz durchgeführt, der bei einer Proton-Proton-Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ mit dem ATLAS MC10 tune [25] generiert wurde (siehe auch Abschnitt 5.2). Die rekonstruierten Größen für die folgenden Berechnungen haben die in Kap. 6 und 7 beschriebene Selektion bis einschließlich dem Isolationskriterium durchlaufen.

4.1 Motivation

Die Rekonstruktion der Masse von Resonanzen, wie zum Beispiel des Z -Bosons, die in zwei τ -Leptonen zerfallen, ist aufgrund der anschließend auftretenden Neutrinos schwierig. Bislang gibt es verschiedene Möglichkeiten diese Massen so gut es geht zu rekonstruieren. Zum einen kann die sichtbare Masse aus den Leptonen bzw. Hadronen im Endzustand berechnet werden. Hierbei erhält man eine sehr breite Verteilung, die außerdem zu kleinen Massen hin verschoben ist. Zum anderen gibt es die kollineare Näherung. Sie ist allerdings relativ ineffizient und die Verteilung, die man durch die kollineare Näherung erhält ist ebenfalls sehr breit. Daher ist der Gedanke naheliegend, das Problem der Massenrekonstruktion zu optimieren. Dies würde insbesondere eine besser Trennung von Signal und Untergrund ermöglichen und dadurch z.B. die Higgs-Boson-Suche bedeutend erleichtern.

4.2 Kollineare Näherung

Die kollineare Näherung [27] ist eine der geläufigsten Methoden zur Massenrekonstruktion und z.B. in [28] ausführlich beschrieben. Abb. 4.1 zeigt schematisch den Zerfall und motiviert die notwendigen Annahmen.

- In der kollinearen Näherung geht man davon aus, dass die Zerfallsprodukte des τ -Leptons (also das Lepton und die zwei Neutrinos) in dieselbe Richtung fliegen, wie zuvor das τ -Lepton. Diese Annahme wird durch die Tatsache motiviert, dass die τ -Leptonen wesentlich leichter sind als das Z -Boson und daher einen

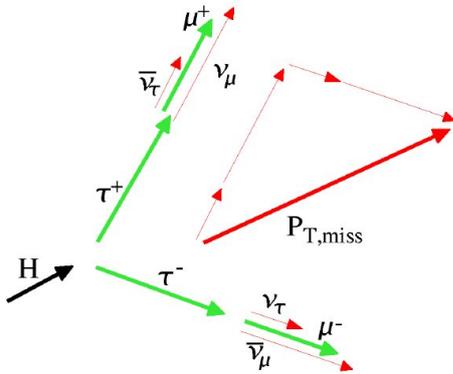


Abbildung 4.1 – Schematische Darstellung der kollinearen Näherung für den Zerfall $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ [26].

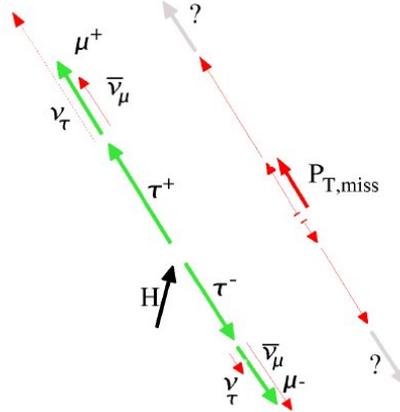


Abbildung 4.2 – Schematische Darstellung für den Fall, dass die kollineare Näherung nicht verwendet werden kann [26].

großen Lorentzboost erhalten, also einen großen Impuls haben im Vergleich zu ihrer Masse. Dieser Impuls muss dann wiederum auf die τ -Zerfallsprodukte übertragen werden, sodass diese nahezu parallel davonfliegen.

- Ferner wird angenommen, dass die gesamte transversale Energie eines Ereignisses durch die vier Neutrinos verursacht wird. Weitere unbekannte Neutrinos oder Detektorrauschen können das Ergebnis daher verfälschen.
- Als letztes wird angenommen, dass die Leptonenmassen vernachlässigbar sind.

Um die Masse des Higgs- oder Z -Bosons rekonstruieren zu können, benötigt man die Vierervektoren der beiden τ -Leptonen. Aufgrund der kollinearen Näherung stimmt die Richtung der τ -Leptonen mit der Richtung der Zerfallsleptonen, also des Elektrons oder Myons, überein. Als nächstes benötigt man den Impuls der τ -Leptonen. Dieser setzt sich aus den Impulsen ihrer Zerfallsprodukte zusammen. Da man die Neutrinos nur in Form von fehlender transversaler Energie nachweisen kann, muss der τ -Impuls berechnet werden. Hierfür wird der Vektor des fehlenden Transversalimpulses \mathbf{p}_T^{miss} auf die beiden Flugrichtungen der Leptonen projiziert (siehe Abb. 4.1). So erhält man eine Näherung für die Transversalimpulse der Neutrinos. Diese kann man mit dem Impuls des dazugehörigen Leptons vektoriell addieren und erhält den Impuls des τ -Leptons.

Problematisch wird diese Art der Massenrekonstruktion, wenn die τ -Leptonen in entgegengesetzte Richtung in der r - ϕ -Ebene fliegen, wenn also der Transversalimpuls des Bosons sehr gering war. In diesem Fall lässt sich der Vektor des fehlenden Transversalimpulses nicht eindeutig auf die Flugrichtung der Neutrinos projizieren. Dies ist in Abb. 4.2 veranschaulicht. Die Funktionsweise der kollinearen Näherung

hängt also stark von der Ereignistopologie ab.

Zur mathematischen Beschreibung der kollinearen Näherung werden die Größen

$$x_1 = \frac{E_{\ell_1}}{E_{\tau_1}} \text{ und } x_2 = \frac{E_{\ell_2}}{E_{\tau_2}} \quad (4.1)$$

eingeführt, die den Energieanteil der Leptonen an den τ -Leptonen angeben. Da die Massen der Leptonen vernachlässigt werden, geben x_1 und x_2 auch den Anteil an den Impulskomponenten an. Um x_1 und x_2 bestimmen zu können, wendet man die Impulserhaltung in der transversalen Ebene an:

$$\mathbf{p}_{T,\tau_1} + \mathbf{p}_{T,\tau_2} = \mathbf{p}_{T,\ell_1} + \mathbf{p}_{T,\ell_2} + \mathbf{p}_T = \frac{\mathbf{p}_{T,\ell_1}}{x_1} + \frac{\mathbf{p}_{T,\ell_2}}{x_2}. \quad (4.2)$$

Schreibt man (4.2) für die x - und y -Komponenten getrennt und löst die Gleichungen nach x_1 auf, so ergeben sich zwei Gleichungen:

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{p_{x,\ell_1}}{p_{x,\ell_1} + p_{x,\ell_2} + \not{p}_x - \frac{p_{x,\ell_2}}{x_2}}, \\ x_1 &= \frac{p_{y,\ell_1}}{p_{y,\ell_1} + p_{y,\ell_2} + \not{p}_y - \frac{p_{y,\ell_2}}{x_2}}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Durch Gleichsetzen erhält man schließlich die Lösung für x_2

$$x_2 = \frac{p_{x,\ell_1} \cdot p_{y,\ell_2} - p_{y,\ell_1} \cdot p_{x,\ell_2}}{p_{x,\ell_1} \cdot \not{p}_y - p_{y,\ell_1} \cdot \not{p}_x + p_{x,\ell_1} \cdot p_{y,\ell_2} - p_{y,\ell_1} \cdot p_{x,\ell_2}}. \quad (4.4)$$

Und analog für x_1

$$x_1 = \frac{p_{x,\ell_1} \cdot p_{y,\ell_2} - p_{y,\ell_1} \cdot p_{x,\ell_2}}{p_{x,\ell_1} \cdot p_{y,\ell_2} - p_{y,\ell_1} \cdot p_{x,\ell_2} + p_{y,\ell_2} \cdot \not{p}_x - p_{x,\ell_2} \cdot \not{p}_y}. \quad (4.5)$$

Aus der Energie-Impuls-Beziehung folgt, dass sich die Masse des zwei- τ -Leptonensystems $M_{\tau\tau}$ wie folgt berechnen lässt:

$$\begin{aligned} M_{\tau\tau}^2 &= E_{\tau_1\tau_2}^2 - \mathbf{p}_{\tau_1\tau_2}^2 \\ &= 2(p_{\tau_1}^\mu \cdot p_{\tau_2}^\mu + m_\tau^2) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Da die Massen der Leptonen vernachlässigt werden, lässt sich (4.6) vereinfachen zu

$$M_{\tau\tau}^2 \approx 2p_{\tau_1}^\mu \cdot p_{\tau_2}^\mu. \quad (4.7)$$

Damit ergibt sich $M_{\tau\tau}$ zu

$$\begin{aligned} M_{\tau\tau} &\approx \sqrt{2 \frac{p_{\ell_1}}{x_1} \cdot \frac{p_{\ell_2}}{x_2}} \\ &\approx \frac{M_{\ell_1,\ell_2}}{\sqrt{x_1 x_2}}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

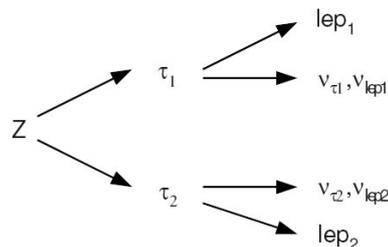


Abbildung 4.3 – Schematische Darstellung der Topologie des Zerfalls $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$.

4.3 Grundlagen des MMCs

Die Idee des MMCs ist die Rekonstruktion der kompletten Ereignistopologie. Wobei komplett hier nur näherungsweise gemeint ist, da z.B. beim leptonen τ -Zerfall die vier Neutrinos zu zwei 2-Neutrinosystemen zusammengefasst werden (vgl. Abb. 4.3). Man versucht also die Vierervektoren der Neutrinosysteme aus jedem τ -Lepton genau zu bestimmen. Dadurch ergeben sich zu Beginn acht Unbekannte für den leptonen Zerfall ($\phi_M^\pm, \theta_M^\pm, p_{T,M}^\pm$ und m_M^\pm)¹. Durch vier grundlegende kinematische Beziehungen (siehe nächsten Abschnitt (4.10) bis (4.12)) kann man die Zahl der Unbekannten auf vier reduzieren. In die Berechnungen geht auch die rekonstruierte Größe der fehlenden transversalen Energie mit ein. Um das Ereignis trotz der vier unbekannt GröÙen berechnen zu können, werden diese in Form eines Scans durchlaufen (ϕ_M^\pm und m_M^\pm). Für die Grenzwerte dieses Scans werden physikalisch sinnvolle GröÙen eingesetzt und durch weitere Analysen optimiert. Ebenso lässt sich durch die Schrittgröße der Scans die Auflösung und Rechengeschwindigkeit stark beeinflussen.

Es zeigt sich, dass die rekonstruierte \cancel{E}_T die Auflösung der Massenverteilung wesentlich verschlechtert. Daher wird ein weiterer Scan in \cancel{E}_{Tx} und \cancel{E}_{Ty} eingeführt (Abschnitt 4.6).

Mit Hilfe der gescannten unbekannt Variablen ist es möglich für jeden Gitterpunkt das Ereignis exakt zu rekonstruieren und daraus die Z -Masse zu berechnen. Das bedeutet allerdings auch, dass man für jedes Ereignis sehr viele verschiedene Z -Massen erhält. Aus diesen vielen möglichen Z -Massen gilt es dann die 'beste' auszuwählen. Hierfür wird als erstes zu jedem Gitterpunkt ein Gewicht berechnet, welches die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der genau diese Kombination der Variablen vorkommt (siehe 4.4). Anschließend werden verschiedenen Methoden getestet (siehe 4.5), um die beste Masse zu bestimmen.

Der rein hadronische τ -Zerfall ist am einfachsten, da hier pro τ -Lepton nur ein Neutrino entsteht und somit die Neutrinomasse vernachlässigt werden kann. Dies hat zur Folge, dass die Zahl der Unbekannt um zwei reduziert wird. In dieser Arbeit

¹Die Vierervektoren der beiden Neutrinosysteme, gekennzeichnet durch \pm , lassen sich durch die Angaben der Winkel ϕ und θ , sowie ihres transversalen Impulses und der invarianten Masse genau bestimmen.

soll allerdings ausschließlich der MMC für den rein leptonischen Zerfall untersucht werden, da dies dem zu analysierenden Zerfall $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ entspricht.

Es wird sich im Laufe dieses Kapitels zeigen, dass es noch ein Problem gibt: In den Daten ist die Rekonstruktion der fehlenden transversalen Energie zu ungenau, um mit dem MMC eine gute Auflösung zu erhalten. Daher wird jeweils noch ein weiterer Scan in \cancel{E}_{Tx} und \cancel{E}_{Ty} eingebaut. Das führt im Falle des rein leptonischen Zerfalls zu einem sechs-dimensionalen Scan.

4.3.1 Die Ausgangsgleichungen

Aus der Energie-Impuls-Beziehung lässt sich folgende Gleichung für jedes τ -Lepton aufstellen

$$M_\tau^2 = E_\tau^2 - \mathbf{p}_\tau^2. \quad (4.9)$$

Der Zerfall jedes τ -Leptons lässt sich in einen sichtbaren Anteil (Hadronen oder Leptonen - gekennzeichnet durch den Index V) und einen unsichtbaren Anteil (Neutrinos - gekennzeichnet durch den Index M) aufteilen. Mit Hilfe der Energie-Impuls-Beziehung für den sichtbaren und unsichtbaren Anteil ergibt sich die erste Grundgleichung:

$$\begin{aligned} M_\tau^2 &= (E_V + E_M)^2 - (\mathbf{p}_V + \mathbf{p}_M)^2 \\ &= m_V^2 + m_M^2 + 2E_V E_M - 2\mathbf{p}_V \mathbf{p}_M. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Da in der transversalen Ebene die Energieerhaltung eine Gesamtenergie aller transversalen Größen von Null verlangt und somit auch die Größen der Neutrinos in der Summe bekannt sind, eignet sich diese Ebene sehr gut für die Berechnungen. Alle transversalen Größen werden durch den Index T beschrieben. Ebenso stehen die Indices x , y und z für die Komponenten in x -, y - oder z -Richtung. Zusätzlich bekommen alle Zerfallsprodukte der positiven τ -Leptonen ein '+' und die der negativen ein '-'. Mit diesen Abkürzungen lässt sich die fehlende transversale Energie durch folgende Ausdrücke beschreiben

$$\cancel{E}_{Tx} = P_{T,M}^- \cos \phi_M^- + P_{T,M}^+ \cos \phi_M^+ \quad (4.11)$$

$$\cancel{E}_{Ty} = P_{T,M}^- \sin \phi_M^- + P_{T,M}^+ \sin \phi_M^+. \quad (4.12)$$

Diese lassen sich kombinieren und man erhält zwei Gleichungen für den transversalen Impuls des unsichtbaren Anteils

$$P_{T,M}^+ = \frac{\cancel{E}_{Tx} \sin \phi_M^- - \cancel{E}_{Ty} \cos \phi_M^-}{\cos \phi_M^+ \sin \phi_M^- - \sin \phi_M^+ \cos \phi_M^-} \quad (4.13)$$

$$P_{T,M}^- = \frac{-\cancel{E}_{Tx} \sin \phi_M^+ + \cancel{E}_{Ty} \cos \phi_M^+}{\cos \phi_M^- \sin \phi_M^+ - \sin \phi_M^- \cos \phi_M^+}. \quad (4.14)$$

Praktischerweise wählt man ϕ_M^\pm als Scangrößen. Somit können diese als bekannt betrachtet werden.

Beim leptonischen τ -Zerfall zerfällt das τ -Lepton in zwei Neutrinos, daher kann man die unsichtbare invariante Masse nicht auf Null setzen, also $m_M \neq 0$. Dabei bezeichnet m_M hier die Masse des 2-Neutrinosystems. Diese wird als nächste Scangröße gewählt. Mit diesen Annahmen kann man Gleichung (4.10) folgendermaßen schreiben

$$M_\tau^2 = M_V^2 + M_M^2 + 2E_V E_M - 2P_{T,M}(P_{x,V} \cos \phi_M + P_{y,V} \sin \phi_M) - 2P_{z,V} P_M \cos \theta_M. \quad (4.15)$$

Dabei ist zu beachten, dass diese und die folgenden Gleichungen jeweils sowohl für die Zerfallsprodukte des positiven, als auch für die des negativen τ -Leptons gelten. Als nächstes definiert man die Größe B als

$$B = M_\tau^2 - M_V^2 - M_M^2 + 2P_{T,M}(P_{x,V} \cos \phi_M + P_{y,V} \sin \phi_M). \quad (4.16)$$

Mit Hilfe der folgenden Beziehungen

$$P_{z,M} = P_{T,M} \cot \theta_M \quad (4.17)$$

$$P_M^2 = P_{T,M}^2 + P_{z,M}^2 = P_{T,M}^2(1 + \cot^2 \theta_M) \quad (4.18)$$

$$E_M = \sqrt{P_M^2 + M_M^2} \quad (4.19)$$

kann man B in (4.15) einsetzen und bekommt

$$B = 2E_V \sqrt{P_{T,M}^2(1 + \cot^2 \theta_M) + M_M^2} - 2P_{z,V} P_{T,M} \cot \theta_M. \quad (4.20)$$

Quadrieren der Gleichung führt zu

$$B^2 + 4P_{z,V} P_{T,M} B \cot \theta_M + 4P_{z,V}^2 P_{T,M}^2 \cot^2 \theta_M = 4E_V^2 (P_{T,M}^2(1 + \cot^2 \theta_M) + M_M^2). \quad (4.21)$$

Mit folgender Beziehung

$$E_V^2 - P_{z,V}^2 = P_{T,V}^2 + M_V^2 \quad (4.22)$$

und zusätzlich definierten Variablen

$$r = P_{T,M}^2 (P_{T,V}^2 + M_V^2) \quad (4.23)$$

$$s = P_{z,V} P_{T,M} B \quad (4.24)$$

$$t = E_V^2 (P_{T,M}^2 + M_M^2) - B^2/4, \quad (4.25)$$

bekommt man eine quadratische Gleichung

$$r \cot^2 \theta_M - s \cot \theta_M + t = 0. \quad (4.26)$$

Diese hat folgende Lösungen

$$\cot \theta_M = \frac{s}{2r} \pm \sqrt{\left(\frac{s}{2r}\right)^2 - \frac{t}{r}}. \quad (4.27)$$

Für θ_M erhält man somit vier Lösungen

$$\theta_{M,1,2} = \operatorname{arccot} \left(\frac{s}{2r} \pm \sqrt{\left(\frac{s}{2r}\right)^2 - \frac{t}{r}} \right) \quad (4.28)$$

$$\theta_{M,3,4} = \pi - \theta_{M,1,2}. \quad (4.29)$$

Allerdings genügen nur zwei der vier Lösungen der M_τ^2 Zwangsbedingung aus Gleichung (4.15).

4.4 Gewichtungsfunktionen

Wie bereits erwähnt, ist es wichtig aus den vielen möglichen Ergebnissen, die durch jeden einzelnen Scanpunkt berechnet werden, das 'beste' zu wählen. Hierfür wird jedes einzelne Ergebnis mit einem Gewicht belegt. Um diese Gewichte zu bestimmen, wurden typische Verteilungen analysiert und Gewichtungsfunktionen berechnet. Die Berechnungen der Gewichtungsfunktionen wurden auf Generatorniveau durchgeführt. Diese werden im Folgenden erläutert.

4.4.1 Die Verteilung ΔR

Wie in [24] vorgeschlagen, soll die Verteilung ΔR als Gewichtungsfunktion dienen. Diese gibt den Abstand zwischen dem Lepton im Endzustand und dem Neutrinosystem an. Hier geht nicht nur allein die Größe ϕ_M ein, über die gescannt wird, sondern auch die im Scan berechnete Größe θ_M .

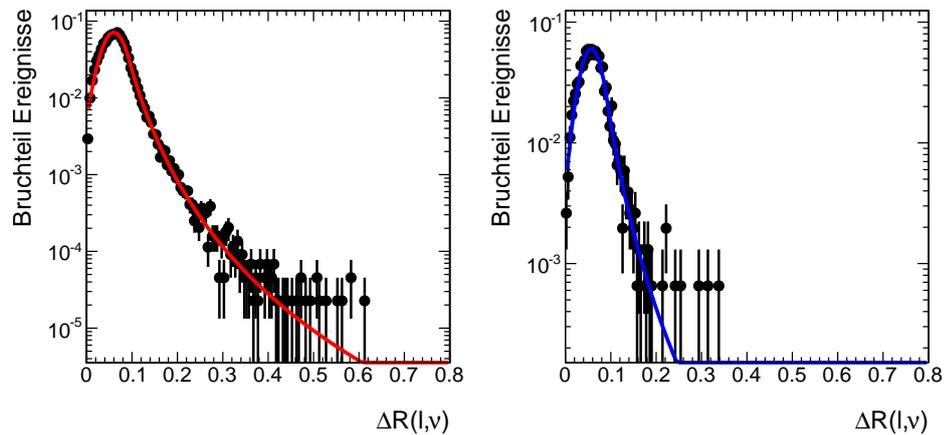


Abbildung 4.4 – *links*: ΔR -Verteilung unabhängig vom $p(\tau)$, *rechts*: ΔR -Verteilung für den Bereich $65 < p(\tau) < 70$ GeV. Beide wurden mit einer Crystal-Ball-Funktion gefittet.

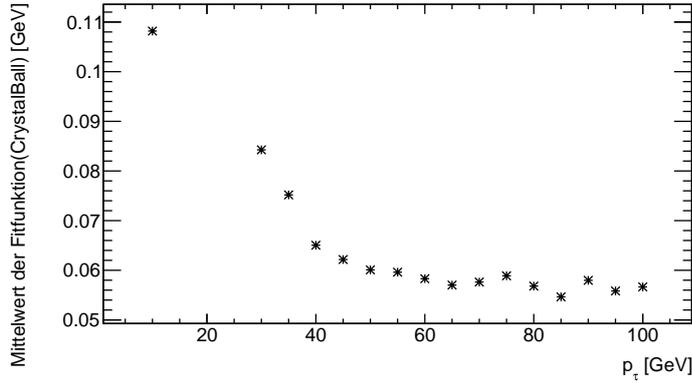


Abbildung 4.5 – Mittelwerte der *Crystal-Ball*-Fitfunktion in Abhängigkeit von $p(\tau)$.

Um die benötigten Funktionen zu erhalten, wurden die ΔR -Verteilungen in Abhängigkeit vom Impuls des τ -Leptons ($p(\tau)$) gezeichnet und mit einer *Crystal-Ball*-Fitfunktion gefittet (siehe Abb. 4.4). Die Gleichung für diese Fitfunktion lautet:

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right), & \text{für } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} < \alpha \\ A \cdot (B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n}, & \text{für } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \geq \alpha \end{cases} \quad (4.30)$$

$$\text{mit } A = \left(-\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \quad \text{und} \quad B = -\frac{n}{|\alpha|} + |\alpha|$$

Als nächstes wurde untersucht, ob eine signifikante Abhängigkeit der Verteilung von $p(\tau)$ gegeben ist. Hierzu wurde zu jedem untersuchten $p(\tau)$ Bereich der Mittelwert der Fitfunktion aufgetragen (siehe Abb. 4.5). Aus dieser Darstellung lässt sich eine deutliche Abhängigkeit insbesondere im Bereich kleiner Impulse feststellen. Daher ist es zweckmäßig in den Berechnungen die passende, also von $p(\tau)$ abhängige Gewichtungsfunktion zu verwenden.

Das Gewichten der einzelnen Ergebnisse jedes Scanpunktes läuft folgendermaßen ab: Mit Hilfe der Scanpunkte und Ausgangsgleichungen, sind alle Größen bekannt. Es lässt sich also ein Wert für ΔR_{Scan} bestimmen. Je nachdem welchen Impuls das τ -Lepton hatte, wird die entsprechende Gewichtungsfunktion an dieser Stelle ausgelesen. Man erhält also den Funktionswert der Fitfunktion an der Stelle ΔR_{Scan} als Gewicht. Entsprechend wird mit den anderen Gewichtungsfunktionen verfahren. Am Ende werden alle Gewichte miteinander multipliziert und ergeben so ein Gesamtgewicht.

4.4.2 Massenverteilung der Neutrinosysteme

Für den leptonischen τ -Zerfall lässt sich die invariante Masse des Neutrinosystems nicht vernachlässigen. Da außerdem über diese Größe gescannt wird, bietet es sich

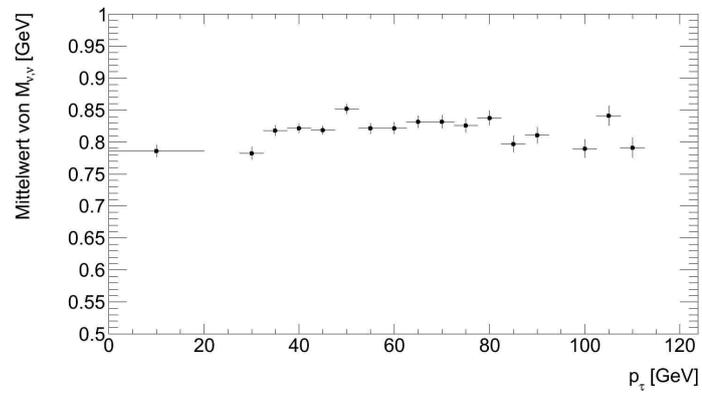
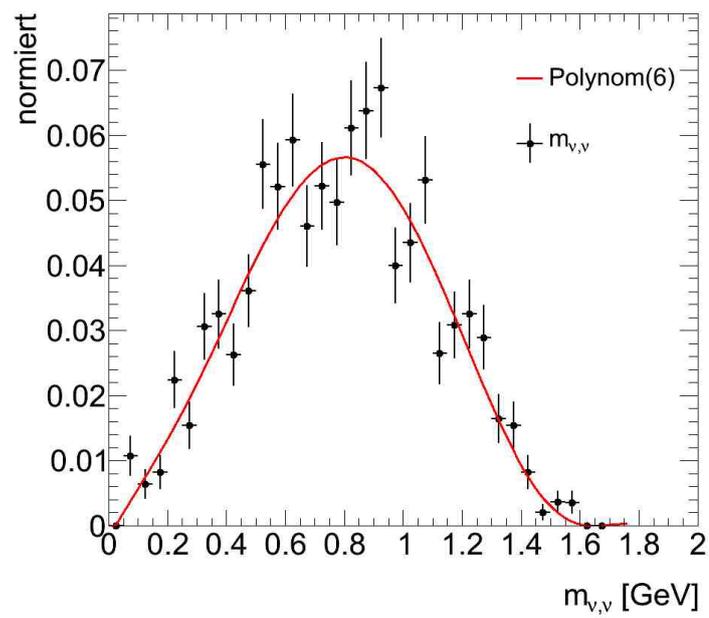
Abbildung 4.6 – Abhängigkeit der Neutrinosystemmasse vom Impuls des τ -Leptons.

Abbildung 4.7 – Gewichtungsfunktion der Neutrinosystemmasse.

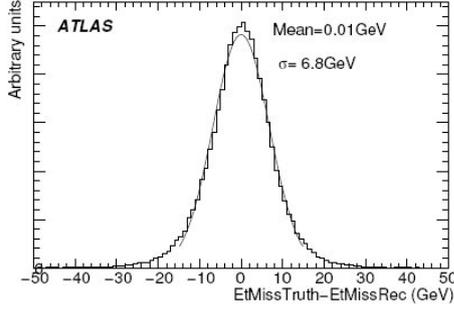


Abbildung 4.8 – Verteilung der Differenz zwischen wahrem und rekonstruiertem \cancel{E}_T für $Z \rightarrow \tau\tau$ [22].

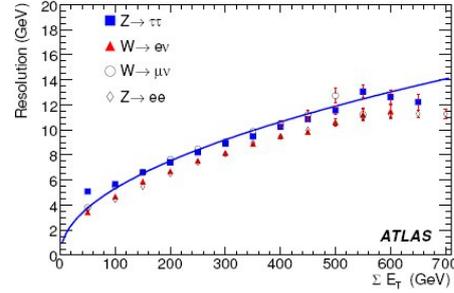


Abbildung 4.9 – Auflösung der \cancel{E}_T in Abhängigkeit der totalen transversalen fehlenden Energie [22].

an, diese als Gewichtungsfunktion zu benutzen.

Wie bei der vorherigen Verteilung, wurde auch die Verteilung der Masse des Neutrinosystems in Abhängigkeit von $p(\tau)$ untersucht. Hierfür wurde jeweils der Mittelwert der Massenverteilung gegen die verschiedenen Werte des τ -Impulses aufgetragen (siehe Abb. 4.6). Wie man an Hand dieser Darstellung sieht, lässt sich keine große Abhängigkeit von $p(\tau)$ feststellen. Daher wurde die Verteilung unabhängig vom τ -Impuls betrachtet und gefittet. Das Ergebnis von diesem Fit ist in Abb. 4.7 dargestellt. Als Fitfunktion wurde hierfür ein Polynom sechsten Grades verwendet.

4.4.3 \cancel{E}_T -Auflösung

Die fehlende transversale Energie ist eine bedeutende Größe in den Berechnungen des MMCs. Weicht die rekonstruierte \cancel{E}_T von der wahren ab, kann dies zu größeren Abweichungen der berechneten Masse führen und somit zu einer schlechteren Auflösung. Daher ist es ratsam einen weiteren Scan über \cancel{E}_{Tx} und \cancel{E}_{Ty} durchzuführen und dementsprechend zu gewichten.

Laut [22] ist die Differenz zwischen wahrem und rekonstruiertem \cancel{E}_T gaußverteilt (vgl. Abb. 4.8), lässt sich also durch

$$f(\cancel{E}_{T,x,y}^{reco} - \cancel{E}_{T,x,y}^{truth}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\cancel{E}_{T,x,y}^{reco} - \cancel{E}_{T,x,y}^{truth})^2}{\sigma^2}\right) \quad (4.31)$$

beschreiben. Hinzu kommt, dass die Auflösung (σ) der Verteilung von der gesamten deponierten transversalen Energie abhängt. Stellt man diese Abhängigkeit grafisch dar, so lässt sich folgender Zusammenhang erkennen (siehe Abb. 4.9):

$$\sigma = \alpha\sqrt{\sum E_T}. \quad (4.32)$$

In [22] ist für α als typischer Wert 0.5 angegeben. Aus Gleichung (4.31) ergibt sich dann das Gewicht für \mathcal{E}_T zu

$$G_{\mathcal{E}_T} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\mathcal{E}_{T_x}^{reco} - \mathcal{E}_{T_x}^{truth})^2}{\sigma^2}\right) \cdot \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\mathcal{E}_{T_y}^{reco} - \mathcal{E}_{T_y}^{truth})^2}{\sigma^2}\right). \quad (4.33)$$

Sind alle einzelnen Gewichte berechnet, so werden sie mit einander multipliziert, so dass jeder Scanpunkt ein Gesamtgewicht erhält:

$$G_{gesamt} = G_{\Delta R} \cdot G_M \cdot G_{\mathcal{E}_T}. \quad (4.34)$$

4.5 Methoden zur Auswahl der besten Rekonstruktion

Um das Prinzip dieser Methoden zu erklären, wird mit einem einfachen Beispiel begonnen. Zu Beginn der Analyse zum MMC wurde seine Funktionsweise mit den Monte-Carlo *truth*-Informationen auf Generatorniveau getestet. Anschließend wurden nach und nach die Größen auf Generatorniveau mit einem Scan über die rekonstruierten Größen mit Detektorsimulation ersetzt. Als erstes wurde hierbei ein Scan in $\phi_{\nu 1} \times \phi_{\nu 2}$ eingeführt, wobei für die Masse der Neutrinosysteme, die Vierervektoren der Leptonen und die fehlende transversale Energie die Größen auf Generatorniveau verwendet wurden. Dementsprechend wurde für die Gewichtung nur die ΔR -Verteilung verwendet. Der Scan wurde in 50 Schritten von $\phi_{lep} - 0.25$ bis $\phi_{lep} + 0.25$ um das jeweilige Lepton durchgeführt. Dabei kann man pro Gitterpunkt bis zu vier Lösungen für die gesuchte Z -Masse erhalten. An manchen Gitterpunkten ist es allerdings nicht möglich die Gleichungen zu lösen. Dort erhält man kein Ergebnis. Normalerweise findet sich aber immer ein Bereich in dem Lösungen möglich sind, wobei dieser Lösungsbereich unterschiedlich groß und unterschiedlich geformt sein kann.

In Abb. 4.10 wurde für jeden lösbaren Gitterpunkt die berechnete Z -Masse aufgetragen. In diesem Beispielereignis beträgt die wahre Z -Masse 90.26 GeV. Man sieht, dass der berechnete Wert in der richtigen Größenordnung liegt (schwarzer Punkt in Abb. 4.10, der den wahren $\phi_{\nu 1}, \phi_{\nu 2}$ -Wert angibt). Bei der Analyse verschiedener Ereignisse ist aufgefallen, dass der wahre $\phi_{\nu 1}, \phi_{\nu 2}$ -Wert der Neutrinosysteme oft am Rand der Lösungsmenge liegt. Möglicherweise liegt dies an dem Bereich der gescannt wird (um den ϕ -Wert des Leptons). Als nächstes wird der Einfluss der ΔR -Gewichtsfunktion untersucht. Hierzu ist in Abb. 4.11 dargestellt, welchen Wert die Gewichte an jedem Gitterpunkt annehmen. Vergleicht man die beiden Abbildungen (4.10 und 4.11), so sieht man, dass die sehr großen Z -Massen kleinere Gewichte bekommen, ebenso wie die zu kleinen Massen. Man sieht aber auch, dass etwas größere Massen als die wahre Z -Masse bevorzugt werden. Diese Tendenz lässt sich auch in Abb. 4.12 erkennen. Hier wurden alle Lösungen, die für dieses Beispielereignis berechnet wurden, in rot aufgetragen. Anschließend wurden sie mit ihrem jeweiligen Gewicht multipliziert und in grün eingezeichnet. Dabei lässt sich eine Verschiebung zu größeren Massen hin feststellen.

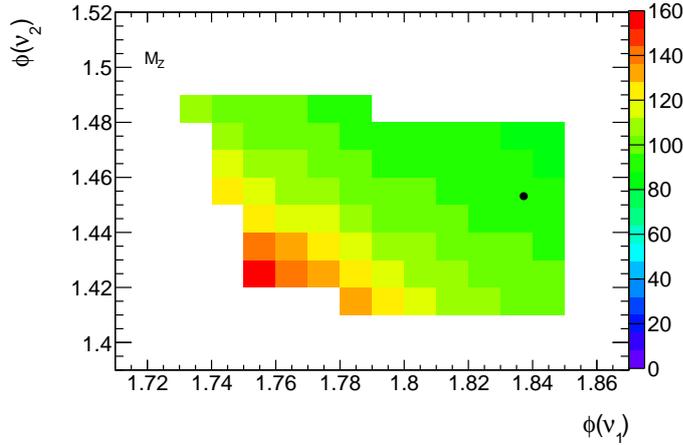


Abbildung 4.10 – Die berechneten Z -Massen in GeV in Abhängigkeit von $\phi_{\nu 1}$ und $\phi_{\nu 2}$ für ein Ereignis (der schwarze Punkt gibt den wahren $(\phi_{\nu 1}, \phi_{\nu 2})$ -Wert an).

Diese gewichtete Verteilung dient als Ausgangspunkt für die nächsten Schritte. Hierfür wurden drei verschiedene Methoden untersucht, mit der die 'beste' Z -Masse aus den vielen verschiedenen Möglichkeiten bestimmt werden soll. Diese Methoden werden im Folgenden kurz beschrieben. In Abb. 4.13 sind die Ergebnisse der drei Methoden im Vergleich zueinander über mehrere Ereignisse dargestellt und in Tab. 4.1 sind die wichtigsten Größen zusammengefasst.

Größtes Gewicht Bei der Methode des größten Gewichtes, wird die Z -Masse gewählt, die mit dem größtem einzelmem Gewicht belegt wurde. Dabei geht man davon aus, dass der wahrscheinlichste Wert der verwendeten Gewichtungsfunktionen (in diesem Beispiel nur $G_{\Delta R}$, später auch G_M und G_{E_T}) auch der beste ist. In dem vereinfachten Beispiereignis wählt diese Methode eine Z -Masse von 103.8 GeV aus. Dieser Wert ist deutlich größer als der wahre Wert der Z -Masse.

Gewichteter Mittelwert Eine andere Möglichkeit bei der alle Lösungen berücksichtigt werden, ist der gewichtete Mittelwert. Dieser berechnet sich aus den Z -Massen M_{Z_i} an jedem Gitterpunkt i und ihrem jeweiligem Gewicht P_i :

$$\text{gewichteter Mittelwert} = \frac{\sum_i P_i \cdot M_{Z_i}}{\sum_i P_i} \quad (4.35)$$

Für das Beispiel ergibt sich ein Wert von 101.6 GeV. Auch diese Masse ist etwas zu groß. Dies relativiert sich, wenn man über viele Ereignisse läuft und die Ergebnisse vergleicht.

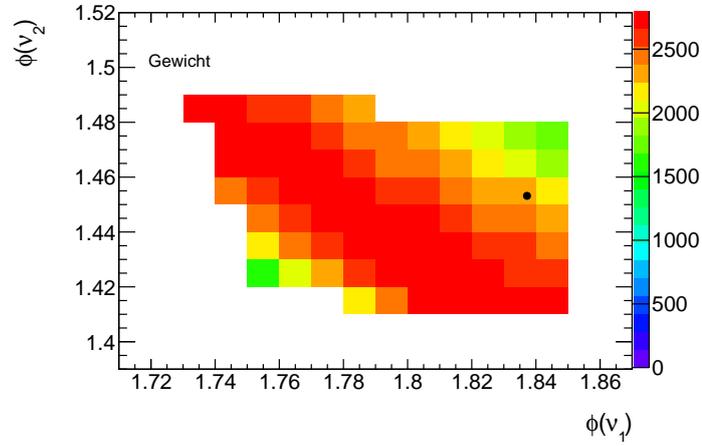


Abbildung 4.11 – Die ΔR -Gewichte für jeden Punkt des $\phi_{\nu 1}, \phi_{\nu 2}$ -Gitters für ein Ereignis (der schwarze Punkt gibt den wahren $\phi_{\nu 1}, \phi_{\nu 2}$ -Wert an). Die Einheit der Gewichte ist willkürlich.

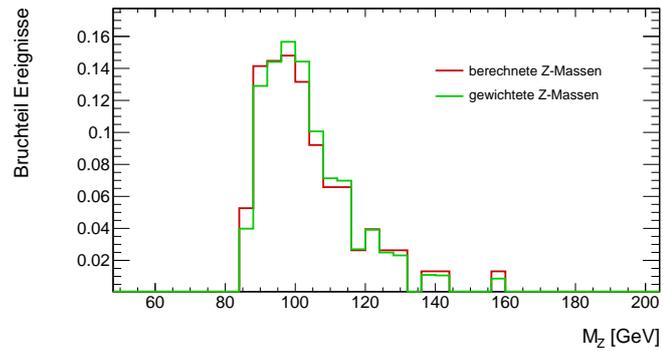


Abbildung 4.12 – Die Verteilung der Z -Massen mit (grün) und ohne (rot) Gewicht für ein Ereignis.

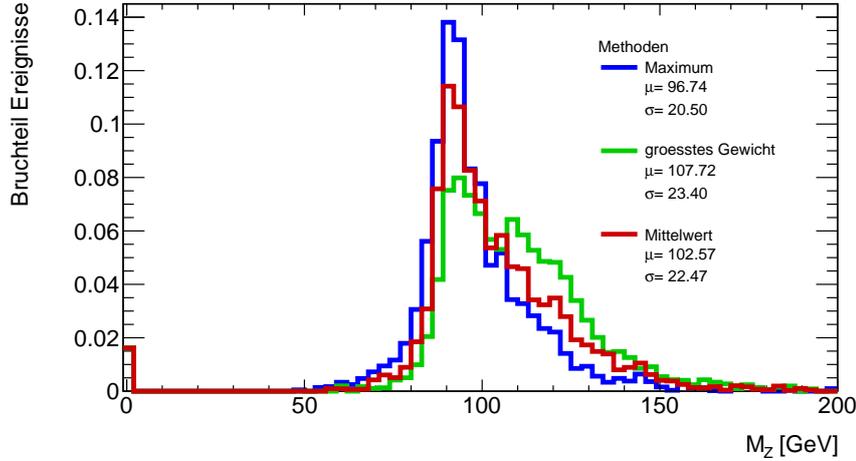


Abbildung 4.13 – Die drei Methoden zur Massenauswahl im Vergleich für den 2-dimensionalen Scan in $\phi_{\nu 1}, \phi_{\nu 2}$.

Maximum der gewichteten Verteilung Diese Methode wählt das Maximum der gewichteten Verteilung (rote Verteilung in Abb. 4.12). Im Beispiereignis erzielte diese Methode den besten Wert, nämlich 91.5 GeV. Wie sich später zeigen wird, ist diese gute Übereinstimmung mit der wahren Masse kein Zufall.

In Abb. 4.13 sind die Ergebnisse der drei Methoden zum Vergleich alle zusammen zu sehen. Außerdem wurden zu jeder Verteilung der Mittelwert μ , die Varianz σ und die Effizienz ϵ berechnet (siehe Tab. 4.1). Die Effizienz zeigt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit der MMC eine Lösung für das Ereignis findet. Wird keine Lösung gefunden, wird die Masse auf -1 gesetzt. In der Abb. 4.13 sind dies die Einträge im ersten Bin. Mit der Anzahl dieser Ereignisse lässt sich die Effizienz berechnen

$$\epsilon = 1 - \frac{\text{Anzahl Ereignisse ohne Lösung}}{\text{Anzahl Ereignisse gesamt}}. \quad (4.36)$$

Betrachtet man die Effizienzen für die verschiedenen Methoden (siehe Tab. 4.1), so zeigt sich, dass alle Methoden gleich effizient arbeiten und dass bereits bei einem Scan ausschließlich über $\phi_{\nu 1} \times \phi_{\nu 2}$ für nur 1.6 % der Ereignisse keine Lösung gefunden werden kann.

Ebenso kann man der Tabelle entnehmen, dass die Methode des Maximums der gewichteten Verteilung (kurz Maximum) die kleinste Verschiebung zur wahren Z -Masse aufzeigt und weiterhin die beste Auflösung hat. Daher wird dies im Folgenden die bevorzugte Methode sein.

Methode	M_Z [GeV]	μ [GeV]	σ [GeV]	ϵ [%]
größtes Gewicht	103.8	107.7	23.4	98.4
gewichteter Mittelwert	101.6	102.6	22.5	98.4
Maximum	91.5	96.7	20.5	98.4

Tabelle 4.1 – Die wichtigsten Größen zum Vergleich der Methoden. In der ersten Spalte steht die Z -Masse, die von der jeweiligen Methode für das Beispiereignis ausgewählt wurde. Der Mittelwert μ , die Varianz σ , sowie die Effizienz ϵ beziehen sich auf die Verteilungen in Abb. 4.13, die entstehen, wenn die berechneten Z -Massen über viele Ereignisse aufgetragen werden.

4.6 MMC auf rekonstruierten Objekten

Bislang wurde der MMC mit Verwendung der Größen auf Generatorniveau getestet. Nun sollen die Veränderungen untersucht werden, die mit dem Wechsel auf rekonstruierte Größen zusammenhängen. Mit Abb. 4.14 kann dieser Einfluss an einigen Beispielen verdeutlicht werden. In dieser Abbildung ist für verschiedene Scans jeweils die Z -Massenverteilung mit der Maximum-Methode abgebildet. Für alle Größen wurde ein Scan in $\phi_{\nu 1}, \phi_{\nu 2}$ wie oben beschrieben durchgeführt.

Die Verteilung in orange (2-dim, nur ϕ, ϕ) wurde mit den selben Einstellungen wie im vorherigen Abschnitt erstellt. In schwarz (4-dim, reco $p(l)$) sieht man die Verteilung,

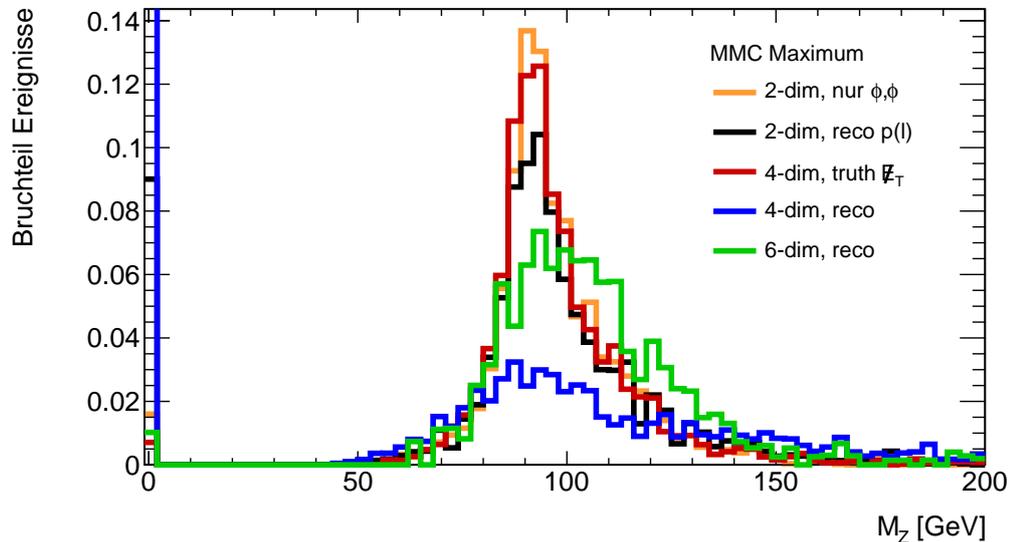


Abbildung 4.14 – Vergleich der Verteilungen für die Maximum-Methode mit verschiedenen Scans in unterschiedlichen Stadien der Rekonstruktion.

Art des Scans	μ [GeV]	σ [GeV]	ϵ [%]
2-dim, nur ϕ, ϕ	96.7	20.5	98.4
2-dim, reco $p(l)$	91.2	34.9	91.0
4-dim, wahres \cancel{E}_T	97.4	19.1	99.3
4-dim, reco	67.1	58.9	65.1
6-dim, reco	104.5	23.6	99.0

Tabelle 4.2 – Die wichtigsten Größen für unterschiedliche Scandimensionen für die Maximum-Methode

die man erhält, wenn für die Vierervektoren der Leptonen rekonstruierte Größen verwendet werden. Dies hat eine deutliche Verbreiterung der Verteilung von $\sigma = 20.5$ auf $\sigma = 34.9$ zur Folge. Zusätzlich nimmt die Effizienz von 98.4% auf 91.0% ab.

Als nächster Schritt wurde ein Scan über die Neutrinomassen von 0.5 GeV bis 1.5 GeV in 50 Schritten zusammen mit dem Gewicht G_M eingeführt, aber weiterhin die wahren Größen für die fehlende transversale Energie verwendet (rot, 4-dim, wahres \cancel{E}_T). Man sieht, dass dies einen positiven Einfluss auf die Verteilung hat. Durch den Massen-Scan steigt die Effizienz auf 99.3% und auch die Auflösung verbessert sich deutlich ($\sigma = 19.1$). Damit hat der 4-dimensionale Scan sogar eine etwas bessere Auflösung und Effizienz als der 2-dimensionale auf Generatorniveau.

Eine große Veränderung bringt der Übergang zu rekonstruiertem \cancel{E}_T mit sich (blau, 4-dim, reco). Die Verteilung wird sehr flach und breit ($\sigma = 58.9$) und auch die Effizienz ist mit 65.1% gering. Man sieht klar, wie abhängig der MMC von der fehlenden transversalen Energie ist.

Daher ist der nächste Schritt einen weiteren Scan in \cancel{E}_T inklusive $G_{\cancel{E}_T}$ einzuführen (grün, 6-dim, reco). Dabei wird von $\cancel{E}_T^{reco} \pm 2\sigma$ in 25 Schritten gescannt. Wobei σ in Gleichung (4.32) definiert wurde. Dieser zusätzliche Scan bewirkt eine klare Verbesserung. Die Verteilung wird höher und schmaler ($\sigma = 23.6$) und auch die Effizienz liegt wieder bei 99%. Allerdings ist der Mittelwert der Verteilung nicht bei 90 GeV sondern bei 104.5 GeV, ist also zu größeren Massen hin verschoben.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass mit dem Übergang zu rekonstruierten Größen die Auflösung der Massenverteilung abnimmt. Den größten Einfluss hat dabei der Übergang zur rekonstruierten fehlenden transversalen Energie. Dieser Übergang ist zudem mit einem großen Effizienzverlust verbunden. Ein zusätzlicher Scan über diese Größe hat eine Verschiebung der Z -Masse zur Folge, dafür verbessern sich die Auflösung und die Effizienz deutlich. Daher ist ein 6-dimensionaler Scan empfehlenswert.

4.7 Optimierung der Scanvariablen

Das Scannen im sechsdimensionalen Raum braucht viel Rechenzeit. Damit die Methode vielseitig einsetzbar ist, muss sie sowohl effizient mit einer guten Auflösung, als auch schnell sein. Daher wird in diesem Abschnitt versucht eine möglichst gute

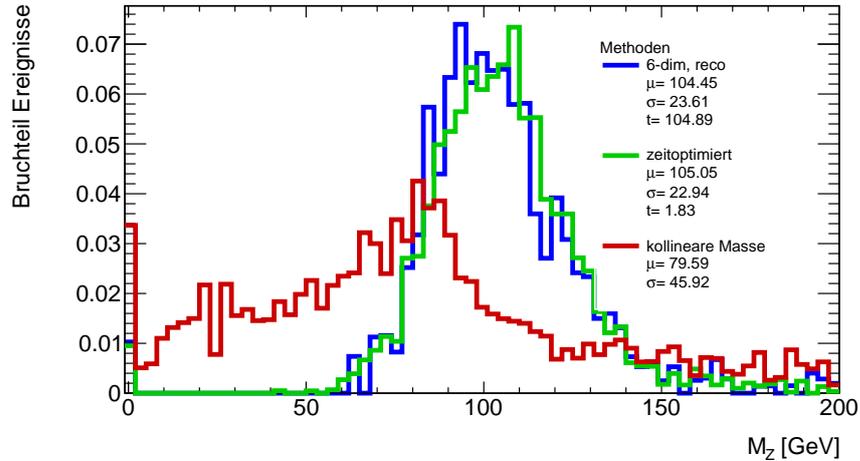


Abbildung 4.15 – Darstellung der ursprünglichen und der optimierten Verteilung im Vergleich zur kollinearen Masse.

Auflösung mit hoher Effizienz bei kurzer Rechenzeit zu erreichen.

Um die Geschwindigkeit zu optimieren kann sowohl der Scanbereich der Scanparameter ϕ_ν, m_ν und \cancel{E}_T , als auch die Schrittweite variiert werden. Das Ergebnis des Optimierungsprozesses ist in Abb. 4.15 zu sehen und wurde mit folgenden Einstellungen erzielt:

- ϕ_ν : von $\phi_{lep} - 0.22$ bis $\phi_{lep} + 0.22$ in 22 Schritten
- m_ν : von 0.3 GeV bis 1.6 GeV in 13 Schritten
- \cancel{E}_T : $\cancel{E}_T^{reco} - 2\sigma$ bis $\cancel{E}_T^{reco} + 2\sigma$ in 20 Schritten

Wie man aus der Abbildung sieht, bedeutet der Zeitgewinn kaum einen Verlust an Qualität. Vergleicht man die Werte in Tab. 4.3 so sieht man, dass die Auflösung sogar minimal verbessert werden konnte, ebenso die Effizienz. Die Massenverschiebung wurde minimal schlechter. Die wesentliche Verbesserung liegt in der Rechenzeit. Diese konnte von anfänglichen 104.9 s pro Ereignis auf 1.8 s reduziert werden. Mit dieser

Art des Scans	μ [GeV]	σ [GeV]	ϵ [%]	t [s]
6-dim, reco	104.5	23.6	99.0	104.9
6-dim, optimiert	105.1	22.9	99.1	1.8

Tabelle 4.3 – Die relevanten Größen der ursprünglichen und der optimierten Verteilung. Die Rechenzeit t bezieht sich auf die durchschnittliche Zeit, die pro Ereignis benötigt wird.

Rechenzeit ist es möglich den MMC in zukünftigen Analysen zu verwenden. Zusätzlich ist in Abb. 4.15 zum Vergleich die Verteilung der kollinearen Masse abgebildet. Man sieht, dass der MMC eine deutlich bessere Auflösung von $\sigma = 22.9$ gegenüber $\sigma = 45.9$ der kollinearen Näherung hat. Die Effizienz ist mit 99.1 % etwas höher als bei der kollinearen Näherung mit 97.4 %. Damit ist der MMC eine Verbesserung gegenüber der bisherigen Massenrekonstruktionsmethode für inklusive $\tau\tau$ -Endzustände.

Kapitel 5

Signal- und Untergrundprozesse

Im Folgenden soll der Kanal $Z \rightarrow \tau\tau$ untersucht werden. Dabei können die τ -Leptonen entweder hadronisch oder leptonisch zerfallen. So ergeben sich drei verschiedene Möglichkeiten für die Endzustände: Beide τ -Leptonen zerfallen hadronisch, eines zerfällt hadronisch und das andere leptonisch oder beide zerfallen leptonisch. Der rein leptonische Kanal lässt sich wiederum in drei Kanäle unterteilen, den ee -Kanal, den $\mu\mu$ -Kanal und den $e\mu$ - bzw. μe -Kanal (im Folgenden immer als $e\mu$ bezeichnet). Bei dem τ -Zerfall in Leptonen entstehen auf Grund der Leptonenzahlerhaltung jeweils zwei Neutrinos (ν_τ und $\bar{\nu}_\tau$), die sich allerdings nur indirekt durch die fehlende transversale Energie in einem Ereignis nachweisen lassen. Zur besseren Anschauung ist der rein leptonische Zerfall in Abb. 5.1 dargestellt.

Diese Arbeit befasst sich ausschließlich mit dem Zerfall $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu$ mit dem Ziel, diesen Kanal aus den im Jahr 2010 aufgezeichneten Datenereignissen herauszufiltern und den Wirkungsquerschnitt zu bestimmen.

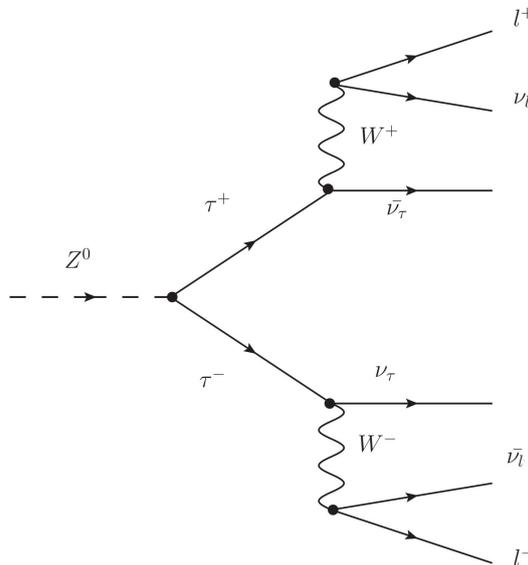


Abbildung 5.1 – Feynman-Diagramm des Zerfallskanals $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell$ [29].

5.1 Untergrundprozesse

Der Zerfall $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu$ lässt sich gut von anderen Prozessen trennen. Aber es gibt auch viele Prozesse, die in den Endprodukten dem Signal sehr ähnlich sind, also ebenfalls zwei Leptonen mit entgegengesetzter Ladung produzieren. Dabei spielt es erstmal keine Rolle, ob die rekonstruierten Leptonen echt sind oder fehlidentifiziert wurden. Diese sogenannten Untergrundprozesse sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden.

QCD-Multijet Hierbei handelt es sich um den bedeutendsten Untergrund. Ein Beispiel für die Produktion eines solchen Ereignisses ist in Abb. 5.2 abgebildet. Zu den QCD-Multijet-Untergründen zählen alle Prozesse, bei denen Quarks und Gluonen produziert werden. In der Hadronisierung von Quarks und Gluonen bilden sich Hadronen, die dann wiederum in Leptonen zerfallen können. Es ist auch möglich, dass die Hadronen vom Detektor als Leptonen fehlidentifiziert werden. Entstehen auf diese Weise zwei unterschiedliche Leptonen mit entgegengesetzter Ladung, so können sie ein Signal vortäuschen. Aufgrund der sehr vielfältigen Prozesse ist es schwer, den QCD-Multijet-Untergrund genau zu modellieren und abzuschätzen. Die Wahrscheinlichkeit der Fehlidentifikation ist zwar recht gering, aber der hohe Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse führt dazu, dass diesem Untergrund eine große Bedeutung zukommt.

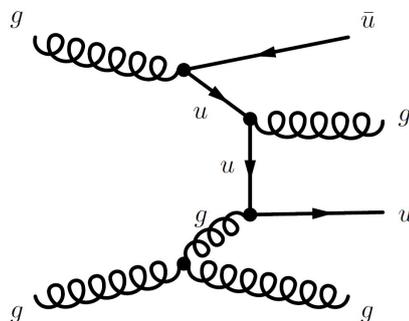


Abbildung 5.2 – Beispiel für die Produktion von einem QCD-Multijet-Ereignis.

$\gamma^*/Z \rightarrow ee, \mu\mu$ Wie es zur Produktion von einem Z -Boson kommt, wurde in Kapitel 2.5 beschrieben. Da der Zerfall $\gamma^*/Z \rightarrow ee, \mu\mu$ zwei gleiche Leptonen mit entgegengesetzter Ladung produziert, ist dieser Untergrund für den $e\mu$ -Kanal eher unbedeutend. Es ist allerdings auch möglich, dass eines der beiden Leptonen nicht detektiert wird. Sind zusätzlich Jets im Ereignis vorhanden, die ein Lepton produzieren oder durch ein Hadron ein Lepton imitieren, kann auch der Z -Zerfall in zwei Leptonen fälschlicherweise als Signal detektiert werden. Zu diesen notwendigen Verknüpfungen

kommt es eher selten, daher handelt es sich hierbei um einen eher kleinen Untergrund. Da Jets leichter Elektronen als Myonen vortäuschen können, täuscht der Zerfall $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ häufiger ein falsches Signal vor als der Zerfall $\gamma^*/Z \rightarrow ee$. Zu beachten ist, dass die Masse eines virtuellen Photons oder eines Z , das nicht auf einer Massenschale liegt, niedriger ist, als bei den normalen Z -Bosonen. Zerfallen diese, so haben die Leptonen ein sehr ähnliches Energiespektrum wie die Signalleptonen aus den Zerfällen der τ -Leptonen und werden daher leichter fehlinterpretiert.

$W \rightarrow e\nu_e, \mu\nu_\mu, \tau\nu_\tau$ Ein W -Boson kann wie in Abb. 5.3 dargestellt produziert werden. Anschließend kann es in ein beliebiges Lepton zerfallen. Im Falle eines τ -Leptons zerfällt dieses weiter in ein Elektron, Myon oder hadronisch. Ein zusätzlicher Jet im Ereignis kann wiederum ein echtes oder fehlidentifiziertes Lepton liefern und so als Signal fehlidentifiziert werden. Da Zerfälle mit wahren Myonen im Endzustand am wahrscheinlichsten ein Signal vortäuschen können, ist der Zerfall in ein Myon und Neutrino der relevanteste unter den W -Zerfällen, und auch im Vergleich zu den anderen Untergründen nicht zu vernachlässigen.

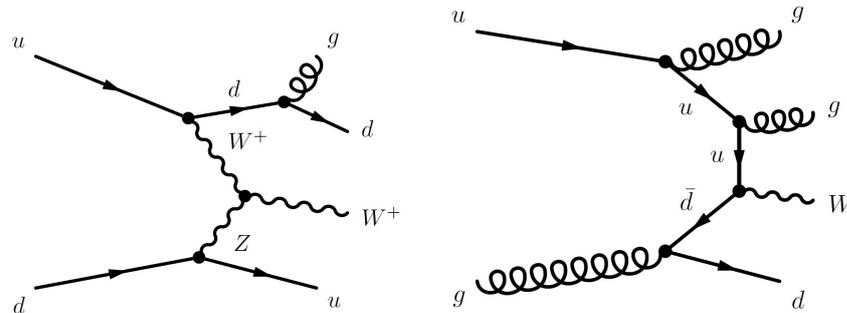


Abbildung 5.3 – Feynman-Diagramme zur W -Boson Produktion.

$t\bar{t}$ Wie in Abb. 5.4 zu sehen, können $t\bar{t}$ -Paare erzeugt werden, die dann in zwei W -Bosonen und zwei b -Quarks zerfallen. Die W -Bosonen können auf drei Arten weiter zerfallen, entweder rein leptonisch, semileptonisch oder rein hadronisch. Zusätzlich kann sich im Zuge der Hadronisierung aus einem b -Quark ein B -Meson bilden. Dies kann wiederum in ein Elektron oder Myon zerfallen. Beim rein leptonischen W -Zerfall entstehen zwei Leptonen, die direkt als Signal selektiert werden können. Im semileptonischen Zerfall entsteht nur ein Lepton und es muss ein weiteres Lepton z.B. aus B -Mesonen entstehen. Im rein hadronischen Zerfall müssen zwei echte Leptonen aus B -Mesonen oder fehlidentifizierte aus zusätzlichen Jets selektiert werden. Dieser letzte Fall ist eher unwahrscheinlich.

Di-Boson Die Produktion von Bosonpaaren (WW , WZ und ZZ) bildet einen weiteren Untergrundprozess. Als Beispiel ist in Abb. 5.5 die Produktion eines WZ -

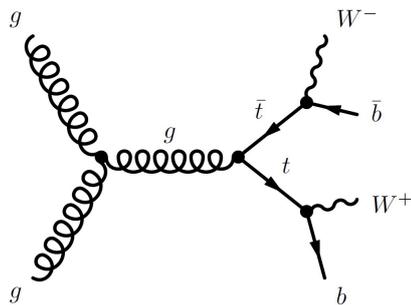


Abbildung 5.4 – Feynman-Diagramm zur Produktion von einem $t\bar{t}$ -Ereignis mit Zerfall in zwei W -Bosonen und zwei b -Quarks.

Bosonpaares dargestellt. Zerfällt mindestens ein Boson leptonisch, gibt es eine große Anzahl an Kombinationen, sodass zwei Leptonen im Endzustand detektiert werden können. Dies macht diesen Prozess zu einem wichtigen Untergrund, obwohl die Produktion von Bosonpaaren auf Grund eines geringen Wirkungsquerschnittes eher selten ist. Im Falle von WW können diese z.B. beide leptonisch zerfallen und so ein Elektron und ein Myon produzieren. Es ist auch möglich, dass eines leptonisch und das andere hadronisch zerfällt. In diesem Fall müsste zusätzlich noch ein Jet als Lepton fehlinterpretiert werden. Das Bosonpaar WZ kann leicht als Signal selektiert werden, wenn z.B. das Z -Boson in zwei Elektronen zerfällt, davon eines nicht detektiert wird und das W -Boson in ein Myon und Neutrino zerfällt. Weitere Möglichkeiten ergeben sich, wenn entweder das W - oder das Z -Boson hadronisch zerfällt. Dann kann immer noch das andere Boson wie bereits beschrieben ein Signal vortäuschen. Im Falle des Bosonpaares ZZ gilt ähnliches, wenn eines der beiden hadronisch und das andere leptonisch zerfällt. Zerfallen beide leptonisch, so müssen zwei Leptonen nicht detektiert werden, was eher unwahrscheinlich ist. Dieses Beispiel zeigt deutlich, dass ein Veto auf zusätzliche Leptonen sehr sinnvoll ist.

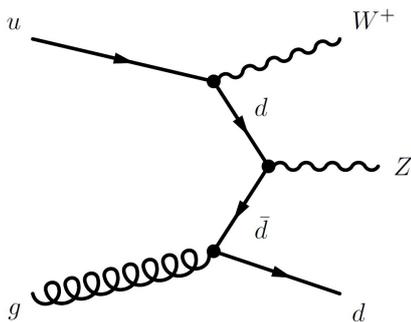


Abbildung 5.5 – Feynman-Diagramm zur Produktion von einem WZ -Bosonpaar.

5.2 Monte-Carlo-Ereignissätze

Die simulierten Monte-Carlo (MC) Ereignissätze, die in dieser Analyse verwendet werden, wurden bei einer Proton-Proton-Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV mit dem ATLAS MC10 tune [25] erzeugt. Anschließend haben sie die volle ATLAS-Detektorsimulation von GEANT4 [30] durchlaufen. Zusätzlich wurden sogenannte *pileup* Ereignisse modelliert. Als *pileup* werden Überlagerungen von Wechselwirkungen bezeichnet, die dadurch zustande kommen, dass die Protonen in Paketen zur Kollision gebracht werden. Diese Effekte werden simuliert, indem das eigentliche harte Streuereignis mit weiteren Ereignissen überlagert wird. Die hier verwendeten Ereignissätze wurden fast alle mit PYTHIA 6.421 [31] erzeugt. Der Ereignissatz, der die $t\bar{t}$ -Zerfälle beschreibt, wurde mit MC@NLO [32] generiert. Für die Hadronisierung wurde HERWIG [33] und für die Modellierung des *underlying events*¹ wurde JIMMY [34] verwendet. Die Di-Boson Ereignissätze wurden mit HERWIG generiert und mit JIMMY wurde die Modellierung des *underlying events* durchgeführt. Bei allen Ereignissätzen wurden die τ -Zerfälle mit TAUOLA [35] modelliert. Um die Effekte der QED-Abstrahlung zu berücksichtigen, wurden alle Ereignissätze mit PHOTOS [36] überarbeitet.

5.3 Wirkungsquerschnitte

Um die Monte-Carlo-Ereignissätze mit den Daten vergleichen zu können, ist es wichtig, diese richtig zu normieren. Das bedeutet, dass jedes Ereignis auf seinen totalen Wirkungsquerschnitt normiert werden muss. Bei der Normierung wird auch das Verzweigungsverhältnis, die Filtereffizienz und die integrierte Luminosität berücksichtigt. Die integrierte Luminosität ist für alle Ereignissätze 35 pb^{-1} . Die kombinierten Größen aus Wirkungsquerschnitt, Verzweigungsverhältnis und Filtereffizienz für die verschiedenen Ereignissätze wurden aus [37] entnommen und in Tab. 5.1 zusammengefasst. Dabei wurden die Wirkungsquerschnitte für die W - und Z -Ereignissätze aus den theoretischen Berechnungen bis NNLO entnommen, die mit FEWZ [38] berechnet wurden. Die Wirkungsquerschnitte für $t\bar{t}$ stammen aus Berechnungen bis NLO+NNLL [39]. Für die QCD-Multijet-Ereignissätze wurden Wirkungsquerschnitte aus LO Berechnungen verwendet.

5.4 Daten

Für die Analyse werden die Daten aus Proton-Proton-Kollisionen verwendet, die im Jahr 2010 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV vom ATLAS Detektor aufgenommen wurden. Bei der Datenaufnahme wird in verschiedene Aufnahmeperioden unterteilt (A-I). Da in der Anfangsphase verschiedene und schnell wechselnde

¹Bezeichnet alle Wechselwirkungen, die während einer Protonstrahlüberkreuzung (*bunch-crossing*) stattfinden und nicht vom eigentlichen harten Streuprozess beschrieben werden.

Ereignissatz	Wirkungsquerschnitt [nb]
$Z \rightarrow \tau\tau(m_{ll} > 60 \text{ GeV})$	990
$Z \rightarrow \mu\mu(m_{ll} > 60 \text{ GeV})$	990
$Z \rightarrow ee(m_{ll} > 60 \text{ GeV})$	990
$W \rightarrow \tau\nu$	1046
$W \rightarrow \mu\nu$	1046
$W \rightarrow e\nu$	1046
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau(10 > m_{ll} > 60 \text{ GeV})$	396.7
$\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu(15 > m_{ll} > 60 \text{ GeV})$	146.2
$\gamma^*/Z \rightarrow ee(15 > m_{ll} > 60 \text{ GeV})$	146.2
WW	11.3
ZZ	1.0
WZ	3.5
$t\bar{t}$	91.5
$J0$	8.48×10^5
$J1$	8.14×10^5
$J2$	2.21×10^5
$J3$	2.85×10^4
$J4$	1.96×10^3
$J5$	7.10×10^1

Tabelle 5.1 – Ereignissätze und Wirkungsquerschnitte. Die Wirkungsquerschnitte wurden mit dem Verzweigungsverhältnis und der Filtereffizienz multipliziert.

Trigger benutzt wurden, werden die ersten Daten nicht berücksichtigt, sondern erst die ab Periode E4. Diese Einschränkung vereinfacht die Analyse stark und bedeutet nur einen Verlust von etwa 0.2% der totalen Luminosität. Nach einigen Gütekriterien bezüglich der Strahlkonditionen und der Detektorfunktionalität beträgt die in der Analyse verwendete integrierte Luminosität $35.5 \pm 1.2 \text{ pb}^{-1}$ [40].

Kapitel 6

Vorselektion und Selektion von Physikobjekten

In diesem Kapitel wird zuerst die Vorselektion beschrieben. Anschließend wird die Rekonstruktion, Identifikation und Selektion der physikalischen Objekten vorgestellt.

6.1 Vorselektion

In diesem ersten Schritt der Selektion werden vor allem Ereignisse verworfen, welche nicht den Mindestanforderungen für die Rekonstruktion eines Signalereignisses entsprechen. Mehr Details bezüglich der ATLAS-spezifischen Bezeichnungen sind in Tab. 6.1 zu finden.

Liste guter *Runs* Dieser Schnitt ist nur für die Selektion der Daten von Bedeutung. Dabei wird sichergestellt, dass alle notwendigen Detektorkomponenten voll funktionsfähig waren und es nicht zu kleineren oder größeren Störungen kam. Für diese Analyse wird die gebräuchliche Liste guter *Runs* [41] der *W*- und *Z*-Gruppen verwendet.

Vertex Die Einschränkungen bezüglich des Vertexes sollen sicherstellen, dass es sich um ein Kollisionsereignis handelt und nicht um z.B. kosmische Myonen. Daher wird mindestens ein Vertex mit mindestens drei Spuren verlangt.

Trigger Ein Trigger zeigt an, dass z.B. ein Elektron identifiziert wurde. Für diese Analyse wird ein Trigger verwendet (siehe Tab. 6.1), der Ereignisse mit Elektronen mit $p_T > 15$ GeV selektiert, die den Qualitätskriterien *medium* genügen (näheres in Abschnitt 6.2). Dieser Trigger war während der gesamten Datennahme von E4 bis

Liste guter <i>Runs</i>	
Primär Vertex	$N_{vtx} \geq 1$ mit $N_{trk} \geq 3$
<i>Jet Cleaning</i>	$p_T(\text{EMScale} * \text{EMJES}) < 20$ <i>loose cleaning cuts</i>
Trigger	EF_e15_medium

Tabelle 6.1 – Die Schnitte der Vorselektion mit den Bezeichnungen der ATLAS-internen Software.

I in Betrieb und eignet sich sehr gut für die offline-Selektion von Elektronen mit $p_T > 16$ GeV.

Jet Cleaning Da im Signal im Endzustand vier Neutrinos existieren, ist es wichtig, die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T möglichst genau zu berechnen. Dafür ist die genaue Bestimmung der Energie aller im Ereignis produzierten Teilchen erforderlich. Um diese Berechnungen zu verbessern, wurden die empfohlenen Schnitte der *JetEtMiss Group* [42] auf die Jetvariablen der Daten angewendet. Ziel dabei ist, die durch Detektorprobleme, fehlerhafte Strahlkonditionen oder kosmische Strahlung verursachten Jets als solche zu identifizieren und zu verwerfen.

6.2 Objektselektion

Um den Kanal $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ untersuchen zu können, sollten alle Teilchen des Ereignisses identifiziert werden. Daher werden alle Objekte, also Elektronen, Myonen, Jets und die fehlende transversale Energie mit Hilfe des ATLAS-Detektors rekonstruiert. Hierfür werden eine Reihe verschiedener Algorithmen sowie diverse Qualitätsschnitte auf die Daten angewendet. Diese Rekonstruktionsalgorithmen sind auf Nachweiswahrscheinlichkeit und Reinheit optimiert und werden im Folgenden für jedes Objekt kurz beschrieben. Eine Übersicht zu den Kriterien der Objektselektion ist in Tab. 6.2 zusammengestellt.

Elektronen Für die Selektion der Elektronen wird der Standardelektronenidentifikationsalgorithmus [43] verwendet oder eine Kombination aus diesem und dem spurbasierten Algorithmus. Der Standardalgorithmus beginnt die Rekonstruktion mit den Energiedepositionen im elektromagnetischen Kalorimeter, den sogenannten *Clustern*, und sucht anschließend nach passenden Spuren im Inneren Detektor. Dieser Algorithmus eignet sich besonders gut zur Rekonstruktion von isolierten und hochenergetischen Elektronen. Für nicht isolierte Elektronen mit kleinerer Energie wurde der spurbasierte Algorithmus entwickelt, der die Rekonstruktion mit den Spuren im Inneren Detektor beginnt und anschließend mit den Energiedepositionen im elektromagnetischen Kalorimeter abgleicht.

Weiter wird verlangt, dass die Elektronen einigen Qualitätskriterien genügen (für Details siehe Tab. 6.2). Diese Kriterien werden unter dem Begriff *medium* zusammengefasst und beinhalten Schnitte auf die Form der Energiedepositionen in den verschiedenen Lagen des Kalorimeters und auf die Qualität der Spur im Inneren Detektor. Es hat sich gezeigt, dass die Energie der Elektronen am besten aus dem *Cluster* im Kalorimeter bestimmt wird, daher wird für den Elektronvierervektor die Energie aus dem *Cluster* verwendet. Für die richtungsbezogenen Größen wie ϕ und η werden die Größen aus dem Inneren Detektor verwendet, da diese genauer sind als die aus dem *Cluster*.

Auf Grund der Triggerwahl muss der transversale Impuls der Elektronen mindestens 16 GeV betragen. Ferner werden durch den Detektoraufbau bedingt die Bereiche

Elektronen
$p_T > 16 \text{ GeV}$ $ \eta < 2.47$ ohne $1.37 < \eta < 1.52$ <i>Medium_withTrackMatch</i> author 1 oder 3 außerhalb schlechter OQmap Regionen
Myonen
$p_T > 10 \text{ GeV}$ $ \eta < 2.4$ <i>isCombinedmuon</i> $ z_0 < 10 \text{ mm}$ kein BLayerHit erwartet oder nBLayerHit > 0 $n\text{PixHits} + n\text{DeadPixelSensors} > 1$ $n\text{SCTHits} + n\text{DeadSCTSensors} > 5$ $n\text{PixHoles} + n\text{SCTHoles} < 2$ $ \eta < 1.9$: $n\text{TRT Outliers} / (n\text{TRT Hits} + n\text{TRT Outliers}) < 0.9$ und $n\text{TRT Hits} + n\text{TRT Outliers} > 5$ $ \eta \geq 1.9$: $(n\text{TRT Hits} + n\text{TRT Outliers} > 5$ und $n\text{TRT Outliers} / (n\text{TRT Hits} + n\text{TRT Outliers}) < 0.9)$ oder $n\text{TRT Hits} + n\text{TRT Outliers} < 6$ $n\text{PixHits} > 0$
Jets
Anti- k_T4 EM Scale mit JES Faktor $p_T > 20 \text{ GeV}$ $ \eta < 4.5$
Overlap Removal
Myon-Myon: $\Delta R < 0.2$ Elektron-Elektron und Elektron-Myon: $\Delta R < 0.2$ Jet-Jet, Jet-Elektron und Jet-Myon: $\Delta R < 0.4$

Tabelle 6.2 – Die Schnitte der Objektselektion mit den Bezeichnungen der ATLAS-internen Software.

$|\eta| > 2.47$ und $1.37 < |\eta| < 1.52$ ausgeschlossen. Letzterer beschreibt den Übergangsbereich zwischen Zentraldetektor und den Endkappen, in dem eine Rekonstruktion sehr ungenau würde. Um weiterhin sicher zu gehen, dass die Elektronen nicht in Bereichen rekonstruiert wurden, in denen es Ausleseprobleme gab, wird ein Abgleich mit den Anforderungen an die Objektqualität durchgeführt [44].

Myonen Die hier verwendeten Myonen werden mit dem STACO-Algorithmus rekonstruiert. Dabei werden die Spuren aus dem Inneren Detektor und aus dem Myonspektrometer getrennt berechnet und erst im Anschluss daran kombiniert und mit Hilfe eines χ^2 -Tests neu rekonstruiert (*combined* Myon [45]). Da dieser Algorithmus sowohl die Messdaten aus dem Inneren Detektor als auch die aus dem Myonspektrometer verwendet, können die Myonen sehr zuverlässig rekonstruiert werden.

Als nächstes Kriterium wird ein Mindestimpuls von $p_T > 10$ GeV verlangt und die Flugrichtung auf $|\eta| < 2.4$ eingeschränkt, um Bereiche auszuschließen, die außerhalb der Detektorakzeptanz liegen. Um weiterhin die Fehlrekonstruktion durch Rauschen im Detektor oder durch zerfallende Hadronen zu minimieren, werden noch eine Reihe weiterer Qualitätsschnitte auf die Spur im Inneren Detektor angewendet. So wird ein maximaler Abstand z_0 von 10 mm zwischen der zum Strahl extrapolierten Myonspur und dem primären Vertex verlangt. Des Weiteren werden einige Bedingungen an die verschiedenen Größen im Pixel Detektor, im SCT und TRT gestellt (für Details siehe Tab. 6.2). Diese Qualitätskriterien ermöglichen eine relativ reine Myonselektion bei möglichst hoher Nachweiswahrscheinlichkeit.

Jets Um die Jets zu rekonstruieren, wird der *anti- k_t* -Algorithmus [46] verwendet. Dieser Algorithmus arbeitet mit topologischen *Clustern* [47] und einem Abstandsparemeter von $R = 0.4$. Die Energie der Jets wird dabei auf der elektromagnetischen Skala bestimmt. Die gemessene Energie stimmt mit der Energie für Photonen und Elektronen gut überein. Bei Jets reagiert der Detektor allerdings anders. Daher werden die Energien der Jets mit einem Faktor neu kalibriert. Dies wird ausführlich in [48] beschrieben. Mit der korrigierten Energie erfolgt ein Schnitt auf $p_T > 20$ GeV. Auch die Jets werden auf den Bereich der Detektorakzeptanz mit $|\eta| < 4.5$ eingeschränkt.

Fehlende transversale Energie \cancel{E}_T basiert auf der Energiedeposition in den Kalorimetern und den Myonspuren. In dieser Studie wurde \cancel{E}_T in Anlehnung an die Empfehlung der *EtMiss Group* [49] berechnet. Hierbei werden die transversalen Energien der rekonstruierten Objekte aus den *Clustern* und die der rekonstruierten Myonen sowie Korrekturen für den Übergangsbereich vom elektromagnetischen zum hadronischen Kalorimeter (im dortigen Kryostaten deponieren einige Teilchen einen nicht zu vernachlässigenden Anteil ihrer Energie) vektoriell aufaddiert und ergeben \cancel{E}_T . Da die Summe der transversalen Energien aller entstandenen Teilchen auf Grund der Energieerhaltung Null ergeben sollte, kann man \cancel{E}_T mit der transversalen Energie der nicht wechselwirkenden Teilchen, also den Neutrinos, identifizieren. Es gibt viele leicht unterschiedliche Methoden, um \cancel{E}_T zu bestimmen, die sich darin unterscheiden,

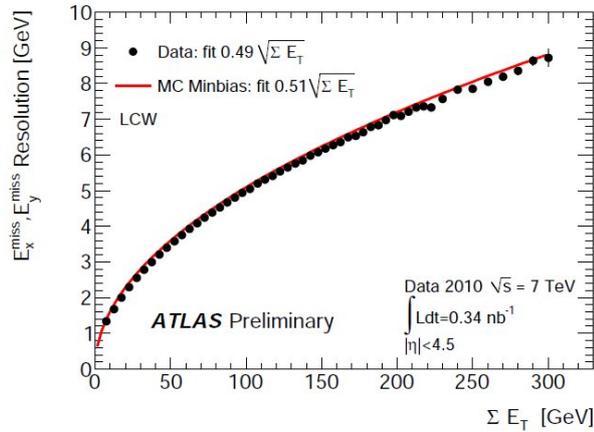


Abbildung 6.1 – Die Auflösung der fehlenden transversalen Energie in Abhängigkeit der gesamten transversalen Energie [50].

mit welchen Rekonstruktionsalgorithmen die Objekte rekonstruiert werden. In Abb. 6.1 ist die Auflösung von \cancel{E}_T in Abhängigkeit von der gesamten transversalen Energie dargestellt.

6.2.1 Overlap removal

Nachdem alle Objekte rekonstruiert wurden, wird sichergestellt, dass Signaturen im Detektor nicht doppelt als zwei unterschiedliche Objekte identifiziert werden. Dies wird als *overlap removal* bezeichnet. Hierfür wird mit Hilfe des Abstandes $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ ein minimaler Abstand bestimmt (siehe Tab. 6.2), ab dem zwei Objekte als voneinander getrennt betrachtet werden. Dies geschieht in mehreren Schritten. Zuerst werden die Myonen untereinander verglichen, wobei das Myon mit kleinerem transversalem Impuls entfernt wird. Dann werden die Elektronen mit Elektronen und anschließend mit den Myonen verglichen, wobei im Falle eines Überlappens das Elektron entfernt wird. Abschließend werden alle Jets eliminiert, die mit einem anderen Jet, Elektron oder Myon überlappen.

6.2.2 Korrekturen auf Daten

Nach den Empfehlungen der *egamma Performance Group* [51] wird eine Korrektur auf die *Cluster*-Energie der Elektronen angewendet. Dies geschieht mit Hilfe des *Energy-Rescaler*-Werkzeugs, welches von der Gruppe zur Verfügung gestellt wird [52]. Die Größe dieser Korrektur ist abhängig von η und liegt maximal bei 5%.

6.2.3 Korrekturen auf Monte-Carlo

Es wurde festgestellt, dass einige Monte-Carlo-Größen die entsprechenden Daten nicht genau beschreiben. Daher werden einige Korrekturen auf die Monte-Carlo-Ereignissätze angewendet. Dies bedeutet, dass die entsprechenden Größen durch Korrekturfaktoren etwas geändert werden und damit besser die Daten beschreiben.

Trigger Für die Analyse wird der EF_e15_medium Trigger verwendet und auf den Impuls des Elektrons größer als 16 GeV geschnitten. Für Elektronen größer als 20 GeV wurde die Triggernachweiswahrscheinlichkeit mit *tag-and-probe*¹ untersucht und ein Korrekturfaktor von 0.995 ± 0.005 bestimmt [53]. Zusätzlich wurde in [54] die Triggernachweiswahrscheinlichkeit für den Bereich $16 < p_T < 20$ GeV anhand von *W*-Bosonzerfällen mit *tag-and-probe* untersucht. Aus diesen Analysen ergeben sich die Werte, die für diese Selektion angewendet wurden (siehe Tab. 6.3).

p_T Bereich [GeV]	Korrekturfaktor
$16 < p_T < 18$	1.004 ± 0.025
$18 < p_T < 20$	0.987 ± 0.023
$p_T > 20$	0.995 ± 0.005

Tabelle 6.3 – Korrekturfaktoren auf Monte-Carlo für den Trigger EF_e15_medium

Myonkorrekturen Die im Folgenden beschriebenen Korrekturen auf die Myonen folgen den Empfehlungen der *Muon Combined Performance Group*, die in [55] beschrieben werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Rekonstruktion wurde anhand von $Z \rightarrow \mu\mu$ Ereignissen mit *tag-and-probe* untersucht und Skalierungsfaktoren, die das Verhältnis von Monte-Carlo-Vorhersagen zu Daten beschreiben, bestimmt. Diese sind abhängig von η und p_T und liegen zwischen 0.927 und 1.009. In Abb. 6.2 sind die Nachweiswahrscheinlichkeit und die entsprechenden Faktoren dargestellt. Auch für die Nachweiswahrscheinlichkeit der Isolation (wird in Abschnitt 7.1 noch näher erläutert) wurden Skalierungsfaktoren mit Hilfe von *Z*-Bosonzerfällen [54] ermittelt. Diese haben in etwa dieselbe Größenordnung wie die Skalierungsfaktoren in Folge der Rekonstruktion. Die Myon- p_T -Skala wird durch eine Verschmierung korrigiert. Hierbei werden sowohl die Größen im Inneren Detektor als auch die im

¹Die Methode dient der Bestimmung von Nachweiswahrscheinlichkeiten. Hierfür wählt man, je nachdem was genau untersucht werden soll, z.B. möglichst reine $Z \rightarrow ee$ -Ereignisse aus. In diesem Beispiel wäre ein *tag*-Elektron ein Elektron mit hohen Qualitätsanforderungen, also harten Schnitten und ein *probe*-Elektron ein Elektron mit weniger harten Schnitten. Es wird zuerst ein *tag* gefordert und anschließend untersucht, wie oft in diesen Fällen auch ein *probe* gefunden wird. Daraus lässt sich dann eine Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ bestimmen:

$$\epsilon = \frac{N_{probe}}{N_{tag}}.$$

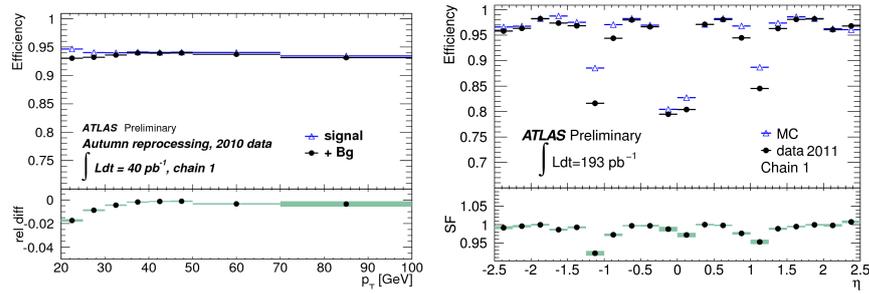


Abbildung 6.2 – Verteilung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen in Abhängigkeit von p_T (links) und η (rechts) [56]. Im unteren Teil der rechten Abbildung sind die daraus resultierenden Skalierungsfaktoren zu sehen.

Myonspektrometer geändert. Diese Verschmierung hat eine Änderung der Myonenenergie von bis zu 4% zur Folge [55]. Diese Änderung muss in den Berechnungen von \cancel{E}_T berücksichtigt werden. Dies erfolgt, indem der Impuls des ursprünglichen Myons zur fehlenden transversalen Energie hinzuaddiert und anschließend der Impuls des korrigierten Myons wieder abgezogen wird.

Elektronkorrekturen Für die Elektronen wurden die η - und p_T -abhängigen Skalierungsfaktoren für die Nachweiswahrscheinlichkeit der Rekonstruktion und Identifikation von der *egamma Performance Group* verwendet [53]. Diese wurden durch *tag-and-probe*-Studien mit W - und Z -Bosonen ermittelt und liegen bei rund 97%. Ebenso wie bei den Myonen wurden auch bei den Elektronen Skalierungsfaktoren auf die Isolation berechnet; diese bewirken Änderungen von bis zu 10%. Des Weiteren wird mit Hilfe des *Energy-Rescaler*-Werkzeugs [52] eine Verschmierung der Elektronenclusterenergie (ca. 2%) vorgenommen. Auch die Änderung der *Clusterenergie* hat Einfluss auf \cancel{E}_T und wird ebenso wie bei den Myonen berücksichtigt.

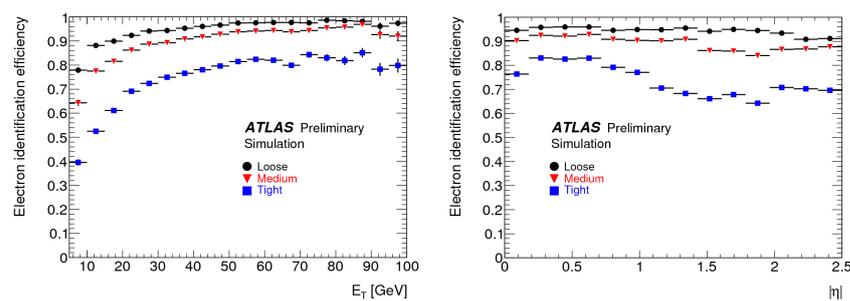


Abbildung 6.3 – Verteilung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Elektronen in Abhängigkeit von E_T (links) und η (rechts) für die drei Qualitätskriterien *loose*, *medium* und *tight* [57].

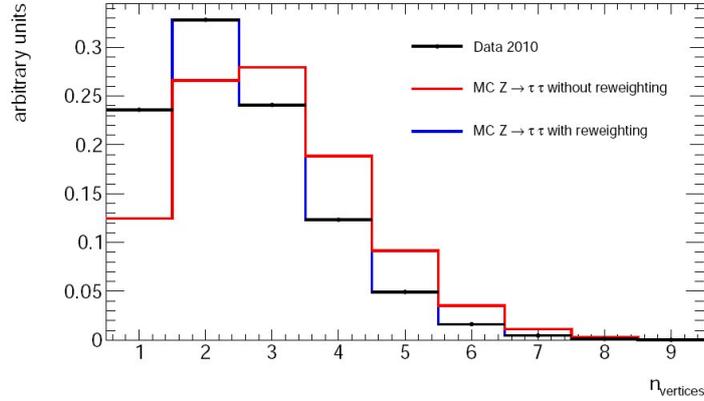


Abbildung 6.4 – Die Verteilung der Vertices in Monte Carlo ohne (rot) und mit (blau) Umgewichtung im Vergleich zu der Verteilung in Daten (schwarz) [37].

Vertex Umgewichtung Aufgrund der ständig wechselnden Strahlkonditionen und instantan variablen Luminositätsbedingungen verändert sich die Anzahl der *pileup*-Ereignisse mit jedem Ereignis. Es ist also nicht möglich, die genaue Verteilung der Vertices in Daten vorherzusagen; daher wurde für die Produktion der Monte-Carlo-Ereignissätze eine Poissonverteilung mit Mittelwert 2.2 angenommen. Man sieht allerdings, dass in den Daten der Mittelwert kleiner ist und die Verteilung nicht exakt poissonverteilt ist (vgl. Abb. 6.4). Da die Rekonstruktionsgüte von der Anzahl der überlagerten Ereignisse abhängt, ist eine gleiche Verteilung der Vertices in Monte-Carlo und Daten sinnvoll. Aus diesem Grund wird eine Umgewichtung der Monte-Carlo-Ereignisse abhängig von der Anzahl der Vertices vorgenommen. Die Umgewichtungsfaktoren wurden von der *ZToTwoTausToLepLep Group* berechnet [58].

# Vertices	Faktor
1	1.891 ± 0.013
2	1.234 ± 0.006
3	0.862 ± 0.004
4	0.654 ± 0.004
5	0.539 ± 0.004
6	0.465 ± 0.006
7	0.415 ± 0.010
8	0.448 ± 0.021
9	0.407 ± 0.038
≥ 10	0.582 ± 0.106

Tabelle 6.4 – Vertex-Umgewichtungs-Faktoren [58].

Diese Berechnungen wurde nach den Datenqualitäts-, Trigger-, Vertex- und Jet Cleaning-Schnitten durchgeführt. Anschließend wurde die normierte Vertexverteilung in Daten durch die normierte Verteilung in Monte-Carlo dividiert. Dadurch wurden von der Anzahl der Vertices abhängige Gewichtungsfaktoren bestimmt, die in Tab. 6.4 im Einzelnen aufgeführt sind. Bei einer Reproduktion der Verteilungen anhand der in dieser Arbeit durchgeführten Analyse wurde für $n_{\text{Vertices}} = 1$ eine kleine Abweichung gegenüber der offiziellen Verteilung in Abb. 6.4 festgestellt. Diese ist vermutlich auf kleine Unterschiede bezüglich der genauen Bedingungen, bei denen die Verteilungen erstellt wurden, zurückzuführen.

Kapitel 7

Ereignisselektion

In diesem Kapitel werden die finalen Schnitte diskutiert. Anschließend wird die ABCD-Methode zur Abschätzung des QCD-Multijet-Untergrundes aus Daten erläutert und ein Überblick über die Elternteilchen der detektierten Elektronen und Myonen in Monte-Carlo-Ereignissen gegeben.

7.1 Ereignisselektion

Bislang waren die Schnitte darauf abgestimmt, möglichst wahre und dem Signal entsprechende Elektronen und Myonen zu detektieren. Mit den in Tab. 7.1 beschriebenen Schnitten sollen nun die verbliebenen Untergründe bestmöglich reduziert werden.

Leptonselektion Da das Signal genau zwei Leptonen (ein Myon und ein Elektron) mit entgegengesetzter Ladung im Endzustand hat, wird auch genau dies verlangt. Durch das Veto auf ein zusätzliches Elektron bzw. Myon lassen sich die Beiträge von $\gamma^*/Z \rightarrow ee$ und $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ gut reduzieren (vgl. Tab. 7.2).

Leptonisolation Ein Blick auf die Anzahl an Ereignissen nach jedem Schnitt in Tab. 7.2 zeigt, dass an diesem Punkt der Selektion der QCD-Multijet-Untergrund aus Monte-Carlo-Abschätzungen dominant ist. Zur Trennung des Signals von diesem Untergrund bieten sich die Isolationsvariablen E_T^{cone} und p_T^{cone} an, da die Signalleptonen meist sehr isoliert auftreten, während die QCD-Ereignisse eher schlechte

Leptonselektion	$N(e)=1$ und $N(\mu)=1$ entgegengesetzte Ladung
Leptonisolation	Elektron: $p_T^{\text{cone40}}/p_T < 0.06$ und $E_T^{\text{cone30}}/p_T < 0.1$ Myon: $p_T^{\text{cone40}}/p_T < 0.06$ und $E_T^{\text{cone40}}/p_T < 0.06$
W +Jet Unterdrückung	$\sum \cos \Delta\phi(\ell, \cancel{E}_T) > -0.15$
$t\bar{t}$ Unterdrückung	$\text{SumEt} = E_T(e) + E_T(\mu) + E_T(\text{jets}) + \cancel{E}_T < 150 \text{ GeV}$
sichtbare Masse	$25 \text{ GeV} < M_{e\mu} < 80 \text{ GeV}$

Tabelle 7.1 – Die Schnitte der Ereignisselektion.

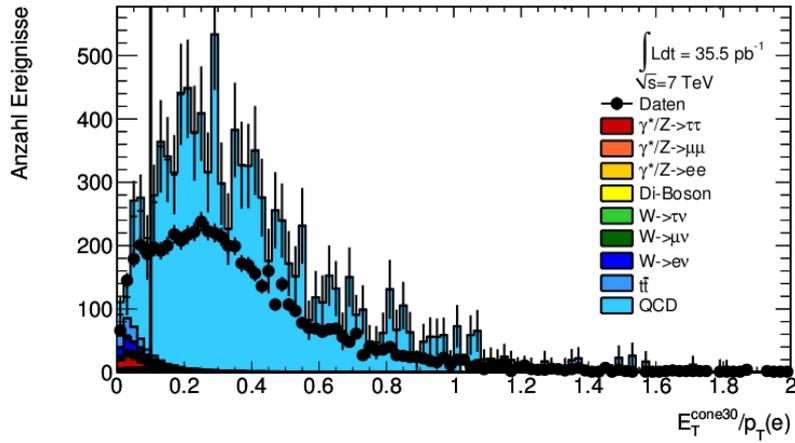


Abbildung 7.1 – Dargestellt ist die relative Isolationsverteilung $E_T^{\text{cone30}}/p_T(e)$ der Elektronen. Der vertikale Strich gibt den Schnittwert an. Der QCD-Multijet-Untergrund für diese Abbildung stammt aus Monte-Carlo-Abschätzungen.

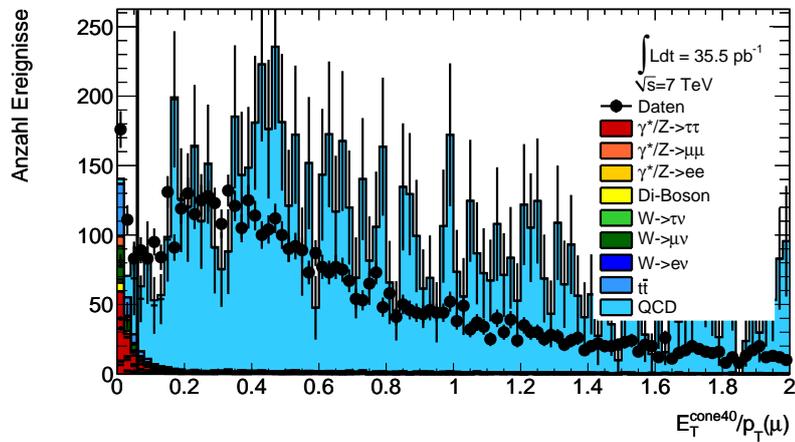


Abbildung 7.2 – Dargestellt ist die relative Isolationsverteilung der Energie $E_T^{\text{cone40}}/p_T(\mu)$ der Myonen. Der vertikale Strich gibt den Schnittwert an. Der QCD-Multijet-Untergrund für diese Abbildung stammt aus Monte-Carlo-Abschätzungen.

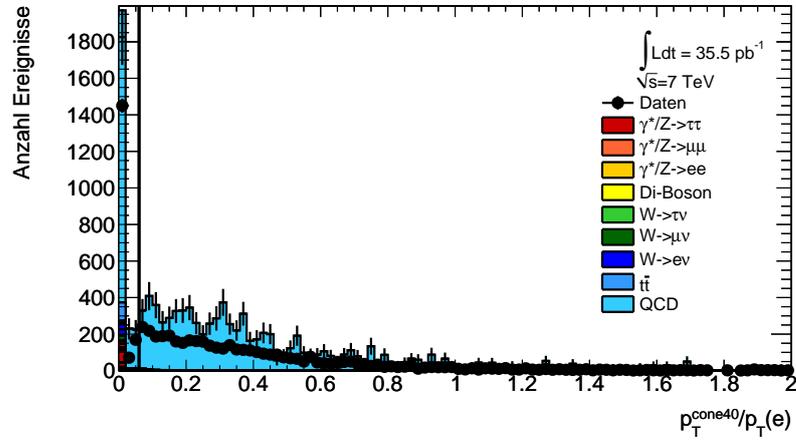


Abbildung 7.3 – Dargestellt ist die relative Isolationsverteilung $p_T^{\text{cone40}}/p_T(e)$ der Elektronen. Der vertikale Strich gibt den Schnittwert an. Der QCD-Multijet-Untergrund für diese Abbildung stammt aus Monte-Carlo-Abschätzungen.

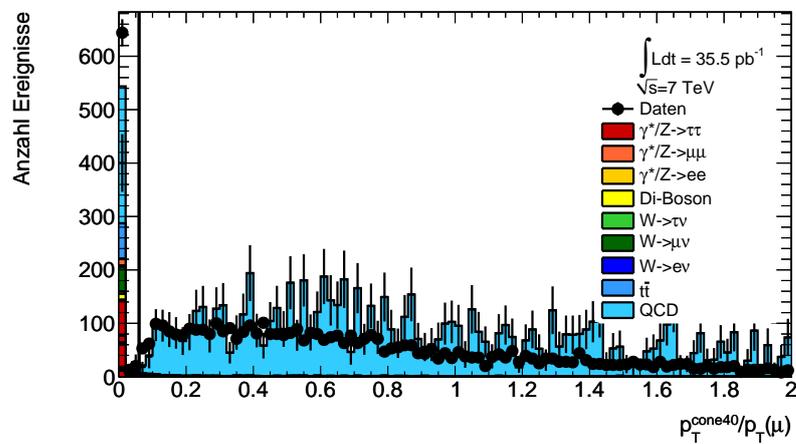


Abbildung 7.4 – Dargestellt ist die relative Isolationsverteilung $p_T^{\text{cone40}}/p_T(\mu)$ der Myonen. Der vertikale Strich gibt den Schnittwert an. Der QCD-Multijet-Untergrund für diese Abbildung stammt aus Monte-Carlo-Abschätzungen.

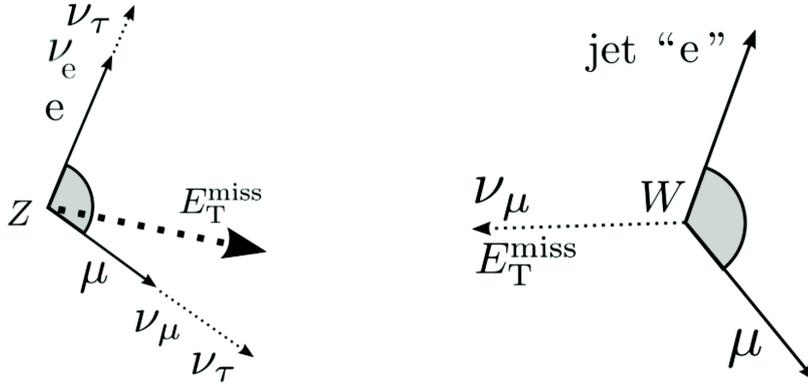


Abbildung 7.5 – Ereignistopologie für $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu$ und $W \rightarrow \mu\nu$ [29].

Isolationen aufweisen (vgl. Abb. 7.1 bis 7.4). Dabei bezieht sich E_T^{cone} auf die Isolation der $e(\mu)$ -Kandidaten im Kalorimeter und p_T^{cone} auf die Isolation der Spur der $e(\mu)$ -Kandidaten im Inneren Detektor. Für E_T^{cone} werden die Energiedepositionen aller Zellen innerhalb eines Kegels mit $\Delta R = 0.4$ (bzw. $\Delta R = 0.3$ für $E_T^{\text{cone}}(e)$) abzüglich eines inneren Kegels von $\Delta R = 0.05$ um das Zentrum der deponierten Energie des $e(\mu)$ -Kandidaten aufaddiert. Es wird also die Energie gemessen, die in einem hohlen Kegel um das Lepton herum deponiert wurde. Ähnliches gilt für p_T^{cone} mit dem Unterschied, dass hier die transversalen Impulse aller Spuren im Inneren Detektor mit $p_T > 1$ GeV innerhalb eines hohlen Kegels ($\Delta R = 0.4$ ohne $\Delta R = 0.05$) in die Berechnungen eingehen. Für diese Analyse werden allerdings jeweils die relativen Isolationen betrachtet, also p_T^{cone} bzw. E_T^{cone} geteilt durch den transversalen Impuls des jeweiligen Leptons (siehe Tab. 7.1). Diese haben sich als trennkraftiger erwiesen, da insbesondere bei den Elektronen die deponierte Energie im Kalorimeter stark vom Impuls abhängt. Für die Elektronen wurde ein kleinerer Kegel ($E_T^{\text{cone}30}$) gewählt, da die Variable, die $E_T^{\text{cone}40}$ beschreibt, anfangs nicht in den Ereignissätzen zur Verfügung stand und der kleinere Isolationbereich auch weniger anfällig auf Detektorrauschen und andere Störeffekte wie *pile-up* ist. In den Abb. 7.1 bis 7.4 sieht man, wie gut die Trennkraft dieser Schnittgrößen ist. Es fällt aber auch auf, dass es eine Diskrepanz zwischen der Monte-Carlo-Abschätzung und den Daten gibt. Dies liegt insbesondere an dem QCD-Multijet-Untergrund, der sehr schwer zu modellieren ist. Daher wird später beschrieben, wie man diesen Untergrund aus Daten abschätzen kann.

Winkelsumme zwischen E_T und den Leptonen Dieser Schnitt dient hauptsächlich zur Unterdrückung des $W + \text{Jets}$ -Untergrundes. Wie in Abb. 7.5 zu sehen, unterscheidet sich die Ereignistopologie von der des Signals. Durch den großen Massenunterschied zwischen Z und τ erhalten die τ -Leptonen aus dem Z -Zerfall einen

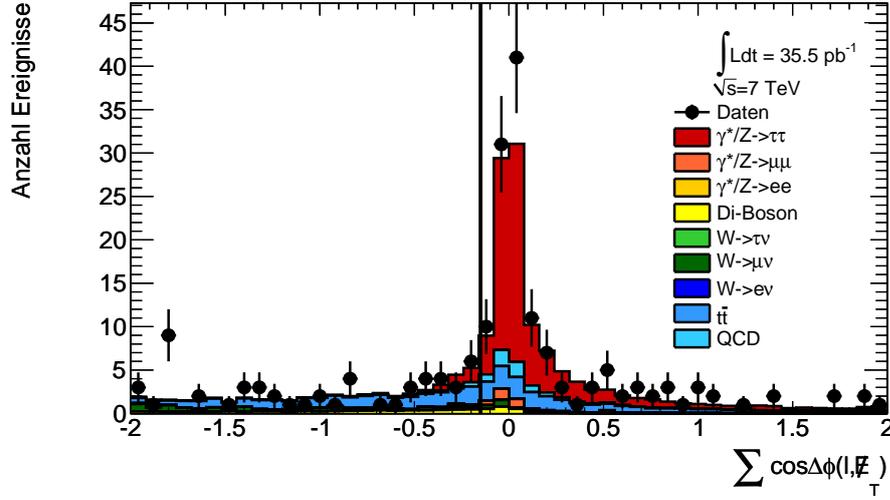


Abbildung 7.6 – Verteilung von Signal und Untergrund vor dem $\sum \cos \Delta\phi(\ell, \cancel{E}_T)$ -Schnitt bei -0.15 , dargestellt durch die senkrechte Linie. Der QCD-Multijet-Untergrund stammt aus einer Abschätzung aus Daten (siehe Abschnitt 7.4)

großen Lorentzboost. Daher sollten die Zerfallsprodukte des τ -Leptons ($e + 2\nu$ bzw. $\mu + 2\nu$) näherungsweise kollinear sein. Bei eher kleineren Z -Impulsen zerfällt das Z -Boson in zwei τ -Leptonen, die in entgegengesetzte Richtung gehen, bei größeren Z -Impulsen wird der Winkel zwischen den τ -Leptonen entsprechend kleiner. Da die fehlende transversale Energie im Wesentlichen von den vier Neutrinos kommt, ist anzunehmen, dass der \cancel{E}_T -Vektor in der transversalen Ebene zwischen den beiden Leptonen liegt. Ganz anders verhält sich die Topologie bei den $W + Jets$ -Ereignissen. Hier gibt es ein Lepton und einen Jet, der ein weiteres Lepton imitiert. Daher wird die fehlende transversale Energie bei diesen Ereignissen durch das Neutrino dominiert, welches aufgrund der Energieerhaltung in der transversalen Ebene vom echten Lepton weg zeigt. Daher wird der \cancel{E}_T -Vektor meist außerhalb der beiden Leptonen liegen. Um diesen Unterschied auszunutzen, wird die Summe über die Winkel zwischen \cancel{E}_T und den beiden Leptonen berechnet

$$\sum \cos \Delta\phi(\ell, \cancel{E}_T) = \cos(\phi(e, \cancel{E}_T)) + \cos(\phi(\mu, \cancel{E}_T))$$

und als Selektionskriterium $\sum \cos \Delta\phi(\ell, \cancel{E}_T) > -0.15$ verwendet (siehe Abb. 7.6).

Summe der transversalen Energien Um den $t\bar{t}$ -Untergrund zu unterdrücken, wird ein Schnitt auf die Größe

$$\sum E_T = E_T(e) + E_T(\mu) + E_T(jets) + \cancel{E}_T$$

angewendet. Wie man in Abb. 7.7 sieht, eignet sich diese Größe hervorragend, um das Signal vom $t\bar{t}$ -Untergrund zu trennen. Der Grund für den Unterschied liegt in der

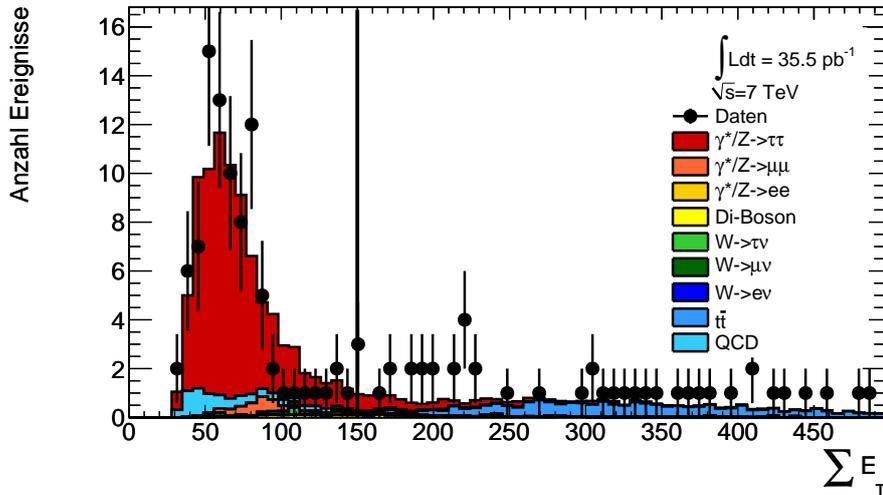


Abbildung 7.7 – Verteilung von Signal und Untergrund vor dem $\sum E_T$ -Schnitt, dargestellt durch die senkrechte Linie. Der QCD-Multijet-Untergrund stammt aus einer Abschätzung aus Daten (siehe Abschnitt 7.4).

Topologie der Ereignisse. $t\bar{t}$ -Ereignisse haben viele Jets mit hohem p_T und auch die Leptonen, sowie \cancel{E}_T sind höherenergetischer, während für das Signal auf Bornniveau keine Jets erwartet werden. Als Schnittgröße wird auf $\sum E_T < 150$ GeV geschnitten.

Finales Massenfenster der invarianten Masse Abschließend wird ein finales Massenfenster gewählt. Hierfür wird die invariante Masse aus den Vierervektoren des Elektrons und des Myons berechnet. Da nur noch sehr wenig Untergrund vorhanden ist, wurde ein großer Bereich in der Masse von $25 < M_{e\mu} < 80$ GeV gewählt. In Abb. 7.8 ist die Massenverteilung vor dem letzten Schnitt abgebildet.

7.2 Massenverteilung mit dem MMC

Die finale Massenverteilung kann auch mit dem MISSING MASS CALCULATOR berechnet werden. Dieser Schritt wird dann anstelle des Schnittes auf die invariante Masse ($M_{e\mu}$) angewendet. In Abb. 7.9 ist die Massenverteilung der rekonstruierten Z -Masse dargestellt. Wie bereits in Kap. 4 beschrieben, sieht man eine Verschiebung der Z -Masse zu größeren Massen hin. Die erwartete Form der Massenverteilung wird von den Daten bestätigt.

Da bei der Rekonstruktion der Untergrundereignisse ebenfalls die Z -Masse rekonstruiert wird, ist die Massenverteilung mit dem MMC zur Trennung von Signal und Untergrund für diese Analyse nicht geeignet. Um unphysikalische Ereignisse auszuschließen, wird die Selektion auf ein Massenfenster zwischen 50 und 180 GeV

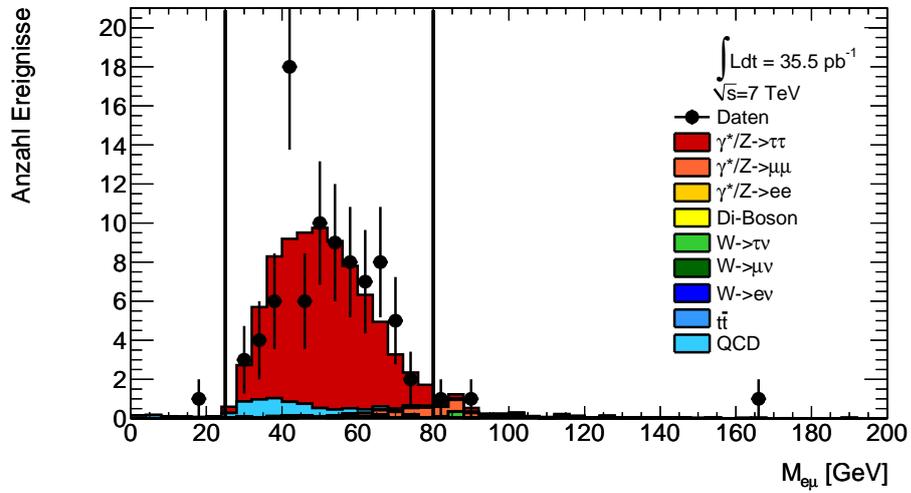


Abbildung 7.8 – Verteilung der invarianten Masse von Signal und Untergrund vor dem $M_{e\mu}$ -Schnitt, symbolisiert durch die senkrechten Linien. Der QCD-Multijet-Untergrund stammt aus einer Abschätzung aus Daten (siehe Abschnitt 7.4)

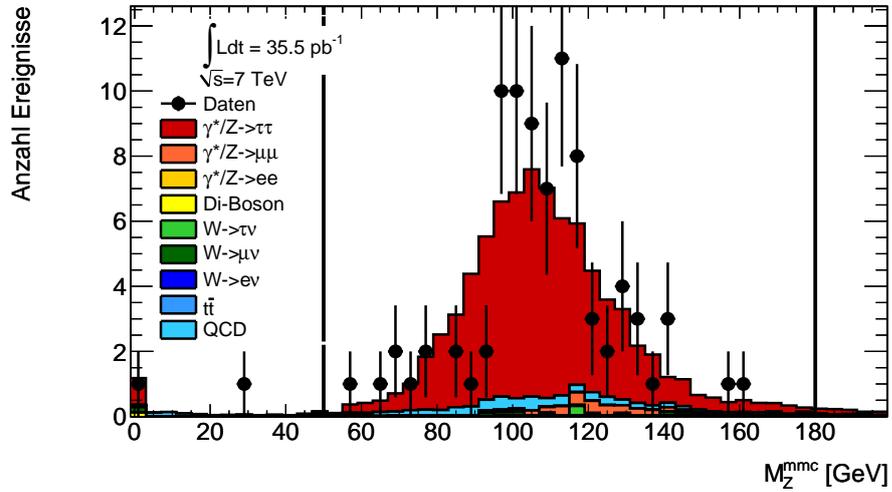


Abbildung 7.9 – Verteilung der rekonstruierten Z -Masse mit dem MISSING MASS CALCULATOR nach dem Schnitt auf $\sum E_T$. Die senkrechten Linien bei 50 GeV und 180 GeV geben das ausgewählte Massenfenster an. Der QCD-Multijet-Untergrund stammt aus einer Abschätzung aus Daten (siehe Abschnitt 7.4)

eingeschränkt.

7.3 Ergebnis der Selektion

Die Anzahl der verbleibenden Daten- und Untergrundereignisse nach jedem Selektionskriterium ist in Tab. 7.2 zusammengestellt. Hierbei sind alle Ereignissätze auf die Luminosität der Daten normiert. Nach allen Selektionskriterien werden 72 Signalereignisse für die Selektion mit $M_{e\mu}$ bzw. 71 für die Selektion mit M_{mmc} erwartet. Berücksichtigt man den QCD-Multijet-Untergrund nicht, so werden insgesamt 3 bzw. 5 Untergrundereignisse erwartet. Dabei ist der dominanteste Untergrund nach allen Schnitten $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ mit knapp 2 bzw. 3 Ereignissen. Betrachtet man den QCD-Multijet-Untergrund, so sieht man, dass er nach den Isolationsschnitten komplett verschwindet. Dies entspricht nicht der Realität, sondern liegt an einer zu kleinen Anzahl an simulierten Ereignissen und daran, dass diese Prozesse sehr schwer zu simulieren sind. Aus diesen Gründen ist man bemüht, den QCD-Multijet-Untergrund aus Daten abzuschätzen.

7.4 Abschätzung des QCD-Multijet-Untergrundes aus Daten

Der QCD-Multijet-Untergrund kann mit Hilfe der ABCD-Methode aus Daten abgeschätzt werden. Bei dieser Methode teilt man die Datenereignisse in signalreiche und signalarme Regionen ein. Diese Einteilung wird anhand der Ladungskorrelation der beiden Leptonen und deren Isolation vorgenommen. Dabei wird davon ausgegangen, dass diese beiden Größen unkorreliert sind, was in guter Näherung der Fall ist. Zudem wird angenommen, dass die Form der Verteilung der invarianten Masse in allen Regionen dieselbe ist.

Die Einteilung der Regionen wird durchgeführt, nachdem genau zwei Leptonen verlangt wurden, also vor dem Ladungs- und Isolationsschnitt. Nach späteren Schnitten wäre die Anzahl der Ereignisse zu klein. Bei der Ladung wird zwischen gleicher und entgegengesetzter Ladung der beiden Leptonen unterschieden, bei der Isolation zwischen Isolation und Anti-Isolation. Für die Bereiche der Isolation werden die Isolationsskriterien aus der Selektion angewendet, für den Bereich der Anti-Isolation werden alle Isolationsschnitte umgekehrt, es werden also zwei nicht isolierte Leptonen verlangt. Dabei werden sowohl die Isolationen im Kalorimeter, als auch die Isolationen im Spurdetektorsystem berücksichtigt. Die vier Regionen sind in Abb. 7.10 schematisch dargestellt und wie folgt definiert:

- Region A ist die Signalregion mit isoliertem Elektron und isoliertem Myon mit entgegengesetzter (ungleicher) Ladung (UL)
- Region B ist die Kontrollregion mit isoliertem Elektron und isoliertem Myon mit gleicher Ladung (GL)

7.4 Abschätzung des QCD-Multijet-Untergrundes aus Daten

nach Schnitt	Daten	$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$	$\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$	$\gamma^*/Z \rightarrow ee$	QCD
N_{Tot}	16136861	8536 ± 12	23917 ± 13	21150 ± 12	10036466 ± 11977
Liste guter <i>Runs</i>	13875279	8536 ± 12	23917 ± 13	21150 ± 12	10036466 ± 11977
Vertex	13862443	8536 ± 12	23917 ± 13	21150 ± 12	10036466 ± 11977
Trigger	1874738	1615 ± 5	110.7 ± 0.9	19951 ± 12	76292 ± 1059
<i>Jet Cleaning</i>	1873774	1615 ± 5	110.7 ± 0.9	19951 ± 12	76292 ± 1059
mind. ein Lepton	1002075	1229 ± 4	103.1 ± 0.9	18309 ± 12	59565 ± 939
mind. ein e und μ	9992	174.1 ± 1.8	38.6 ± 0.5	22.1 ± 0.4	18006 ± 512
genau ein e und μ	9902	173.6 ± 1.8	24.0 ± 0.4	11.1 ± 0.3	17833 ± 510
entgegengesetzte Ladung	5974	165.1 ± 1.7	14.5 ± 0.3	5.68 ± 0.20	10172 ± 384
p_T^{cone}/p_T	370	124.7 ± 1.5	8.80 ± 0.25	0.39 ± 0.05	11.1 ± 7.9
E_T^{cone}/p_T	191	85.6 ± 1.2	5.30 ± 0.19	0.06 ± 0.02	-
$\sum \cos \Delta\phi(\ell, \mathcal{E}_T)$	135	80.5 ± 1.2	3.73 ± 0.16	0.03 ± 0.01	-
$\sum E_T$	90	73.6 ± 1.1	3.36 ± 0.15	0.03 ± 0.01	-
$M_{e\mu}$	86	72.2 ± 1.1	1.83 ± 0.11	0.01 ± 0.01	-
M_{mmc}	85	71.31 ± 1.1	3.14 ± 0.15	0.01 ± 0.01	-

nach Schnitt	$W \rightarrow \tau\nu$	$W \rightarrow \mu\nu$	$W \rightarrow e\nu$	$t\bar{t}$	Di-Boson
N_{Tot}	19625 ± 60	36853 ± 44	31331 ± 41	3139 ± 4	547.1 ± 0.8
Liste guter <i>Runs</i>	19625 ± 60	36853 ± 44	31331 ± 41	3139 ± 4	547.1 ± 0.8
Vertex	19625 ± 60	36853 ± 44	31331 ± 41	3139 ± 4	547.1 ± 0.8
Trigger	2198 ± 20	452.4 ± 4.9	24670 ± 36	1047 ± 2	214.4 ± 0.5
<i>Jet Cleaning</i>	2198 ± 20	452.4 ± 4.9	24670 ± 36	1047 ± 2	214.4 ± 0.5
mind. ein Lepton	1614 ± 173	398.9 ± 4.6	20192 ± 33	893.6 ± 2.0	180.4 ± 0.5
mind. ein e und μ	18.8 ± 1.9	103.8 ± 2.4	92.9 ± 2.2	183.1 ± 0.9	16.6 ± 0.2
genau ein e und μ	18.8 ± 1.9	103.8 ± 2.4	91.9 ± 2.2	165.1 ± 0.8	15.1 ± 0.2
entgegengesetzte Ladung	12.7 ± 1.5	57.0 ± 1.7	73.8 ± 2.0	124.2 ± 0.7	13.7 ± 0.1
p_T^{cone}/p_T	2.32 ± 0.66	22.2 ± 1.1	3.25 ± 0.42	61.8 ± 0.5	10.8 ± 0.1
E_T^{cone}/p_T	0.98 ± 0.43	9.25 ± 0.70	0.20 ± 0.10	48.1 ± 0.5	8.73 ± 0.12
$\sum \cos \Delta\phi(\ell, \mathcal{E}_T)$	0.29 ± 0.23	1.67 ± 0.30	0.04 ± 0.05	21.2 ± 0.3	2.52 ± 0.06
$\sum E_T$	0.29 ± 0.23	1.11 ± 0.24	0.04 ± 0.05	0.24 ± 0.03	1.09 ± 0.04
$M_{e\mu}$	-	0.70 ± 0.19	0.04 ± 0.05	0.16 ± 0.03	0.46 ± 0.03
M_{mmc}	0.29 ± 0.23	0.88 ± 0.21	0.05 ± 0.05	0.17 ± 0.03	0.73 ± 0.03

Tabelle 7.2 – Schnittfluss nach den verschiedenen Selektionskriterien. Die Werte der Monte-Carlo-Ereignissätze sind auf eine Luminosität von 35.5 pb^{-1} normiert.

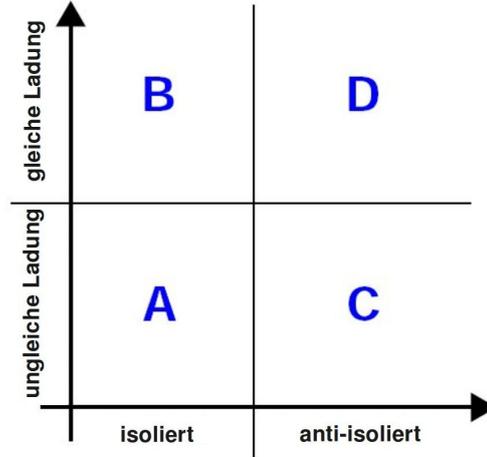


Abbildung 7.10 – Schema zur Erklärung der ABCD-Methode [29]

- Region C ist die Kontrollregion mit anti-isoliertem Elektron und anti-isoliertem Myon mit entgegengesetzter Ladung
- Region D ist die Kontrollregion mit anti-isoliertem Elektron und anti-isoliertem Myon mit gleicher Ladung

Mit den obigen Annahmen lässt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen den Regionen feststellen

$$N^A = N^B \left(\frac{N^C}{N^D} \right), \quad (7.1)$$

wobei N^i die Anzahl der Ereignisse in Region i beschreibt. Man geht also davon aus, dass das Verhältnis von Ereignissen mit gleicher Ladung zu entgegengesetzter Ladung für die isolierten Regionen gleich ist wie für die anti-isolierten Regionen. Um den QCD-Multijet-Untergrund in der Signalregion mit Hilfe der Ereignisse in den Kontrollregionen abschätzen zu können, müssen noch Korrekturen für die erwarteten Ereignisse der anderen Untergünde berücksichtigt werden. Hierzu zieht man in jeder Region die aus Monte-Carlo-Simulationen erwarteten Untergrundereignisse aus anderen Prozessen von denen in Daten ab:

$$N^i = N_{\text{Daten}}^i - N_{Z \rightarrow ee, \mu\mu}^i - \sum_{\ell} N_{W \rightarrow \ell\nu}^i - N_{t\bar{t}}^i, \quad (7.2)$$

mit $i = B, C, D$ und $\ell = e, \mu, \tau$.

In Tab. 7.3 wird die erwartete Anzahl an Ereignissen für die verschiedenen Prozesse in den vier Regionen gezeigt und mit den in Daten selektierten Ereignissen verglichen. Die Kontrollregion B ist limitiert durch eine geringe Anzahl an Ereignissen. Hier ist der QCD-Multijet-Untergrund etwa genauso stark vertreten wie $W \rightarrow \mu\nu$. Die

	A	C
$Z \rightarrow \tau\tau$	85.59 ± 1.23	0.55 ± 0.10
Di-Boson	8.73 ± 0.12	0.10 ± 0.01
$W \rightarrow \tau\nu$	0.98 ± 0.43	0.65 ± 0.35
$W \rightarrow \mu\nu$	9.29 ± 0.70	3.46 ± 0.43
$W \rightarrow e\nu$	0.20 ± 0.10	1.40 ± 0.27
$Z \rightarrow \mu\mu$	5.30 ± 0.19	0.24 ± 0.04
$Z \rightarrow ee$	0.06 ± 0.02	0.14 ± 0.03
$t\bar{t}$	48.09 ± 0.45	4.24 ± 0.13
UG gesamt (ohne QCD)	158.20 ± 1.57	10.77 ± 0.64
Daten	191.00 ± 13.82	3790.00 ± 61.56
\rightarrow QCD (Daten-UG)	32.80	3779.23
	B	D
$Z \rightarrow \tau\tau$	1.35 ± 0.15	0.44 ± 0.13
Di-Boson	0.56 ± 0.02	0.04 ± 0.01
$W \rightarrow \tau\nu$	0.52 ± 0.31	0.63 ± 0.34
$W \rightarrow \mu\nu$	9.53 ± 0.71	2.97 ± 0.40
$W \rightarrow e\nu$	0.09 ± 0.07	0.30 ± 0.13
$Z \rightarrow \mu\mu$	2.70 ± 0.14	0.24 ± 0.04
$Z \rightarrow ee$	0.05 ± 0.02	0.08 ± 0.02
$t\bar{t}$	0.45 ± 0.04	2.84 ± 0.11
UG gesamt (ohne QCD)	15.25 ± 0.81	7.54 ± 0.57
Daten	22.00 ± 4.69	2438.00 ± 49.38
\rightarrow QCD (Daten-UG)	6.75	2430.46

Tabelle 7.3 – Anzahl der Ereignisse in den Regionen A, B, C und D für alle Kanäle nach dem Dileptonschnitt normiert auf $\mathcal{L} = 35.5 \text{ pb}^{-1}$.

nach Schnitt	$M_{e\mu}$	M_{mmc}
Ladung und Iso	2438 ± 49	
$\sum \cos \Delta\phi$	1389 ± 43	
$\sum E_T$	1584 ± 40	
Massenfenster	1370 ± 37	1320 ± 36

Tabelle 7.4 – Zur Bestimmung der Schnitteffizienz ϵ ist hier die Anzahl der Ereignisse in der Kontrollregion D nach den verschiedenen Schnitten für die beiden Selektionsvarianten $M_{e\mu}$ und M_{mmc} zusammengestellt.

Kontrollregionen C und D sind sehr stark dominiert durch QCD-Multijet-Ereignisse (über 99%). Setzt man die Werte aus Tab. 7.3 in (7.2) und (7.1) ein, erhält man folgendes Ergebnis:

$$N^A = 10.5 \pm 7.4 \text{ (stat.)} \quad (7.3)$$

Dies ist die Anzahl der erwarteten QCD-Multijet-Ereignisse in der Signalregion A nach dem Dileptonschnitt. Für die weitere Analyse ist die Anzahl nach allen Schnitten notwendig. Diese zu berechnen, gestaltet sich etwas komplizierter, denn würde man einfach die Schnitte $\sum \cos \Delta\phi$, $\sum E_T$ und $M_{e\mu}$ auf alle Regionen anwenden, so blieben zu wenige Ereignisse übrig für eine Auswertung. Daher untersucht man nur in der QCD-Multijet-reichen Region D den Einfluss der noch fehlenden Schnitte und nimmt an, dass sich die Verteilungen in den Regionen A und D gleich verhalten. Da man dies aufgrund der geringen Anzahl an Ereignissen nicht direkt überprüfen kann, werden zusätzliche halb-isolierte Testregionen eingeführt. Man betrachtet also Regionen sowohl für gleiches als auch für entgegengesetztes Ladungsvorzeichen mit jeweils einem isoliertem und einem anti-isoliertem Lepton. Dabei wird angenommen, dass die Isolation der beiden Leptonen unabhängig voneinander ist. Für diese Regionen wurden die Formen der relevanten Verteilungen miteinander verglichen, dies ist in Abb. 7.11 zu sehen. Die Formen der Verteilungen stimmen ausreichend gut überein, so dass die Annahme, dass die Isolation bzw. Anti-Isolation keinen Einfluss auf die Verteilungen der Observablen $\sum \cos \Delta\phi$, $\sum E_T$ und $M_{e\mu}$ haben, berechtigt ist.

Mit Hilfe der Werte aus Tab. 7.4 lässt sich aus den Anzahlen nach dem Dileptonschnitt und dem Massenschnitt eine Schnitteffizienz ϵ berechnen:

$$\epsilon_{M_{e\mu}} = \frac{N_{M_{e\mu}}^D}{N_{Dilepton}^D} = \frac{1370}{2438} = 0.56 \pm 0.02 \text{ (stat.)}. \quad (7.4)$$

Für die Analyse mit dem MMC ergibt sich hierfür

$$\epsilon_{M_{mmc}} = \frac{N_{M_{mmc}}^D}{N_{Dilepton}^D} = \frac{1320}{2438} = 0.54 \pm 0.02 \text{ (stat.)}. \quad (7.5)$$

Jetzt müssen nur noch die Ereignisse in Region A mit den entsprechenden Schnitteffizienzen multipliziert werden und man erhält den aus Daten abgeschätzten QCD-

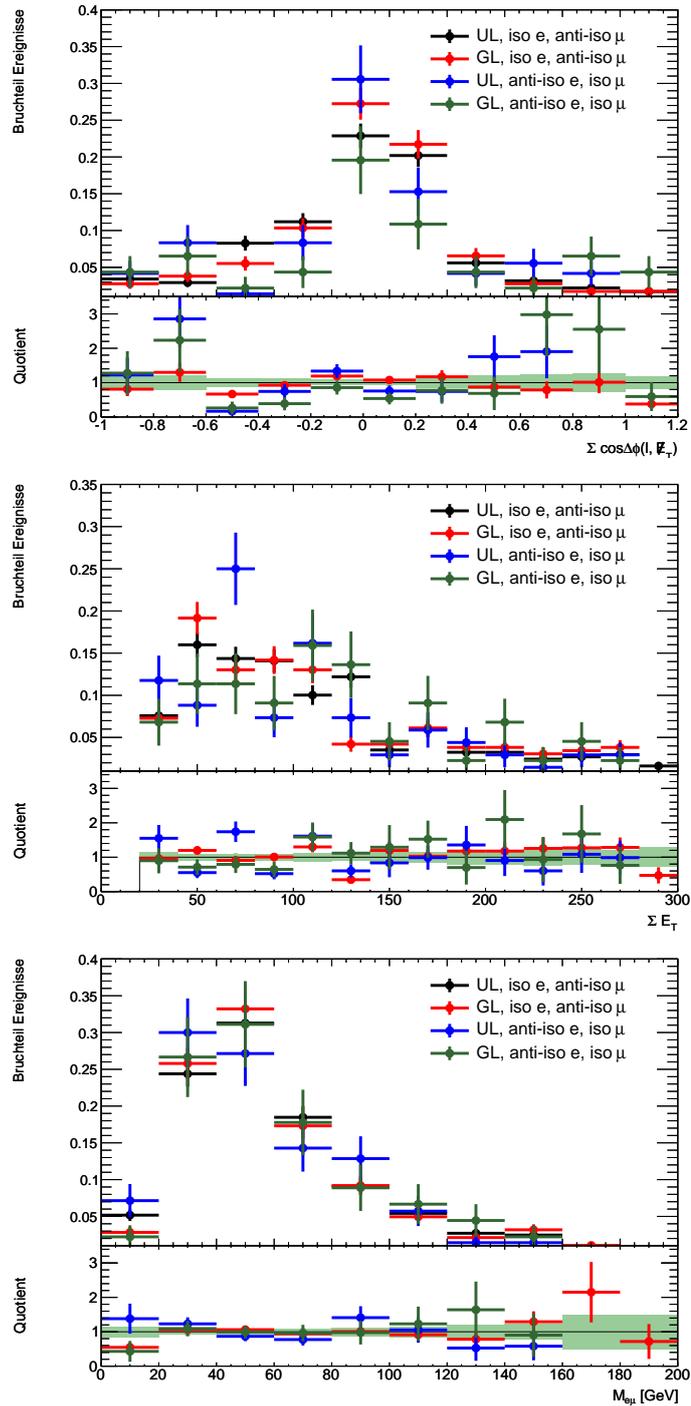


Abbildung 7.11 – Vergleiche zur Form der Verteilungen für $\sum \cos \Delta\phi$, $\sum E_T$ und $M_{e\mu}$ in den verschiedenen halbisolierten Regionen. UL steht für ungleiches (entgegengesetztes) Ladungsvorzeichen der beiden Leptonen im Endzustand und GL für gleiches Ladungsvorzeichen. Ferner werden jeweils für ein Lepton die Isolationskriterien und für das andere die Anti-Isolationskriterien angewendet.

Multijet-Untergrund nach allen Schnitten:

$$N_{M_{e\mu}}^A = N^A \cdot \epsilon = 5.9 \pm 3.8 \text{ (stat.)}. \quad (7.6)$$

bzw.

$$N_{M_{mmc}}^A = N^A \cdot \epsilon = 5.7 \pm 4.0 \text{ (stat.)}. \quad (7.7)$$

Bislang wurden noch keine systematischen Fehler berücksichtigt. Diese werden in Kap. 8 diskutiert.

Für die Abschätzung der Form der Verteilungen des QCD-Multijet-Untergrundes in den Abb. 7.6 - 7.9 wurden die Verteilung aus den Datenereignissen in Region C abzüglich der erwarteten Untergrundereignisse verwendet. Dabei wird angenommen, dass die Formen der Verteilungen der zu betrachtenden Größen für den QCD-Multijet-Untergrund unabhängig von der Isolation der Leptonen sind. Die Form der Verteilung muss natürlich an die erwartete Anzahl an QCD-Multijet-Ereignissen in der Signalregion A angepasst werden. Hierfür wird die Verteilung aus Region C mit einem Faktor

$$c = \frac{N^B}{N^D} = \frac{6.75}{2430.46} = 0.0028 \quad (7.8)$$

multipliziert.

Betrachtet man die erwarteten Ereignisse nach allen Schnitten, so ergeben sich 72 Signalereignisse und 9 Untergrundereignisse für den $M_{e\mu}$ -Schnitt. Für den M_{mmc} -Schnitt ergeben sich 71 Signalereignisse bei 11 Untergrundereignissen. Beides deckt sich innerhalb der Fehler gut mit den selektierten Datenereignissen von 86 ($M_{e\mu}$) bzw. 85 (M_{mmc}). Auch die finalen Verteilungen der Daten entsprechen den Erwartungen (siehe Abb. 7.8 und Abb. 7.9).

7.5 Zusammensetzung der Untergründe

Im Rahmen der Analyse wurde der Ursprung der Leptonen im Signal und in den Untergründen (insbesondere QCD-Multijet) untersucht. Hierfür wurden für die selektierten Ereignisse mittels der Generator-Informationen die Mutterteilchen der Elektronen und Myonen betrachtet, diese Information ist für alle Elektronen und Myonen in den Ereignissätzen als Variable vorhanden. Dabei wird die Identifizierung [6] der *Particle Data Group* verwendet (PDG-ID), die jedem Teilchen eindeutig eine Nummer zuweist.

Um die vielfältigen Möglichkeiten der Mutterteilchen übersichtlich darstellen zu können, wurden folgende Bezeichnungen gewählt:

- *fake* bezeichnet alle Mutterteilchen, für die kein Teilchen auf Generatorniveau assoziiert werden kann, also Teilchen, die erst durch Detektoreffekte oder Fehlidentifikationen entstanden sind.
- τ bedeutet, dass es sich bei dem Mutterteilchen um ein τ -Lepton handelt.

- Eine weitere gerade für Elektronen relevante Ursprungsquelle sind Photonen (γ). Diese können z.B. durch Paarbildung Elektronen erzeugen.
- Die Leptonen können auch direkt aus einem Z -Boson stammen.
- Ebenso kann das W -Boson in Leptonen zerfallen.
- $q\bar{q}$ steht für alle leichten Mesonen, wie z.B. Pionen, ρ - und η -Teilchen. Hier gehen alle Teilchen mit PDG-ID zwischen 100 und 300 ein.
- Zu $s\bar{s}$ zählen alle Mesonen, die ein Strange-Quark enthalten, wie z.B. das K^0 . Diese Teilchen haben PDG-ID zwischen 300 und 400.
- Bei den Teilchen mit PDG-ID zwischen 400 und 500 handelt es sich um Mesonen, die mindestens ein Charm-Quark enthalten (z.B. D^0). Diese werden unter $c\bar{c}$ zusammengefasst.
- Zu den schwersten unter den Mesonen zählen die Bottom-Quark Verbindungen ($b\bar{b}$). Ihre PDG-ID liegt zwischen 500 und 600.
- Bei den Baryonen wird genauso unterschieden, wie bei den Mesonen. qqq bezeichnet demnach alle leichten Baryonen (PDG-ID zwischen 1000 und 3000).
- sss sind alle Baryonen mit Strange-Quarks und PDG-ID zwischen 3000 und 4000.
- Baryonen mit Charm-Quarks werden unter ccc geführt und haben eine PDG-ID zwischen 4000 und 5000.
- Als letzte Baryon Verbindung werden solche mit Bottom-Quarks (bbb) und PDG-ID zwischen 5000 und 6000 aufgelistet.
- Unter den Punkt *andere* fallen alle Teilchen, die keiner der bisher beschriebenen Kategorien zugeordnet werden können und eher selten die Funktion von Mutterteilchen der hier untersuchten Prozesse übernehmen. Es fallen aber z.B. auch alle einzelnen Quarks, sowie Leptonen (außer dem τ -Lepton) und exotische Mesonen mit PDG-ID außerhalb der angegebenen Bereiche in diese Kategorie.

Da sich mit jedem zusätzlichen Selektionskriterium die Anzahl der Ereignisse minimiert, wird die Untergrundanalyse nach dem Ladungsschnitt durchgeführt. Dabei wird zwischen Ereignissen mit gleicher Ladung (GL) und entgegengesetzter (ungleicher) Ladung (UL) unterschieden. In Tab. 7.5 ist gezeigt, welchen Ursprung die Elektronen und Myonen des Signalprozesses prozentual haben. In Tab. 7.6 ist die Herkunft der Leptonen für den QCD-Multijet-Untergrund zusammengestellt. Zum Vergleich sind die Mutterteilchen der Leptonen im Anhang A für alle anderen Untergrundprozesse gezeigt.

In Abb. 7.12 ist die Herkunft der Elektronen und Myonen in Abhängigkeit voneinan-

$Z \rightarrow \tau\tau$				
	ungleiche Ladung		gleiche Ladung	
Mutterteilchen	Elektron	Myon	Elektron	Myon
fake	0.00%	0.01%	0.00%	0.00%
τ	93.19%	99.05%	17.59%	83.00%
γ	3.76%	0.00%	75.49%	0.00%
Z	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
W	0.18%	0.07%	1.19%	1.38%
$q\bar{q}$	2.20%	0.24%	2.37%	1.38%
$s\bar{s}$	0.05%	0.06%	0.40%	0.79%
$c\bar{c}$	0.02%	0.17%	0.00%	6.13%
$b\bar{b}$	0.02%	0.25%	0.79%	5.73%
qqq	0.01%	0.00%	0.00%	0.00%
sss	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
ccc	0.00%	0.03%	0.00%	0.20%
bbb	0.02%	0.02%	0.00%	0.40%
andere	0.56%	0.11%	2.17%	0.99%

Tabelle 7.5 – Prozentuale Verteilung der Mutterteilchen für die Elektronen und Myonen aus dem Signalprozess $Z \rightarrow \tau\tau$ in Abhängigkeit ihrer Ladungsvorzeichen.

QCD Multijet				
	ungleiche Ladung		gleiche Ladung	
Mutterteilchen	Elektron	Myon	Elektron	Myon
fake	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
τ	0.42%	1.98%	0.06%	1.60%
γ	16.84%	0.00%	30.84%	0.00%
Z	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
W	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
$q\bar{q}$	7.93%	0.22%	13.67%	0.11%
$s\bar{s}$	1.77%	0.01%	2.29%	0.06%
$c\bar{c}$	6.85%	21.96%	7.85%	33.56%
$b\bar{b}$	56.93%	68.81%	33.59%	59.09%
qqq	0.08%	0.00%	0.11%	0.00%
sss	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
ccc	0.04%	0.49%	0.05%	0.78%
bbb	4.92%	6.53%	2.05%	4.80%
andere	4.21%	0.00%	9.49%	0.01%

Tabelle 7.6 – Prozentuale Verteilung der Mutterteilchen für die Elektronen und Myonen aus dem QCD-Multijet-Untergrundprozess in Abhängigkeit ihrer Ladungsvorzeichen.

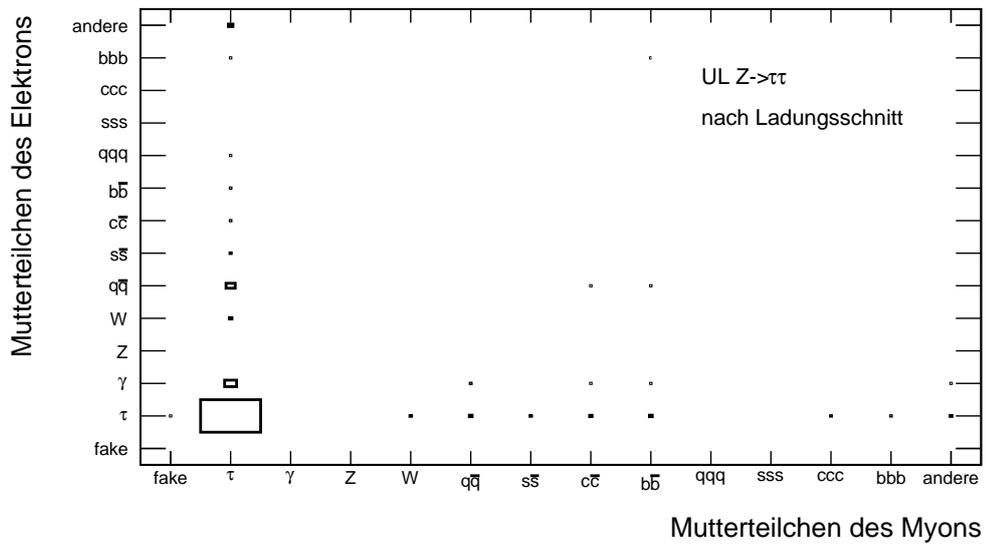
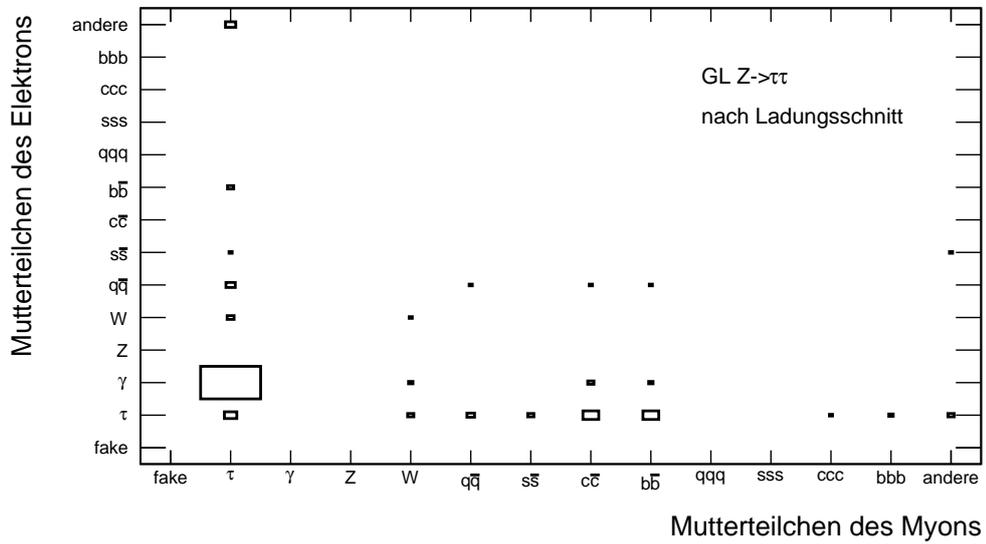


Abbildung 7.12 – Zusammensetzung der Leptonmutterteilchen im Signalkanal $Z \rightarrow \tau\tau$. GL bedeutet gleiche Ladung und UL ungleiche Ladung.

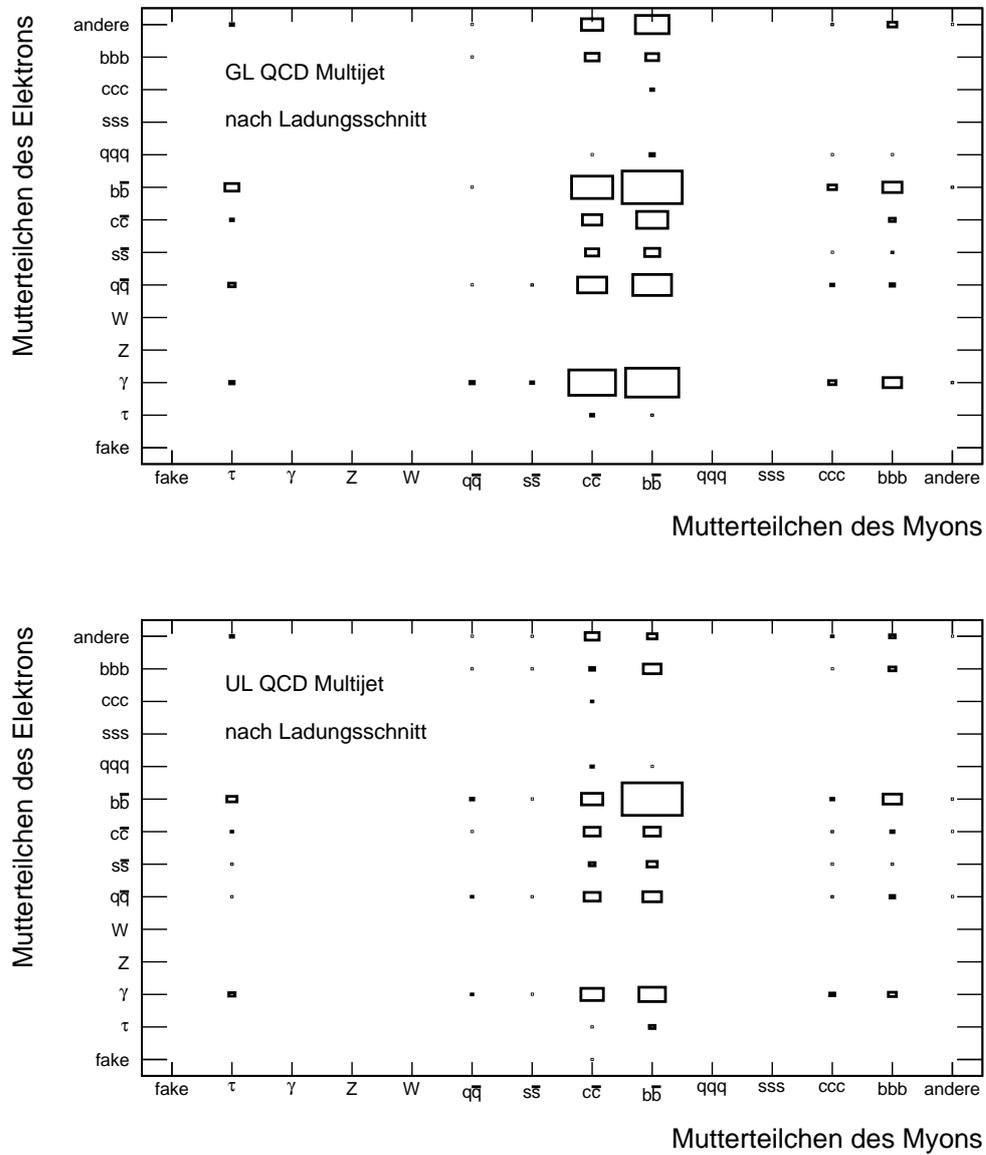


Abbildung 7.13 – Zusammensetzung der Leptonmutterteilchen für den QCD-Multijet-Untergrund. GL bedeutet gleiche Ladung und UL ungleiche Ladung.

der für den Signalkanal $Z \rightarrow \tau\tau$ dargestellt. Je größer die Kästchen in der Abbildung, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass diese die Mutterteilchen der Leptonen waren. Man kann aus dieser Abbildung gut erkennen, dass für den Fall mit entgegengesetzter Ladung fast alle selektierten Ereignisse (über 90 %) aus wahren τ -Leptonen kommen. Hingegen kommen bei gleichem Ladungsvorzeichen über 70 % der Elektronen aus Photonen, während die Myonen aus τ -Leptonen stammen. Daneben gibt es auch noch ein paar andere Kombinationen, die eher unbedeutend sind.

Auch bei dem QCD-Multijet-Untergrund unterscheidet sich die Zusammensetzung für gleiche und ungleiche Ladung (siehe Abb. 7.13). Während bei ungleicher Ladung beide Leptonen zu 45 % aus Bottom-Mesonen kommen, ist dies bei gleichem Ladungsvorzeichen nur bei rund 20 % der Fall. Dafür spielen hier Kombinationen, in denen das Myon aus Charm-Mesonen und das Elektron aus Photonen, leichteren Mesonen oder anderen Quellen kommt, eine größere Rolle.

Betrachtet man die Tabellen in Anhang A, so kann man folgende tendenzielle Aussagen treffen: In Prozessen, in denen nicht primär ein Myon erzeugt wird, kommen diese meist aus schwereren Mesonen ($b\bar{b}$ und $c\bar{c}$) oder aus τ -Leptonen. Nur ein kleiner Anteil kann als *fake*-Myonen identifiziert werden. Der Anteil an *fake*-Elektronen ist sogar noch kleiner. Dafür ist die Herkunft der Elektronen deutlich variabler. Viele stammen von Photonen ab, aber auch ein nicht zu vernachlässigender Anteil kommt aus (tendenziell leichteren) Mesonen, aus τ -Leptonen und aus anderen Teilchen. Der Anteil, in dem Baryonen als Mutterteilchen fungieren, ist, abgesehen von den QCD-Multijet-Ereignissen, sowohl für Elektronen als auch für Myonen relativ gering.

Kapitel 8

Abschätzung der systematischen Unsicherheiten

In diesem Kapitel wird auf die systematischen Unsicherheiten eingegangen, die in Folge der Selektion und der dabei verwendeten Größen unvermeidbar sind. Es spielen sowohl theoretische als auch experimentelle Unsicherheiten eine Rolle. Dabei werden die Unsicherheiten für das Signal und die Untergründe berücksichtigt. Die systematischen Unsicherheiten wurden für die Analyse mit dem $M_{e\mu}$ -Schnitt untersucht. Es wird davon ausgegangen, dass die systematischen Fehler bei der Analyse mit dem MMC in etwa die selben sind. Alle berücksichtigten Unsicherheiten sind in Tab. 8.1 zusammengefasst.

8.1 Theoretische Unsicherheiten

Wirkungsquerschnitte Die theoretischen Unsicherheiten lassen sich auf die Wirkungsquerschnitte begrenzen. Hierbei kommt es zu Unsicherheiten, da die genauen PDFs nicht bekannt sind und Prozesse höherer Ordnung Störungstheorie vernachlässigt werden. Die W - und Z -Bosonproduktion wurde in einer umfangreichen Studie [59] untersucht. Hierbei wurde der Fehler auf den theoretischen Wirkungsquerschnitt mit 5% angegeben. Der Fehler auf den $t\bar{t}$ Wirkungsquerschnitt wird nach [60] mit +7/-9.5% angesetzt.

8.2 Experimentelle Unsicherheiten

Luminosität Die Unsicherheit auf die Luminosität wurde in [40] zu 3.4% bestimmt.

Energieskala und Auflösung der Leptonen Bei den Myonen wird eine p_T -Verschmierung durchgeführt, da Daten und Simulation Unterschiede aufwiesen. Der Fehler auf diese Korrektur wird bestimmt, indem der Korrekturfaktor um eine Standardabweichung nach oben bzw. nach unten verschoben wird und die dadurch auftretenden Unterschiede auf das Ergebnis der Selektion bestimmt werden. Bei den Elektronen wird ebenso der Fehler auf die Energieverschmierung zur Energie dazu addiert und subtrahiert und so ein systematischer Fehler von dieser Größe bestimmt.

Energieskala der Cluster Zusätzlich zu der Energieskalierung der Leptonen muss auch die Auswirkung der Energieskalierung der gesamten Cluster berücksichtigt

werden, da sich diese stark auf die fehlende transversale Energie auswirkt [61]. Hierfür werden alle Cluster, die nicht einem Myon oder Elektron zuzuordnen sind (overlap removal mit $\Delta R < 0.2$), mit folgenden Faktoren skaliert:

- $|\eta_{Cl}| > 3.2 : 1 \pm 0.1$
- $|\eta_{Cl}| < 3.2 : 1 \pm 0.07^1 \left(1 + \frac{0.93}{p_T(Cl)}\right)$.

Gleichzeitig wird die Elektronenenergie skaliert und alle Änderungen zu \cancel{E}_T propagiert.

Leptonidentifikation, -rekonstruktion und -isolation Die Fehler auf die in Abschnitt 6.2.3 erläuterten Skalierungsfaktoren auf die Identifikationsnachweiswahrscheinlichkeit werden als systematische Unsicherheiten behandelt und für Myonen und Elektronen getrennt berechnet. Bei den Myonen werden der Fehler auf den Skalierungsfaktor sowie der Fehler auf den Isolationsskalierungsfaktor gleichzeitig variiert. Gleiches gilt für die Elektronen. Hier wird allerdings noch ein zusätzlicher Fehler von 1.5 % als Unsicherheit auf die Rekonstruktionsnachweiswahrscheinlichkeit mit einbezogen [53].

OTX-Map Die Unsicherheit auf die OTX-Map, die Clusterbereiche mit Detektorproblemen ausschließt, ist in [62] beschrieben und wurde von [59] zu 0.4 % bestimmt.

Trigger Wie in Abschnitt 6.2.3 beschrieben, wurden auf die Triggernachweiswahrscheinlichkeit Korrekturfaktoren angewendet. Auf die Berechnung dieser Faktoren wurden p_T -abhängige Fehler zwischen 0.5 % und 2.5 % angegeben (siehe Tab. 6.3). Um den systematischen Fehler auf den Trigger zu bestimmen, wurden alle p_T -Bereiche gleichzeitig hoch oder runter skaliert und so die Auswirkung auf die Analyse ermittelt.

Jet Cleaning Das Jet Cleaning wird nur auf Daten angewendet, da die hierfür verwendeten Größen in der Simulation nicht gut genug beschrieben sind. Es muss also abgeschätzt werden, wie groß der Effekt ist, wenn dieser Schnitt auch auf die Monte-Carlo-Ereignissätze angewendet würde. Für diese Abschätzung wurde der *JetEnergyScaleProvider* der *JetEtMiss performance group* verwendet und der dabei beobachtete Unterschied als systematischer Fehler berücksichtigt.

Ladungsbestimmung Die Monte-Carlo-Simulationen modelliert auch die Fehlbestimmung der Ladung. Hierfür wird eine Unsicherheit von 0.3 % angenommen [37].

Pile-Up und Vertex Um die systematische Unsicherheit auf die Umgewichtung der Vertices zu bestimmen, wurden jeweils alle Faktoren zur Umgewichtung gleichzeitig um ihren Fehler (siehe Tab. 6.4) angehoben bzw. reduziert. Die Auswirkungen dieser Variationen auf die Selektion ergeben den systematischen Fehler.

¹In [61] wurden hierzu mehrere Messreihen durchgeführt. Dabei wurde festgestellt, dass 0.07 die größte Unsicherheit verursacht.

Fehlerquelle	Unsicherheiten in %				
	$Z/\gamma^* \rightarrow ee, \mu\mu$	$W \rightarrow l\nu$	$t\bar{t}$	Di-Boson	QCD
Wirkungsquerschnitt (theo)	5.0	5.0	7.0	5.0	11.4
Luminosität	3.4	3.4	3.4	3.4	7.7
Energieskala für Cluster	7.6	12.6	9.9	0.5	2.6
Energieskala für μ	0.8	0.1	0.1	0.3	0.0
Energieauflösung der e	0.7	0.0	0.0	1.6	0.1
Elektronen Id, Reko, Iso	5.9	6.5	5.8	6.3	13.2
Myonen Id, Iso	1.3	2.4	1.7	2.0	4.5
Trigger	0.8	1.0	0.9	0.7	1.9
Jet Cleaning	0.5	0.3	1.4	0.5	1.5
Ladung	0.3	0.3	0.3	0.3	0.7
OTX-Map	0.4	0.4	0.4	0.4	0.9
Vertexumgewichtung	0.6	0.6	0.6	0.6	1.3
ABCD-Methode	-	-	-	-	13.0

Tabelle 8.1 – Übersicht über die systematischen Unsicherheiten.

ABCD-Methode Bei der Abschätzung des QCD-Multijet-Untergrundes wurden die bereits beschriebenen Unsicherheiten bei den Berechnungen berücksichtigt. Der QCD-Multijet-Untergrund wurde für jede systematische Unsicherheit mit den variierten Größen aller anderen Untergründe jeweils neu berechnet. Die Unsicherheiten auf die Luminosität, die Ladung und die OTX-Map wirken sich aufgrund der Fehlerfortpflanzung auf den QCD-Multijet-Untergrund stärker aus (vgl Tab. 8.1), als bei den anderen Untergründen.

Systematische Fehler auf die Methode selbst entstehen durch die Annahmen, dass das Verhältnis (entgegengesetzte Ladung : gleiche Ladung) unabhängig von der Isolation beider Leptonen ist und dass die Schnitteleffizienz ϵ ebenfalls unabhängig von der Ladung und der Isolation der beiden Leptonen ist. Zu den Auswirkungen dieser Annahmen wurde in [37] eine ausführliche Studie durchgeführt und eine systematische Unsicherheit von 13 % auf die ABCD-Methode bestimmt.

8.3 Zusammenfassung der Unsicherheiten

In Tab. 8.1 sind die einzelnen Unsicherheiten für die verschiedenen Ereignissätze zusammengestellt. Große Fehler kommen aus der Elektronenidentifikation, -rekonstruktion und -isolation, sowie aus der Energieskalierung der Cluster und den Wirkungsquerschnitten. Da die Untergründe nach allen Selektionskriterien relativ gering sind, wirken sich die zum Teil recht großen relativen Fehler kaum auf die weitere Analyse aus.

Kapitel 9

Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

9.1 Methode zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

Die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes folgt in Anlehnung an die in [54] beschriebene Methode.

Der totale inklusive Wirkungsquerschnitt wird folgendermassen berechnet:

$$\sigma(Z \rightarrow \tau\tau) \times \text{BR}(\tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu) = \frac{N_{sel} - N_{UG}}{A_Z \cdot C_Z \cdot \mathcal{L}}. \quad (9.1)$$

Die hier verwendeten Größen sind wie folgt definiert:

- BR bezeichnet das *branching ratio*, also das Verzweigungsverhältnis. In diesem Fall setzt es sich wie folgt zusammen [6]:

$$\text{BR}(\tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu) = 2 \times \text{BR}(\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau) \times \text{BR}(\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau) \quad (9.2)$$

$$= 2 \times 0.1785 \times 0.1736 \quad (9.3)$$

$$= 0.0620 \pm 0.0002 \quad (9.4)$$

- N_{sel} bezeichnet die Anzahl der selektierten Datenereignisse
- N_{UG} bezieht sich auf die Anzahl abgeschätzter Untergrundereignisse
- A_Z kennzeichnet den kinematischen und geometrischen Akzeptanzbereich des Signalprozesses und wird wie folgt auf Monte-Carlo Generatorniveau berechnet:

$$A_Z = \frac{N_{Phasenraum}^{truth}}{N_{m_{\tau\tau}}^{truth}}. \quad (9.5)$$

Dabei bezeichnet $N_{Phasenraum}^{truth}$ die Anzahl der wahren $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu$ Ereignisse auf Generatorniveau, die in dem weiter unten definierten Phasenraum liegen und $N_{m_{\tau\tau}}^{truth}$ bezeichnet alle wahren Ereignisse, bei denen die invariante Masse der beiden τ -Leptonen in einem Massenfenster zwischen 66 und 116 GeV liegt. Der Akzeptanzfaktor A_Z wurde in [37] für die Selektionskriterien dieser Analyse zu 0.1139 ± 0.004 (stat.) bestimmt.

- C_Z ist ein Faktor, der Trigger-, Rekonstruktions- und Identifikationsnachweiswahrscheinlichkeiten innerhalb des gewählten Akzeptanzbereiches berücksichtigt. Definiert ist er wie folgt:

$$C_Z = \frac{N^{reco}}{N_{Phasenraum}^{truth}}, \quad (9.6)$$

wobei N^{reco} die Anzahl der selektierten Signalereignisse ist, die nach voller Simulation die gesamten Analyseschritte aus Kap. 7 passieren. Hierbei werden aber nur solche Ereignisse berücksichtigt, die auf Generatorniveau genau ein Myon, ein Elektron und vier Neutrinos enthalten und in dem gewählten Phasenraum liegen. C_Z wurde für $M_{e\mu}$ zu 0.291 ± 0.005 (stat.) und für M_{mmc} zu 0.286 ± 0.004 (stat.) bestimmt.

- \mathcal{L} ist die verwendete integrierte Luminosität der Daten aus 2010 (nur Periode E-I). Sie beträgt 35.51 pb^{-1} .

Im Gegensatz zu dem totalen inklusiven Wirkungsquerschnitt ist es auch möglich, einen auf den Phasenraum der kinematischen Selektionskriterien eingeschränkten Wirkungsquerschnitt zu definieren. Hierfür setzt man $A_Z = 1$ und erhält aus Gl. (9.1)

$$\sigma^{Bereich}(Z \rightarrow \tau\tau) \times \text{BR}(\tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu) = \frac{N_{sel} - N_{UG}}{C_Z \cdot \mathcal{L}}. \quad (9.7)$$

Dieser eingeschränkte Wirkungsquerschnitt hat den Vorteil, dass er nicht so sensitiv gegenüber theoretischen Unsicherheiten ist, da er nicht auf den gesamten $Z \rightarrow \tau\tau$ Phasenraum extrapoliert werden muss. Für die Analyse des Wirkungsquerschnittes des Kanals $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ ist der Phasenraum folgendermaßen definiert:

- Elektron: $p_T > 16 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.47$, ohne $1.37 < |\eta| < 1.52$
- Muon: $p_T > 15 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.4$
- Ereignis: $\sum \cos \Delta\phi > -0.15$, $25 < M_{e\mu} < 80 \text{ GeV}$

9.2 Systematische Unsicherheiten der Faktoren

Unsicherheiten auf den Akzeptanzfaktor A_Z Die systematischen Unsicherheiten auf den kinematischen und geometrischen Akzeptanzfaktor werden durch die Fehler auf die Partondichtefunktionen (PDF) der Protonen und durch die Beschreibung der Z -Bosonproduktion am LHC dominiert. Wie sich die systematischen Fehler abschätzen lassen, ist in [54] ausführlich beschrieben.

Für die Abschätzung werden zum einen die Unsicherheiten auf die PDFs mit Hilfe der Fehlereigenvektoren bestimmt. Zum anderen wurde der Einfluss der Wahl der PDFs durch einen Vergleich des Wertes für A_Z mit unterschiedlichen PDFs bestimmt. Hierfür wurden PDF-Funktionen von NLO PDF CTEQ6.6 [63] und HERA-PDF1.0 [64]

Fehlerquelle	$\Delta A_Z/A_Z$ [%]
CTEQ 6.6 Eigenvektor	1.3
Verschiedene PDFs	1.8
Schauermodel	1.8
Fehler gesamt	2.9

Tabelle 9.1 – Die relativen systematischen Unsicherheiten auf den Akzeptanzfaktor A_Z [37].

verwendet. Für die Abschätzung der Unsicherheit auf die Wahl des Partonschauermodells wurden Monte-Carlo-Ereignissätze von HERWIG in Verbindung mit MC@NLO und PYTHIA verglichen. Die Ergebnisse aus diesen Studien [37] sind in Tab. 9.1 zusammengefasst.

Unsicherheiten auf C_Z Der Faktor C_Z wird wie in Gl. (9.6) berechnet. Daraus wird ersichtlich, dass alle Fehlerquellen, die in Kap. 8 beschrieben wurden und auf den Signaldatensatz ($Z \rightarrow \tau\tau$) wirken, zu berücksichtigen sind. Auszuschließen sind hierbei die systematischen Unsicherheiten auf die Luminosität und den Wirkungsquerschnitt, da diese für die Berechnung von C_Z nicht relevant sind. In Tab 9.2 findet sich eine Übersicht über die berücksichtigten Fehler.

9.3 Berechnung des Wirkungsquerschnittes

Alle Größen, die für die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes benötigt werden, sind in Tab. 9.3 zusammengefasst. Mit diesen Werten kann der auf den oben

Fehlerquelle	$\Delta C_Z/C_Z$ [%]
Auflösung der Elektronen	0.1
Energieskala und Auflösung der Myonen	0.1
Elektronen Identifikation, Rekonstruktion und Isolation	6.1
Myonen Identifikation und Isolation	2.5
Trigger	0.9
<i>Jet Cleaning</i>	0.4
Ladung	0.3
OTX-Map	0.4
Vertexumgewichtung	0.6
Fehler gesamt	6.7

Tabelle 9.2 – Die relativen systematischen Unsicherheiten auf den Rekonstruktionsfaktor C_Z .

	$M_{e\mu}$	M_{mmc}
N_{sel}	86	85
N_{UG}	$9.104 \pm 3.803 \pm 1.016$	$10.930 \pm 4.026 \pm 1.220$
A_Z	$0.1139 \pm 0.0004 \pm 0.0033$	$0.1139 \pm 0.0004 \pm 0.0033$
C_Z	$0.291 \pm 0.005 \pm 0.020$	$0.286 \pm 0.004 \pm 0.019$
\mathcal{L}	35.51 ± 1.21	35.51 ± 1.21
$\text{BR}(\tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu)$	0.0620 ± 0.0002	0.0620 ± 0.0002

Tabelle 9.3 – Die benötigten Größen zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes. Der erste Fehler ist der statistische und der zweite der systematische.

definierten Phasenraum beschränkte Wirkungsquerschnitt für die beiden Analysevarianten mit Gleichung (9.7) berechnet werden zu:

$M_{e\mu}$:

$$\sigma_{Z \rightarrow \tau\tau}^{\text{Bereich}} \times \text{BR}(\tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu) = 7.45 \pm 0.98 \text{ (stat.)} \pm 0.43 \text{ (sys.)} \pm 0.22 \text{ (lumi.) pb}$$

M_{mmc} :

$$\sigma_{Z \rightarrow \tau\tau}^{\text{Bereich}} \times \text{BR}(\tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu) = 7.30 \pm 1.00 \text{ (stat.)} \pm 0.43 \text{ (sys.)} \pm 0.21 \text{ (lumi.) pb.}$$

Als nächstes wurde mit Gleichung (9.1) der totale Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis bestimmt zu:

$M_{e\mu}$:

$$\sigma_{Z \rightarrow \tau\tau} \times \text{BR}(\tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu) = 65.4 \pm 8.6 \text{ (stat.)} \pm 4.3 \text{ (sys.)} \pm 1.9 \text{ (lumi.) pb}$$

M_{mmc} :

$$\sigma_{Z \rightarrow \tau\tau} \times \text{BR}(\tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu) = 64.1 \pm 8.8 \text{ (stat.)} \pm 4.2 \text{ (sys.)} \pm 1.9 \text{ (lumi.) pb.}$$

Anschließend wurde der totale inklusive Wirkungsquerschnitt berechnet, in dem auch das Verzweigungsverhältnis für den Kanal $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ berücksichtigt wurde:

$M_{e\mu}$:

$$\begin{aligned} \sigma_{Z \rightarrow \tau\tau}^{\text{tot.}}(66 < m_{\tau\tau} < 116 \text{ GeV}) &= 1055 \\ &\pm 139 \text{ (stat.)} \pm 67 \text{ (sys.)} \pm 31 \text{ (lumi.)} \pm 3 \text{ (theo.) pb} \end{aligned}$$

M_{mmc} :

$$\begin{aligned} \sigma_{Z \rightarrow \tau\tau}^{\text{tot.}}(66 < m_{\tau\tau} < 116 \text{ GeV}) &= 1034 \\ &\pm 141 \text{ (stat.)} \pm 67 \text{ (sys.)} \pm 30 \text{ (lumi.)} \pm 3 \text{ (theo.) pb.} \end{aligned}$$

Kapitel 10

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Produktion von Z -Bosonen in Proton-Proton-Kollisionen mit anschließendem Zerfall $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ näher untersucht und der zugehörige Wirkungsquerschnitt aus den im Jahre 2010 vom ATLAS-Detektor am CERN aufgezeichneten Daten bestimmt. Die Kollisionen wurden bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV durchgeführt und es konnte insgesamt eine integrierte Luminosität von 35.5 pb^{-1} für diese Analyse verwendet werden. Die Analyse dieses Kanals ist besonders relevant für die Higgs-Boson-Suche, da dieser Zerfallskanal einen irreduziblen und bedeutenden Untergrundprozess des Zerfalls $H \rightarrow \tau\tau$ darstellt. Um eine bessere Trennung zwischen diesen zu ermöglichen, wurde die neue Massenrekonstruktionsmethode MISSING MASS CALCULATOR (MMC) weiterentwickelt.

Der MMC ermöglicht eine Rekonstruktion der Z - bzw. Higgs-Boson-Masse im Zerfall $Z/H \rightarrow \tau\tau$. Bislang wurde diese Masse hauptsächlich mit der kollinearen Näherung rekonstruiert. Ein Vergleich der beiden Methoden zeigte, dass der MMC eine deutlich bessere Massenauflösung erreicht als die kollineare Näherung. Auch die Rekonstruktionseffizienz des MMC ist mit 99 % besser als die der kollinearen Näherung mit 97 %. Ein Nachteil des MMCs ist seine lange Laufzeit, die aufgrund der vielen Berechnungen benötigt wird. Diese Zeit konnte innerhalb dieser Arbeit deutlich reduziert werden, ohne einen Verlust der Auflösung oder der Effizienz zu erhalten. Ein noch ungelöstes Problem stellt die Massenverschiebung zu größeren Massen hin dar. Diese Verschiebung wird durch die Einführung eines zusätzlichen Scanparameters (\cancel{E}_T) hervorgerufen. Dieser Scan erhöht aber gleichzeitig deutlich die Effizienz des MMCs sowie seine Auflösung und ist daher notwendig.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde der totale inklusive Wirkungsquerschnitt für den Prozess $pp \rightarrow (Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu) + X$ für zwei Selektionsvarianten bestimmt. Der Unterschied dieser beiden Selektionsvarianten besteht im letzten Schritt: Entweder wird auf die invariante Masse der beiden Leptonen im Endzustand geschnitten ($M_{e\mu}$) oder es wird ein Massenfenster mit dem MMC ausgewählt (M_{mmc}). Für beide Selektionen wurde der dominanteste Untergrund dieses Zerfallskanals, der QCD-Multijet-Untergrund, mit der ABCD-Methode aus Daten abgeschätzt.

Beide Selektionsvarianten zeichnen sich durch ein sehr gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis aus. Die Monte-Carlo-Erwartungen konnten von den selektierten Datenergebnissen gut bestätigt werden. Aus diesen Messungen ergab sich der totale inklusive Wirkungsquerschnitt zu:

$M_{e\mu}$:

$$\begin{aligned}\sigma_{Z\rightarrow\tau\tau}^{tot.}(66 < m_{\tau\tau} < 116 \text{ GeV}) &= 1055 \\ &\pm 139 \text{ (stat.)} \pm 67 \text{ (sys.)} \pm 31 \text{ (lumi.)} \pm 3 \text{ (theo.) pb}\end{aligned}$$

M_{mmc} :

$$\begin{aligned}\sigma_{Z\rightarrow\tau\tau}^{tot.}(66 < m_{\tau\tau} < 116 \text{ GeV}) &= 1034 \\ &\pm 141 \text{ (stat.)} \pm 67 \text{ (sys.)} \pm 30 \text{ (lumi.)} \pm 3 \text{ (theo.) pb.}\end{aligned}$$

Die beiden Selektionsvarianten ergeben ähnliche Ergebnisse, da für diese Analyse die Trennkraft des MMCs zu vernachlässigen ist. Für Higgs-Boson-Analysen werden deutliche Verbesserungen erwartet, da die erwartete Higgs-Masse größer als die Z -Masse ist und daher eine bessere Trennung von Signal und Untergrund ermöglicht. In Abb. 10.1 sind zum Vergleich die Ergebnisse anderer Messungen und Experimente gezeigt. Bislang konnten alle Messungen die Theorievorhersage von 964 ± 58 pb [18] bestätigen. Die erhöhte Luminosität in den nächsten Jahren wird eine präzisere Messung des Wirkungsquerschnittes mit deutlich reduzierten statistischen Fehlern ermöglichen. Die Methode des MISSING MASS CALCULATORs kann zur Higgs-Boson-Suche im Kanal $H \rightarrow \tau\tau$ beitragen, indem er die Massenauflösung und somit die Sensitivität des ATLAS-Experiments verbessert.

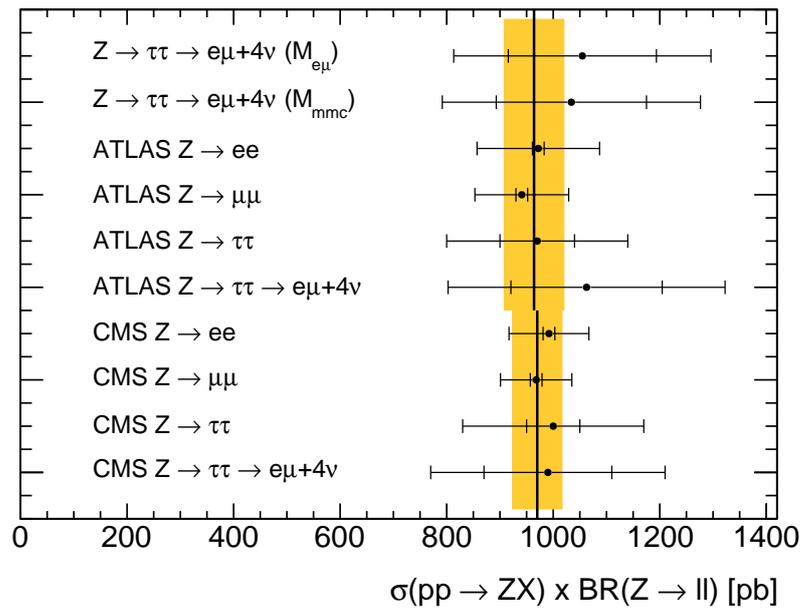


Abbildung 10.1 – Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitte mit denen von ATLAS und CMS bestimmten für die verschiedenen Zerfallskanäle des Z -Bosons [59, 65–68] mit einer Luminosität von 35 pb^{-1} . Die schwarze Linie mit dem gelben Fehlerbalken gibt den Theoriewert aus NNLO-Berechnungen bei $964 \pm 48 \text{ pb}$ [18] für ein Massenintervall von $66 < M_{\tau\tau} < 116 \text{ GeV}$ an. Die Messungen von CMS wurden im Massenintervall $60 < M_{\tau\tau} < 120 \text{ GeV}$ durchgeführt. In diesem Bereich ergeben die theoretischen Berechnungen $970 \pm 40 \text{ pb}$. Die inneren Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler und die äußeren den gesamten Fehler der Messung.

Anhang A

Mutterteilchen

Hier sind für die in der Analyse berücksichtigten Untergrundprozesse die Mutterteilchen der selektierten Elektronen und Myonen aufgelistet. Als Grundlage dienen die Selektionskriterien bis einschließlich des Ladungsschnittes. Zusätzlich zu den Leptonen mit entgegengesetztem Ladungsvorzeichen, wie in der Selektion verlangt, werden auch für die Ereignisse mit gleichem Ladungsvorzeichen die Mutterteilchen bestimmt. Entsprechende Tabellen für den Signalprozess $Z \rightarrow \tau\tau$ und den QCD-Multijet-Untergrund befinden sich in Kap. 7.5. Dort werden auch die verwendeten Bezeichnungen und Ergebnisse ausführlich erläutert und diskutiert.

$W \rightarrow \mu\nu$				
Mutterteilchen	ungleiche Ladung		gleiche Ladung	
	Elektron	Myon	Elektron	Myon
fake	0.08%	0.00%	0.30%	0.00%
τ	0.08%	0.00%	0.00%	0.00%
γ	62.03%	0.00%	78.89%	0.00%
Z	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
W	0.00%	100.00%	0.00%	100.00%
$q\bar{q}$	18.36%	0.00%	11.11%	0.00%
$s\bar{s}$	3.23%	0.00%	2.32%	0.00%
$c\bar{c}$	3.31%	0.00%	1.01%	0.00%
$b\bar{b}$	0.58%	0.00%	0.91%	0.00%
qqq	0.08%	0.00%	0.10%	0.00%
sss	0.08%	0.00%	0.00%	0.00%
ccc	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
bbb	0.17%	0.00%	0.00%	0.00%
andere	11.99%	0.00%	5.35%	0.00%

$W \rightarrow \tau\nu$				
	ungleiche Ladung		gleiche Ladung	
Mutterteilchen	Elektron	Myon	Elektron	Myon
fake	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
τ	55.71%	40.00%	21.62%	75.68%
γ	28.57%	0.00%	59.46%	0.00%
Z	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
W	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
$q\bar{q}$	5.71%	10.00%	10.81%	8.11%
$s\bar{s}$	1.43%	7.14%	0.00%	0.00%
$c\bar{c}$	1.43%	31.43%	0.00%	10.81%
$b\bar{b}$	0.00%	4.29%	0.00%	5.41%
qqq	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
sss	0.00%	1.43%	0.00%	0.00%
ccc	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
bbb	0.00%	1.43%	0.00%	0.00%
andere	7.14%	4.29%	8.11%	0.00%

$W \rightarrow e\nu$				
	ungleiche Ladung		gleiche Ladung	
Mutterteilchen	Elektron	Myon	Elektron	Myon
fake	0.00%	1.55%	0.00%	6.21%
τ	0.00%	0.27%	0.00%	1.41%
γ	1.35%	0.00%	3.39%	0.00%
Z	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
W	98.45%	0.00%	96.61%	0.00%
$q\bar{q}$	0.00%	8.78%	0.00%	21.75%
$s\bar{s}$	0.00%	3.65%	0.00%	16.38%
$c\bar{c}$	0.00%	70.83%	0.00%	18.64%
$b\bar{b}$	0.00%	4.79%	0.00%	16.10%
qqq	0.00%	0.14%	0.00%	0.28%
sss	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
ccc	0.00%	2.57%	0.00%	1.13%
bbb	0.00%	0.41%	0.00%	1.13%
andere	0.20%	7.02%	0.00%	16.95%

$Z \rightarrow \mu\mu$				
	ungleiche Ladung		gleiche Ladung	
Mutterteilchen	Elektron	Myon	Elektron	Myon
fake	0.13%	0.00%	0.14%	0.00%
τ	0.00%	0.00%	0.07%	0.00%
γ	59.26%	0.00%	88.36%	0.00%
Z	33.66%	99.96%	0.14%	99.93%
W	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
$q\bar{q}$	2.52%	0.00%	4.56%	0.00%
$s\bar{s}$	0.40%	0.00%	0.61%	0.07%
$c\bar{c}$	0.22%	0.04%	0.54%	0.00%
$b\bar{b}$	1.24%	0.00%	1.50%	0.00%
qqq	0.09%	0.00%	0.27%	0.00%
sss	0.04%	0.00%	0.07%	0.00%
ccc	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
bbb	0.13%	0.00%	0.07%	0.00%
andere	2.30%	0.00%	3.68%	0.00%

$Z \rightarrow ee$				
	ungleiche Ladung		gleiche Ladung	
Mutterteilchen	Elektron	Myon	Elektron	Myon
fake	0.00%	1.93%	0.00%	2.06%
τ	0.00%	2.05%	0.00%	0.90%
γ	2.66%	0.00%	2.57%	0.00%
Z	97.10%	0.00%	97.30%	0.00%
W	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
$q\bar{q}$	0.00%	8.33%	0.00%	9.00%
$s\bar{s}$	0.00%	5.19%	0.00%	4.37%
$c\bar{c}$	0.00%	28.62%	0.00%	31.75%
$b\bar{b}$	0.00%	42.51%	0.00%	38.69%
qqq	0.00%	0.12%	0.00%	0.13%
sss	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
ccc	0.00%	0.85%	0.00%	1.16%
bbb	0.00%	4.11%	0.00%	3.34%
andere	0.24%	6.28%	0.13%	8.61%

$\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$				
	ungleiche Ladung		gleiche Ladung	
Mutterteilchen	Elektron	Myon	Elektron	Myon
fake	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
τ	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
γ	93.75%	0.00%	72.73%	0.00%
Z	0.00%	100.00%	0.00%	100.00%
W	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
$q\bar{q}$	6.25%	0.00%	18.18%	0.00%
$s\bar{s}$	0.00%	0.00%	4.55%	0.00%
$c\bar{c}$	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
$b\bar{b}$	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
qqq	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
sss	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
ccc	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
bbb	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
andere	0.00%	0.00%	4.55%	0.00%

$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$				
	ungleiche Ladung		gleiche Ladung	
Mutterteilchen	Elektron	Myon	Elektron	Myon
fake	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
τ	50.00%	50.00%	0.00%	100.00%
γ	0.00%	0.00%	100.00%	0.00%
Z	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
W	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
$q\bar{q}$	50.00%	50.00%	0.00%	0.00%
$s\bar{s}$	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
$c\bar{c}$	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
$b\bar{b}$	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
qqq	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
sss	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
ccc	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
bbb	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
andere	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%

$\gamma^*/Z \rightarrow ee$				
	ungleiche Ladung		gleiche Ladung	
Mutterteilchen	Elektron	Myon	Elektron	Myon
fake	0.00%	6.67%	0.00%	3.33%
τ	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
γ	0.00%	0.00%	3.33%	0.00%
Z	100.00%	0.00%	96.67%	0.00%
W	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
$q\bar{q}$	0.00%	20.00%	0.00%	6.67%
$s\bar{s}$	0.00%	13.33%	0.00%	0.00%
$c\bar{c}$	0.00%	33.33%	0.00%	53.33%
$b\bar{b}$	0.00%	13.33%	0.00%	30.00%
qqq	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
sss	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
ccc	0.00%	6.67%	0.00%	0.00%
bbb	0.00%	0.00%	0.00%	3.33%
andere	0.00%	6.67%	0.00%	3.33%

$t\bar{t}$				
	ungleiche Ladung		gleiche Ladung	
Mutterteilchen	Elektron	Myon	Elektron	Myon
fake	0.01%	0.00%	0.04%	0.02%
τ	6.67%	7.16%	5.40%	3.66%
γ	1.98%	0.00%	5.95%	0.00%
Z	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
W	0.02%	0.00%	0.02%	0.01%
$q\bar{q}$	0.58%	0.38%	1.05%	0.95%
$s\bar{s}$	0.07%	0.23%	0.13%	0.59%
$c\bar{c}$	0.28%	10.03%	0.50%	21.27%
$b\bar{b}$	2.27%	19.47%	7.02%	56.42%
qqq	0.03%	0.02%	0.08%	0.03%
sss	0.01%	0.01%	0.00%	0.02%
ccc	0.00%	0.40%	0.00%	0.59%
bbb	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%
andere	88.08%	62.30%	79.82%	16.45%

Literaturverzeichnis

- [1] M. J. Herrero. The Standard Model, 1998. arXiv:hep-ph/9812242.
- [2] David Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. WILEY-VCH, 2008.
- [3] Peter Schmüser. *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Springer, 1995.
- [4] Francis Halzen and Alan D. Martin. *Quarks & Leptons: An Introduction in Modern Particle Physics*. WILEY, 1984.
- [5] M. Peskin and D. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Perseus Books, 1995.
- [6] K. Nakamura et al. (Particle Data Group). *J. Phys. G* 37, 075021, 2010.
- [7] H. V. Klapdor-Kleingrothaus and K. Zuber. *Teilchenastrophysik*. Teubner, 1997.
- [8] H. Fritzsch, Murray Gell-Mann, and H. Leutwyler. Advantages of the Color Octet Gluon Picture. *Phys.Lett.*, B47:365–368, 1973.
- [9] H. Nilsen. *Studying $Z/\gamma^* + \text{Jet}$ Production in Proton-Antiproton Collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$* . PhD thesis, Universität Freiburg, 2009.
- [10] Sheldon Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22:579, 1961.
- [11] Abdus Salam. Weak and Electromagnetic Interactions. In W. Svartholm, editor, *Elementary Particle Theory*, page 367, Stockholm, 1968. Almquist and Wiksell.
- [12] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264, 1967.
- [13] Peter W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys.Rev.Lett.*, 13:508–509, 1964.
- [14] F. Englert and R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13(9):321–323, 1964.
- [15] G.S. Guralnik, C.R. Hagen, and T.W.B. Kibble. Global Conservation Laws and Massless Particles. *Phys.Rev.Lett.*, 13:585–587, 1964.
- [16] J. M. Campbell, J. W. Huston, and W. J. Stirling. Hard Interactions of Quarks and Gluons: a Primer for LHC Physics. 2006. arXiv:hep-ph/0611148.

- [17] F.Kiss. Messung des Transversalimpulsspektrums des Z -Bosons im myonischen Endzustand mit dem ATLAS Detektor. Diplomarbeit, 2011. Universität Freiburg.
- [18] J Butterworth, E Dobson, U Klein, B Mellado Garcia, T Nunnemann, J Qian, D Rebutzi, and R Tanaka. Single Boson and Diboson Production Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. *ATL-COM-PHYS-2010-695*, 2010.
- [19] J. Alcaraz et al. A Combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model. 2006. arXiv:hep-ex/0612034.
- [20] M. Schott. *Study of the Z Boson Production at the ATLAS Experiment with First Data*. PhD thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2007.
- [21] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *2008 JINST 3\|S08003*, 2008.
- [22] ATLAS Collaboration. Expected performance of the ATLAS experiment: detector, trigger and physics. *CERN-OPEN-2008-020*, 2008. arXiv:0901.0512 [hep-ex].
- [23] <http://www.lhc facts.ch>.
- [24] A.Elagin, P.Murat, A.Pranko, and A.Safonov. A New Mass Reconstruction Technique for Resonances Decaying to di-tau. 2011. arXiv:1012.4686v2 [hep-ex].
- [25] ATLAS Collaboration. Charged particle multiplicities in p p interactions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV in a diffractive limited phase-space measured with the ATLAS detector at the LHC and new PYTHIA6 tune. *ATLAS-CONF-2010-031*, 2010.
- [26] I. Rottländer. Studie zum Entdeckungspotenzial für ein Higgs-Boson aus Vektorbosonfusion mit leptonischem Zerfall für das ATLAS-Experiment am LHC. Diplomarbeit, 2005. Universität Bonn.
- [27] R.Keith Ellis, I. Hinchliffe, M. Soldate, and J.J. van der Bij. Higgs Decay to $\tau^+\tau^-$: A Possible Signature of Intermediate Mass Higgs Bosons at the SSC. *Nucl.Phys.*, B297:221, 1988.
- [28] C. Stute. Entwicklung einer Methode zur Abschätzung des Untergrundes der Topquark-Paarproduktion aus Daten für die Higgs-Suche im Kanal Vektorbosonfusion $H \rightarrow \tau\tau$. Bachelorarbeit, 2008. Universität Siegen.
- [29] E. Barberio et al. First observation of $Z \rightarrow \tau\tau$ in the dilepton decay channels with the ATLAS detector: Supporting Note. *ATL-COM-PHYS-2010-1033*, 2010.
- [30] S.Agostinelli et al. Geant4: A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506, 2003.

-
- [31] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 0605:026, 2006. arXiv:hep-ph/0603175.
- [32] Stefano Frixione and Bryan R. Webber. The MC@NLO 3.3 event generator. 2006. arXiv:hep-ph/0612272.
- [33] G. Corcella et al. HERWIG 6.5. *JHEP*, 0101:010, 2011. arXiv:hep-ph/0011363.
- [34] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw, and M. H. Seymour. Multiparton Interactions in Photoproduction at HERA. *Z. Phys.*, C72:637, 1996.
- [35] S. Jadach, Z. Was, R. Decker, and J. H. Kühn. The τ decay library TAUOLA, version 2.4. *Computer Physics Communications*, 76(3):361 – 380, 1993.
- [36] P Golonka and Z Was. PHOTOS Monte Carlo: a precision tool for QED corrections in Z and W decays. *Eur. Phys. J. C*, 45(hep-ph/0506026. CERN-PH-TH-2005-091. IFJPAN-V-2005-01):97–107, 2005.
- [37] E. Barberio et al. Measurement of the cross section $\sigma \times \text{BR} (Z \rightarrow \tau\tau)$ in the dilepton channel with the ATLAS detector: Supporting Note. *ATL-COM-PHYS-2011-418*, 2011.
- [38] Charalampos Anastasiou, Lance Dixon, Kirill Melnikov, and Frank Petriello. High-precision QCD at hadron colliders: Electroweak gauge boson rapidity distributions at next-to-next-to leading order. *Phys. Rev. D*, 69(9):094008, 2004.
- [39] The Top Working Group. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TopMC2009#Reference_cross_section.
- [40] ATLAS Collaboration. Updated Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS Detector. *ATLAS-CONF-2011-011*, 2011.
- [41] https://svnweb.cern.ch/cern/wsvn/atlasgrp/Physics/StandardModel/WZPhysics/Common/GRL/tags/GRL-00-00-08/WZjets_allchannels_v3/data10_7-TeV.pro05.merged_LBSUMM_WZjets_allchannels.xml.
- [42] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/HowToCleanJets>.
- [43] ATLAS Collaboration. Measurement of the $W \rightarrow l\nu$ and cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *JHEP*, 1012:060, 2010. arXiv:1010.2130 [hep-ex].
- [44] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TestNewOQMaps>.
- [45] ATLAS Collaboration. Muon Performance in Minimum Bias pp Collision Data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ATLAS. *ATLAS-CONF-2010-036*, 2010.
- [46] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The Anti- k_T jet clustering algorithm. *JHEP*, 0804:063, 2008. arXiv:0802.1189 [hep-ph].

- [47] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, et al. Calorimeter clustering algorithms: Description and performance, 2008.
- [48] ATLAS Collaboration. Jet energy scale and its systematic uncertainty for jets produced in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and measured with the ATLAS detector. *ATLAS-CONF-2010-056*, 2010.
- [49] The EtMiss Performance Group. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/EnergyScaleResolutionRecommendations#2010_data_Release_16.
- [50] ATLAS Collaboration. Performance of the Missing Transverse Energy Reconstruction and Calibration in Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy of 7 TeV with the ATLAS Detector. *ATLAS-CONF-2010-057*, 2010.
- [51] The egamma Performance Group. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/EnergyScaleResolutionRecommendations#2010_data_Release_16.
- [52] The egamma Performance Group. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/EtMiss#How_To_Calculate_MET_Topo_MET_Lo.
- [53] The egamma Performance Group. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/EfficiencyMeasurements#Electron_identification_effi_AN1.
- [54] Ch. Bobby et al. Measurement of $Z \rightarrow \tau\tau$ production cross-section in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector - Support Note for lep-had channels. *ATL-COM-PHYS-2011-416*, 2010.
- [55] The Muon Combined Performance Group. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/MCPAnalysisGuidelinesRel16>.
- [56] ATLAS Collaboration. Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton-proton collision data recorded with the ATLAS detector. *ATLAS-CONF-2011-063*, 2011.
- [57] ATLAS Collaboration. Expected electron performance in the ATLAS experiment. *ATL-PHYS-PUB-2011-006*, 2011.
- [58] The ZToTwoTausToLepLep Group. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/ZToTwoTausToLepLep7TeVAnalysisCrossSectionMeasurement#N_Vertex_Reweight.
- [59] ATLAS Collaboration. A measurement of the total W^\pm and Z/γ^* cross sections in the e and μ decay channels and of their ratios in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *ATLAS-CONF-2011-041*, 2011.
- [60] ATLAS Collaboration. A combined measurement of the top quark pair production cross-section using dilepton and single-lepton final states. *ATLAS-CONF-2011-040*, 2011.

-
- [61] D. Cavalli et al. Observation of $Z \rightarrow \tau\tau$ Decays with the ATLAS detector - Support Note for lep-had channel. *ATL-COM-PHYS-2010-1033*, 2010.
- [62] The egamma Performance Group. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/OQMapsUsage#Evaluation_of_the_systematics.
- [63] P. M. Nadolsky, H. L. Lai, Q. H. Cao, J. Huston, J. Pumplin, D. Stump, W. K. Tung, and C. P. Yuan. Implications of CTEQ global analysis for collider observables. 2008. arXiv:0802.0007.
- [64] F. D. Aaron et al. Combined Measurement and QCD Analysis of the Inclusive ep Scattering Cross Sections at HERA. *JHEP*, 01, 2010. arXiv:0911.0884 [hep-ex].
- [65] ATLAS Collaboration. Observation of $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ with the ATLAS Detector. *ATLAS-CONF-2011-045*, 2010.
- [66] ATLAS Collaboration. Measurement of the $Z \rightarrow \tau\tau$ Cross-Section with the ATLAS detector. *CERN-PH-EP-2011-097*, 2011. arXiv:1108.2016v1 [hep-ex].
- [67] CMS Collaboration. Measurement of the W and Z inclusive production cross sections at $\sqrt{s}=7$ TeV with the CMS experiment at the LHC. *CMS-PAS-EWK-10-005*, 2011.
- [68] S. Chatrchyan et al. Measurement of the Inclusive Z Cross Section via Decays to Tau Pairs in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. oai:cds.cern.ch:1343465. 2011.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die mir bei der Entstehung dieser Arbeit geholfen und mich unterstützt haben.

Als Erstes möchte ich Prof. Dr. Markus Schumacher danken, dass er mir die Möglichkeit, diese Arbeit zu schreiben, gegeben hat. Ferner möchte ich ihm für die gute Betreuung und Unterstützung während meiner Zeit in seiner Arbeitsgruppe danken. Ohne ihn wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Ferner danke ich allen, die mich während der Entstehung dieser Arbeit betreut haben. Für den guten Start und die Einführung in die Arbeit als experimentelle Teilchenphysikerin möchte ich Henrik Wold Nilsen danken. Weiter danke ich Matthew Beckingham, der mich bei der Selektion unterstützte und besonders am Ende seiner Zeit in Freiburg keine Mühen gescheut hat, um mir bei dieser Arbeit zu helfen. Ferner möchte ich Martin Flechl für die Unterstützung bei der Analyse und Optimierung des MMCs danken, ohne ihn würde mein Code wohl immer noch eine Stunde pro Ereignis brauchen. Dann geht ein großer Dank an Stan Lai, der mit viel Begeisterung Matthews Stelle übernommen hat und mir besonders bei den Systematiken viel geholfen hat.

Ein ganz besonderer Dank geht an meine Zimmerkollegen Anna und Christian, die sich nicht aus der Ruhe bringen ließen, wenn es bei mir mal wieder nicht so ging, wie es sollte und mir stets mit Rat und Tat zur Seite standen.

Weiter möchte ich allen in der Abteilung Schumacher danken. Ganz besonders Markus Warsinsky, Holger, Florian und Vera, die stets ein offenes Ohr für meine vielen Fragen und fast immer eine Lösung zur Hand hatten.

Ein großes Dankeschön geht an die fleißigen KorrekturleserInnen, die sich viel Zeit und Mühe gemacht haben diese Arbeit Korrektur zu lesen und dabei geholfen haben viele Fehler zu korrigieren.

Zum Schluss möchte ich meinem Freund Jakob und all denen danken, die während dieser Zeit stets für mich da waren und mich immer wieder neu motiviert haben.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst sowie Ergebnisse und Zitate anderer kenntlich gemacht habe.

.....
(Ort) (Datum)

.....
(Unterschrift)