

BACHELORARBEIT

Suche nach schweren Eichbosonen bei ATLAS

Search for heavy gauge bosons at ATLAS

angefertigt von

Steffen Henkelmann

aus Osterode am Harz

II.Physik-UniGö-BSc-2011/04

Bearbeitungszeit: 28. März 2011 bis 4. Juli 2011

Betreuer/in: Martin Goebel, Dörthe Ludwig

Erstgutachter: Prof. Dr. Johannes Haller

Zweitgutachter: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Zusammenfassung

Dileptonische (e^+e^- oder $\mu^+\mu^-$) Resonanzen in hohen Massenbereichen könnten der experimentelle Beweis für die Existenz von schweren Eichbosonen wie dem Z' darstellen. Der ATLAS Detektor ist ausgelegt für die Suche solcher Resonanzen bis zu einer Masse von 6 TeV. Die Resultate dieser Arbeit für die Suche nach Resonanzen im dielektronischen ($Z' \rightarrow e^+e^-$) Massenspektrum basieren auf einer Analyse von p - p Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV und einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 39 \text{ pb}^{-1}$. Es wird keine statistisch signifikante Erhöhung, die über die Vorhersagen des Standardmodells hinausgehen, beobachtet. Eine obere Ausschlussgrenze für den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis ($\sigma B(Z' \rightarrow e^+e^-)$) von $\sigma B = 0.143 \text{ pb}$ wurde mit 95% Konfidenzintervall (CL) bestimmt. Im *Sequential Standard Model* können Z'_{SSM} Zustände mit Massen unter 952 GeV bei 95% CL ausgeschlossen werden.

Abstract

High-mass dilepton (e^+e^- oder $\mu^+\mu^-$) resonances would be an experimental evidence for the existence of a heavy gauge boson, such as the Z' . The ATLAS detector is designed for the search of these resonances up to a mass of 6 TeV. The results of the thesis for the search of high-mass dielectronic resonances are based on the analysis of p - p collisions at a center-of-mass energy of 7 TeV corresponding to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 39 \text{ pb}^{-1}$. No statistically significant excess beyond the standard model expectations is observed. An upper limit at the 95% Confidence Level (CL) is set to the cross section times branching ratio ($\sigma B(Z' \rightarrow e^+e^-)$) value of $\sigma B = 0.143 \text{ pb}$. A lower mass limit of the Z'_{SSM} expected on the *Sequential Standard Model* is set to 952 GeV at 95% CL.

**”Dass ich erkenne, was die Welt, im Innersten zusammen-
hält.”** *Faust I, J.W. von Goethe*

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1: Einleitung	1
Kapitel 2: Theoretische Grundlagen	3
2.1 Das Standardmodell	3
2.1.1 Die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen	5
2.1.2 Neutrale Ströme im SM	7
2.2 Die Grenzen des Standardmodells	8
2.3 Das schwere Eichboson Z'	9
2.3.1 Neutrale Ströme unter einer Erweiterung mit $U(1)'$	10
2.3.2 Kopplung des Z' an Fermionen aus der ersten Generation	10
2.3.3 Z' Modelle	11
2.4 Die Suche nach dem Z' an Beschleunigerexperimenten	12
2.4.1 Die direkte Suche des Z' am TEVATRON, LEP und LHC	14
Kapitel 3: Experimentelle Grundlagen	17
3.1 Beschleuniger- und Detektorphysik	17
3.2 Wichtige physikalische Größen	20
3.3 Der Large Hadron Collider	20
3.4 Das ATLAS Experiment	21
3.4.1 Das Koordinatensystem	23
3.4.2 Die Detektorkomponenten des ATLAS Experiments	23
Kapitel 4: Analyse	33
4.1 Teilchenrekonstruktion und -identifikation	33

Inhaltsverzeichnis

4.2	Untergrundprozesse	35
4.3	Datensamples	36
4.3.1	Ereignisgeneration	36
4.3.2	Detektorsimulation	37
4.3.3	Pile-Up Simulation	38
4.3.4	Daten	38
4.4	Selektionskriterien	38
4.5	Die Abschätzung des QCD Multijet Untergrundes	40
4.6	Untersuchung der Z' Samples	42
4.7	Kinematische Verteilungen in Daten und Simulation	44
4.8	Berechnung von Ausschlussgrenzen	46
4.8.1	Bestimmung der Massenausschlussgrenze mithilfe des p-Werts	48
4.8.2	Ausschlussgrenzen für σB und $M_{Z'}$	49
Kapitel 5: Zusammenfassung		53

Die Frage nach dem Ursprung allen Seins und dem Wesen der Natur beschäftigt die Menschen seit tausenden von Jahren. Dabei kommt es immer wieder zu der Frage nach den kleinsten Bestandteilen der Materie und den in der Natur auftretenden Kräften. Zu Beginn des 20. Jahrhunderts kam es mit der Entwicklung der Quantenfeldtheorie zu einem tieferen Verständnis der Materie und der in der Natur auftretenden Wechselwirkungen. Technische Fortschritte im Bereich der Elementarteilchenphysik und die Etablierung des Standardmodells, leisten einen großen Beitrag zu der Beantwortung dieser Fragen. Theoretische Modelle können mithilfe von Beschleunigerexperimenten verifiziert oder falsifiziert werden, wodurch es zu einem großen Erkenntnisgewinn kommt.

Das Standardmodell, das in den siebziger Jahren entwickelt wurde, hat bis heute alle experimentellen Befunde (bis auf die Dunkle Materie) in der Teilchenphysik sehr gut beschreiben können. Darüber hinaus hat es sehr präzise Vorhersagen für eine Vielzahl von physikalischen Phänomenen gemacht. Der Bau des Large Hadron Collider (LHC) am europäischen Kernforschungsinstitut CERN in Genf mit einem Umfang von knapp 30 Kilometern, ermöglicht Physikern auf der ganzen Welt Phänomene zu beobachten, die zuvor aufgrund von zu niedriger Schwerpunktsenergie und Luminosität nicht erreicht werden konnten. Eine Schwerpunktsenergie von momentan 7 TeV und eine integrierte Luminosität von 39 pb^{-1} (2010) ermöglichen die Suche nach neuen physikalischen Phänomenen, die teilweise auch über das Standardmodell hinausgehen. Das Standardmodell ist nicht vollständig, da es nur drei der vier Grundkräfte zu beschreiben vermag. Schwierigkeiten wie das Hierarchieproblem oder auch die Vereinigung der drei Grundkräfte können nicht durch das Standardmodell erklärt werden. Es bedarf also neuer Theorien, die neue physikali-

1 Einleitung

sche Prozesse beschreiben und vorhersagen können. Es gibt theoretische Hinweise und experimentelle Befunde dafür, dass das Standardmodell nur eine niederenergetische Theorie darstellt, die in eine noch fundamentalere Theorie eingebettet ist. Eine vielversprechende Erweiterung des Standardmodells ist die Einführung einer neuen Eichsymmetrie $U(1)'$, mit der die Existenz eines schweren Eichbosons Z' einhergeht. In dieser Arbeit wird die Suche nach dielektronischen Resonanzen im invarianten Massenspektrum $M_{e^+e^-}$ beschrieben. Wird eine solche Resonanz entdeckt, so stellt diese eine mögliche Entdeckung eines neuen schweren Eichbosons wie beispielsweise des Z' dar. Es werden sowohl Ausschlussgrenzen auf den Wirkungsquerschnitt als auch auf die Masse eines Z'_{SSM} aus dem *Sequential Standard Model* berechnet. Das zweite Kapitel beschreibt die theoretische Motivation zur Suche nach einem Z' sowie die bisherige Suche des Z' an verschiedenen Beschleunigerexperimenten. Im dritten Kapitel wird der Aufbau und die Funktionsweise des LHC und des ATLAS Detektors beschrieben. Im vierten Kapitel werden die Ausschlussgrenzen berechnet und es folgt eine Darstellung der durchgeführten Analyse. Im letzten Kapitel werden die in der Analyse gewonnenen Ergebnisse zusammengefasst.

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt eine Einführung in wichtige theoretische Grundlagen zum Verständnis dieser Arbeit. Neben der Beschreibung des Standardmodells der Teilchenphysik und dessen Unzulänglichkeiten, wird auch die Motivation für Modelle mit schweren Eichbosonen Z' besprochen sowie dessen bisherige Suche an verschiedenen Teilchenbeschleunigern beschrieben.

2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) [1, 2] dient seit Mitte der siebziger Jahre als theoretische Grundlage der Elementarteilchenphysik und stellt eine der experimentell am besten verifizierten Theorien in der Physik dar. Es verknüpft drei der vier fundamentalen Kräfte der Natur. Aus dem SM gehen zwölf als elementar angesehene Teilchen hervor (siehe Abbildung 2.1 und 2.2), die über die elektromagnetische, schwache oder starke Kraft wechselwirken. Die Wechselwirkungen unter den verschiedenen Teilchen sind eine Folge der Forderung nach lokaler Eichinvarianz der Lagrangedichte¹ der Quantenfeldtheorien unter Phasentransformationen. Die elektromagnetische Wechselwirkung korreliert mit einer eindimensionalen unitären Symmetriegruppe $U(1)_Y$, die schwache Wechselwirkung mit einer zweidimensionalen unitären speziellen² Symmetriegruppe $SU(2)_L$ und die starke Wechselwirkung mit einer dreidimensionalen unitären speziellen Symmetriegruppe $SU(3)_C$. Diese drei

¹Die Lagrangedichte \mathcal{L}_ρ ist die Verallgemeinerung von Lagrangefunktionen L auf quantisierte Felder.

²Spezielle unitäre Gruppen $SU(N)$ bestehen aus den unitären $N \times N$ -Matrizen mit komplexen Einträgen und einer Determinante von eins.

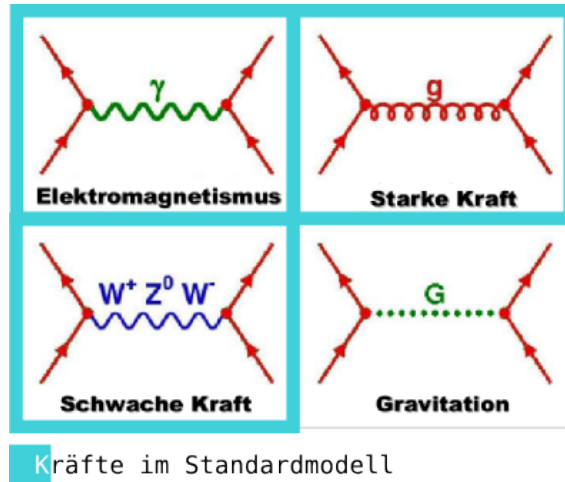


Abb. 2.1: Die vier fundamentalen Wechselwirkungen sowie deren Austauschteilchen (Eichbosonen). Die hellblau umrandeten Kräfte werden im SM beschrieben [3].

Symmetriegruppen bilden die Eichtheorie, die das SM beschreibt:

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y. \quad (2.1)$$

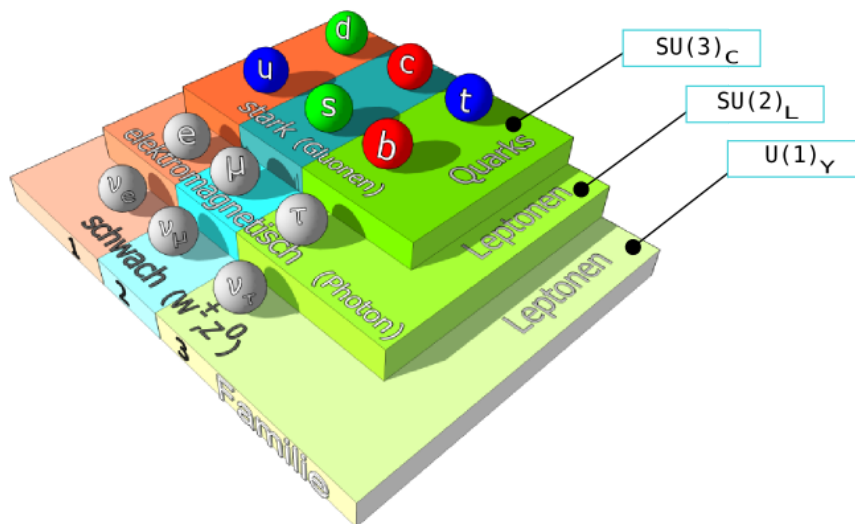


Abb. 2.2: Eine Übersicht der zwölf Elementarteilchen des SM sowie die Einordnung der Teilchen in die Teilchengenerationen und die einzelnen ihnen zugrunde liegenden Wechselwirkungen [4].

2.1.1 Die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen

Jeder Wechselwirkung liegen Austauscheteilchen, sog. Eichbosonen zugrunde (siehe Abbildung 2.1 und Tabelle 2.2), die die Träger der einzelnen Kräfte sind. Das Graviton G ist ein hypothetisches Teilchen, dessen Existenz bisher nicht nachgewiesen werden konnte. Bei den Eichbosonen handelt es sich allgemein um Teilchen mit Spin 1 (Vektorbosonen). Die in Tabelle 2.1 dargestellten Elementarteilchen sind Teilchen mit Spin $1/2$, sog. Fermionen. Sie bilden die Bausteine der Materie.

Fermionen	Familie			el. Ladung	Farbe
	1	2	3		
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	-
	e^-	μ^-	τ^-	-1	-
Quarks	u	c	t	$+\frac{2}{3}$	r,g,b
	d	s	b	$-\frac{1}{3}$	r,g,b

Tab. 2.1: Übersicht und Einteilung der bekannten Fermionen

Die Fermionen lassen sich in drei Generationen von Quarks und drei Generationen von Leptonen einordnen. Jedes dieser Teilchen besitzt ein Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung. Der Unterschied zwischen den Quarks und den Leptonen besteht darin, dass Quarks zusätzlich zu ihrer elektrischen Ladung noch über eine weitere Quantenzahl, der Farbladung (Colour), verfügen. Teilchen innerhalb einer Generation werden in sog. Isospin Dubletts zusammengefasst. Quarks vom *up*- (elektrische Ladung $+2/3$) und *down*-Typ (elektrische Ladung $-1/3$) werden analog zu den Leptonen mit einer elektrischen Ladung von -1 mit ihren jeweiligen elektrisch neutralen und masselosen³ Leptonneutrinos in einem solchen Dublett angeordnet (siehe Tabelle 2.1).

Teilchen, die aus einem Quark und einem Antiquark Paar bestehen, werden als Mesonen bezeichnet. Bei Teilchen, die aus drei Quarks oder drei Antiquarks zusammengesetzt sind, ist die Rede von Baryonen. Allgemein werden Teilchen, die aus Quarks bestehen, als Hadronen bezeichnet. Neben den zwölf Fermionen und Antifermionen, die dem SM zugrundeliegen, existieren zwölf weitere Eichbosonen, die als Träger der Wechselwirkungen zwischen den Fermionen fungieren.

Das Austauscheteilchen der elektromagnetischen Kraft ist das Photon γ^* , das selbst

³Neutrinos werden im SM als masselos angenommen. Die Entdeckung der Neutrino Oszillationen 1998 am Super-Kamiokande Experiment in Japan falsifiziert jedoch diese Annahme der

2 Theoretische Grundlagen

Wechselwirkung	Boson	Masse [GeV]	Reichweite [m]
elektromagnetische	Photon γ^*	0	∞
starke	Gluon g	0	$2.5 \cdot 10^{-15}$
schwache	Vektorboson Z^0	91.1876 ± 0.0021	10^{-18}
	Vektorboson W^\pm	80.388 ± 0.023	
Gravitation	(Graviton G)	0	∞

Tab. 2.2: Die Benennung der vier fundamentalen Wechselwirkungskräfte mit Austauscheteilchen und Reichweite. Bei dem Graviton handelt es sich um ein nicht nachgewiesenes hypothetisch angenommenes Teilchen.

elektrisch neutral geladen ist und an alle geladenen Fermionen koppelt. Eine theoretische Beschreibung dieser Kraft erfolgt durch die Quantenelektrodynamik (QED). Die schwache Wechselwirkung wird durch die massebehafteten Trägerteilchen - das neutrale Z^0 Boson und die geladenen W^\pm Bosonen - vermittelt. Diese Teilchen koppeln an alle Fermionen. Sowohl die neutralen als auch die geladenen Vektorbosonen der schwachen Wechselwirkung stellen Mischzustände dar. Dies führt zu einer Vereinheitlichung des Elektromagnetismus und der schwachen Wechselwirkung zur elektroschwachen Kraft [5–7].

Die starke Wechselwirkung wird durch acht farbgeladene aber elektrisch neutrale Gluonen vermittelt. Die Gluonen koppeln entweder an Quarks oder an Gluonen. Die Selbstwechselwirkung der Gluonen ist eine nur der starken Wechselwirkung zugrundeliegende Eigenschaft und führt zu verschiedenen Effekten wie der asymptotischen Freiheit⁴ oder dem Confinement⁵. Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben.

Der Umstand, dass es sich bei den Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung um massive Teilchen handelt und dass in der Lagrangefunktion auftretende Massenterme nicht invariant unter globalen Eichtransformationen sind, führt zu der Annahme eines Feldes, mit dem alle fundamentalen Teilchen wechselwirken. Hervorgerufen durch diese Symmetrieverletzung in der schwachen Kraft, kommt es zur Einführung eines Dubletts komplexer, skalarer Felder. Dieses Feld wird durch ein

masselosen Neutrinos.

⁴Bei hohen Energien bzw. kleinen Abständen verhalten sich die Quarks in Hadronen asymptotisch frei.

⁵Quarks treten nur gebunden in Hadronen auf.

Dublett komplexer, skalarer Felder beschrieben und trägt den Namen Higgs-Feld:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}.$$

Existiert das Higgs-Feld, so geht mit ihm die Existenz eines neutralen Higgs-Bosons einher, das mithilfe des Higgs-Mechanismus⁶ beschrieben werden kann.

Die allgemeinste Beschreibung des SM folgt aus einer Lagrangedichte mit 19 freien Parametern. Bei den Parametern handelt es sich um Mischungs- und Phasenwinkel, sowie um Massen- und Kopplungsparameter, die nur durch Experimente bestimmt werden können.

2.1.2 Neutrale Ströme im SM

Die Wechselwirkungen der Fermionen im SM über den neutralen Strom (NC) ist durch die folgende Lagrangefunktion gegeben [11]:

$$-L_{NC}^{SM} = gJ_3^\mu W_{3\mu} + g'J_Y^\mu B_\mu = eJ_{em}^\mu A_\mu + g_1J_1^\mu Z_{1\mu}^0.$$

Dabei entspricht g (g') den Eichkopplungskonstanten der $SU(2)$ ($U(1)_Y$) und $W_{3\mu}$ ist eines der drei Vektor-Eichfelder, das mit der dritten Diagonalkomponente der $SU(2)$ verknüpft ist und mit einem Eichboson einhergeht, das sich in der Masseneigenbasis befindet. Das Vektor-Eichfeld B_μ repräsentiert das Eichboson der $U(1)_Y$. J_Y^μ und J_3^μ sind die jeweiligen Ströme. Nach einer spontanen Symmetriebrechung der $SU(2) \times U(1)_Y$ in die $U(1)_{em}$ -Eichgruppe, die der Symmetriegruppe des Elektromagnetismus entspricht, kommt es zur Bildung von zwei Bosonen, die sich als Mischung der masselosen vorangegangenen Bosonen darstellen lassen:

$$\begin{aligned} A_\mu &= \cos \theta_W B_\mu + \sin \theta_W W_{3\mu}, \\ Z_\mu &= \cos \theta_W W_{3\mu} - \sin \theta_W B_\mu. \end{aligned}$$

Dabei ist A_μ das Vektor-Eichfeld, das dem neutral geladenen und masselosen Photon entspricht. $Z_\mu = Z_{1\mu}^0$ repräsentiert das massive Z^0 -Boson. Der schwache Mischungswinkel entspricht $\tan \theta_W = g'/g$ und die Eichkopplungskonstanten entspre-

⁶Für die Beschreibung des Higgs-Mechanismus wird auf die Veröffentlichungen von P.W. Higgs aus dem Jahr 1964 [8–10] verwiesen.

chen $e = g \sin \theta_W$ und $g_1^2 = g^2 + g'^2 = g^2 / \cos^2 \theta_W$. J_{em}^μ und J_1^μ entsprechen den Strömen in der neuen Eigenbasis [11].

2.2 Die Grenzen des Standardmodells

Das SM hat bis heute nahezu alle experimentellen Befunde in der Teilchenphysik sehr gut beschreiben können. Darüber hinaus hat es sehr präzise Vorhersagen für eine Vielzahl von Teilchen und Zerfallskanäle gemacht. Nichtsdestotrotz existieren verschiedene physikalische Phänomene, die nicht mithilfe des SM beschrieben werden können. In diesem Abschnitt werden die Grenzen des SM und die Theorien, die Erweiterungen des SM darstellen, kurz beschrieben.

Grenzen des SM bestehen beispielsweise in der Erklärung des Hierarchieproblems, der Antisymmetrie zwischen Materie- und Antimaterie und dem Ursprung der dunklen Materie. Da das SM nur drei der vier fundamentalen Kräfte beschreiben kann und nur unzureichende Aussagen über die Vereinheitlichung der drei Naturkräfte mit der Gravitation auf der Planckskala ($\approx 10^{19}\text{GeV}$) macht, liegt es nahe anzunehmen, dass das SM nur eine Theorie darstellt, die in eine noch fundamentalere Theorie eingebettet ist.

Innerhalb des SM kommt es darüber hinaus zu keiner Vereinheitlichung von elektroschwacher und starker Wechselwirkung, die auf der GUT-Skala bei Energien von $\approx 10^{16}\text{GeV}$ erwartet wird (siehe Abbildung 2.3).

Modelle wie die Supersymmetrie (SUSY), die Bosonen supersymmetrische fermionische Partner zuordnet oder die *Grand Unification Theory* (GUT), die auf der Annahme basiert, dass alle Naturkräfte das Abbild einer zum Zeitpunkt des Urknalls existierenden allumfassenden Naturkraft sind, ermöglichen eine Vereinheitlichung von elektroschwacher und starker Kraft. Abbildung 2.3 zeigt die laufenden Kopplungskonstanten in Abhängigkeit der Energie sowohl im SM als auch für SUSY. Eine Vereinheitlichung aller fundamentalen Kräfte könnte mithilfe von Modellen wie der Quantengravitation oder verschiedenen Stringtheorien gewährleistet werden. Diese verfolgen das Ziel der Einbettung der durch die Allgemeine Relativitätstheorie (ART) beschriebenen Gravitation in einen Gesamtzusammenhang mit den anderen Wechselwirkungen. Das Hauptproblem, die Gravitation analog zu den anderen Kräften zu behandeln, liegt in der Renormierbarkeit der Quantenfeldtheorien.

Das Bestreben nach der Vereinheitlichung aller fundamentalen Naturkräfte und der daraus resultierenden Möglichkeit der Ableitung aller physikalischen Gesetzmäßig-

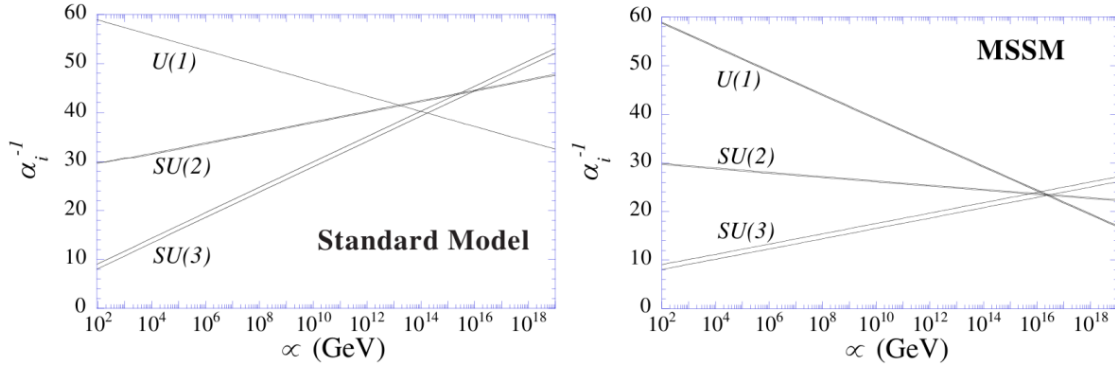


Abb. 2.3: Die inverse Kopplungskonstante α_i^{-1} der drei dem SM zugrundeliegenden Naturkräfte in Abhängigkeit der Energie für das SM (links) und für das *Minimal Supersymmetric Standard Model* (MSSM) [12].

keiten aus nur einer Gleichung, ist die Triebfeder eines modernen Physikers. Die Existenz eines schweren Eichbosons Z' wäre ein Hinweis auf die Vereinheitlichung der fundamentalen Kräfte bei hohen Energieskalen. Die Entdeckung des Z' könnte einen großen Beitrag zu der Beantwortung von Fragen der Teilchenphysik und Kosmologie leisten. Der Ursprung für die dunkle Materie könnte genauso geklärt werden wie die auftretende Asymmetrie der Materie gegenüber der Antimaterie mithilfe der elektroschwachen Baryogenese (EWB) [13].

2.3 Das schwere Eichboson Z'

Die Existenz eines neuen schweren Eichbosons Z' ist Bestandteil von vielen Erweiterungen des SM. Es taucht in erweiterten Eichtheorien wie zum Beispiel in einigen GUTs und Stringtheorien auf (siehe Abschnitt 2.3.3). In diesen Theorien kommt es zu der Einführung einer neuen Eichsymmetrie $U(1)'$. Die Idee zu der Erweiterung oder einer alternativen Theorie für die elektroschwache Eichtheorie kam schon kurz nach der Vereinheitlichung des Elektromagnetismus mit der schwachen Wechselwirkung auf. Eine mögliche Erweiterung des SM hat die folgende Form:

$$\underbrace{SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y}_{=G_{SM}} \times U(1)'. \quad (2.2)$$

Eine Brechung der $U(1)'$ Eichsymmetrie hat die Existenz eines schweren Eichbosons Z' zur Folge. Bei der Vielzahl von theoretischen Modellen, die ein Z' vorhersagen,

handelt es sich dabei um ein hypothetisches Teilchen, das massiv, elektrisch neutral und ein Farb-Singlet mit Spin 1 darstellt. Auch die theoretischen Möglichkeiten für die Vorhersagen der Neutrinomassen könnten durch die Einschränkungen, die eine weitere Eichsymmetrie $U(1)'$ mit sich bringen würde, verbessert werden [11].

2.3.1 Neutrale Ströme unter einer Erweiterung mit $U(1)'$

In der Erweiterung der $SU(2) \times U(1)_Y$ zur $SU(2) \times U(1)_Y \times U(1)'^n$ -Symmetriegruppe mit $n \geq 1$, hat die Lagrangefunktion folgende Form:

$$-L_{NC} = eJ_{em}^\mu A_\mu + \sum_{\alpha=1}^{n+1} g_\alpha J_\alpha^\mu Z_{\alpha\mu}^0. \quad (2.3)$$

Hierbei entsprechen die Größen für $\alpha = 1$ den Größen im SM (g_1 ist die Eichkopplungskonstante, J_1^μ der Strom und $Z_{1\mu}^0$ das Z^0 Boson im SM). Die Größen für $\alpha = 2, 3, \dots, n+1$ entsprechen den Größen der zusätzlichen $U(1)'$ Symmetriegruppen. So wird das Z' mit dem Vektoreichfeld $Z_{\alpha\mu}^0$ beschrieben, wenn $\alpha > 1$.

2.3.2 Kopplung des Z' an Fermionen aus der ersten Generation

Die Kopplung des Z' an ein Fermion in der ersten Generation ist gegeben durch folgenden Ausdruck [14]:

$$Z'_\mu (g_u^L \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + g_d^L \bar{d}_L \gamma^\mu d_L + g_u^R \bar{u}_R \gamma^\mu u_R + g_d^L \bar{d}_L \gamma^\mu d_L + g_\nu^L \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L + g_e^L \bar{e}_L \gamma^\mu e_L + g_e^R \bar{e}_R \gamma^\mu e_R).$$

Hierbei sind u , d , ν und e die Quark- und Leptonenfelder in der Masseneigenbasis. Die Koeffizienten g_α^β sind reelle und dimensionslose Parameter. Sollte sich herausstellen, dass die Kopplung eines Z' unabhängig von den jeweiligen Generationen ist, so beschreiben die Parameter die Kopplung des Z' an alle Fermionen des SM. Bei hohen Energien weisen Quantenfeldtheorien, die ein schweres Spin-1 Teilchen beinhalten, nur dann eine Invarianz unter Eichtransformationen auf, wenn es sich bei diesen Teilchen um ein Eichboson handelt, das direkt mit einer spontanen Symmetriebrechung seiner zugeordneten Eichsymmetrie einhergeht (Im Falle des Z' ist diese Gruppe die schon genannte $U(1)'$ Symmetriegruppe) [14].

2.3.3 Z' Modelle

In diesem Abschnitt wird eine kurze Beschreibung von verschiedenen Modellen, die das Z' vorhersagen, gegeben.

Das Sequential Standard Modell

Das Sequential Standard Modell (SSM) sagt die Existenz eines Z' vorher, das über ein identisches Kopplungsverhalten verfügt wie das leichtere Z^0 Boson. Bei diesem Modell handelt es sich um kein realistisches Modell im engeren theoretischen Sinne. Es wird lediglich für Vergleichszwecke und Leistungstests verwendet [11].

GUT Modelle

Ein besonders geeigneter Kandidat für die direkte Suche nach einem schweren Eichboson in dileptonischen Massenspektren am LHC ist das Z' , das in GUT E_6 Modellen vorhergesagt wird. Diese Modelle führen zu einem Aufbrechen der E_6 Symmetriegruppe in eine $SU(5)$ und zwei $U(1)$ Gruppen [15]:

$$E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)_\Psi \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi \times U(1)_\Psi \rightarrow G_{SM} \times U(1)_{\Theta_{E_6}}.$$

$U(1)_{\Theta_{E_6}}$ bleibt in dieser Theorie bei kleinen Energieskalen ungebrochen. Die beiden $U(1)_{\chi, \Psi}$ Gruppen korrespondieren mit der Existenz zweier Eichbosonen, genannt Z'_χ und Z'_Ψ . Als Kandidat für die kleinst mögliche Massenkombination ergibt sich der Mischzustand aus den beiden Teilchen

$$Z'(\Theta_{E_6}) = Z'_\Psi \cos \Theta_{E_6} + Z'_\chi \sin \Theta_{E_6}.$$

Der Winkel Θ_{E_6} beschreibt hierbei den Mischungswinkel zwischen den beiden induzierten Symmetriegruppen $U(1)$ und liegt im Bereich von $0 \leq \Theta_{E_6} < \pi$. Aus einer Kombination aus einem unterschiedlichen Brechungsverhalten der Symmetriegruppen und dem Wert von Θ_{E_6} kann eine unterschiedliche Kopplung der Z' an Quarks bestimmt werden. So gibt es, basierend auf verschiedenen Szenarien, sechs unterschiedliche Zustände $Z'_S, Z'_N, Z'_\Psi, Z'_\chi, Z'_\eta$ und Z'_ℓ [16]. Nach dem χ -Modell entspräche das Z'_χ aus der $SO(10)$ einem Mischungswinkel von $\Theta_{E_6} = 0^\circ$. Das Ψ -Modell würde einem Z'_Ψ aus der E_6 entsprechen und einen Mischungswinkel von $\Theta_{E_6} = 90^\circ$ haben. Folgt das Z' aus einer Stringtheorie, so ist die Vorhersage nach dem η -Modell ein Mischungswinkel von $\Theta_{E_6} = \arctan(-\sqrt{\frac{5}{3}})$ [15].

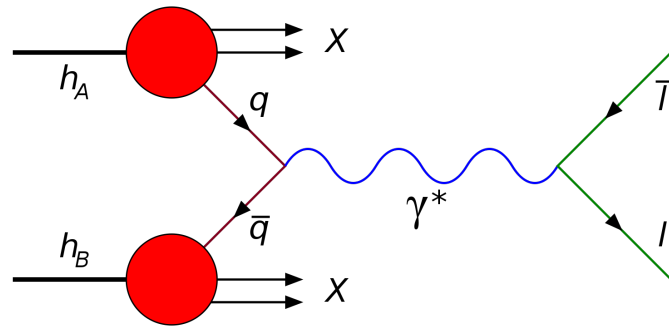


Abb. 2.4: Das Feynman-Diagramm des Drell-Yan Prozesses [17].

2.4 Die Suche nach dem Z' an Beschleunigerexperimenten

Das Hauptaugenmerk in der Suche nach dem Z' an Hadron Beschleunigern ist auf den Drell-Yan Prozess gelegt [11]. Allgemein handelt es sich hierbei um eine Reaktion zwischen zwei Hadronen. Nach dem SM vernichtet ein Quark aus dem einen Hadron sich dabei mit einem Antiquark aus einem anderen Hadron unter Bildung eines virtuellen Photons γ^* oder eines Z^0 -Bosons. Dadurch werden zwei entgegengesetzt geladene Leptonen produziert (siehe Abbildung 2.4). Der primär untersuchte Prozess für die Suche nach dem Z' ist:

$$pp(\bar{p}p) \rightarrow Z' \rightarrow \ell^+ \ell^-. \quad (2.4)$$

Kanäle in denen ein Z' auftreten kann sind zum Beispiel:

$$\begin{aligned} Z' &\rightarrow q\bar{q}, \\ Z' &\rightarrow t\bar{t}, \\ Z' &\rightarrow e^+e^-, \\ Z' &\rightarrow \mu^+\mu^-, \\ Z' &\rightarrow \tau^+\tau^-. \end{aligned}$$

Bei der Suche nach dem Z' ist darüber hinaus eine genaue Studie von der *Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie* für Prozesse $pp(\bar{p}p) \rightarrow \ell^+\ell^-$ aufgrund der Interferenz von

γ^* , Z^0 und Z' von großer Bedeutung.

Der erwartete Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines Z'_α ⁷ bei der Kollision von zwei Hadronen A und B bei einer Schwerpunktsenergie von \sqrt{s} und einer invarianten Masse von $M_{Z'_\alpha}$ mit der Rapidität y (siehe Gleichung 3.3 in Abschnitt 3.4.1) ist durch folgenden Ausdruck gegeben [11]:

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{4\pi^2 x_1 x_2}{3M_{Z'_\alpha}^3} \times \sum_i (f_{q_i}^A(x_1) f_{\bar{q}_i}^B(x_2) + f_{\bar{q}_i}^A(x_1) f_{q_i}^B(x_2)) \Gamma(Z'_\alpha \rightarrow q_i \bar{q}_i). \quad (2.5)$$

Hierbei wird über die Strukturfunktionen $f_{q_i, \bar{q}_i}^{A,B}(x_{1,2})$ der einzelnen Quarks/Antiquarks in den beiden Hadronen A und B summiert. Die Zerfallsbreite des Z' wird durch $\Gamma(Z'_\alpha \rightarrow q_i \bar{q}_i)$ beschrieben. Der Bruchteil des von den einzelnen Quarks getragenen Gesamtimpulses des Hadrons ist gegeben durch

$$x_{1,2} = \frac{M_{Z'_\alpha}}{\sqrt{s}} \cdot \exp(\pm y). \quad (2.6)$$

Der Wirkungsquerschnitt für den Zerfall eines Z' in zwei Fermionen $f \bar{f}$ ist gegeben durch

$$\sigma_{Z'}^f = \sigma_{Z'} \frac{\Gamma_f}{\Gamma_{Z'}} = \frac{N_f}{\mathcal{L}}. \quad (2.7)$$

Dabei ist N_f die Anzahl der erzeugten Fermion/Antifermion Paare mit der integrierten Luminosität \mathcal{L} ⁸. Es wird davon ausgegangen, dass die dileptonische Resonanz sehr schmal ist. Tabelle 2.3 zeigt die erwarteten Breiten der verschiedenen Resonanzen für verschiedene Z' [16].

Modell	Z'_{SSM}	Z'_S	Z'_N	Z'_Ψ	Z'_χ	Z'_η	Z'_ℓ
Breite [%]	3.12	1.21	0.66	0.55	1.21	0.66	1.10

Tab. 2.3: Einige natürliche Breiten der erwarteten Z' Resonanz für Z'_α aus verschiedenen Theorien relativ zu der Z'_α -Masse.

⁷Das α soll ein Platzhalter für verschiedene Z' sein, die aus unterschiedlichen Theorien folgen.

⁸Die integrierte Luminosität entspricht der Luminosität L integriert über einen bestimmten Zeitraum t ($\mathcal{L} = \int L dt$).

2.4.1 Die direkte Suche des Z' am TEVATRON, LEP und LHC

Die direkte Suche nach neuen schweren Eichbosonen wurde bereits bei LEP, am TEVATRON und am LHC durchgeführt. In Run II bei LEP wurde die Z' -Kopplung unterhalb der Ordnung 10^{-2} untersucht, die invariante Masse des Z' muss demnach oberhalb von 209 GeV liegen [14]. In Hadronenbeschleunigern wird, wie schon in Abschnitt 2.4 beschrieben, die Kopplung eines Z' an Quarks im s-Kanal erwartet. Die direkte Suche nach einem Z' wurde im Run II des TEVATRON sowohl von der CDF als auch der DØ Kollaboration unternommen. Die obere Ausschlussgrenze für die Masse der Z'_α erstreckt sich von einigen hundert GeV bis zu einem TeV [18–20]. Die Ausschlussgrenzen für den Wirkungsquerschnitt vom TEVATRON Run II für den Zerfallskanal $Z'_\alpha \rightarrow \mu^+\mu^-$ sind bei einer Luminosität von 2.3 fb^{-1} für $M_{Z'} \approx 400 \text{ GeV}$ $\sigma = 10 \text{ fb}$ und $\sigma = 3 \text{ fb}$ für eine invariante Masse von $M_{Z'} > 700 \text{ GeV}$ [14].

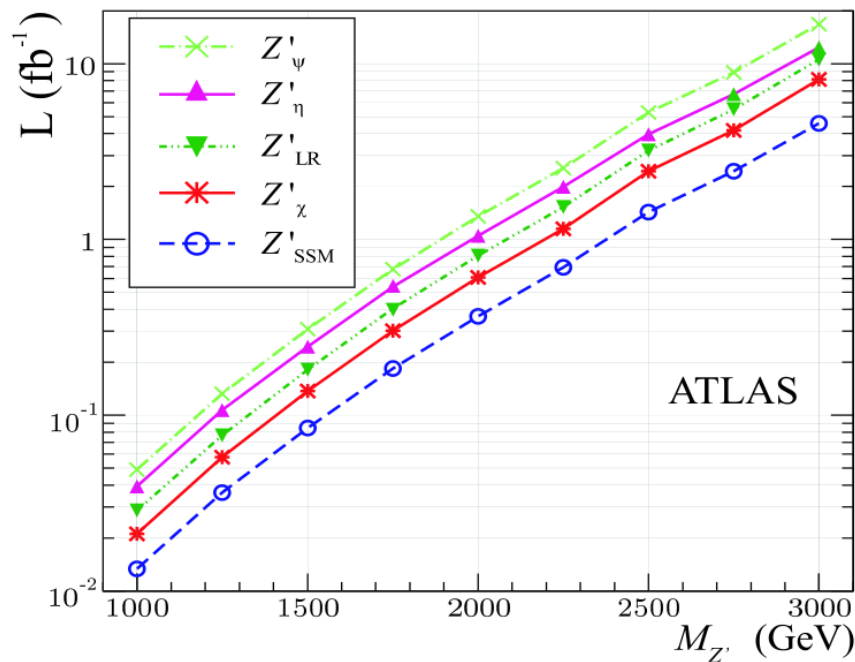


Abb. 2.5: Darstellung der für die Entdeckung (5σ) eines Z'_α unterschiedlicher Massen benötigten Luminosität bei $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ [21].

Am LHC wird sowohl am CMS als auch am ATLAS Experiment nach dileptonischen Resonanzen gesucht. Primär werden die beiden Zerfallskanäle $Z'_\alpha \rightarrow e^+e^-$ und $Z'_\alpha \rightarrow \mu^+\mu^-$ betrachtet. Kommt es zu der Entdeckung einer Resonanz in

2.4 Die Suche nach dem Z' an Beschleunigerexperimenten

dem dileptonischen Massenspektrum, so bietet der LHC optimale Voraussetzungen, um weitere Charakteristiken des Teilchens zu untersuchen (z.B. Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie \rightarrow Paritätsverletzung, Fit in der Z' Rapiditätsverteilung \rightarrow bevorzugte up- oder down-Quark Kopplung)[14]. Die folgenden oberen Ausschlussgrenzen für die Massen basieren auf 95 % CL und beziehen sich bei den Daten aus 2010 auf eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 39 \text{ pb}^{-1}$ und bei den Daten von 2011 auf $\mathcal{L} = 167 \text{ pb}^{-1}$. Die in Tabelle 2.4 angegebenen Ausschlussgrenzen der Massen beziehen sich auf die Suche nach Z'_α aus den verschiedenen E_6 -Modellen [16, 22]. Die Ausschlussgrenze für die Masse des Z'_{SSM} basierend auf den Daten von 2010

Modell	Z'_ψ	Z'_N	Z'_η	Z'_I	Z'_S	Z'_χ
Ausschlussgrenze [TeV] (2010)	0.738	0.763	0.771	0.842	0.871	0.900
Ausschlussgrenze [TeV] (2011)	1.116	1.142	1.150	1.203	1.230	1.259

Tab. 2.4: Die Ausschlussgrenzen vom ATLAS für die aus den E_6 Modellen erwarteten Z' als kombinierte obere Ausschlussgrenze für $M_{Z' \rightarrow \ell^+ \ell^-}$ [16, 22].

vom ATLAS liegt bei $M_{\ell^+ \ell^-} = 1.048 \text{ TeV}$ ($\sigma B = 0.094$) und für den Zerfallskanal $Z'_{SSM} \rightarrow e^+ e^-$ bei einer Masse von 0.957 TeV ($\sigma B = 0.155$)[16]. Mit den bisherigen Daten von 2011 kann das $Z'_{SSM} \rightarrow e^+ e^-$ bis zu einer Masse von 1.275 TeV ausgeschlossen werden. Das Massenlimit für $Z'_{SSM} \rightarrow \ell^+ \ell^-$ liegt bei einer Masse von 1.407 TeV [22].

Abbildung 2.5 zeigt die für eine 5σ Entdeckung benötigte integrierte Luminosität für die verschiedenen Massen des Z' bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ GeV}$. Hierbei ist nur der Zerfallskanal $Z' \rightarrow e^+ e^-$ betrachtet worden.

Experimentelle Grundlagen

Dieses Kapitel gibt eine kurze Übersicht der in der Teilchenphysik verwendeten experimentellen Aufbauten und der dafür benötigten physikalischen und technischen Grundlagen. Darüber hinaus wird der Large Hadron Collider und der ATLAS Detektor beschrieben.

3.1 Beschleuniger- und Detektorphysik

Motiviert durch das Interesse an neuen Erkenntnissen über den Aufbau der Natur und der Entstehung des Universums bedient sich die moderne Teilchenphysik experimenteller Aufbauten, deren Grundlage Beschleuniger und Detektoren darstellen. Mit ihnen kann den fundamentalen Fragen nach neuen Teilchen und der Struktur der Materie auf den Grund gegangen werden.

Beschleuniger

Teilchenbeschleuniger werden verwendet, um geladene Teilchen zu beschleunigen und miteinander kollidieren zu lassen. Der geometrische Aufbau von Beschleunigern lässt sich in Linear- und Ringbeschleuniger einteilen. Ziel dieser Beschleuniger ist es, Teilchen bei möglichst hoher Schwerpunktsenergie \sqrt{s} kollidieren zu lassen. Der Vorteil eines Linearbeschleunigers besteht in der aufgrund seiner Geometrie fehlenden Synchrotronstrahlungsverluste.¹ Bei einem Ringbeschleuniger kommt es zwar zur

¹Die Synchrotronstrahlung ist die Folge der Ablenkung geladener Teilchen von einer Kreisbahn in einem Magnetfeld. Pro Umlauf in einem Ringbeschleuniger beträgt der Energieverlust eines geladenen Teilchen $P \propto \gamma^4/R$, wobei $\gamma = E/m$ und R der Radius des Beschleunigers ist [2].

3 Experimentelle Grundlagen

Synchrotronstrahlung, diese kann aufgrund der Beziehung $P \propto 1/m^4$ mit schweren Teilchen (z.B. Protonen) und starken Magnetfeldern kompensiert werden.

Ein großer Vorteil von Ringbeschleunigern gegenüber Linearbeschleunigern ist die Möglichkeit, die Energie der Teilchenstrahlen bei mehreren Umläufen ohne Kollisionen sukzessive zu erhöhen und sie bei maximaler Energie kollidieren zu lassen.

Detektoren

Mithilfe von Detektoren können die bei einer Teilchenkollision entstehenden Produkte untersucht und analysiert werden.

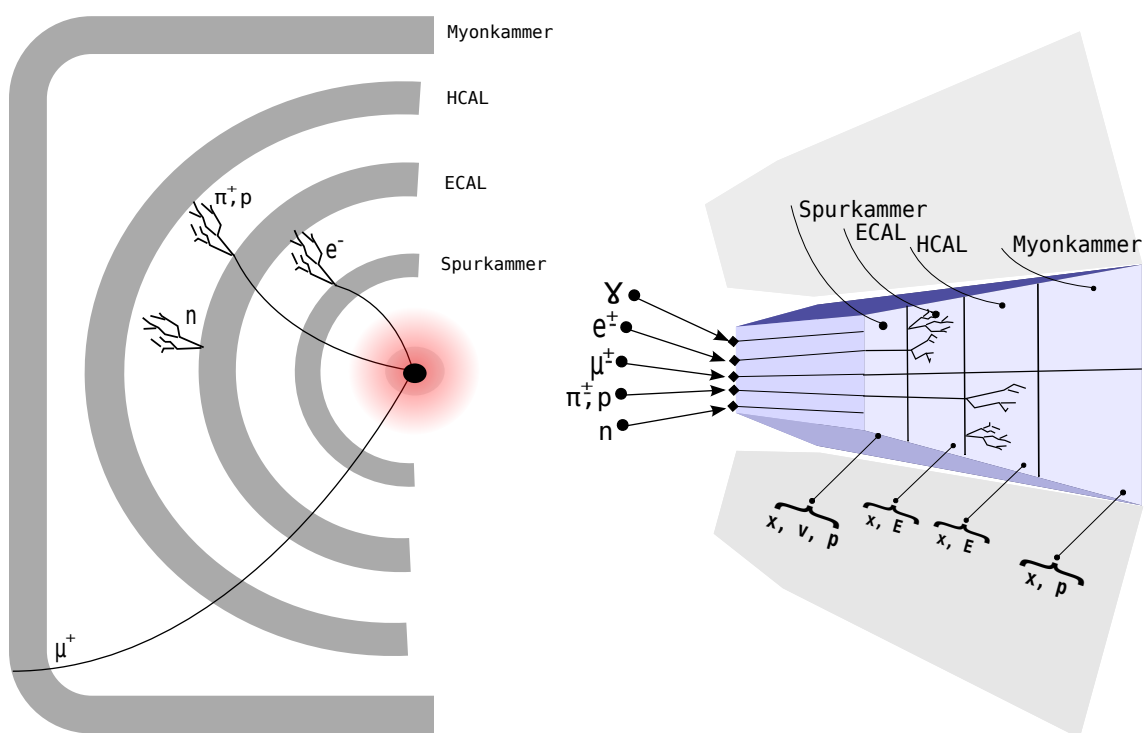


Abb. 3.1: *Links:* Der zwiebelschalenartige Aufbau eines Detektors und das verschiedenartige Verhalten der einzelnen Teilchen in einer jeweiligen Detektorkomponente unter Einfluss eines äußeren Magnetfeldes. *Rechts:* Skizzierter Aufbau der einzelnen Detektorkomponenten und das Verhalten einzelner Teilchen, sowie die jeweiligen ermittelten physikalischen Größen in den verschiedenen Komponenten.

Streuprozesse oder direkte Kollisionen treten bei aufeinander treffenden Teilchenpaketen auf. Die dabei entstehenden Teilchen können in einem Detektor unterschieden werden und im Zuge einer Analyse der verschiedenen Kollisionen können Rück-

schlüsse auf die physikalischen Eigenschaften des betrachteten Systems gezogen werden. Abbildung 3.1 zeigt den allgemeinen Aufbau der in der heutigen Zeit verwendeten Detektoren. Im Folgenden werden die einzelnen Detektorkomponenten sowie deren Aufgaben kurz beschrieben. Eine detaillierte Beschreibung des ATLAS Detektors findet in Abschnitt 3.4 statt.

- **Der innere Detektor:** Der innere Detektor befindet sich als erste Komponente des Detektors direkt um das Strahlrohr, in dem die Teilchen kollidieren. Durch das angelegte Magnetfeld machen geladene Teilchen eine kurvenförmige Bewegung durch den inneren Detektor. Die Krümmung dieser Spur gibt Aufschlüsse über die Ladung und den Impuls der Teilchen. Des Weiteren dient der innere Detektor zur Bestimmung des Primärvertex. Die Spuren können mithilfe von verschiedenen Apparaturen ermittelt werden, beispielsweise mithilfe einer Vieldrahtproportionalkammer, einer Driftkammer, der Zeitprojektionskammer (TPC) oder Halbleiterdetektoren wie z.B. dem Silizium Spursystem.
- **Das Kalorimeter:** Die Kalorimeter dienen zur Bestimmung der Energie der Teilchen und schließen an den inneren Detektor an. Aufgrund der unterschiedlichen Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten mit den Elementen des Kalorimeters, gibt es zwei Arten von Kalorimetern; das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) und das hadronische Kalorimeter (HCAL).
 - **ECAL:** Das elektromagnetische Kalorimeter detektiert hauptsächlich Elektronen, Photonen und neutrale Pionen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$), indem es aus Materialien besteht, die die Teilchen zu Schauern anregen. Teilchenschauern liegen mehrere Effekte zugrunde. Bei niedrigen Energien der Teilchen dominieren die Effekte der Ionisation des von den Teilchen durchdrungenen Materials und die Compton-Streuung. Bei höheren Energien (> 10 MeV) kommt es zum Wechsel zwischen Bremsstrahlung- und Paarzeugungseffekten[23].
 - **HCAL:** Das hadronische Kalorimeter liegt hinter dem ECAL und detektiert hauptsächlich stark wechselwirkende Teilchen (Hadronen). Hadronen haben eine geringere Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit dem ECAL. Es kommt zwar auch im ECAL zu einer partiellen Energiedeposition, der Großteil ihrer Energie wird jedoch im HCAL deponiert. Materialien, die eine große Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Hadronen aufweisen (Absorbermaterialien) wechseln sich ab mit Materialien, die

eine gute Energieauflösung ermöglichen (aktives Material). Kalorimeter mit dieser speziellen Anordnung von Materialien werden als *Sampling - Kalorimeter* bezeichnet.

- **Die Myonenkammer:** Die Myonenkammern am Ende des Detektors dienen dem Nachweis von Myonen, die eine sehr kleine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit den restlichen Komponenten des Detektors aufweisen. Zur präzisen Bestimmung des Impulses und der Ladung der Myonen, sind die Myonenkammern auch in ein Magnetfeld eingebettet.

3.2 Wichtige physikalische Größen

Neben einer hohen Schwerpunktsenergie \sqrt{s} , wird bei Beschleunigerexperimenten auch eine möglichst hohe Luminosität L benötigt. Diese ist ein Maß für die Teilchenflussdichte pro Teilchenpaket. Für einen Ringbeschleuniger ist sie beispielsweise gegeben durch:

$$L = f N_B \frac{N_1 N_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}. \quad (3.1)$$

Hierbei ist f die Umlauffrequenz der Teilchenpakete, N_B ist die Anzahl der sich im Speicherring befindlichen Teilchenpakete und N_i die jeweilige Anzahl von Teilchen pro Bunch. σ_x und σ_y entsprechen der Aufweitung des Teilchenstrahls senkrecht zur Strahlrichtung. Da bei der Suche nach neuer Physik kleine Wirkungsquerschnitte² σ im Bereich von wenigen pico barn (pb)³ erwartet werden, müssen hohe Ereignisraten dN/dt erzielt werden, um eine hinreichend hohe Statistik aufweisen zu können. Die Anzahl der Ereignisse N ist direkt mit dem Wirkungsquerschnitt und der integrierten Luminosität über eine *Mastergleichung* (siehe auch Gleichung 2.7 in Abschnitt 2.4) verbunden.

$$N = \sigma \cdot \mathcal{L}. \quad (3.2)$$

3.3 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) am Europäischen Kernforschungsinstitut CERN bei Genf in der Schweiz ist der größte Teilchenbeschleuniger der Welt. Der LHC hat

²Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer auftretenden Wechselwirkung und ist energieabhängig. Mithilfe der Quantenfeldtheorie und den Feynman-Regeln kann ein Wirkungsquerschnitt theoretisch vorhergesagt werden [1].

³Ein barn b entspricht 10^{-28} m².

einen Umfang von ungefähr 27 Kilometern und liegt bis zu 100 Meter tief unter der Erde. Nach einer mehr als zwanzigjährigen Planungsphase begann im Herbst 2009 die Inbetriebnahme des LHC [24]. Der Beschleuniger verfügt über zwei separierte Strahlröhren, in denen zwei Protonenstrahlen in entgegengesetzter Richtung zirkulieren und in den vier Hauptexperimenten momentan mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV kollidieren. Dies entspricht der Hälfte der Schwerpunktsenergie für die der LHC ausgelegt ist. Neben einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV soll der LHC eine Luminosität von $10^{-34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreichen. Dies entspricht einer Zahl von 10^{11} Protonen pro Teilchenbunch bei 40 Millionen Kollisionen pro Sekunde. Die zuvor noch nie in einem Labor bereitgestellte Energie soll fundamentale Fragen der modernen Physik beantworten und zu einem tieferen Verständnis der Natur führen. Am LHC befinden sich vier Experimente mit unterschiedlichen physikalischen Zielen. Die beiden Mehrzweckexperimente ATLAS (**A Toroidal LHC ApparatuS**) und CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid **E**xperiment) konzentrieren sich auf Präzisionsmessungen des SM, der Suche nach dem Higgs-Boson und der Suche nach neuer Physik wie zum Beispiel der Suche nach neuen schweren Eichbosonen. Die anderen beiden Experimente erforschen einen kleineren Bereich an offenen physikalischen Fragen. LHCb befasst sich mit der Physik von b-Quarks und untersucht in diesem Zuge B-Mesonen in Hinblick auf CP-Verletzung [25]. Das ALICE (**A Large Ion Collider Experiment**) Experiment versucht mithilfe von Bleiionenkollisionen (Pb^{82+}), das Quark-Gluonen Plasma weiter zu untersuchen [26]. Weiterführende Informationen zum LHC sind in den Referenzen [27, 28] zu finden.

3.4 Das ATLAS Experiment

Die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse basiert auf den Messungen des größten Experimentes am LHC, dem ATLAS Detektor. Neben den in 3.3 erwähnten Zielen gehören auch die Suche nach supersymmetrischen Teilchen und Extradimensionen, Präzisionstests der QCD, der elektroschwachen Wechselwirkung sowie Flavour- und Top-Quark Physik zu den Aufgaben des Experiments. Die Suche nach schweren Eichbosonen wird bei der finalen Konfiguration des LHC bis zu einer Masse von $\approx 6\text{TeV}$ gewährleistet werden [29]. Bei der Konstruktion des Detektors wurden neue Maßstäbe im Umgang mit der hohen Ereignisrate, der hohen auftretenden Strahlendosis und der Anzahl der bei einem Ereignis entstehenden Teilchen gesetzt [29]. Abbildung 3.2 verdeutlicht die Größe des ATLAS Detektors und dient als Übersicht

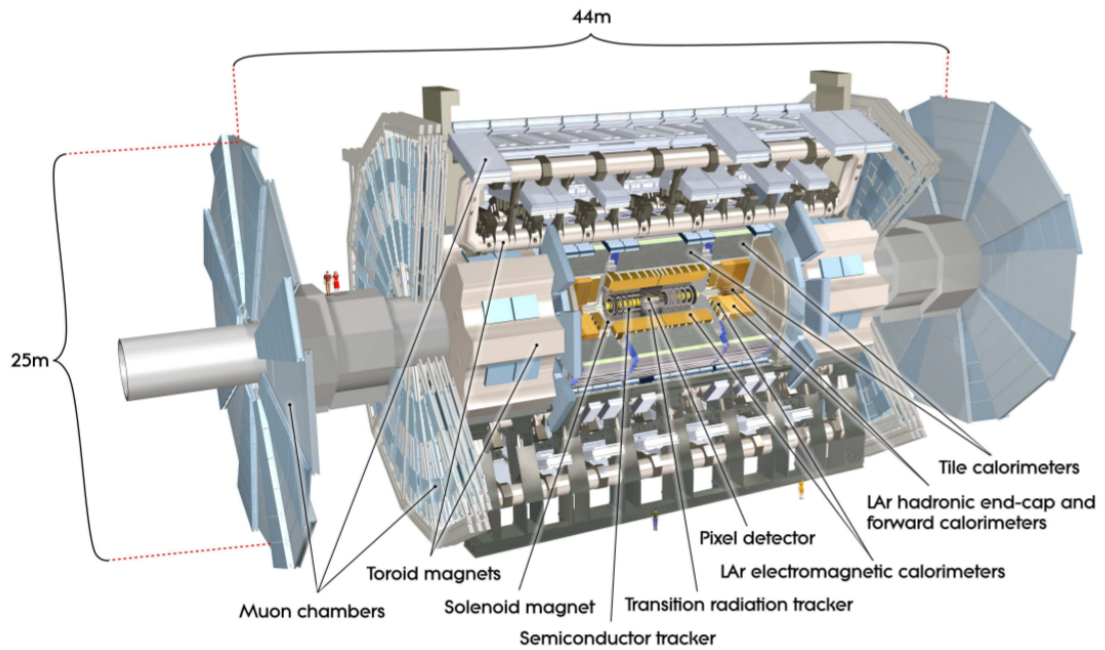


Abb. 3.2: Ein Querschnitt durch den ATLAS Detektor und eine Übersicht der einzelnen Detektorkomponenten sowie eine Verdeutlichung der Dimension des Detektors. Der ATLAS Detektor hat eine Länge von 44 Metern und eine Höhe von 25 Metern. Das Gesamtgewicht des Detektors beträgt ungefähr 7000 Tonnen [29].

der einzelnen Detektorkomponenten.

3.4.1 Das Koordinatensystem

Das im ATLAS Experiment verwendete Koordinatensystem basiert auf angepassten Zylinderkoordinaten. Der Ursprung des Koordinatensystems befindet sich am Interaktionspunkt der p - p Kollisionen. Die z -Achse entspricht der Strahlachse und die x - und y -Achsen stehen jeweils senkrecht auf der Strahlachse. Somit wird ein rechthändiges Orthonormalkoordinatensystem aufgespannt. Die positive y -Achse zeigt vom Interaktionspunkt senkrecht nach oben und die positive x -Achse ist zum Mittelpunkt des Beschleunigerringes orientiert. Der Azimutalwinkel um die Strahlachse z wird als $\phi \in (0; 2\pi]$ bezeichnet und folgt demnach der Beziehung $\arctan \phi = \frac{x}{y}$. Der Polarwinkel $\theta \in (0; \pi]$ stellt den Winkel gegen die z -Achse dar. Er wird verwendet, um die Pseudorapidität $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$ zu definieren. Ein Wert von $\eta = \pm\infty$ entspricht einer parallelen Ausrichtung zur Strahlachse und $\eta = 0$ der senkrechten Orientierung zur Strahlachse. Die Differenz aus zwei Pseudorapiditäten $\Delta\eta$ ist eine lorentzinvariante Größe. Werden massivere Objekte betrachtet, bei denen die Masse selbst bei hohen Energien nicht vernachlässigbar ist, wie beispielsweise bei Jets, so wird die Rapidität verwendet:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{(E + p_z)}{(E - p_z)} \right]. \quad (3.3)$$

Der Abstand zweier Objekte ΔR wird in der η - ϕ -Ebene beschrieben und ist definiert als $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$. Alle transversalen Größen wie p_T , E_T und E_T^{miss} ⁴ werden in der x - y -Ebene beschrieben [29].

3.4.2 Die Detektorkomponenten des ATLAS Experiments

In diesem Abschnitt findet eine kurze Beschreibung der einzelnen Detektorkomponenten statt. Eine detaillierte Beschreibung des Detektoraufbaus ist in Referenz [29] zu finden.

⁴Bei Hadronenkollisionen ist keine Aussage über den Gesamtimpuls der kollidierenden Konstituenten des Hadrons möglich. Um dennoch eine Auflösung für nicht mit dem Detektor wechselwirkende Teilchen (wie Neutrinos) zu bekommen, wird über die transversalen Impulse aller bei einer Kollision entstandenen und detektierten Teilchen summiert. Aufgrund der geltenden Impulserhaltung muss $\vec{E}_T^{\text{miss}} = -\sum_k \vec{p}_T(k)$ erfüllt sein.

Der innere Detektor

Der innere Detektor (ID) ist die erste Komponente des Detektors und ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Er hat eine Länge von 6.2 Metern und einen Durchmesser von 2.1 Metern und ist in ein 2 T starkes Magnetfeld eingebettet. In ihm befinden sich drei voneinander unabhängige Spurkammersysteme, die für eine Impuls-, Trajektorienbestimmung und für eine Primär- und Sekundärvertexrekonstruktion genutzt werden. Das Spurkammersystem besteht aus einem Pixel-, Silicon Central Tracker (SCT) und einem Transition Radiation Tracker (TRT).

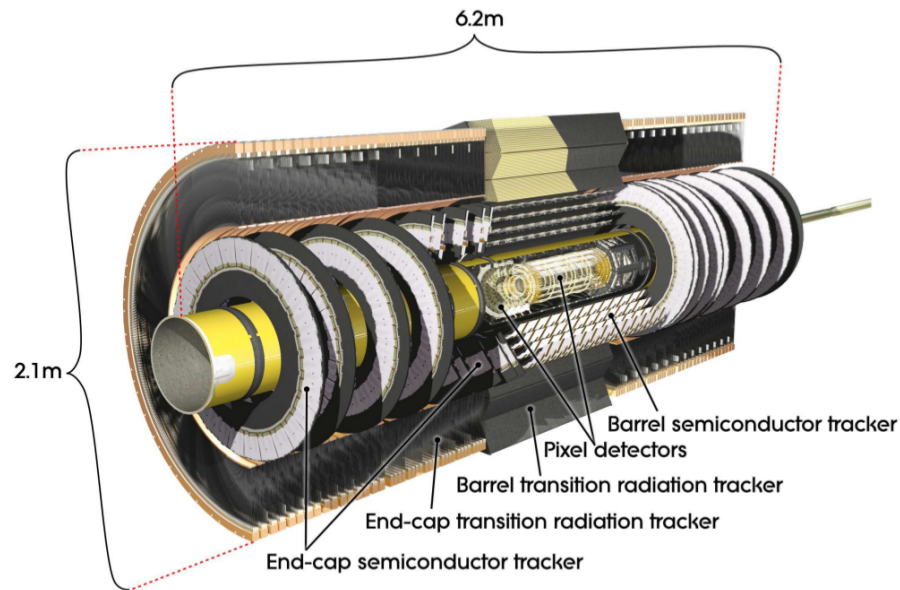


Abb. 3.3: Die Darstellung des ID und seiner Subdetektoren Pixel-, SCT- und TRT Detektor [29].

Der Pixel Detektor besteht aus ungefähr 80.4 Millionen Pixeln mit einer minimalen Pixelgröße von $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ in der $(R - \phi) \times z$ -Ebene. Er ist derjenige Subdetektor, der am nächsten am Interaktionspunkt ist und deswegen sowohl der höchsten Strahlendosis als auch der größten Spurendichte ausgesetzt ist. Der Pixeldetektor besteht aus drei übereinander, konzentrisch um das Strahlrohr angeordneten Zylindern in der Barrel-Region und aus je drei Scheiben in den Endkappen, die senkrecht zum Strahlrohr stehen. Durchquert ein geladenes Teilchen einen Pixel, so werden mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit freie Ladungsträger erzeugt und es kommt zu einem Stromfluss, der von den Sensoren ausgelesen wird. Dadurch entsteht ein zweidimensionales Bild der Spur. Das Auflösungsvermögen in der Barrel-Region (den Endkappen) ist $10 \mu\text{m}$ ($R - \phi$) ($10 \mu\text{m}$ ($R - \phi$)) und $115 \mu\text{m}$ (z) ($115 \mu\text{m}$ (R)). An

den Pixel Detektor anschließend kommt der SCT, der nicht aus Pixeln, sondern aus Siliziumstreifen besteht, die in acht Lagen übereinander verdreht angeordnet sind. Durch die Anordnung der einzelnen Lagen übereinander wird eine kostengünstigere ebenso zweidimensionale Auflösung der Spur erreicht. Das Auflösungsvermögen in der Barrel-Region (den Endkappen) beträgt beim SCT $17 \mu\text{m} (R-\phi)$ ($17 \mu\text{m} (R-\phi)$) und $580 \mu\text{m} (z)$ ($580 \mu\text{m} (R)$). Die nächste Komponente des ID ist der TRT Detektor, der mithilfe von kleinen Gasröhren⁵ zwischen Elektronen und Pionen unterscheiden kann. Passiert ein geladenes Teilchen die Röhren, so kommt es zur Ionisation des Gases und es fließt ein Strom zwischen dem als Anode dienenden Draht im Inneren der Röhre und dem Mantel der Röhre, der als Kathode dient. Darüber hinaus sind zwischen den Röhrenschichten Materialien mit unterschiedlicher Permittivität installiert. Passiert ein geladenes Teilchen diese Schichten, so kommt es zu einer Änderung des elektrischen Feldes und sog. Übergangsstrahlung wird emittiert. Je näher das Teilchen an der Lichtgeschwindigkeit ist (umso kleiner der γ -Faktor), desto höher ist die Intensität der Strahlung und desto besser das Signal im Detektor. Die optimierten Grenzwerte des TRT für die Übergangsstrahlung führen zu einer möglichen Unterscheidung zwischen Pionen und Elektronen. Insgesamt verfügt der TRT über mehr als 350000 Auslesekanäle und weist eine Gesamtauflösung von $130 \mu\text{m}$ in $(R - \phi)$ auf [29].

Das Kalorimeter

Das Kalorimeter des ATLAS Detektors besteht aus einem ECAL und einem HCAL. Abbildung 3.4 zeigt eine Übersicht des Kalorimetersystems.

Das ECAL dient zur Bestimmung der Energie von Elektronen und Photonen, indem diese mit dem elektromagnetischen Feld der Kerne wechselwirken und es zu abwechselnden Prozessen zwischen Bremsstrahlung und Paarproduktion kommt. Hadronen wechselwirken hingegen im HCAL stark mit den Kernen des aktiven Materials des Kalorimeters. Es ist wichtig, dass die Teilchen ihre gesamte Energie in den jeweiligen Kalorimetern deponieren, da es sonst zu Durchstößen der Schauer in die hinter dem jeweiligen Detektoren gelegenen Folgekomponenten kommt. Die Kalorimeter basieren auf der in Abschnitt 3.1 beschriebenen Sampling-Methode.

Die Dicke des elektromagnetischen Kalorimeters entspricht in der Barrelregion mehr

⁵Die Gasröhren sind mit einem auf Xenon basierenden Gasgemisch gefüllt. In der Barrelregion haben die parallel zur Strahlrichtung orientierten Röhren einen Durchmesser von 4 mm und eine Länge von 144 cm. In den Endkappen sind die Röhren radialsymmetrisch zur Strahlachse orientiert und sind 37 cm lang.

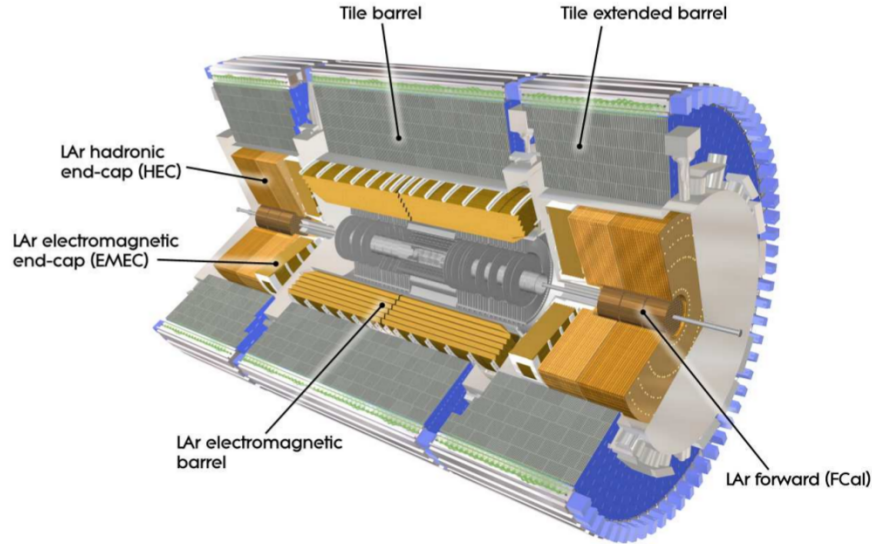


Abb. 3.4: Der Aufbau des Kalorimetersystems [29].

als 22 Strahlungslängen⁶ (X_0) und in den Endkappen mehr als $24 X_0$. Zu einer optimalen Auflösung von hochenergetischen Teilchen kommt es aufgrund von einer Strahlungslänge 9.7λ in der Barrelregion und von 10λ in den Endkappen. Das Kalorimeter in der Barrelregion ist in zwei gleichdimensionierte Hälften geteilt zwischen denen eine Lücke von 4 mm genau über dem Interaktionspunkt existiert. Basierend auf der Sampling-Methode wechseln sich im ECAL Bleiabsorber-Platten und Schichten mit flüssigem Argon, das als aktives Material genutzt wird, akkordeonartig ab. Die Bleiplatten veranlassen die Teilchen zu schauern und das flüssige Argon wird durch die durchfliegenden Teilchen ionisiert, wodurch eine Signalmessung gewährleistet wird. Die Akkordeonstruktur wurde erstmalig am ATLAS Experiment verwendet, da so eine R Abhängigkeit der Signalstärke verhindert und Cross-Talking Effekte durch Kabelleitungen vermindert werden. Dadurch kommt es zu einer besseren Energieauflösung und einer gleichmäßigen Auflösung des Azimuthalwinkels ϕ . Das ECAL verfügt über eine Granularität von $\Delta\phi = 0.025$ und $\Delta\eta = 0.05$.

Die im ECAL verwendeten Materialien haben einen kleinen Wirkungsquerschnitt mit hadronischen Teilchen, sodass der Großteil dieser erst im HCal schauern. Das HCal umschließt das ECAL und ist in drei Subkomponenten unterteilt.

Das Platten-Kalorimeter schließt direkt an das ECAL an und basiert ebenso auf

⁶Eine Strahlungslänge X_0 entspricht derjenigen Länge, die ein hochenergetisches Teilchen an Energie durch Bremsstrahlung verliert, bis es nur noch einen Anteil $1/e$ seiner ursprünglichen Energie aufweist. Dieser Anteil entspricht $7/9$ der mittleren freien Weglänge für Paarbildung eines hochenergetischen Photons [23]

der Sampling-Methode. Als Absorbermaterial werden Stahlplatten verwendet und in den Schichten dazwischen werden Szintillationskacheln zur Aussendung von Photonen und Photomultiplier zur Umwandlung der Photonen in ein elektrisches Signal als aktives Material verwendet. Das Platten-Kalorimeter erstreckt sich von einem Innenradius von 2.28 m bis zu einem Außenradius von 4.25 m. Es ist unterteilt in drei Schichten mit unterschiedlichen Interaktionslängen und weist eine Granularität von $\Delta\phi = 0.1$ und $\Delta\eta = 0.1$ auf. Die zweite Subkomponente des HCAL ist das hadronische Endkappen Kalorimeter (HEC), das direkt an die Endkappen des ECAL anschließt. Dieses besteht aus zwei voneinander unabhängigen Rädern an beiden Endkappen. In diesem Kalorimeter wird ebenso wie im ECAL flüssiges Argon als aktives Material und Kupfer als Absorbermaterial verwandt. Die dritte Subkomponente des HCAL ist das Vorwärtskalorimeter, das ungefähr über 10 Interaktionslängen verfügt und als aktives Material analog zum ECAL und HEC flüssiges Argon verwendet. Es besteht aus drei Schichten. Die erste Schicht besteht aus Kupfer als Absorbermaterial und dient elektromagnetischen Messungen. Die beiden anderen Schichten bestehen aus Wolfram und dienen der Energiemessung von hadronischen Teilchenreaktionen [29].

Das Myonensystem

Die Myonenkammern bilden das äußerste System des ATLAS Detektors. Eine Übersicht der einzelnen Subkomponenten des Myonensystems ist in Abbildung 3.5 zu finden. Myonen haben eine größere Masse als Elektronen und wechselwirken nicht im ECAL. Außerdem wechselwirken sie nicht stark, wodurch sie im HCAL auch nicht identifiziert werden. Deswegen kommt es zur Bestimmung von Ladung und Impuls der Myonen in dem äußeren Myonensystem. Das Myonensystem, das in ein bis zu 3.9 T starkes toroidales Magnetfeld eingebettet ist, besteht aus den zwei Präzisions-subkomponenten zur Impulsbestimmung Monitored Drift Tube Chambers (MDTC) und Cathode Strip Chambers (CSC), sowie den Triggerkomponenten Resistive Plate Chambers (RPC) und den Thin Gap Chambers (TGC). Die TGC befinden sich in den Endkappen und die RPC sind in der Barrelregion installiert. Die sich in der Barrelregion befindlichen MDTC besteht aus Aluminium-Driftröhren (30 mm Durchmesser) und beinhalten ein auf Argon basierendes Gasgemisch. Passiert ein Myon eine Röhre und ionisiert das Argongas, kann aus der Driftzeit der Impuls des Myons bestimmt werden. Im Inneren der Röhre befindet sich ein Draht aus

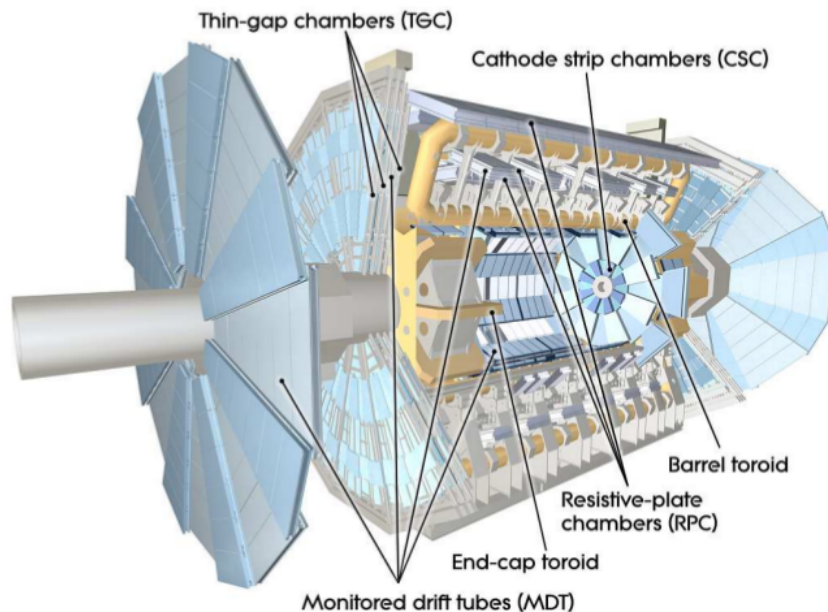


Abb. 3.5: Der Aufbau des Myonensystems [29].

Wolfram-Rhenium, der als Anode dient. Die MDTC sind in drei gegeneinander gedrehten Lagen angeordnet. Das eingebaute Monitoring System überwacht die durch die Gravitation hervorgerufenen Verformungen der langen Röhren. Das MDT verfügt über mehr als 339000 Auslesekanäle und eine räumliche Auflösung von bis zu $80\mu m$. Bei den CSC handelt es sich um Vieldrahtproportionalkammern mit in Streifen aufgeteilte Kathoden.

Die MDTC und CSC sind zum einen zylindrisch in drei Lagen in der Barrelregion und zum anderen in dreilagigen Scheiben senkrecht zur Strahlachse angeordnet. Die sich in der Barrelregion befindlichen Kammern analysieren den Impuls der Myonen mithilfe der Krümmung der Spur und die Kammern an den Endkappen messen den Impuls mittels der bei Eintritt und Austritt des Myons in die Kammern unterschiedlichen Winkeln.

Die RPC werden in der Barrelregion und die TGC in den Endkappen verwendet. Diese beiden Systeme können zum einen Bunchcrossingeffekte unterdrücken, d.h sie ordnen die Myonen den richtigen Ereignissen zu, und zum anderen dienen sie sowohl als guter Grenzwertgeber für p_T als auch zur Messung der Ortskoordinaten des Myons senkrecht zu den Präzisionssubkomponenten des Myonensystems [29].

Die Vorwärtsdetektoren

Drei weitere Detektoren sind in der Vorwärtsregion des ATLAS Detektors zu finden. Um die Luminosität zu bestimmen, kommt es zur Verwendung von zwei Systemen. Um den ATLAS Online Luminositäts Monitor bereitzustellen, betrachten der LUCID (Luminosity measurement using Cerenkov Integrating Detector) Detektor und der ALFA (Absolute Luminosity for ATLAS) Detektor flache inelastische Proton-Proton Kollisionen in der Vorwärtsrichtung. Der dritte Detektor ZDC (Zero-Degree Calorimeter) dient zur Bestimmung der Zentrierung von Bleikollisionen [29].

Das Magnetsystem

Die im ATLAS Detektor verwendeten supraleitenden Magnetsysteme sollen für ein homogenes Magnetfeld sorgen, das geladene Teilchen auf Kreisbahnen zwingt. Der solenoide Magnet besteht aus einer um den ID verlaufenden, parallel zur Strahlachse ausgerichteten Magnetspule. Die Feldstärke des Solenoids beträgt 2 T. Der zweite toroidale Magnet besteht aus acht zylinderförmigen Ringkernspulen, die parallel zur Strahlachse ausgerichtet sind, und zwei Ringkernspulen, die sich an den Endkappen befinden. Abbildung 3.6 zeigt die Ringkernspulen. Die Magnete in der Barrelregion erzeugen ein Magnetfeld von 0.5 T und die Magnete an den Endkappen stellen ein Magnetfeld der Stärke 1 T bereit. Der Toroid stellt das Magnetfeld bereit für die Ablenkung der Myonen im Myonensystem. Insgesamt kann das Magnetsystem eine magnetische Energie von 1.6 GJ speichern und erstreckt sich über eine Länge von 26 m und eine Höhe von 22 m [29].

Das Trigger System

Die in der Zukunft am LHC bei einer Frequenz von 40 MHz stattfindenden Proton-Proton Kollisionen führen zu einer nicht zu verarbeitenden Ereignisrate. Bei dieser hohen Kollisionsrate kommt es zu einer Flut an für die physikalischen Analysen nicht interessanten Ereignissen. Deswegen ist es schon auf Hardwareebene wichtig, interessante Ereignisse⁷ von uninteressanten Ereignissen zu trennen und nach einer Selektion speichern zu können. Dies geschieht mithilfe des in Abbildung 3.7

⁷Ereignisse, die zu den in den Abschnitten 3.3 und 3.4 beschriebenen Messungen beitragen.

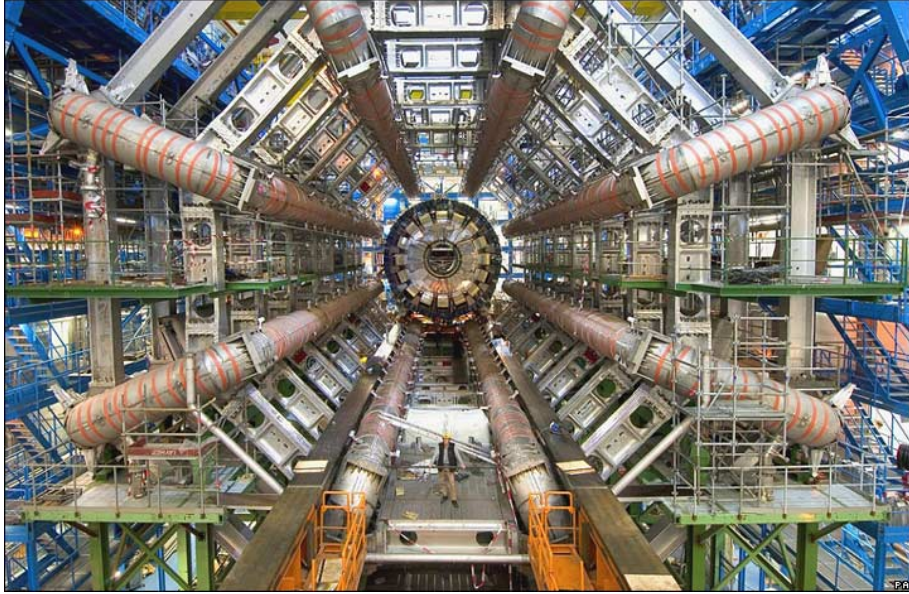


Abb. 3.6: Ein Foto, das die Ausmaße der Ringkernspulmagneten während der Bauphase zeigt [30].

dargestellten dreistufigen Triggersystems. Der erste Trigger (L1) bezieht seine Informationen aus den Myonenkammern und dem Kalorimeter. Dabei werden reduzierte Anforderungen an die Ereignisse gestellt, um möglichst schnell interessante Gebiete im Detektor lokalisieren zu können. Er selektiert dazu Ereignisse mit Teilchen, die über einen besonders hohen transversalen Impuls und große Energie oder E_T^{miss} verfügen. Die anfängliche Ereignisrate von 1 GHz kann so auf 75 kHz reduziert werden. Der zweite Trigger (L2) untersucht die interessanten Gebiete nun mit weniger stark reduzierten Anforderungen als im ersten Trigger und bezieht in seine Selektion auch Daten aus dem Spurkammersystem mit ein. Die Daten werden dadurch auf ungefähr 3-5 kHz reduziert. In der dritten Triggerstufe werden mithilfe des Event Filters alle im Detektor zur Verfügung stehenden Informationen eingeholt und es wird darüber entschieden, welche Ereignisse gespeichert werden. Dieses Verfahren reduziert die Ereignisrate auf 200 Hz [27].

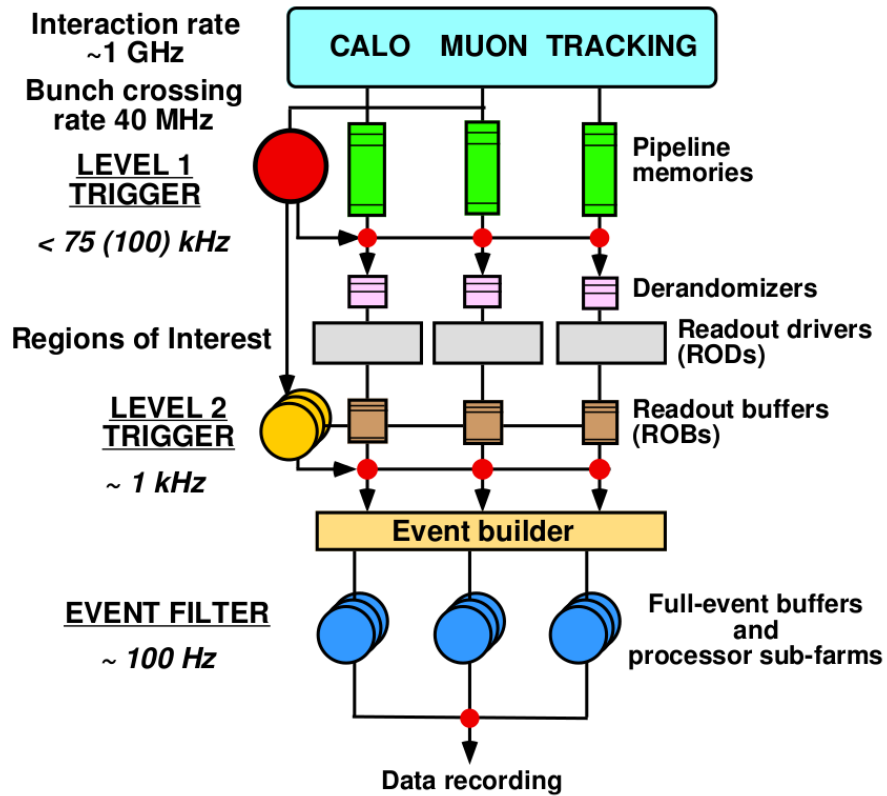


Abb. 3.7: Ein Schaubild zur Datenverarbeitung des ATLAS Triggersystems auf drei Ebenen [27].

In diesem Kapitel wird die durchgeführte Analyse zur Suche nach schweren Eichbosonen bei ATLAS dargestellt. Die Analyse basiert auf den ATLAS Daten von 2010 mit einer integrierten Luminosität von 39 pb^{-1} und einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. In der Analyse wird nach dem Z'_{SSM} aus dem *Sequential Standard Model* in dielektronischen Resonanzen im invarianten Massenspektrum $M_{Z' \rightarrow e^+e^-}$ gesucht. Neben einer Beschreibung der Elektronenrekonstruktion und -identifikation bei ATLAS werden die für die Analyse wichtigen Untergrundprozesse und verwendeten Datensamples beschrieben. Darüber hinaus werden analyserelevante Selektionskriterien und verwendete Methoden zur QCD Untergrundabschätzung erläutert. Die letzten Abschnitte enthalten eine Berechnung der Ausschlussgrenzen für die Masse und den Wirkungsquerschnitt des Z'_{SSM} .

4.1 Teilchenrekonstruktion und -identifikation

Aus den Signalen, die der ATLAS Detektor liefert, müssen die physikalischen Teilchen rekonstruiert und identifiziert werden. Im folgenden Abschnitt wird dieser Vorgang für die in der Analyse relevanten Teilchen kurz beschrieben [31, 32].

Rekonstruktion und Identifikation von Elektronen

Die Elektronenrekonstruktion basiert auf unterschiedlichen Algorithmen (`isEM` und `softelectron`). Je nach verwendetem Algorithmus wird dem Elektronenkandidaten ein `author` zugeordnet. Hat der `author` den Wert `== 1`, so werden nur *Standardelektronen*¹ weiter betrachtet. Trägt der `author` den Wert `== 3`, kommt es zusätzlich

¹Standardelektronen sind isolierte Elektronen mit einem großen transversalen Impuls p_T .

zur Anwendung eines zweiten Algorithmus, der auch *softe Elektronen*² identifiziert und akzeptiert [16].

Im ECAL werden Cluster einer Größe von 3×5 Zellen in der $\eta \times \phi$ Ebene im mittleren Layer näher betrachtet. Die Elektronenkandidaten müssen dabei über einen transversalen Impuls von mehr als $p_T > 2.5$ GeV verfügen. Die in einem Cluster deponierte Energie wird mithilfe von vier Energieverteilungen präzise gemessen. Dazu wird die Energiedeposition des Elektrons in dem Material vor dem ECAL, in dem definierten Cluster im ECAL, außerhalb des definierten Clusters und außerhalb des ECALs untersucht. Der Energiedeposition des Elektrons wird eine passende Spur im ID mit $p_T > 0.5$ GeV und dem geringsten Abstand zum Zentrum des Clusters zugewiesen.

Um ein Elektronensignal von Untergrundereignissen zu trennen, die zum Beispiel durch QCD Jets oder konvertierte Photonen hervorgerufen werden, kommt es im nächsten Schritt zur Identifikation eines Elektrons. Als erstes geschieht dies über eine auf verschiedenen Cuts basierenden Analyse und darauf aufbauend kommt es zur Anwendung von statistischen Methoden, wie dem Likelihood-Quotienten-Test oder der Kovarianzmatrix Methode [16]. Dabei werden Größen wie die partielle Energiedeposition der Elektronen im HCAL, die Form des Schauers im ECAL, die Isolationseffizienz des definierten Clusters und die Auflösung der Spur im ID verwendet. Bei der Rekonstruktion und Identifikation wird der jeweilige Elektronenkandidat in eine von drei Klassen eingeordnet, die unterschiedlich harte Bedingungen an die Elektronidentifikation stellen:

- **Loose:** Das `loose` Kriterium basiert auf Größen wie der Form des Schauers im mittleren Layer des ECAL zusammen mit der partiellen Energiedeposition im HCAL. Zusätzlich muss das vermeintliche Elektron im ID in der $|\eta|$ -Region $|\eta| < 2.47$ liegen. Die Identifikationseffizienz beträgt bei der `loose` Bedingung 95% [31].
- **Medium:** Zu den `loose` Kriterien kommen weitere Bedingungen zur Elektronidentifikation bei dem `medium` Kriterium. Informationen über die Energiedeposition in dem ersten Layer des ECAL sowie die Qualität der Spur im ID und die Übereinstimmung jener mit dem definierten Cluster spielen eine Rolle bei der Entscheidung über die Identifikation eines Elektrons. Die Identifikationseffizienz liegt bei 90% [31]. Bei der Anwendung des `medium` Kriteriums

²Softelektronen entsprechen Elektronen mit niedrigem p_T .

kommt es zu einer Trennung der Elektronen von Photonen und einigen Hadronen.

- **Tight:** Das `tight` Kriterium basiert auf den vorangegangenen Kriterien und verwendet zusätzlich Informationen wie das Verhältnis aus der im Cluster deponierten Energie und dem Impuls der Spur ($E/p \approx 1$), der Anzahl und der Qualität von Treffern im TRT und dem Verhältnis der Übergangsstrahlungssignale zur Gesamtanzahl der Signale im TRT. Dabei ist die Identifikationseffizienz 71% [31]. Die `tight` Bedingung isoliert die Elektronen effizienter von anderen Hadronenereignissen und ermöglicht eine Unterscheidung zwischen Primär- und Sekundärelektronen mithilfe der Forderung nach mindestens einem Signal in der ersten Lage der Pixeldetektoren.

4.2 Untergrundprozesse

Neben dem in dieser Analyse betrachteten Zerfallskanal $Z'_{SSM} \rightarrow e^+e^-$, gibt es mehrere Untergründe, die eine ähnliche Signatur tragen. Diese Untergrundreaktionen müssen vom Signal getrennt werden. Im Folgenden sind die für die Analyse relevanten Untergründe aufgelistet:

- $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$:
Den Hauptuntergrundbeitrag in der Suche nach dem Z' stellt der lange Auslauf der invarianten Massenverteilung der direkten Produktion eines Elektron-Positron Paares aus einem Z^0 oder γ^* dar (Drell-Yan Prozess).
- $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$:
Prozesse, bei denen die τ 's direkt weiter hadronisch oder in ein Elektron bzw. Positron zerfallen, tragen einen Beitrag zum Untergrund.
- $W \rightarrow \ell^+\nu_\ell$:
Hierbei kann es durch Initial State Radiation (ISR) zur Abstrahlung eines Gluons im Anfangszustand kommen. Dieser Effekt und andere Untergrundprozesse können zu einer Fehlidentifikation des entstehenden Jets als Elektron führen.
- $t\bar{t} \rightarrow e^+e^- + X$:
Hierbei entsteht aus einem Top-Antitop Paar ein Elektron-Positron Paar, indem jene nahezu instantan in ein b -Quark und ein W -Boson zerfallen und diese

mit einer Wahrscheinlichkeit von $(10.75 \pm 0.13)\%$ [33] in ein Elektron oder Positron zerfallen, wodurch es zum selben Endzustand wie beim Signalprozess kommen kann.

- SM Diboson:
Hierbei entstehen zwei W , zwei Z oder ein W und ein Z Boson, die wieder in ein Elektron oder ein Positron zerfallen und damit einen Untergrundbeitrag liefern. Nach der finalen Selektion trägt dieser Prozess jedoch keinen signifikanten Beitrag zum Untergrund und wird nicht weiter betrachtet.
- QCD Multijets:
Hadronen-Beschleuniger haben die Eigenschaft, dass die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für die QCD Ereignisse, bei denen es zur Bildung von vielen Jets kommt, andere Prozesse stark dominieren. Die Wahrscheinlichkeit, dass diese Prozesse die Signatur des Signalprozesses tragen, ist zwar gering, jedoch aufgrund der Anzahl an solchen Reaktionen nicht vernachlässigbar klein. Den Hauptbeitrag liefern dabei Dijet Ereignisse, die als Elektronen fehlidentifiziert werden können.

4.3 Datensamples

In diesem Abschnitt werden verschiedene in der Analyse verwendete Monte Carlo und Daten Samples beschrieben.

4.3.1 Ereignisgeneration

Die in dieser Analyse verwendeten Monte Carlo Samples wurden mithilfe von verschiedenen Ereignisgeneratoren erzeugt. Die Untergrundsamples wurden mit PYTHIA [34, 35] generiert mit Ausnahme des $t\bar{t}$ Samples, das mit MC@NLO [36–40] (Matrixelementbestimmung) und JIMMY [41, 42] (Multipartoneninteraktionen) erzeugt wurde. Die DiJet Samples (JF17) basieren auf der Bedingung, dass es mindestens einen Jet im ID mit $|\eta| < 2.7$ gibt und die Jets über einen transversalen Impuls von $p_T > 17$ GeV in einem Gitter von 0.12×0.12 in der $\eta \times \phi$ -Ebene verfügen. Die Z' -Samples wurden mit PYTHIA erzeugt und entsprechen dem in der Analyse untersuchten Z' Ereignissen aus dem SSM. Bei der Generierung der Z'_{SSM} -Samples wurden in PYTHIA alle Interfaces zwischen γ^* , Z^0 und Z' eingeschaltet. Das heißt,

dass diese Samples den SM Untergrund beinhalten. Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht der in jedem verwendeten Sample enthaltenen Informationen.

Datensatz	Ereignisgenerator	σ [pb]	\mathcal{L} [pb ⁻¹]	# Ereignisse
Untergründe				
$Z \rightarrow ee$	PYTHIA	85.521	$1.712 \cdot 10^{-5}$	4995125
QCD DiJet	PYTHIA	$1.147 \cdot 10^9$	127	8 980 789
$W \rightarrow e\nu$	PYTHIA	893	1565	1398827
$t\bar{t}$	MC@NLO/ JIMMY	143	1388	199861
$Z \rightarrow \tau\tau$	PYTHIA	854	234	200000
Signal				
$Z'_{SSM_{250}}$	PYTHIA	36.184	552	20000
$Z'_{SSM_{500}}$	PYTHIA	2.668	7494	20000
$Z'_{SSM_{750}}$	PYTHIA	0.485	41228	20000
$Z'_{SSM_{1000}}$	PYTHIA	0.1297	154150	20000
$Z'_{SSM_{1250}}$	PYTHIA	0.0415	481723	20000
$Z'_{SSM_{1500}}$	PYTHIA	0.0151	1321197	20000
$Z'_{SSM_{1750}}$	PYTHIA	0.0056	3339456	20000
$Z'_{SSM_{2000}}$	PYTHIA	0.0026	7824555	20000

Tab. 4.1: Übersicht der in der Analyse verwendeten Montecarlo- und Signalsamples mit zugehörigem Wirkungsquerschnitt, integrierter Luminosität, Anzahl der Ereignisse und den jeweils verwendeten Ereignisgeneratoren.

4.3.2 Detektorsimulation

Die generierten Ereignisse werden mithilfe des in das ATLAS Software Framework ATHENA [43] integrierten Simulations Toolkits GEANT 4 [44, 45] auf Detektorebene simuliert. Jedes generierte Teilchen durchläuft den in GEANT 4 simulierten ATLAS Detektor bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV und wird im gleichen Dateiformat abgespeichert wie die echten Ereignisse. Somit können die Daten mit den simulierten Ereignissen verglichen werden. Dadurch wird es ermöglicht, neue physikalische Modelle mit den in einem Experiment gewonnenen Daten zu vergleichen, neue Ausschlussgrenzen für Teilchen zu berechnen oder spezielle Detektoreigenschaften zu studieren. Für weitere Informationen wird auf Referenz [46] verwiesen.

4.3.3 Pile-Up Simulation

Die hohe instantane Luminosität am LHC führt dazu, dass eine große Anzahl von Pile-Up Ereignissen³ einen nicht zu vernachlässigen Beitrag zu der Gesamtereignisrate darstellt. Eine gute Schätzung für mehrere Ereignisse pro Bunchcrossing ist die Anzahl der rekonstruierten Primärvertices, die einer Poissonverteilung folgen, deren Erwartungswert durch verschiedene Strahlparameter bestimmt werden kann [16].

4.3.4 Daten

Die verwendeten ATLAS Daten von 2010 entsprechen einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 39 \text{ pb}^{-1}$. Sie kommen aus dem Datensatz `L1Calo` und `Egamma`. Der `Egamma` Datensatz enthält nur die von den Elektronen- und Photonentriggern akzeptierten Ereignisse und der `L1Calo` enthält Elektronen, Photonen, Taus, Jets und korrespondierende E_T -Werte mit allen zur Verfügung stehenden Kalorimeterinformationen. Die Daten aus dem Datensatz `Egamma` wurden in der Runperiode E1-I2 (Run 160387 - 167844) und die Daten in `L1Calo` wurden in der Runperiode A-D (Runs 152166 bis 159224) aufgenommen. Dabei wurden zwei Elektronentrigger verwendet, an die eine `loose` Bedingung gestellt wurde, und bei denen nur Ereignisse mit hohen p_T Grenzwerten akzeptiert wurden. In der Runperiode D-E wurde der `L1_EM14` Trigger mit $\mathcal{L} = 1.31 \text{ pb}^{-1}$ und in der Runperiode F-I wurde der `EF_e20_loose` Trigger verwendet ($\mathcal{L} = 37.70 \text{ pb}^{-1}$) [16]. Der `L1_EM14` Trigger erster Stufe akzeptiert nur Ereignisse im ECAL mit einem transversalen Impuls von $p_T > 14 \text{ GeV}$. Der `EF_e20_loose` Eventfilter akzeptiert nur Ereignisse mit einem $p_T > 20 \text{ GeV}$, die gleichzeitig das `loose` Kriterium erfüllen.

4.4 Selektionskriterien

Zur Selektion von potenziellen Z' Kandidaten aus dem Zerfallskanal in ein Elektron-Positron Paar werden verschiedenen Cuts gemacht, die dazu dienen, eine möglichst effiziente Trennung von Untergrund und Signal zu gewährleisten:

1. Ereignis ist in der `GoodRunsList` zu finden,

³Pile-Up Ereignisse sind diejenigen Ereignisse, die zusätzlich zu einem bei einem Bunchcrossing auftretenden Ereignis erzeugt werden.

2. Ereignis wird vom Trigger akzeptiert (`EF_e15_medium`),
3. Ereignis hat mindestens einen Primärvertex mit mehr als zwei Spuren,
4. Jedes Elektron kann mindestens der Identifikationsklasse `medium` zugeordnet werden,
5. Jedes Elektron wurde durch `author == 1` oder `author == 3` identifiziert,
6. Jedes Elektron muss in der Region $|\eta| < 2.47$ zu finden sein,
7. Ein η -Cut wird gesetzt wegen des Überganges zwischen Barrel und Endcap Kalorimeter $1.37 < |\eta| < 1.52$,
8. Jedes Elektron hat einen transversalen Impuls von mehr als $p_T > 20$ GeV,
9. Jeder Cluster muss den OTx Check überstehen (defekte Regionen im Kalorimeter),
10. Jedes Elektron muss einen B-Layer Hit haben,
11. Nur Elektronenpaare werden akzeptiert, die eine unterschiedliche Ladung haben (e^+e^- -Paar).

An jedem Punkt der Selektion kommt es zu einer Überprüfung, ob mindestens noch zwei Elektronen im Ereignis vorhanden sind. Ist dies der Fall, so wird mit dem nächsten Cut fortgefahren. Nachdem alle Kriterien durchlaufen sind, werden die Elektronen nach ihrem jeweiligen transversalen Impuls p_T sortiert und das Paar in der Analyse weiterverwendet, das die beiden Teilchen mit dem höchsten p_T vorweist. Um sicherzustellen, dass das Ereignis auch aus einer tatsächlichen p - p Kollision kommt, wird gefordert, dass jedes Ereignis mindestens einen Primärvertex hat und über zwei Spuren verfügt. An den Eventfilter wird die Forderung `EF_e15_medium` gestellt, so dass das Elektron mindestens das `medium` Kriterium erfüllt und einen transversalen Impuls von mehr als $p_T > 15$ GeV aufweist. Die `author` Flag muss auf `== 1` oder `== 3` stehen. Um den niederenergetischen QCD Untergrund aus den Daten zu entfernen, auf der anderen Seite aber gleichzeitig die Z -Boson Signale und Signale mit höherer Masse zu erhalten, wird zusätzlich zum Trigger ein p_T -Cut bei 20 GeV durchgeführt. Der Pseudorapiditäts Cut ($|\eta| < 2.47$) wird gesetzt, da für die Analyse nur die in der Barrelregion oder den Endkappen identifizierten Elektronen verwendet werden. Dazu muss auch der Bereich $1.37 < |\eta| < 1.52$ ausgeschlossen werden, der

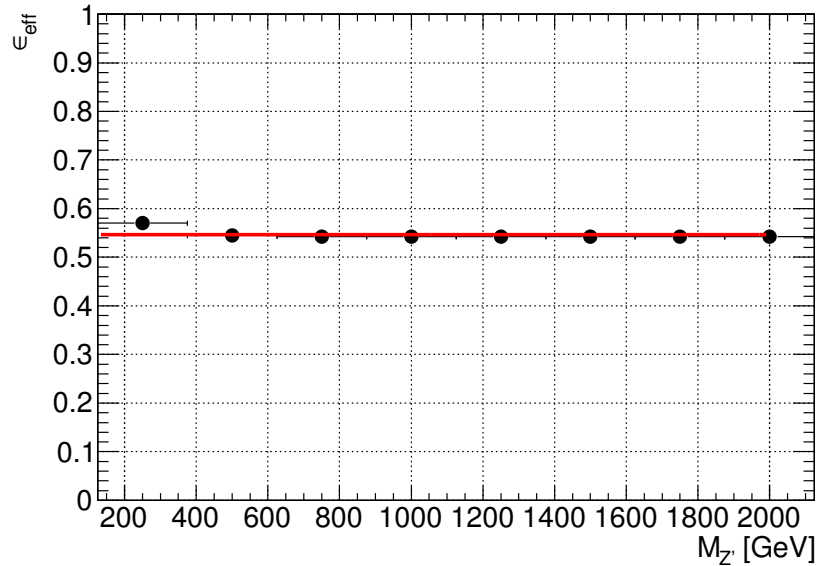


Abb. 4.1: Selektionseffizienz für verschiedene Z'_{SSM} Massen. Die Fehlerbalken sind zu klein und werden nicht dargestellt.

dem Übergangsbereich zwischen Barrelregion und den Endkappen entspricht. Um außerdem Regionen fehlerhafter Detektorbereiche auszuschließen, wird jedes Cluster mit einem OTx Check überprüft. In Abbildung 4.1 ist die Selektionseffizienz der verschiedenen Z'_{SSM} Samples abhängig von ihrer Masse nach allen angewendeten Cuts dargestellt. Die mittlere Signaleffizienz liegt bei $\bar{\epsilon}_{\text{eff}} = (54.61 \pm 0.02)\%$. Der Fehler wurde über das Gauß'sche Fehlerfortpflanzungsverfahren berechnet.

4.5 Die Abschätzung des QCD Multijet Untergrundes

Der QCD Multijet Untergrund für das Z'_{SSM} kann nicht effizient generiert werden bzw. erfordert eine viel zu große Rechenleistung, als dass die heutigen Prozessoren sinnvolle Ergebnisse in einer angemessenen Zeit berechnen könnten. Da der Wirkungsquerschnitt für QCD Multijet Ereignisse, die im Detektor als Elektronenpaare identifiziert werden, nicht hinreichend genau bekannt ist, wird der Untergrund auf die Anzahl der Datenereignisse gewichtet. Um den QCD Multijet Untergrund trotzdem sinnvoll abschätzen zu können, wird im Folgenden eine Methode beschrieben, die aus einer Kombination aus den Daten und den Monte Carlo Samples besteht [16, 22].

Reversed Electron Identification Methode

Bei der *Reversed Electron Identification Methode* (REI) handelt es sich um eine Abschätzung des QCD Multijet Untergrundes mithilfe der echten Daten und eines QCD DiJet Samples⁴. Dadurch sollen Ereignisse mit Gluonen und leichten Quarks (b - und c -Quarks enthalten) als Untergrund erfasst werden. Im Bereich des Z Peaks des invarianten Massenspektrum $M_{e^+e^-}$ wird mithilfe des in ROOT integrierten RooFit Toolkits [47] eine Landau-Funktion an die Daten gefittet, um eine Abschätzung für den Untergrund zu bekommen. Abbildung 4.2 zeigt den durchgeführten Fit an die Daten. Um die Statistik des Spektrums zu erhöhen, wird an die Daten nur die `loose`

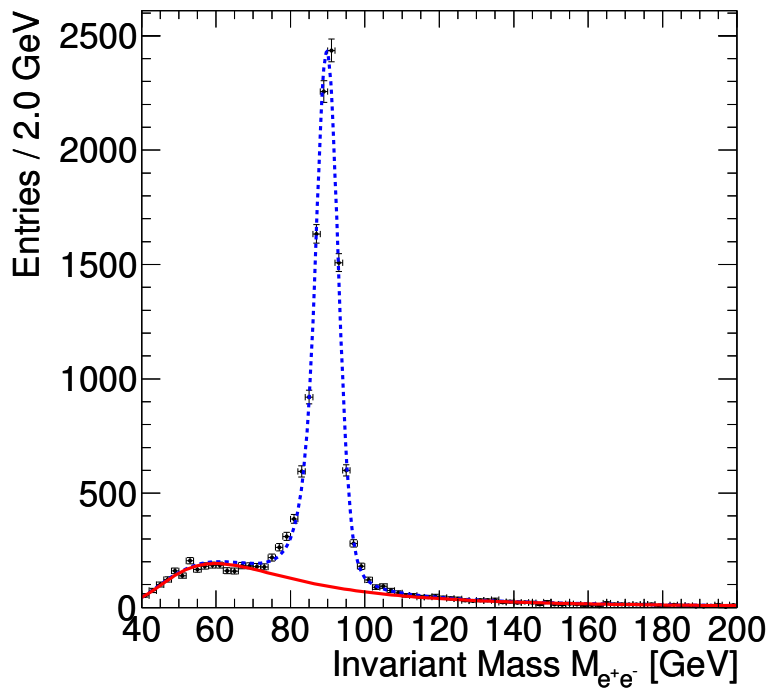


Abb. 4.2: Der Fit einer Landauverteilung (rot) an die Daten (`loose`) im invarianten Massenspektrum $M_{e^+e^-}$. Die schwarzen Punkte beschreiben die Daten und die blau schraffierte Linie entspricht einem Fit des Z Peaks mit einer Faltung aus einer Breit-Wigner- und einer Crystal-Ball-Verteilung.

Bedingung gestellt, da die Elektronen in hohen Massenbereichen die `medium` Bedingung nicht mehr erfüllen. Darüber hinaus wird ein B-Layer Cut gesetzt und jedes Ereignis muss mindestens vier Hits im SCT hinterlassen haben, um eine gute Auflö-

⁴Dieses Monte Carlo Sample enthält nur Ereignisse mit zwei erzeugten Jets, wodurch Ereignisse mit mehr als zwei Jets ausgeschlossen werden.

sung der Spur zu gewährleisten. Der Fit enthält sowohl den Beitrag des QCD Untergrundes als auch die Drell-Yan Untergrundprozesse und die anderen in Abschnitt 4.2 beschriebenen Untergründe. Innerhalb der Z Peak Region ($66 < M_{e^+e^-} < 116$ GeV) wird die Anzahl der Ereignisse dieser aufgeweichten Selektion gezählt und mit einem Faktor $\epsilon^2 = (0.2427 \pm 0.0002)^2$ multipliziert. Dieser Faktor gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass Elektronen, die die `loose` Bedingung erfüllen, auch gleichzeitig die `medium` Bedingung erfüllen.

Im nächsten Schritt wird das QCD DiJet Sample betrachtet, das alle Ereignisse enthält, die keiner der drei Identifikationsklassen zugeordnet werden⁵. Auch hier wird die Anzahl der Ereignisse in dem gleichen Massenbereich von 66 bis 116 GeV gezählt und anschließend auf die mithilfe des Fits erhaltene Anzahl der Untergrundereignisse skaliert. Durch diese Skalierung kommt es zur Trennung aller im Fit enthaltenen SM Untergründe von dem QCD Untergrund.

4.6 Untersuchung der Z' Samples

Bei der Ereignisgeneration der Z' Samples mit PYTHIA kommt es zur Berechnung von theoretischen Interferenzen bei der Matrixelementberechnung mit Z^0 und γ^* . Um diesen DY Untergrund aus den Samples zu entfernen wird analog zu der angewendeten Methode REI in Abschnitt 4.5 vorgegangen. Auch hier wird an den SM Beitrag eine Landau Funktion und an den Z'_{SSM} Peak eine Faltung aus Breit-Wigner und Crystal-Ball Verteilung gefittet. Die unter dem Landau Fit liegenden Ereignisse werden dann von den restlichen Ereignissen abgezogen. Abbildung 4.3a zeigt die unbearbeiteten Z'_{SSM} -Samples und in Abbildung 4.3b sind die bearbeiteten Samples dargestellt. Mithilfe dieser Methode kommt es zu einer guten Trennung der Z'_{SSM} -Samples vom DY Untergrund. Abbildung 4.4 zeigt die Anwendung der Methode auf das 250 GeV Z' -Sample.

⁵Tragen die in einem Sample enthaltenen Informationen den Wert `container`, müssen die in dem Sample gespeicherten Ereignisse keine der drei in Abschnitt 4.1 beschriebenen Kriterien erfüllen.

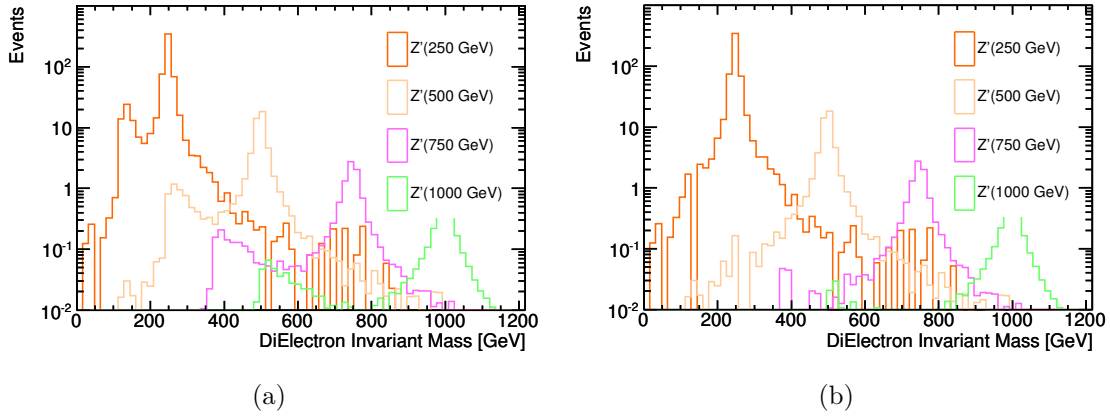


Abb. 4.3: Z'_{SSM} -Samples (a) vor und (b) nach der Bearbeitung mit ROOFIT. Nur Massensamples bis 1000 GeV sind dargestellt, um die Übersichtlichkeit zu gewährleisten.

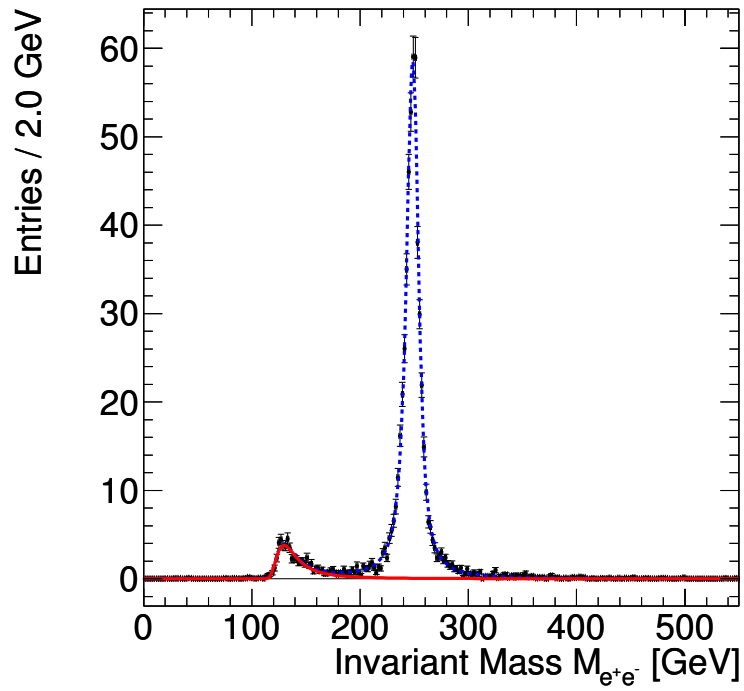


Abb. 4.4: Die Anwendung des Fits an das Z' -Sample für $M_{Z'} = 250$ GeV zur Reduzierung des DY Untergrundes.

4.7 Kinematische Verteilungen in Daten und Simulation

In diesem Abschnitt werden einzelne kinematische Verteilungen, nachdem alle Cuts aus Abschnitt 4.4 durchgeführt wurden, dargestellt. Die Monte Carlo Samples wurden auf die Datenluminosität normiert. Der QCD Untergrund wurde mit der Methode aus Abschnitt 4.5 ermittelt. Abbildung 4.5a und 4.5b zeigen die p_T -Verteilungen

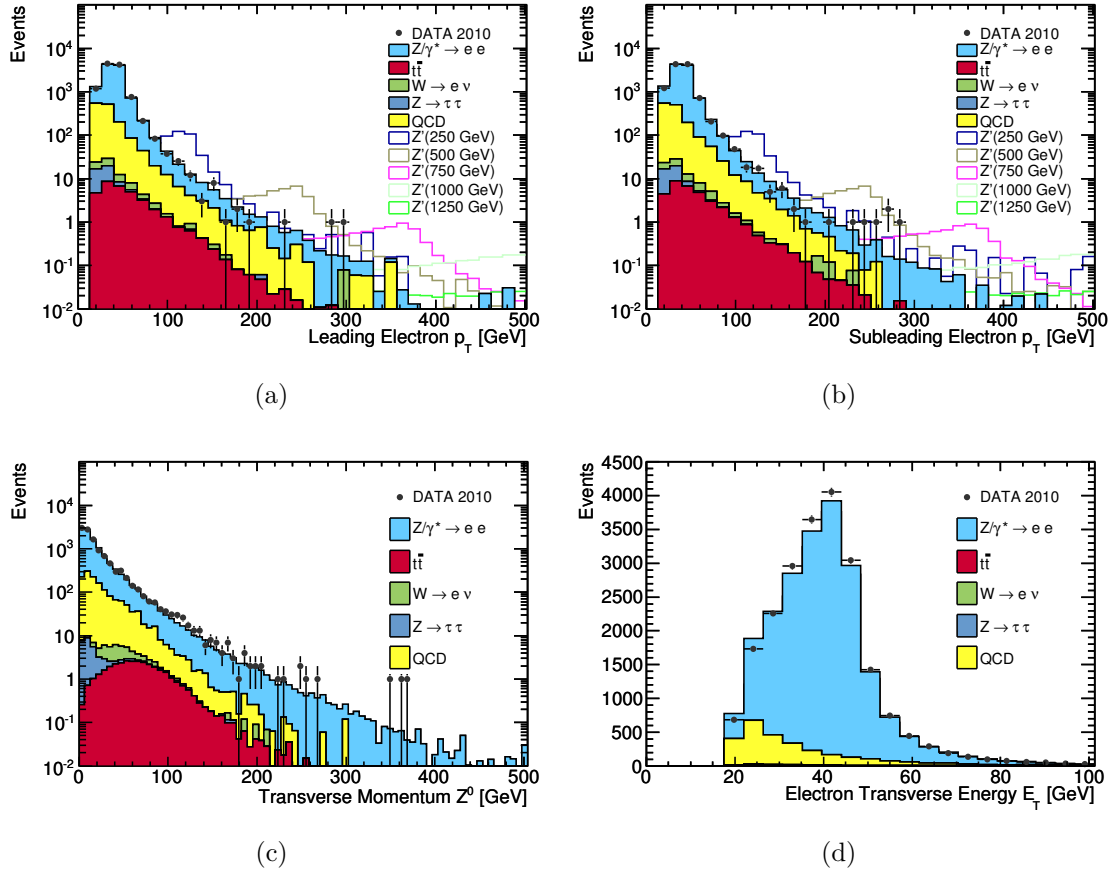


Abb. 4.5: Die p_T -Verteilungen der beiden Elektronen für (a) das Leadingelektron und (b) das Subleading Elektronen. Abbildung (c) ist die Verteilung des transversalen Impuls des Z^0 und (d) die transversale Energieverteilung beider Elektronen.

der beiden Elektronen nach der finalen Selektion. Dabei wird in Abbildung 4.5a das sog. *Leading*-Elektron (das Elektron mit dem höheren p_T) dargestellt. Abbildung 4.5b zeigt die p_T -Verteilung des *Subleading*-Elektrons (das Elektron mit dem kleineren p_T). Es ist zu erkennen, dass die Verteilungen in der Region $p_T < 20$ GeV keine

Ereignisse mehr aufweisen, was auf den p_T -Cut in Abschnitt 4.4 zurückzuführen ist. In der Abbildung 4.5c ist der transversale Impuls des Z^0 aufgetragen, das durch die beiden Elektronen rekonstruiert wurde. Der größte Teil aller erzeugten Z^0 -Bosonen tragen einen sehr kleinen transversalen Impuls. Dieses Verhalten ist typisch für die Hadronenkollisionen am ATLAS, da die Teilchen im Anfangszustand über keinen bzw. nur wenig p_T verfügen. Abbildung 4.5d zeigt die transversale Energieverteilung beider Elektronen. Zu erkennen ist ein *Jacobian-Peak* bei ungefähr 45 GeV. Dies entspricht ungefähr der halben Masse des Z^0 -Bosons ($m_{Z^0} = (91.1876 \pm 0.00021)$ GeV [33]). Dies lässt darauf schließen, dass das Z^0 in Ruhe in zwei Elektronen zerfällt und ist aufgrund des geringen transversalen Impulses des erzeugten Z^0 zu erwarten. In Abbildung 4.6a, 4.6c und 4.6b, 4.6d sind die η - und ϕ -Verteilungen beider Elek-

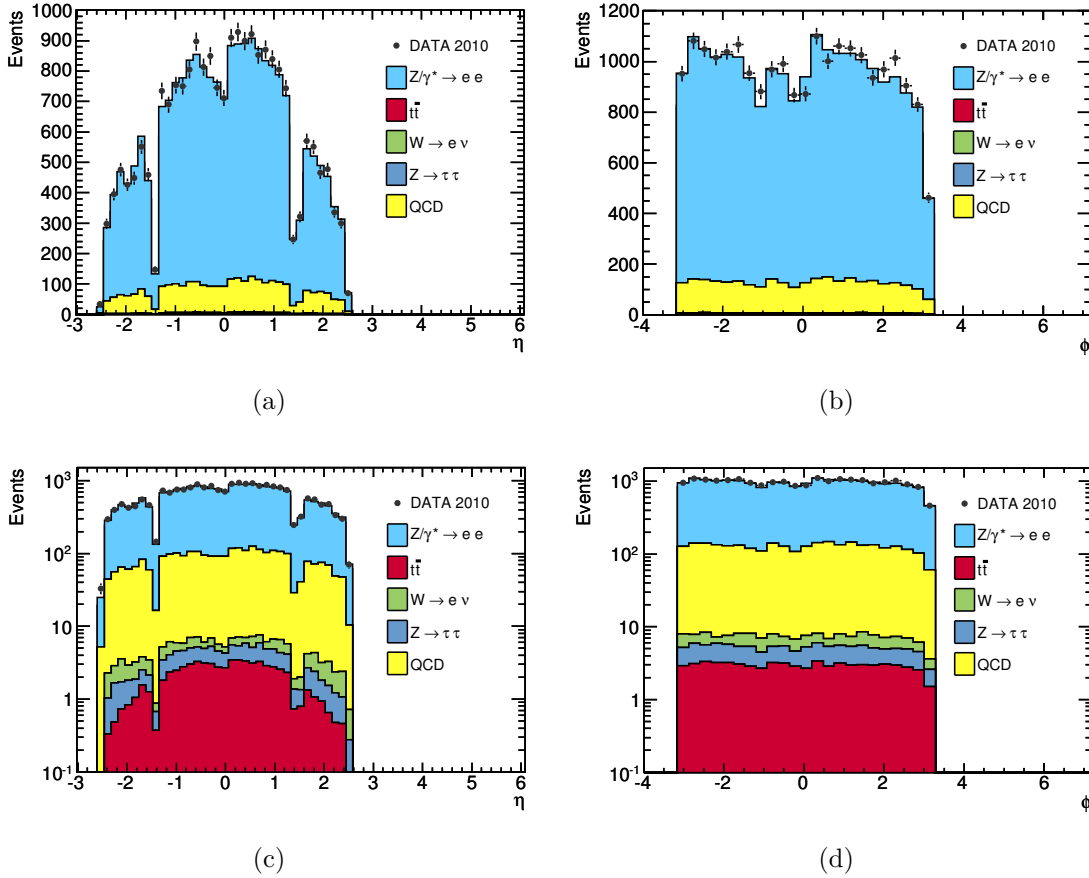


Abb. 4.6: Die (a) η - und (b) ϕ -Verteilungen beider Elektronen (Leading- und Sub-leading Elektron) nach finaler Selektion. (c) und (d) stellen die η - und ϕ -Verteilungen logarithmisch dar.

tron zu sehen. In den Bereichen $|\eta| < 1.37$ (zentrale Detektorregion) kommt es

zu mehr Elektronenereignissen als in den Endkappen des Detektors. In der Umgebung von $|\eta| = 0$ kommt es zu einem Einbruch von Elektronenereignissen, dies lässt sich mit der in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen, 4 mm langen Lücke erklären, die das Kalorimeter in zwei gleiche Hälften genau über dem Interaktionspunkt der Teilchen teilt. Die Einbrüche bei $|\eta| \approx 1.4$ lassen sich auf den 0Tx Check in der Selektion zurückführen. Dieser enthält Informationen über fehlerhafte Regionen im Kalorimeter, die keine verlässlichen Informationen liefern. Aufgrund der Rotationsymmetrie des Detektors und dem Umstand, dass der Z^0 -Zerfall nicht von ϕ abhängt, wird die ϕ -Verteilung als gleichmäßig angenommen. Wie in Abbildung 4.6b zu sehen ist, ist dies nicht der Fall. Dies kann auch durch den 0Tx Check erklärt werden.

Die Verteilungen in Abbildung 4.7 entsprechen dem invarianten Massenspektrum $M_{e^+e^-}$. Abbildung 4.7 enthält Z'_{SSM} -Samples, die wie in Abschnitt 4.6 beschrieben, weiter bearbeitet wurden. Die Abbildungen 4.7a - 4.7d zeigen einen Peak bei ≈ 90 GeV in den Daten. Dieser Peak entspricht der Masse des Z^0 -Bosons und wird gut durch die Monte Carlo Samples beschrieben. Auffällig ist eine Überschätzung des QCD Untergrundes im Bereich $150 < M_{e^+e^-} < 450$ GeV. Der Grund für diese Überschätzung ist in der Methode REI zu suchen. Um den QCD Untergrund in der invarianten Massenverteilung $M_{e^-e^+}$ möglichst genau abzuschätzen, verwenden [16] und [22] beispielsweise noch zwei weitere Methoden, die auf einem Isolationsfit im Kalorimeter und einer Matrixmethode basieren. Der tatsächliche Grund für die Überschätzung konnte in dieser Arbeit nicht ermittelt werden und bedarf weiterer Studien.

Die vier Datenereignisse in der Umgebung von $M_{e^+e^-} = 600$ GeV sind für die Suche der Z'_{SSM} statistisch nicht relevant. Überprüft wurde dies mithilfe des p-Wertes (siehe Abschnitt 4.8.1). Der p-Wert, der sich für eine Suchregion von $|\Delta_{M_{e^+e^-}}| = 75$ GeV für die hypothetische Masse des Z' von 600 GeV ergibt, entspricht 8.6%. Die Wahrscheinlichkeit eines Z' mit dieser Masse, ist also zu mehr als 90% CL auszuschließen. Im invarianten Massenspektrum kommt es zu keiner Beobachtung einer Resonanz. Die Fluktuationen in den Daten bei einer Masse von $M_{e^+e^-} \approx 600$ GeV zeigen, dass es zu einer Abweichung vom SM kommt.

4.8 Berechnung von Ausschlussgrenzen

Da keine signifikanten Resonanzen im invarianten Massenspektrum beobachtet wurden, kommt es in diesem Abschnitt zur Bestimmung einer Ausschlussgrenze für den

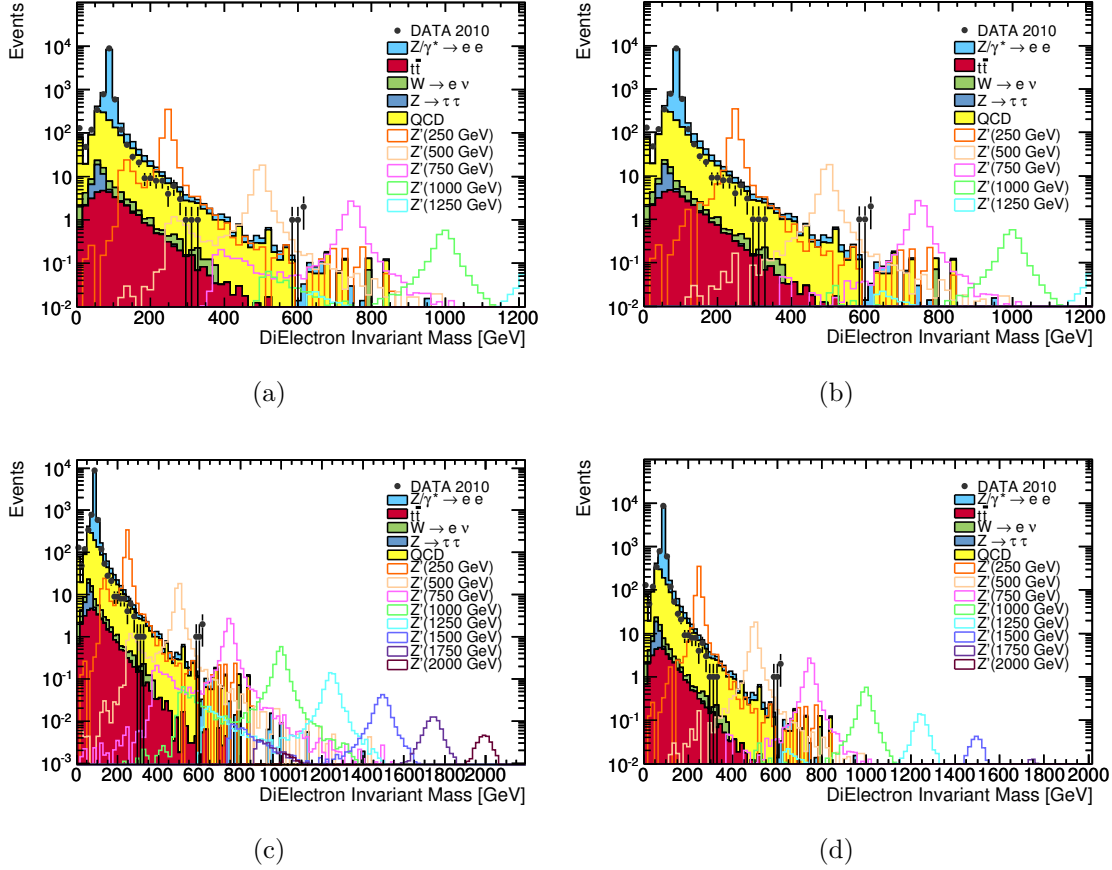


Abb. 4.7: Invariante Massenverteilung nach finaler Selektion bis $M_{Z'} = 1200$ GeV. (a) Z' Samples mit SM Untergrund/Interferenzen. (b) Z' Samples mit reduziertem SM Untergrund/Interferenzen. Alle Z' Samples bis zu einer invarianten Masse von $M_{e^+e^-} = 2000$ GeV (c) mit SM Untergrund/Interferenzen und (d) mit reduziertem SM Untergrund/Interferenzen.

Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung eines Z'_{SSM} multipliziert mit dem dielektronischen Verzweigungsverhältnis $B(Z' \rightarrow e^+e^-)$. Außerdem wird eine Ausschlussgrenze für die Masse des Z'_{SSM} berechnet.

4.8.1 Bestimmung der Massenausschlussgrenze mithilfe des p-Werts

In der Analyse wurde eine Berechnung der Ausschlussgrenze für die Masse des Z'_{SSM} mithilfe des p-Wertes durchgeführt. Der p-Wert ist der Wert für die Wahrscheinlich-

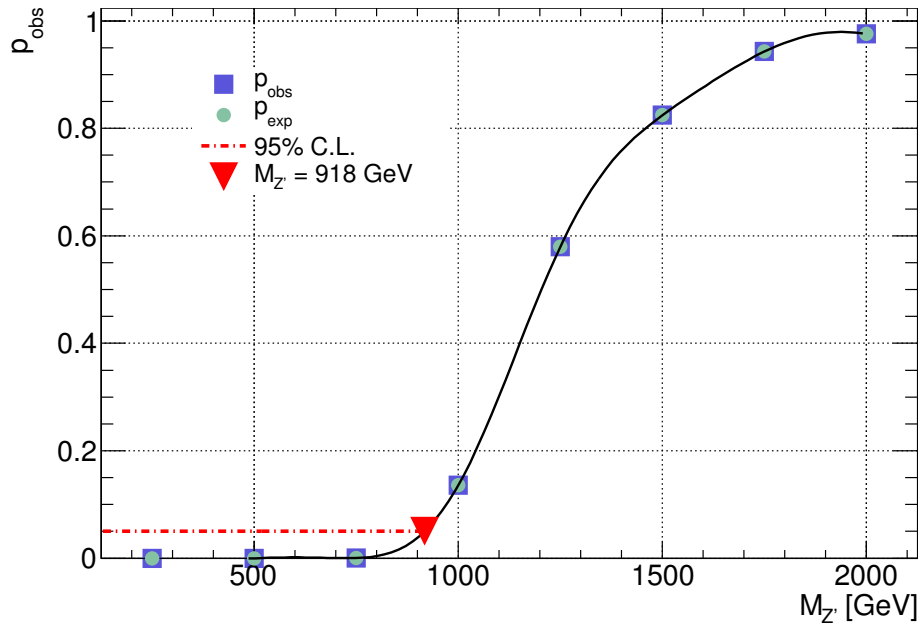


Abb. 4.8: Erwartete und beobachtete p-Werte für die einzelnen Z'_{SSM} -Samples und das sich aus dem Fit ergebende Massenlimit.

keit, bei der Abwesenheit von Signalereignissen ein Überschuss an Daten irgendwo in einer definierten Suchregion Δ zu beobachten, der wenigstens mit den wirklich beobachteten Daten übereinstimmt [48]. Der p-Wert gibt somit die Wahrscheinlichkeit an, unter der Gültigkeit einer Hypothese (zum Beispiel $m_{Z'_{SSM}} = 250$ GeV) mindestens dieses Ergebnis zu erhalten. Er variiert zwischen Null und Eins. Umso kleiner der p-Wert desto mehr spricht gegen die gewählte Hypothese. Zur Berechnung der Ausschlussgrenze für die Masse wurde sowohl der beobachtete als auch der erwartete p-Wert⁶ für jedes Z'_{SSM} -Sample ($m_{Z'} = 250$ -2000 GeV) berechnet und der sich dazu

⁶Der erwartete p-Wert ist derjenige p-Wert der erwartet wird, wenn die Anzahl der Datenergebnisse mit der Anzahl der Untergrundereignisse übereinstimmen.

ergebende p-Wert anschließend gefittet. Diejenige Masse, die einem p-Wert von 0.05 entspricht, kann zu 95% CL ausgeschlossen werden. Abbildung 4.8 zeigt sowohl die für ein jeweiliges Z'_{SSM} -Sample berechneten erwarteten und beobachteten p-Werte als auch die beobachtete Ausschlussgrenze der Z'_{SSM} Masse von $M_{Z'_{SSM}} = 918$ GeV

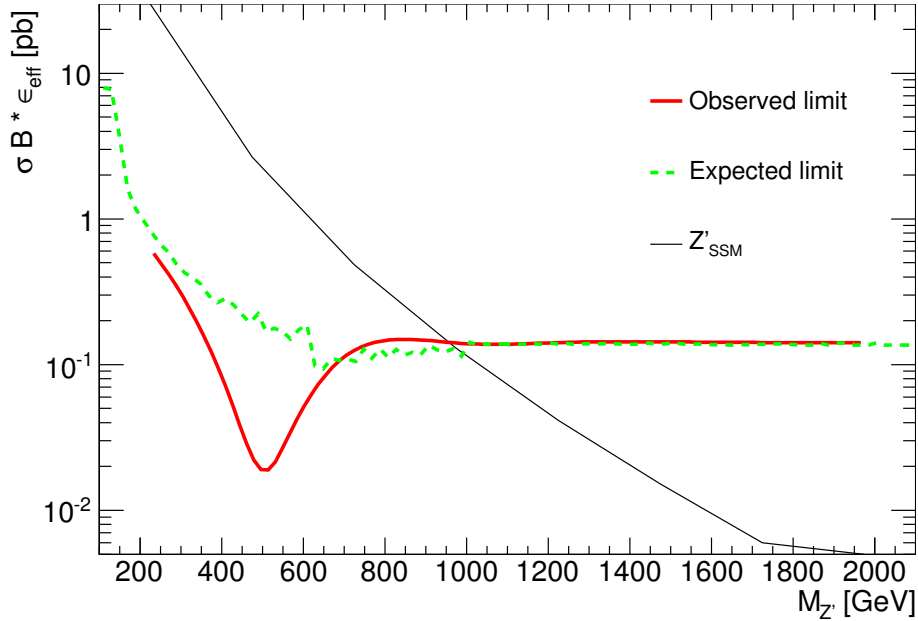
4.8.2 Ausschlussgrenzen für σB und $M_{Z'}$

Aus Abschnitt 4.7 geht hervor, dass sich die Daten bis auf in der Region um $M_{e^+e^-} = 600$ GeV augenscheinlich so verhalten, wie es im SM erwartet wird. Es kommt zu keinen dileptonischen Resonanzen mit den in Abschnitt 2.4 erwarteten Breiten oder hinter den in Abschnitt 2.4.1 ausgeschlossenen Massen. Daher folgt nun die Berechnung der Ausschlussgrenze für die Größe Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem dielektronischen Verzweigungsverhältnisses $\sigma B(Z'_{SSM} \rightarrow e^+e^-)$. Die hierfür verwendete Methode basiert auf dem in [49] beschriebenen Verfahren. Die verwendete Methode wird als *Template Shape Fit* bezeichnet und entspricht einem Zählexperiment. Hierzu wird die Anzahl von Einträgen in jedem Bin in der invarianten Massenverteilung gezählt und die Likelihoodfunktion bestimmt. Anschließend wird das Produkt aus der Likelihoodfunktion über alle betrachteten Bins genommen:

$$\mathcal{L}_h(N_{Z'}, N_Z | \text{Daten}) = \prod_{k=1}^{N_{\text{bin}}} \frac{(N_k)^{D_k} e^{-N_k}}{D_k!}. \quad (4.1)$$

Die erwartete Anzahl von Ereignissen pro Bin k ist $N_k = N_k^{Z'} + N_k^{bg}$ und die Anzahl der beobachteten Ereignisse ist D_k . In den in dieser Analyse verwendeten Framework ROOT gibt es eine Klasse, mit deren Hilfe die in Abschnitt 4.8.1 beschriebenen p-Werte berechnet werden können. Dieses basiert auf der Gleichung 4.1 und kann in [50] weiter studiert werden.

Zur Bestimmung der Ausschlussgrenze von σB wurden für jede hypothetische Z'_{SSM} Masse aus dem generierten und anschließend bearbeiteten Z' -Sample ($m_{Z'} = 250$ - 2000 GeV) in einer Suchregion von $|\Delta_{M_{Z'_{SSM}}}| = 50$ GeV die Anzahl von Signaleignissen solange erhöht bis ein erwarteter oder beobachteter p-Wert von 0.05 vorlag. Dieser entspricht einer Ausschlussgrenze von 95% CL. Darüber kam es zur Anwendung der Methode *Sliding Mass Window* (SMW). Dafür wird der Mittelwert der Effizienzen $\bar{\epsilon}_{\text{eff}}$ (siehe Abschnitt 4.4), der sich aus allen Effizienzen der einzelnen hypothetischen Z' -Samples ergibt, verwendet, um für alle Z'_{SSM} Massen des gesamten invarianten Massenspektrums von 0 bis 2.1 TeV in 10 GeV Schritten den

Abb. 4.9: Erwartetes und beobachtetes Limit für das Z'_{SSM} .

Wirkungsquerschnitt zu berechnen. Der Effizienzmittelwert wird mit der Anzahl der Signalereignisse in der definierten Suchregion multipliziert. Anschließend kommt es auch hier zur Erhöhung der Signalereignisse, bis der p-Grenzwert 0.05 erreicht wird. Mithilfe dieser Methode wird eine genauere Bestimmung der erwarteten Ausschlussgrenze für σB und $M_{Z'}$ gewährleistet. Zur p-Wert Berechnung werden neben den generierten Z' -Samples auch die Untergrundereignisse und die Datenereignisse in der definierten Suchregion verwendet. Der Verlauf des theoretischen Wirkungsquerschnitts ergibt sich aus einem Fit der einzelnen Z' -Sample Wirkungsquerschnitte (siehe Tabelle 4.1).

Bei der Berechnung der Ausschlussgrenze wird analog vorgegangen. Die Resultate für die Ausschlussgrenze der Masse und von σB für ein Z'_{SSM} liegen bei 95% CL und sind in Abbildung 4.9 und Tabelle 4.2 zu sehen. Die Differenz zwischen der be-

Modell Z'_{SSM}	$M_{Z'}$ [GeV]	σB [pb^{-1}]
Erwartete Ausschlussgrenze	990	0.121
Beobachtete Ausschlussgrenze	952	0.143

Tab. 4.2: Erwartete und beobachtete Ausschlusslimits für die Masse und σB des Z'_{SSM} .

obachteten und der erwarteten Ausschlussgrenze für die Z'_{SSM} -Masse, die durch die SMW-Methode ermittelt wurde, lässt sich auf die Schrittweite von nur 10 GeV bei

der Berechnung des Massenlimits zurückführen. Die Differenz zwischen dem Massenlimit, das mithilfe des p-Wertes berechnet wurde und das mit der SMW-Methode berechnet wurde, ist auf die Ungenauigkeit der Fits zu erklären.

Das mit der SMW-Methode ermittelte Massenlimit von $M_{Z'_{SSM}} = 952$ GeV weicht gerade einmal 0.522% von dem bestimmten Massenlimit in [22] von $M_{Z'_{SSM}} = 957$ GeV ab. Die ermittelte Größe von $\sigma B = 0.143$ pb stimmt mit dem in [22] beobachteten um eine Genauigkeit von 8.9% überein.

Ein Grund für die Abweichung ist die Überschätzung des QCD Untergrundes im Auslauf der Z Verteilung. Darüber hinaus sollten noch weitere Untergründe betrachtet werden, um die Präzision der ermittelten Werte zu erhöhen.

Eine zukünftige Untersuchung zur genaueren Abschätzung des QCD Untergrundes in höheren Massenbereichen könnte durch die Anwendung weiterer Methoden geschehen. Hierbei sind beispielsweise die *Isolations Fit*-Methode oder die *Kovarianzmatrix*-Methode zu nennen [16].

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde zunächst das Standardmodell der Elementarteilchenphysik erläutert. Nach der Beschreibung der sich in dieser Theorie ergebenden Unzulänglichkeiten, wurden die theoretischen Grundlagen für das schwere Eichboson Z' , dessen Existenz in verschiedenen Modellen vorhergesagt wird, die über das Standardmodell hinausgehen, vorgestellt. Anschließend folgte eine Betrachtung der bisher durchgeführten Suchen nach Z' -Bosonen an verschiedenen Beschleunigerexperimenten. Die Suche nach dem Z' in dielektronischen Resonanzen im invarianten Massenspektrum mit e^+e^- Endzuständen, stellt die Grundlage der durchgeführten Analyse dar. Nach der Beschreibung des LHC und der einzelnen Komponenten des ATLAS Detektors wird die durchgeführte Analyse beschrieben.

Die zur Verfügung stehenden Daten basieren auf einer integrierten Luminosität von 39 pb^{-1} und wurden vom ATLAS Detektor im vergangenen Jahr (2010) aufgenommen. Aufgrund des hohen QCD Untergrundes bei pp-Kollisionen wurde eine Methode erläutert und in der Analyse angewandt, die zur Abschätzung von auftretenden QCD DiJet Untergrundereignissen benutzt wird. Es stellt sich heraus, dass die angewendete Methode für die Untersuchung des invarianten Massenspektrums unzureichend ist, da es zu einer Überschätzung des QCD Untergrundes kommt. Um den QCD Untergrund genauer abschätzen zu können, bedarf es weiterer Studien.

Die Untersuchung der kinematischen Verteilungen erfüllt die Erwartungen. Es kommt zu einer Abweichung vom Standardmodell in der Region um $M_{e^+e^-} = 600 \text{ GeV}$. Die auftretenden Datenpunkte wurden mithilfe des p-Wertes untersucht und stellen keine statistisch signifikante Erhöhung für die Suche nach dem Z' dar.

Es kommt zu keiner Beobachtung von dielektronischen Resonanzen im invarianten Massenspektrum. Daran anschließend werden Ausschlussgrenzen für den Wir-

5 Zusammenfassung

kungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis σB und die Masse des im *Sequential Standard Model* vorhergesagten Z'_{SSM} berechnet. Die Berechnung des Massenlimits mithilfe des p-Wertes für ein jeweiliges Z'_{SSM} -Sample ergibt eine Z'_{SSM} -Masse von $M_{Z'_{SSM}} = 918$ GeV. Die Berechnung des Massenlimits über die SMW-Methode ergibt eine untere Ausschlussgrenze für das Z'_{SSM} von $M_{Z'_{SSM}} = 952$ GeV. Die beobachtete obere Ausschlussgrenze für σB liegt für dieses Massenlimit bei $\sigma B = 0.143$ pb.

Insgesamt kommt es zu einer effizienten und sehr genauen Berechnung von Ausschlussgrenzen für das schwere Eichboson Z'_{SSM} aus dem *Sequential Standard Model*.

Literaturverzeichnis

- [1] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Wiley-VCH, 2008.
- [2] C. Berger. *Elementarteilchenphysik*. Springer-Lehrbuch. Springer, 2006.
- [3] www.mppmu.mpg.de/common/physik-modern/unterl_quadt.pdf. Stand: 27. Juni 2011.
- [4] <http://psi.physik.kit.edu/img/Teilchen.png>. Stand: 27. Juni 2011.
- [5] S. Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, 1967.
- [6] A. Salam. Weak and electromagnetic interactions. *ed. Nobel Symposium No. 8 (Almqvist & Wiksell, Stockholm, 1968)*.
- [7] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani. Weak interactions with lepton-hadron symmetry. *Phys. Rev. D*, 2:1285–1292, 1970.
- [8] P. W. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys. Lett.*, 12:132–133, 1964.
- [9] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–322, 1964.
- [10] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble. Global conservation laws and massless particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13:585–587, 1964.
- [11] Paul Langacker. The Physics of Heavy Z-prime Gauge Bosons. *Rev. Mod. Phys.*, 81:1199–1228, 2009, 0801.1345.

- [12] G. Ross. Grand unified theories. *Westview Press*, 1984.
- [13] A. D. Sakharov. Violation of CP Invariance, c Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe. *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 5:32–35, 1967.
- [14] M.-C. Chen and B.A. Dobrescu. Z' -boson searches. *Phys. Rev. G*, 37, 2010.
- [15] M. Cvetič and S. Godfrey. Discovery and identification of extra gauge bosons. 1995, arXiv:hep-ph/9504216v1.
- [16] G. Aad et al. Search for high mass dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS experiment. February, 2011, arXiv:1103.6218.
- [17] <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/9/9f/Drell-Yan.svg/2000px-Drell-Yan.svg.png>. Stand: 27. Juni 2011.
- [18] A. Abulencia et al. Search for $Z' \rightarrow e^+e^-$ using dielectron mass and angular distribution. *Phys. Rev. Lett.*, 96(21):211801, May 2006.
- [19] V. Abazov et al. Search for randall-sundrum gravitons in dilepton and diphoton final states. *Phys. Rev. Lett.*, 95(9):091801, Aug 2005.
- [20] V. Abazov et al. High-mass dielectron resonance search in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. 2008, CDF/PUB/EXOTIC/PUBLIC/9160.
- [21] Ping Tan. Exotic (non-SUSY) searches at the LHC. Presented at 17th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2009), Madrid, Spain, 26-30 Apr 2009.
- [22] G. Aad et al. Search for high mass dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS experiment. June, 2011, ATLAS-CONF-2011-083.
- [23] Kleinknecht K. *Detectors of Particle Radiation*. Cambridge University Press, 1999.
- [24] CERN Press Office. *The LHC is back*. 20.11.2009.
- [25] LHCb Collaboration. A Large Hadron Collider beauty experiment. *JINST*, 3, 2008.
- [26] ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3, 2008.

- [27] Oliver Sim Brüning et al. *LHC Design Report*, volume 1. CERN, Geneva, 2004.
- [28] Oliver Sim Brüning et al. *LHC Design Report*, volume 2. CERN, Geneva, 2004.
- [29] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3, 2008.
- [30] http://www.weltmaschine.de/sites/site_weltmaschine/content/e161/e163/e678/0511013_01-A4-at-144-dpi.jpg. Stand: 29. Juni 2011.
- [31] Danilo Banfi. Electron and photon reconstruction and identification with the ATLAS detector and performance with $\pi(0) \rightarrow \gamma \gamma$ and $\eta \rightarrow \gamma \gamma$ with $s^{**}(1/2) = 900\text{-GeV}$ data. *J. Phys. Conf. Ser.*, 293:012063, 2011.
- [32] Emmanuel Turlay. Electron and photon reconstruction and identification with the ATLAS detector. *PoS*, 2008LHC:040, 2008.
- [33] The Particle Data Group, K. Nakamura, et al. Review of particle physics. *J. Phys. G*, 37:075021, 2010.
- [34] T. Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 05:026, 2006, hep-ph/0603175.
- [35] T. Sjöstrand et al. Pythia. *Comput. Phys. Commun.*, 135:238, 2001, hep-ph/0010017.
- [36] S. Frixione and B. Webber. The MC@NLO event generator. 2004, hep-ph/0402116.
- [37] S. Frixione and B. Webber. Matching NLO QCD computations and parton shower simulations. *JHEP*, 06:029, 2002.
- [38] S. Frixione, P. Nason, and B. Webber. Matching nlo qcd and parton showers in heavy flavour production. *JHEP*, 0308:007, 2003, hep-ph/0305252.
- [39] S. Frixione and B. Webber. The MC@NLO 3.1 event generator. page 22, 2005, hep-ph/0506182.
- [40] S. Frixione and B. Webber. The MC@NLO 3.2 event generator. page 23, 2006, hep-ph/0601192.

- [41] J. M. Butterworth, J. R. Foreshaw, and M. H. Seymour. Multiparton interactions in photoproduction at HERA. *Z. Phys. C*, 72:637, 1996, hep-ph/9601371.
- [42] J. M. Butterworth, , and M. H. Seymour. Multiparton interactions in HERWIG: JIMMY. *Proceedings of the CERN-DESY workshop on HERA and the LHC, 2005*.
- [43] G. Duckeck et al. *ATLAS computing: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 2005. revised version submitted on 2005-06-20 16:33:46.
- [44] R. Brun et al. Simulation program for particle physics experiments, geant: user guide and reference manual. *CERN DD 78-2*, unpublished, 1978.
- [45] S. Agostinelli et al. Geant4: A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Methods A*, 506:250–303, 2003.
- [46] G. Aad et al. The ATLAS Simulation Infrastructure. *Eur. Phys. J.*, C70:823–874, 2010, 1005.4568.
- [47] Wouter Verkerke and David P. Kirkby. The RooFit toolkit for data modeling. 2003, physics/0306116.
- [48] Allen C. Caldwell, Daniel Kollar, and Kevin Kröniger. BAT: The Bayesian analysis toolkit. *J. Phys. Conf. Ser.*, 219:032013, 2010.
- [49] A. Abdelalim et al. Discovery and identification of extra gauge bosons. unpublished, 2011, ATL-COM-PHYS-2011-085.
- [50] ZHU Yong-Sheng. Implementation of upper limit calculation for a poisson variable by bayesian approach. *Chinese Phys. C* 32 126, 2008.

Danksagung

Ich bedanke mich bei Prof. Dr. Johannes Haller für die Möglichkeit im Rahmen meiner Bachelorarbeit eine Analyse mit echten Daten des ATLAS Detektors durchgeführt haben zu können. Die Bearbeitung des Themas hat mir einen tiefen Einblick in die Teilchenphysik gegeben und hat meinen weiteren Weg beeinflusst. Auch die Ermöglichung des Aufenthaltes am DESY für die Durchführung der Analyse ist nicht alltäglich und ich möchte mich auch dafür herzlich bedanken. Bei Herrn Prof. Dr. Arnulf Quadt bedanke ich mich für die Bereiterklärung der Übernahme des Zweitgutachters und darüber hinaus für die seit Jahren andauernde Unterstützung zur Verwirklichung meiner universitären Ziele und Träume.

Besonderer Dank gilt auch meinen beiden Betreuern Martin Goebel und Dörthe Ludwig, die stets erreichbar waren und mit hilfreichen Hinweisen und geduldiger Beantwortung meiner Fragen, viele der während der Analyse auftretenden Probleme, lösten. Außerdem bedanke ich mich bei den beiden für die immer vorherrschende gesunde, freundliche und lustige Arbeitsatmosphäre in der ATLAS Arbeitsgruppe am DESY.

Ich möchte mich auch bei meinen Eltern bedanken, die mir diesen Weg ebnen und mich stets unterstützen. Ich bedanke mich auch recht herzlich bei allen Korrekturlesern dieser Arbeit: Dörthe Ludwig, Nils Abeling, Timo Nachstedt, Mirco Marahrens, Kadir Nakiboglu und ganz besonders Charlotte Matthias.

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

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

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

Göttingen, den 21. Oktober 2011

(Steffen Henkelmann)