

Sensitivitätsstudie zum Nachweis  
schwerer ungeladener Eichbosonen mit  
dem CMS-Detektor mit Hilfe des  
MUSiC-Frameworks

Sena Ledesch

August 2010

Bachelorarbeit in Physik  
vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften  
der RWTH Aachen

angefertigt im  
III. Physikalischen Institut A  
bei  
Prof. Dr. Thomas Hebbeker

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden verschiedene Monte-Carlo-Daten anhand der Analyse-Software „MUSIC“<sup>1</sup> untersucht.

MUSIC steht für eine modellunabhängige Suche nach neuer Physik und ermöglicht es Daten auf ein statistisch signifikantes Auftreten unbekannter Effekte hin zu analysieren.

Dies wird ermöglicht durch den Suchalgorithmus, der, auf den Kenntnissen des Standardmodells basierend, Verteilungen innerhalb bestimmter Klassen von Ereignissen untersucht. Diese Klassen werden unter Berücksichtigung systematischer und statistischer Unsicherheiten auf Abweichungen vom Standardmodell überprüft. Bei den untersuchten Ereignissätzen handelt es sich um das hypothetische Eichboson  $Z'$ . Die hier verwendeten Monte-Carlo-Daten wurden alle bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV generiert.

---

<sup>1</sup>Model Unspecific Search in CMS

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Das Standardmodell der Teilchenphysik</b>	<b>5</b>
2.1	Schwere neutrale Eichbosonen . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Der CMS Detektor</b>	<b>12</b>
3.1	CMS . . . . .	13
3.2	Silizium-Detektor . . . . .	14
3.3	ECAL . . . . .	15
3.4	HCAL . . . . .	15
3.5	Solenoid . . . . .	16
3.6	Das Myonsystem . . . . .	16
3.7	Wichtige Größen im Detektor . . . . .	18
3.7.1	Das Koordinatensystem . . . . .	18
3.7.2	$p_T$ und fehlende Energie . . . . .	19
3.7.3	Luminosität und Wirkungsquerschnitt . . . . .	19
<b>4</b>	<b>MUSiC (Model Unspecific Search in CMS)</b>	<b>21</b>
4.1	Der Suchalgorithmus . . . . .	23
4.1.1	Die Region des größten Interesses . . . . .	25
4.1.2	Signifikanz . . . . .	26
4.2	Selektion physikalischer Objekte . . . . .	28
4.2.1	Myonen . . . . .	28
4.2.2	Elektronen . . . . .	30
4.2.3	Photonen . . . . .	31
4.2.4	Jets . . . . .	32
4.2.5	Fehlende transversale Energie (MET) . . . . .	32
<b>5</b>	<b>Sensitivitätsstudie mit MUSiC</b>	<b>33</b>
5.1	Sensitivitätsstudie und Pseudoexperimente . . . . .	33
5.1.1	Systematische Unsicherheiten . . . . .	33
5.2	Untergründe und Signale . . . . .	34
5.3	Entdeckungspotential von $Z'$ im $\mu^+\mu^-$ -Kanal . . . . .	41
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung der Ergebnisse und Schlußfolgerung</b>	<b>46</b>
<b>A</b>	<b>Anhang: p-Wert</b>	<b>49</b>

# 1 Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik, welches im Wesentlichen in den 1960er Jahren entwickelt wurde, beschreibt hervorragend die Bausteine der Welt und ihre Wechselwirkungen; darüberhinaus wurde es umfangreich getestet und erforscht. Trotzdem gibt es einige Elemente, die im Standardmodell nicht behandelt werden, sowie einige offene Fragen, die noch ungeklärt bleiben wie zum Beispiel das Hierarchieproblem oder die Vereinigung der Grundkräfte.

Das Standardmodell soll entwickelt und erforscht werden um es zu erweitern und geeignete Ansätze zu postulieren. So zum Beispiel soll die Gravitation berücksichtigt werden, auf die im Standardmodell nicht eingegangen wird.

Verschiedene Theorien, die über das Standardmodell hinausgehen, führen neue, schwere Eichbosonen ein, welche Erscheinungen erläutern, die im Kontext des heutigen Standardmodells nicht behandelt werden. Die Einführung neuer Eichbosonen soll Phänomene wie zum Beispiel die links-rechts-symmetrischen Modelle (LRSM), welche die Paritätserhaltung bei hohen Energien wiederherstellen (oder die Paritätsverletzung bei niedrigen Energien erklären), erklären.

In dieser Arbeit wird das hypothetische, schwere Eichboson  $Z'$  als Testsignal für MUSiC behandelt. Es soll überprüft werden mit welcher Datenmenge ein Ausschlussverfahren oder eine Entdeckung möglich ist. Zu diesem Zweck wird der vorliegende Ereignissatz  $Z'$ , welches nach zwei Myonen zerfällt, mit den geeigneten Untergründen durch den Algorithmus der Analysesoftware „MUSiC“ erforscht.

## 2 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell beschreibt die bekannten Elementarteilchen und die Wechselwirkung zwischen diesen. Die vom Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen sind die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung.

In den 30er Jahren galt es als „gesichertes“ Wissen, dass Elektronen, Protonen und Neutronen die unteilbaren Grundbausteine der Materie sind.

Entsprechend ist es heutiger Wissensstand, dass das Elektron tatsächlich elementar und nicht weiter unterteilbar ist. Proton und Neutron bestehen jedoch aus weiteren Bausteinen. Diese Bausteine werden Quarks genannt. Quarks sind die Bausteine der Hadronen, wobei man unterscheidet, dass Baryonen (z. B. das Neutron oder das Proton) aus drei Quarks, bzw. drei Antiquarks und Mesonen aus Quark und Antiquark bestehen. Insgesamt gibt es acht Gluonen, die zwischen den verschiedenen Quarks ausgetauscht werden können. Gluonen sind die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung und sind indirekt verantwortlich für die Anziehung von Proton und Neutron im Atomkern. Darüberhinaus wurde erkannt, dass es nicht nur die Elementarteilchen gibt, aus denen die uns vertraute Materie zusammengebaut ist, sondern noch weitere Teilchenfamilien.

Um all dies erklären zu können geht man heute von einem Standardmodell aus, das aus drei Grundbestandteilen aufgebaut ist: Teilchen, Kräfte und Massen (wobei Massen im heutigen Standardmodell nicht ohne weiteres erklärt werden können). Des Weiteren geht man davon aus, dass Materie aus drei verschiedenen Arten von Elementarteilchen besteht, nämlich den Leptonen, den Quarks und den Austauschteilchen, dargestellt in Abbildung 1.



Abbildung 1: Das Standardmodell der Teilchenphysik [1].

Man muss allerdings erwähnen, dass das Standardmodell, obwohl die Voraussagen durch teilchenphysikalische Experimente gut bestätigt werden, einige Beobachtungen nicht erklären kann.

Ein wichtiger Aspekt des Standardmodells sind die Wechselwirkungen der Materiefelder, welche durch abstrakte Eichsymmetrien beschrieben werden (wodurch das Standardmodell auch eine Eichtheorie ist). Es gibt drei verschiedene Eichgruppen  $U(1)_Y$ ,  $SU(2)_L$  und  $SU(3)_C$ ; mit den jeweiligen Ladungen: die (schwache) Hyperladung, der (schwache) Isospin und die Farbladung [17].

Jede Wechselwirkung kann durch eine Symmetriegruppe beschrieben werden. Die elektroschwache Wechselwirkung durch  $U(1)_Y \times SU(2)_L$  und die starke Wechselwirkung durch  $SU(3)_C$ .

Eine zentrale Rolle spielt die Dirac-Gleichung, welche aus der Schrödingergleichung durch die Forderung der Lorenzinvarianz motiviert werden kann und die Fermionen beschreibt:

$$(i\partial_\mu \gamma^\mu - m)\Psi = 0 \quad (1)$$

Zunächst unterscheidet man zwischen zwei Arten von Elementarteilchen: den Fermionen und den Bosonen. Fermionen, welche dem Pauliprinzip gehorchen, haben einen halbzahligen Spin, Bosonen hingegen einen ganzzahligen (oder Null).

Das Pauliprinzip besagt dass die Wellenfunktion der Fermionen unter Vertauschung asymmetrisch ist, d. h. dass Fermionen, die den gleichen Raum belegen, nicht in allen Quantenzahlen übereinstimmen dürfen (die Fermionen und die nichtelementaren Teilchen, die aus ihnen aufgebaut sind, sind per Konvention die Teilchen, die als „Materie“ bezeichnet werden). Fermionen, die der Farbwechselwirkung unterliegen werden „Quarks“ genannt, Fermionen, die dies nicht tun, werden „Leptonen“ genannt[17].

Sowohl Leptonen als auch Quarks werden in drei Generationen mit je einem Paar Teilchen unterteilt, siehe dazu Tabelle 1. Die Teilchen eines Paares unterscheiden sich in ihrem Verhalten bezüglich ihrer elektroschwachen Wechselwirkung und damit der  $SU(2)_L$  Eichgruppe.

Äquivalente Teilchen aus verschiedenen Generationen haben identische Eigenschaften, allerdings besteht der Unterschied darin, dass die Masse mit der Generation zunimmt.

	I	II	III	Ladung
Leptonen	e	$\mu$	$\tau$	-1
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0
Quarks	u	c	t	+2/3
	d	s	b	-1/3

Tabelle 1: Die drei Fermionenfamilien und ihre Ladungen.

Da Quarks als einzige Fermionen stark wechselwirken findet man sie nicht ungebunden vor; aus diesem Grund erweist es sich als schwierig deren Massen zu bestimmen.

Die starke Wechselwirkung wird durch die Symmetriegruppe  $SU(3)_C$  beschrieben und durch die Gluonen übertragen. Jedes Quark enthält eine von insgesamt drei Farbladungen („rot“, „grün“, „blau“). Nur die gebundenen Zustände haben nach außen hin keine Farbladung, da die Kombination der Farben „weiß“ ergibt. Anders als die elektroschwache Wechselwirkung fällt das starke Potential nicht mit dem Abstand  $1/r$  ab, sondern steigt mit  $r$ , d. h. Quarks werden mit zunehmendem Abstand stärker angezogen, was erklärt warum es keine freien Quarks gibt.

Neben den Fermionen gibt es noch die Wechselwirkungsteilchen, die Vektorbosonen. Die Vektorbosonen sind das Photon, das W- und das Z-Boson und das Gluon. Sie sind eine notwendige Folge der Eichsymmetrie des Standardmodells und vermitteln die Wechselwirkung zwischen Teilchen, können aber prinzipiell auch als eigenständige Teilchen auftreten (insbesondere das Photon, das als Elementarteilchen eine „Quantengröße“ elektromagnetischer Wellen darstellt).

Die bosonischen Elementarteilchen des Standardmodells unterscheiden sich in ihrem Spin, wobei die Vektorbosonen den Spin 1 und das Higgs-Boson den Spin 0 besitzen. Das Higgs-Boson ist ein hypothetisches Austauscheteilchen, das im Standardmodell vorhergesagt wird, bisher aber noch nicht nachgewiesen werden konnte. Die Gluonen repräsentieren direkt die Freiheitsgrade der Eichgruppe  $SU(3)_C$ . Die W- und Z-Bosonen und die Photonen hingegen repräsentieren nicht direkt die Freiheitsgrade der übrigen Eichgruppe  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  sie sind aber Linearkombinationen aus diesen. Die Vektorbosonen des Standardmodells werden auch „Austauschteilchen“ genannt, siehe Tabelle 2 [18].

Teilchen	Wechselwirkung
Photon	elektromagnetische WW
Z- und $W^\pm$ -Boson	schwache WW
8 Gluonen	starke WW

Tabelle 2: Die Austauscheteilchen.

Dabei stellt die Vereinigung aus schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung die elektroschwache Wechselwirkung dar. Obwohl das Standardmodell viele bisher beobachteten teilchenphysikalischen Phänomene erklären kann, bleibt es jedoch ein unvollständiges Modell, weil es unter anderem auch nicht auf die gravitative Wechselwirkung eingeht.

Darüberhinaus gibt es innerhalb der Teilchenphysik offene Fragen, die das Standardmodell nicht lösen kann, so z. B.: das Hierarchieproblem und die Vereinigung der drei Grundkräfte, oder auch die inzwischen bestätigte von Null verschiedene Ruhemasse der Neutrinos, führen über die Theorie des Standardmodells hinaus. Es werden deshalb zahlreiche Bemühungen angestellt das aktuelle Standardmo-



dell zu erweitern oder durch ein neues Modell abzulösen. Eines der bekanntesten Ansätze für neue Modelle ist z. B. die Vereinigung der drei Wechselwirkungen in einer großen vereinheitlichten Theorie (GUT).

## 2.1 Schwere neutrale Eichbosonen

$Z'$  ist eine Resonanz, die massiver ist, als die des Standardmodell  $Z$ -Bosons, beobachtet im Drell-Yan-Prozess:

$$pp(p\bar{p}) \rightarrow l^+l^- + X \quad (2)$$

mit  $l = e, \mu, \tau$ .

Des Weiteren ist  $Z'$  ein neutrales, farbloses und selbstadjungiertes (d. h. also sein eigenes Anti-) Teilchen.

Die Beobachtung eines  $Z'$  würde Informationen über die GUT Gruppe<sup>2</sup> und ihre Symmetriebrechung liefern. Man kann sich das folgendermaßen vorstellen:

Die Vereinigung von schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung basiert auf der  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  Eichgruppe. Bei Prozessen mit einer Energie  $E \ll E_{schwach}$  bleibt die Symmetrie nur bei der elektromagnetischen Gruppe  $U(1)_{em}$  erhalten, aus diesem Grund muss die Eichgruppe  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  bei einer Energieskala um  $E_{schwach}$  gebrochen sein. Nur bei Energien  $E > E_{schwach}$  hat die Wechselwirkung die gesamte  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  Eichsymmetrie; d. h., dass die schwache Wechselwirkung durch Eichbosonen vermittelt werden muss, die eine Energie in der Größenordnung von  $E_{schwach}$  haben.  $Z'$  wäre so ein Eichboson, welches eine Masse in der Größenordnung von  $E_{schwach}$  hat [8].

Es wird angenommen, dass alle fundamentalen Wechselwirkungen eine gemeinsame Wurzel haben und dass die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung durch eine einzige Eichgruppe  $G$  beschrieben werden können. Solche Theorien werden GUT genannt. Für Energien  $E \ll E_{GUT}$  muss die Eichgruppe  $G$  verletzt werden um die Standardmodell Eichsymmetrie  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  zu bewahren. Diese Symmetriebrechung ist demnach vergleichbar mit der Symmetriebrechung der Gruppe  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  zu der Eichgruppe  $U(1)_{em}$ . Aus diesem Grund wäre die Entdeckung eines neuen, schweren Eichbosons von großer Bedeutung.

Für Experimentalphysiker wäre  $Z'$  wichtig, da es als Kalibrationspunkt für zukünftige Detektoren dienen könnte.

Die Studie eines neues Eichboson  $Z'$  ist demnach ein wichtiger Teil des wissenschaftlichen Programms zukünftiger und aktueller Beschleuniger.

Das  $Z'$  kann nur über seine Zerfallsprodukte oder über indirekte Interferenzeffekte beobachtet werden. Es ist möglich  $Z'$  entweder in sehr hochenergetischen Prozessen oder in niederenergetischen Prozessen mit hoher Präzision zu beobachten.

- Beim ersten Fall muß die Energie der kollidierenden Teilchen hoch genug sein, um ein  $Z'$  zu produzieren. Die Zerfallsprodukte sollten dann über dem Standardmodell Untergrund detektierbar sein. Solche Untergründe sind immer präsent, da ebenfalls Standardmodell  $Z$ -Bosonen sowie auch Photonen bei den gleichen Prozessen produziert werden wie das  $Z'$ .

---

<sup>2</sup>Grand Unified Theories

- In Präzisionsexperimenten müssen die experimentellen Fehler und die Fehler anhand der theoretischen Vorhersagen kleiner sein als die erwarteten Abweichungen bedingt durch ein  $Z'$ .

Es wird angenommen, dass die zugrundeliegende Eichgruppe bei niedrigen Energien folgende ist:

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

Weiter wird angenommen, daß die Kopplungen des  $Z'$  an Fermionen allgemeingültig für alle Generationen ist (in Modellen, wo dies nicht angenommen wird, muss auf die Unterdrückung von „Flavor Changing Neutral Currents“ (FCNC) angepasst werden).

In dieser Studie werden nur  $Z'$ -Zerfälle in Standardmodell Teilchen betrachtet. Genauso wie das Standardmodell  $Z$ , ist ein  $Z'$  auch ein sehr kurzlebiges Teilchen. Für die Zerfallsbreite wird eine Born Näherung gemacht [8]:

$$\Gamma(Z_n \rightarrow f\bar{f}) \equiv \Gamma_n^{f0} = N_f \mu M_n \frac{g_n^2}{12\pi} \left( [v_f(n)^2 + a_f(n)^2] \left( 1 + 2 \frac{m_f^2}{M_n^2} \right) - 6a_f(n)^2 \frac{m_f^2}{M_n^2} \right) \quad (4)$$

wobei  $N_f$  der Farbkoeffizient ist; für Quarks gilt  $N_f=3$  und für Leptonen gilt  $N_f=1$ ,

$M_n$  steht für die Bosonmasse,

$v_f$  ist die vektorielle- und  $a_f$  die axialvektorielle Kopplung,

$g_n$  ist die Kopplungskonstante und

$m_f$  die Fermionmasse.

$\mu$  ist der Phasenfaktor bedingt durch die massiven finalen Fermionen,

$$\mu = \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{M_n^2}}.$$

Die Vorhersagen für die Zerfallsbreiten des  $Z'$  befinden sich in Tabelle 3, wobei die angegebenen Zerfallsbreiten nur von einem Massenbereich von 1 TeV bis 2 TeV in Betracht gezogen worden [12].

Z'-Masse/GeV	$\Gamma$ /GeV
1000	30
1500	45
2000	80

Tabelle 3: Die Vorhersagen für die  $Z'$ -Zerfallsbreiten

Zu vergleichen mit der Zerfallsbreite eines Standardmodell  $Z$ -Bosons, die sich auf  $\Gamma_Z = 2,4952 \pm 0,0023$  GeV beläuft [9]. Desweiteren werden alle Angaben in natürlichen Einheiten angegeben.

### 3 Der CMS Detektor

In diesem Abschnitt wird der LHC, der im Herbst des Jahres 2009 in Betrieb genommen wurde, beschrieben.

Der LHC befindet sich in der europäischen Kernforschungsanlage CERN <sup>3</sup> in Genf. Der Speicherring vom LHC hat einen Umfang von ungefähr 27 km.

Er kann in zwei verschiedenen Betriebsmodi laufen: Protonen oder Bleionen können beschleunigt zur Kollision gebracht werden. Im Folgenden werden Protonkollisionen betrachtet.

Da diese Teilchen eine weitaus höhere Masse als Elektronen haben verlieren sie weniger Energie durch Synchrotronstrahlung

$$\Delta E \propto \left(\frac{E}{m}\right)^4 \quad (5)$$

und es kann eine viel höhere Schwerpunktsenergie erzeugt werden, die sich momentan auf 7 TeV beläuft (und sich auf einen zukünftigen Designwert von 14 TeV belaufen wird). Weitere Beschleuniger können die Teilchen auf 450 GeV vorbebeschleunigen bis sie schließlich in den Hauptring des LHC gelangen und dort ihre endgültige Energie erreichen.

Eine wichtige Größe neben der Schwerpunktsenergie ist die Luminosität welche  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  beträgt. Eine möglichst hohe Luminosität erhöht die Statistik.

Im Beschleuniger selbst befinden sich verschiedene Typen von supraleitenden Elektromagneten, die mit Hilfe von Helium auf eine Temperatur von 2 K abgekühlt werden müssen. Unter diesen vielen verschiedenen Magneten befinden sich 1232 Dipolmagnete (welche für die Kreisbahn sorgen) mit einer Länge von ca. 15 m. 392 Quadrupolmagnete mit 5-7 m Länge (diese fokussieren die Strahlen) und 16 Hohlraumresonatoren, die die eigentlichen Beschleunigerkomponenten im LHC darstellen.

Die Kollision der Protonen erfolgt in Kollisionspunkten entlang des Beschleunigerings. An den Kollisionspunkten befinden sich die Teilchendetektoren: CMS<sup>4</sup>, ATLAS<sup>5</sup>, ALICE<sup>6</sup>, LHCb<sup>7</sup> und TOTEM<sup>8</sup>; wobei sich CMS, LHCb und ATLAS hauptsächlich auf Proton-Proton-Kollision konzentrieren. Der LHC-Beschleunigerkomplex ist in Abbildung 2 zu sehen.

---

<sup>3</sup>Conseil Européen de la Recherche Nucléaire

<sup>4</sup>Compact Muon Solenoid

<sup>5</sup>A Toroidal Lhc ApparatuS

<sup>6</sup>A Large Ion Collider Experiment

<sup>7</sup>Large Hadron Collider beauty

<sup>8</sup>TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement

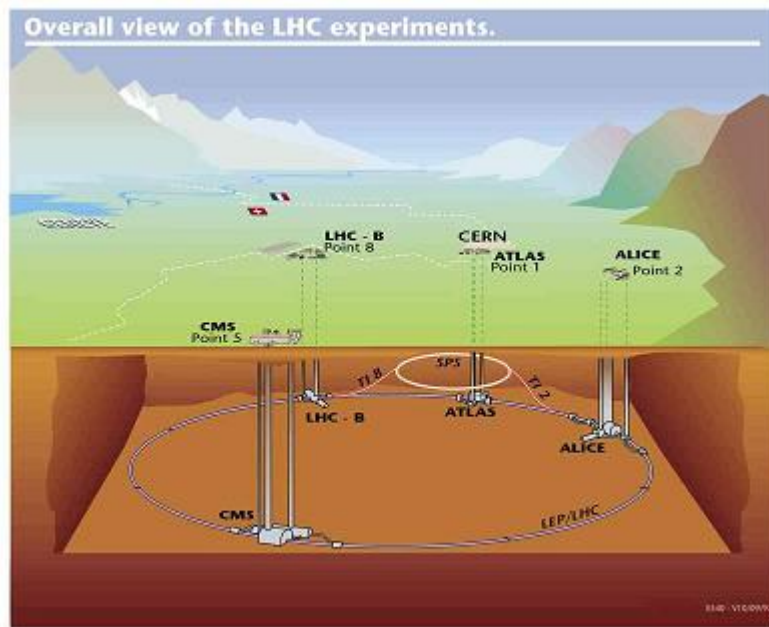


Abbildung 2: LHC Beschleunigeranlage mit den verschiedenen Experimenten [2].

### 3.1 CMS

Der größte Teil des CMS Detektors ist ein mehrschichtiger Zylinder mit den Dimensionen:

21 m (Länge) und 15 m (Durchmesser) [5]. Jede Schicht dieses Detektors ist dazu bestimmt die Energien von Teilchen zu messen bzw. ihren Weg zu rekonstruieren. Diese Größen tragen auch zur Identifikation der Teilchen bei. Den zentralen Bereich des Detektors nennt man „Barrel“. Dieser wird abgeschlossen von zwei „Endkappen“.

Die innerste Schicht besteht aus dem Silizium-Tracker, der es erlaubt zuverlässig die Teilchenspuren mit zugehörigem Impuls zu rekonstruieren. Außerhalb dieses Silizium-Trackers befinden sich das hadronische und das elektromagnetische Kalorimeter, die die Energie von Photonen, Elektronen und stark wechselwirkenden Teilchen bestimmen können. Außer den Myonen können die meisten Teilchen nur bis zu den Kalorimetern durchdringen.

Man unterteilt den Silizium-Tracker in CMS in zwei Arten von Subdetektoren und zwar den Silizium-Pixel-Detektor und den Silizium-Streifen-Detektor. Eine schematische Darstellung des CMS Experimentes ist in Abbildung 3 zu sehen.

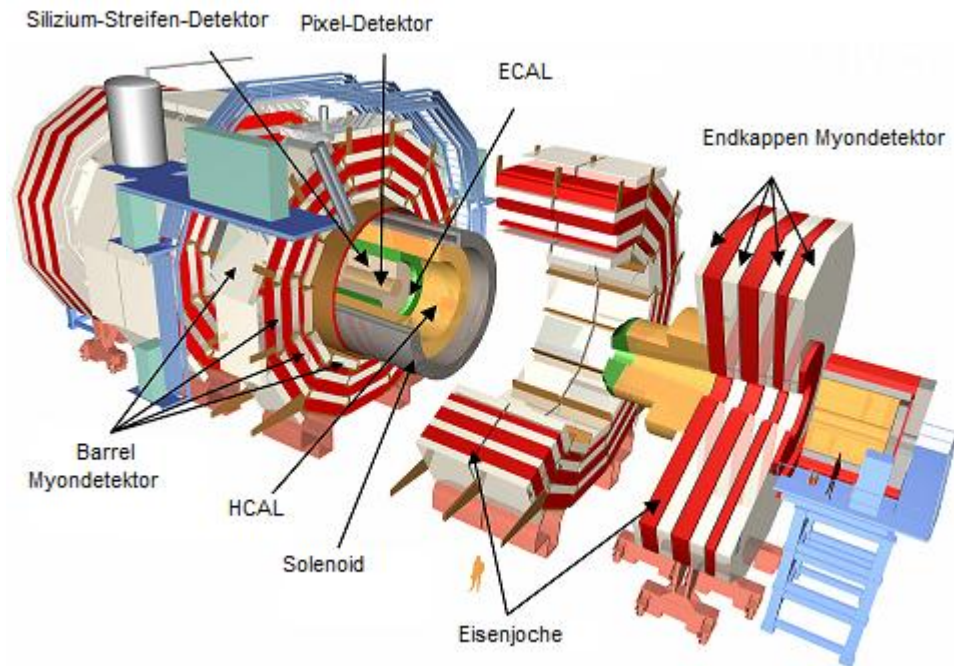


Abbildung 3: Der CMS Detektor [3].

### 3.2 Silizium-Detektor

Die Teilchen durchqueren als erstes den Silizium-Pixel-Detektor, welcher aus zwei zentralen Schichten und jeweils zwei Endkappen besteht.

Der Silizium-Streifen-Detektor dient zur präzisen Vermessung der Vertizes und kann zur Untersuchung von Zerfällen an Sekundärvertizes verwendet werden. Das Auffinden von Sekundärvertizes z. B. bei Tau oder b-Jets erfordert einen Spurdetektor nahe am Kollisionspunkt. Dies ist auch sehr wichtig für die Identifikation von Teilchen mit sehr kurzen Lebensdauern.

Durch die große Nähe und wegen der Strahlung gibt es einen sehr schnellen Verschleiß der Bauteile, d. h. diese müssen nach einer gewissen Zeit ausgetauscht werden. Um dem Verschleiß entgegen zu wirken werden die Detektoren auf eine Temperatur von (263 K bis idealerweise 246 K) abgekühlt.

Der Silizium-Streifen-Detektor umrandet den Pixel-Detektor. Er besteht aus 10 zylindrischen Lagen im Zentralbereich, je 9 Schichten in den Endkappen und je 3 Scheiben im innern Bereich. Die einzelnen Detektorteile sind mit Silizium-Modulen bestückt, diese wiederum sind in Streifen aufgeteilt. Der Pixeldetektor besitzt eine Pixelgröße von  $100 \times 150 \mu\text{m}$  und erreicht für die Messung in radialer Richtung eine Auflösung von  $10 \mu\text{m}$  und für die Messung in Strahlrohrrichtung eine Auflösung von  $20 \mu\text{m}$  [16]. Die Betriebstemperatur beträgt 253 K um einen

guten Betrieb des Spurdetektors zu gewährleisten und Schäden durch den hohen Teilchenfluss zu verringern. Der Spurdetektor ermöglicht eine sehr gute Spurrekonstruktion von hochenergetischen Leptonen durchzuführen.

### 3.3 ECAL

Das ECAL (Electromagnetic Calorimeter) wurde konzipiert um die Energie von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen zu messen. So z. B. die von Elektronen (bzw. Positronen) und Photonen.

Das ECAL besteht aus  $PbWO_4$ -Kristallen als Szintillationsmaterial. Dieses Material ist trotz seiner sehr hohen Dichte transparent und deshalb ideal geeignet um hochenergetische Teilchen zu stoppen. Diese Transparenz ist wichtig für die Messung der Teilchen und die Dichte ist wichtig für das Stoppen der Teilchen. Das Kalorimeter unterteilt sich in den Zentralbereich und in die Endkappen. Vor den Endkappen befinden sich zwei Silizium-Streifen-Detektoren, die jeweils hinter einem Blei-Absorber angeordnet sind. Dieser Absorber dient dazu den Teilchenfluss zu schwächen um die dahinterliegenden Detektoren zu schonen.

Die Teilchenenergie wird durch Absorption der Energie des Teilchens im Szintillatormaterial gemessen. Ein Szintillationsdetektor beruht auf dem Prinzip der Fluoreszenz. Hochenergetische Strahlung, die in dem Kristall absorbiert wird, erzeugt Licht, das mit einem lichtempfindlichen Detektor (Photoelektronenvervielfacher) in ein elektrisches Signal umgewandelt wird.

Das durch die Szintillatoren erzeugte Licht wird über „Avalanche-Photodioden“ ausgelesen. Photonen können im ECAL mit einer hohen Energieauflösung nachgewiesen werden. Insgesamt besteht das ECAL aus 61.200 dieser  $PbWO_4$ -Kristalle im zentralen Bereich des Detektors und nochmal jeweils 7.324 Szintillatorkristallen in den Endkappen.

### 3.4 HCAL

Außerhalb des ECALs liegt das hadronische Kalorimeter (HCAL), welches hauptsächlich zur Vermessung von Jets und fehlender transversaler Energie dient und dafür so hermetisch wie möglich um den Punkt der Interaktion sein muss. Unter Jets versteht man schmale Kegel aus Hadronen und anderen Teilchen, die während der Hadronisierung von Quarks oder Gluonen produziert werden.

Das HCAL mißt also die hadronischen Komponenten der Zerfallsprodukte. Neutrinos können dann über die fehlende Energie der Energie-Impuls-Bilanz detektiert werden. Der größte Teil des HCAL (der Zentralbereich und die Endkappen), befindet sich im Inneren des Solenoid.

Anders als beim ECAL sind die Zellen nicht aus einem Material aufgebaut, sondern bestehen aus vielen aufeinanderfolgenden Lagen von Absorbermaterial (z. B. Messing oder Stahl) und Szintillatoren. Messing wurde als Absorbermaterial gewählt, weil es im Verhältnis zu seiner Verfügbarkeit eine kurze Absorptionslänge hat. Die Szintillatoren werden über wellenlängenschiebende Fasern

ausgelesen.

Um den Vakuumtank des Magneten herum befindet sich das äußere HCAL. Es trägt zu einer besseren Energieauflösung für sehr hochenergetische hadronische Jets im Zentralbereich bei. Eine Besonderheit von CMS ist der Umstand, dass im HCAL-Zentralbereich, die Magnetspule gelegen ist und als zusätzlicher Absorber benutzt wird. Damit hat das HCAL insgesamt die größte Wechselwirkungslänge aller Detektorkomponenten, so dass nahezu alle hadronischen Teilchen im Akzeptanzbereich des HCAL anschauen und absorbiert werden können.

### 3.5 Solenoid

Der große Solenoidmagnet ermöglicht es ein Ladung/Masse-Verhältnis von Teilchen vom abgelenkten Pfad zu bestimmen.

Die geladenen Teilchen werden vom Magnetfeld abgelenkt und es kann über die Krümmung der Bahnen der Impuls der geladenen Teilchen gemessen werden. Dieses Magnetfeld wird durch 5 Rückschlußjoche im Barrel und zwei weiteren Jochen in den Endkappen geleitet. Diese Stahlkonstruktion ist zwar sehr schwer, aber bewirkt, dass das Magnetfeld im Joch zurückgeführt wird und zwischen den Jochs, wo das Myonensystem liegt, kein starkes Magnetfeld mehr vorliegt. Die supraleitende Spule des Magneten besteht aus einer Titan-Niob Legierung und wird auf 4 K abgekühlt.

### 3.6 Das Myonsystem

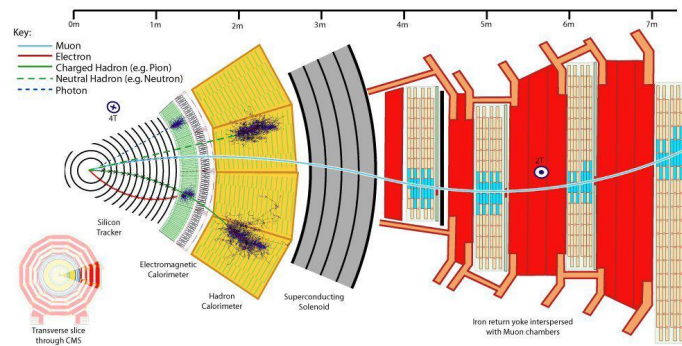


Abbildung 4: Querschnitt durch den CMS Detektor [4].

Die Myonenkammern befinden sich im äußeren Teil des Detektors und bilden zusammen das Myonspektrometer. Ein Myon wird einmal im Spurdetektor und einmal in den Myonenkammern vermessen. Der Querschnitt des Myonsystems und die Flugstrecke verschiedener Teilchen ist in Abbildung 4 zu sehen. Ziel des Spektrometers ist es den Impuls der Myonen und auch die Identifikation von Myonen im Ereignis zu bestimmen. Das System funktioniert aber nur in



Zusammenarbeit mit dem Magneten. Durch das erzeugte Magnetfeld werden die sich in radialer Richtung bewegenden Myonen abgelenkt.

Die Myonenspuren werden vom System im Zentralbereich mit den Driftkammern und in den Endkappen mit Kathodenstreifenkammern gemessen. Kathodenstreifenkammern und Myonenkammern ermöglichen es ein dreidimensionales Spursegment zu rekonstruieren.

Die Driftzellen sind mit einem Gasgemisch aus 85% Argon und 15% Kohlendioxid gefüllt. Dieses Gemisch wird beim Durchgang eines Myons ionisiert und die dadurch ausgelösten Elektronen driften mit einer Geschwindigkeit von  $55 \mu\text{m}/\text{ns}$  zum Anodendraht.

Dadurch kann man die Driftzeit ermitteln und so kann der Myonen-Durchgang durch die Kammer auf  $200 \mu\text{m}$  genau bestimmt werden.

Die Kathodenstreifenkammern ermöglichen eine schnelle, strahlungsresistente und zweidimensionale Ortsmessung in r- und in  $\Phi$ -Richtung besonders in den Endkappen, wo das Magnetfeld inhomogener ist [21].

Die Endkappen bestehen aus 486 Kathodenstreifenkammern, welche nach dem Prinzip einer Vieldrahtproportional-kammer funktionieren. Die Kammern erreichen eine Ortsauflösung von  $200 \mu\text{m}$ .

## 3.7 Wichtige Größen im Detektor

### 3.7.1 Das Koordinatensystem

Zum Verständnis einzelner physikalischer Komponenten muss ein Koordinatensystem geeignet gewählt werden. Diesbezüglich wird der Koordinatenursprung in das Zentrum des Detektors gelegt, wobei die z-Achse parallel zum Teilchenstrahl verläuft.

Die in Abbildung 5 gezeigte x-, und y-Achse bilden die transversale Ebene.

Um den transversalen Impuls  $p_T$  genau bestimmen zu können, wird außerdem noch der Polarwinkel  $\Theta$  gemessen, bzw. die Pseudoraptheit  $\eta$ .

Die Richtung der Teilchen wird anhand zweier Variablen definiert: Des Azimutalwinkels  $\phi$  und der Pseudoraptheit  $\eta$ . Die Pseudoraptheit wird folgendermaßen definiert:

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\Theta}{2}\right)\right) \quad (6)$$

Ist der Winkel  $90^\circ$ , wird  $\eta$  Null. Entlang der positiven z-Achse wird  $\eta$  positiv und geht gegen Unendlich für  $\Theta \rightarrow 0$ . Das gleiche gilt in die negative Richtung mit einer negativen Pseudoraptheit.

Eine weitere Größe ist  $\Delta R$ , welches über die Differenz der Winkel definiert ist:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (7)$$

Dies wird benutzt um beispielsweise die Isolation von Teilchen festzulegen.

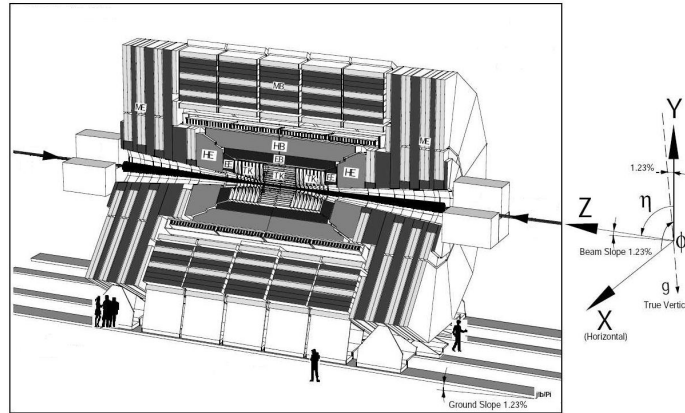


Abbildung 5: Übersicht über einige physikalische Größen am Detektor[16].

### 3.7.2 $p_T$ und fehlende Energie

Am LHC werden Protonen beschleunigt, daraus folgt, dass alle Ereignisse in  $\pm z$ -Richtung geboosted sind.

Allerdings ist die Transversalkomponente des Impulses  $p_T$  davon nicht betroffen, so kann man beobachtete Ereignisse über den transversalen Impuls qualifizieren:

$$p_T = \sqrt{(p_x)^2 + (p_y)^2} = p \cdot \sin(\Theta) \quad (8)$$

Dazu werden für alle physikalischen Objekte  $p_x$  und  $p_y$  bestimmt.

Aus dem Impulserhaltungssatz ist bekannt, dass die Summe der Impulse vor der Wechselwirkung (WW) gleich der Summe der Impulse nach der Wechselwirkung ist:

$$\left( \sum_{\text{Teilchen}} p_{x,y} \right)^{\text{vor WW}} = \left( \sum_{\text{Teilchen}} p_{x,y} \right)^{\text{nach WW}} = 0 \quad (9)$$

Zu beachten ist, dass es auch Teilchen gibt, die weder mit dem Detektormaterial wechselwirken noch sonst in irgendeiner Weise beobachtbar sind. Die Teilchen gehen somit auch nicht in obige Formel ein und bringen unter diesen Umständen das gemessene Gleichgewicht des Erhaltungssatzes scheinbar durcheinander. Ein Beispiel für solche Teilchen wären Neutrinos oder Teilchen, die noch nicht vom Standardmodell erfasst worden sind. Mit Hilfe dieser Überlegung kann die fehlende transversale Energie (MET) bestimmt werden:

$$\left( \sum_{\text{Teilchen}} p_{x,y} \right)^{\text{nach WW}} + MET_{x,y} = 0 \quad (10)$$

$$\Rightarrow MET = \sqrt{(MET_x)^2 + (MET_y)^2} \quad (11)$$

### 3.7.3 Luminosität und Wirkungsquerschnitt

Eine der wichtigsten Eigenschaften des Teilchenbeschleunigers ist seine Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  sowie seine Luminosität  $L$ . Der Grund warum diese so wichtig sind, liegt an den Ereignisraten, die der Detektor misst  $R = \frac{dN}{dt}$ .

Die Ereignisraten sind wiederum verbunden mit dem Wirkungsquerschnitt und der Luminosität über folgende Formel:

$$\frac{dN}{dt} = R = \sigma \cdot l \quad (12)$$

Während der Wirkungsquerschnitt eines bestimmten Prozesses, eine Funktion der Schwerpunktsenergie bildet, werden Ereignisraten sowohl von der Schwerpunktsenergie als auch von der Luminosität beeinflusst.

Die Luminosität kann folgendermaßen definiert werden:

$$L = \frac{n_B f_U n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (13)$$

mit:

$n_B$ : Zahl der umlaufenden Pakete,

$f_U$ : Umlauffrequenz,

$n_1, n_2$ : Zahl der Teilchen pro Paket in den beiden Strahlen,

$\sigma_x, \sigma_y$ : Die Breiten der gaußförmig angenommenen Strahlprofile in den beiden Richtungen, senkrecht zum Strahl.

Da die Daten während einer bestimmten Dauer aufgenommen werden, muß die Gleichung(12) noch integriert werden. Daraus erschließt sich der Name „integrierte Luminosität“ für die Größe  $L_{int} = \int_{t_1}^{t_2} l \cdot dt$ .

Die integrierte Luminosität ist ein Maß für die vom Experiment beobachtete Menge an Ereignissen.

## 4 MUSiC (Model Unspecific Search in CMS)

Das Konzept von MUSiC stellt wie der Name es schon sagt, eine Suche nach neuer Physik mittels modellunspezifischer Methoden dar. Das heisst, es wird systematisch nach Abweichungen vom heutigen Standardmodell gesucht. Aus diesem Grund werden die vorgefassten Schnitte nicht zugunsten eines erwarteten physikalischen Signals optimiert.

Natürlich muss man auch bedenken, dass eine modellunspezifische Suche nicht so präzise wie eine dedizierte Analyse nach spezifischen Phänomenen sein kann. Dies ist auch nicht möglich, da die Suche nach einem bestimmten Ereignis mittels eines konkreten Modells alle erwünschten Effekte besser abdecken und genauer analysieren kann.

Bei der modellunspezifischen Suche nach einem neuen Signal muss erst studiert werden, ob ein bestimmtes Ereignis überhaupt Folge eines neuen Phänomens ist, daraufhin können weitere Tests und Analysen durchgeführt werden.

Die von MUSiC gefundenen Abweichungen können verschiedener Natur sein, so könnten es sich z. B. bei den Abweichungen um detektorspezifische Effekte handeln, um mangelnde Beschreibung des Standardmodells durch Monte-Carlo-Simulationen oder aber es könnte sich tatsächlich um Abweichungen vom Standardmodell handeln.

Um diesen riesigen Datenfluss aus den CMS-Experimenten analysieren zu können, werden mehrere Schritte durchgeführt.

Man fokussiert sich zunächst auf wohlverstandene physikalische Parameter wie unter anderem den Transversalimpuls oder die fehlende Transversalenergie.

Es werden auch keine harten Schnitte verwendet, um mögliche Signale nicht zu übersehen. (Die Schritte des Algorithmus sollten nachvollziehbar sein, wobei statistische Standardmethoden bevorzugt werden.)

Das Konzept der MUSiC Analysesoftware kann in die folgenden Schritte unterteilt werden:

Zuerst werden alle Ereignisse durch eine Vorauswahl ausgesucht. Insbesondere heisst das, dass man sich auf wesentliche Ereignisse, die mindestens ein Lepton (Elektron, Myon) oder Photon enthalten, fokussiert. In dieser Studie wird den Myonen besondere Aufmerksamkeit geschenkt, weil die verwendeten Datensätze für den Myon-Kanal am interessantesten sind (da diese in zwei Myonen zerfallen).

MUSiC erstellt in mehreren Schritten sogenannte Ereignisklassen. Diese Klassen ermöglichen zunächst eine bessere Übersicht über alle vorgekommenen Ereignisse und einen schnellen Zugriff auf etwaige Verteilungen und Tabellen.

Die Ereignisse sind entsprechend ihrem Namen in inklusive und exklusive Klassen eingeteilt; d. h. MUSiC erstellt eine Klasse dessen Namen z. B.  $2\mu$  sein kann, die Klasse enthält dann nur die Objekte, die im Namen selber enthalten sind, diese wird die exklusive Klassen genannt.

Dann erstellt MUSiC noch die dazu inklusive Klasse, die denselben Namen trägt, nur mit dem Anhang „+X“, d. h. dass diese Klasse mindestens die im Beispiel

genannten  $2\mu$  enthält.

In einem letzten Schritt wird dann nach Abweichungen gesucht. Es werden Ereignisse in jeder Klasse von den Daten mit den simulierten Standardmodell Stichprobenergebnissen verglichen. Diesbezüglich werden bestimmte Variablen benutzt, die sensitiv auf neue Phänomene in der Physik sein könnten.

Ein wichtiger Faktor ist der totale Wirkungsquerschnitt und auch weitere kinematischen Faktoren, so wie die Summe der Transversalimpulse, die invariante Masse oder die transversale invariante Masse und schließlich die fehlende transversale Energie. Die zu betrachtenden physikalischen Objekte sind: Elektronen, Myonen, Photonen, Jets und die fehlende transversale Energie. All diese Größen spielen eine wichtige Rolle bei der Suche nach Abweichungen vom Standardmodell.

Zusammenfassend kann man sich die Schritte in MUSiC wie folgt vorstellen: Die zu benutzenden Monte-Carlo-Datensätze werden „GEN-SIM-RECO“ Dateien genannt, diese enthalten alle Informationen und die Abkürzungen stehen für generierte, simulierte und rekonstruierte Datensets.

Diese Daten werden mit Hilfe der MUSiC Analysesoftware `CMSSW_3_5_8_patch3` bearbeitet. Zunächst erfolgt ein Schritt der sich „Skimming“ nennt. Dieser Schritt ermöglicht es kompakte und leicht verarbeitbare `pxlio`-Dateien herzustellen, die man für Analysezwecke benutzen kann.

Hat man nun diese `pxlio`-Dateien, kann man mit der MUSiC-Software weiterarbeiten. Wenn man das Programm auf diese Daten anwendet, werden sogenannte „Controlplots“ sowie die bereits erwähnten Ereignisklassen erstellt. Die genannten Schritte sind in Abbildung ?? dargestellt.

Es werden so z. B. Effizienzen, Transversalimpuls-, Eta-, Transversalenergie-, und invariante Massenverteilungen erstellt, die es ermöglichen die Qualität und die Richtigkeit der verschiedenen ausgewählten Objekte zu verifizieren. Zusammen mit den verschiedenen sorgfältig ausgewählten Untergründen werden die Ereignisklassen durch den Algorithmusschritt geschickt.

Der finale Schritt ist das Erstellen der Ereignisklassen, durch den Algorithmus, wieder aufgeteilt in inklusive und exklusive Klassen.

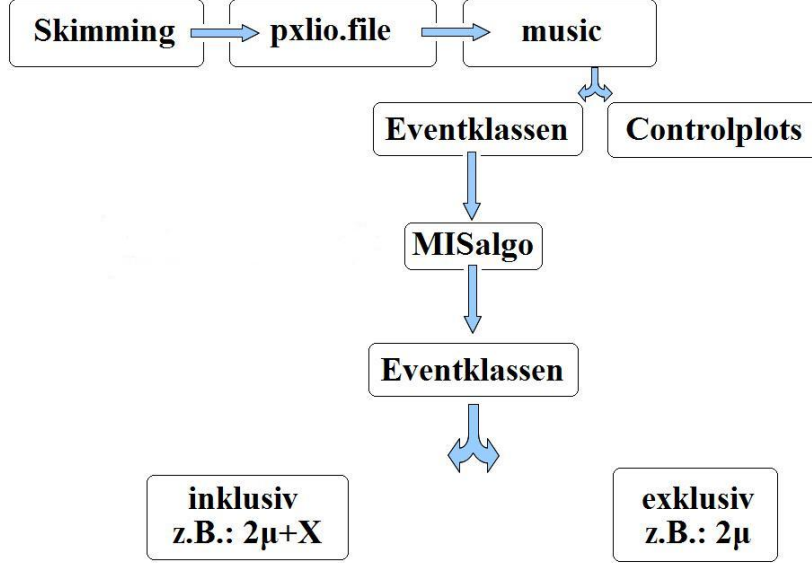


Abbildung 6: Schematische Darstellung der Schritte in music.

#### 4.1 Der Suchalgorithmus

Um eine erfolgreiche Suche nach neuer Physik zu gewährleisten, werden spezifische Verteilungen erstellt. Insbesondere handelt es sich dabei um drei Parameter: die Summe der transversalen Impulse, die invariante Masse und für Klassen mit fehlender transversaler Energie, die transversale invariante Masse (dafür wird der Viererimpuls benötigt).

$$M_T = \sqrt{\left(\sum_i E_T^i\right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_T^i\right)^2} \quad \text{und } i = 1, \dots, N \quad (14)$$

und

$$M_{inv} = \sqrt{\left(\sum_i E^i\right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}^i\right)^2} \quad \text{und } i = 1, \dots, N \quad (15)$$

Dann gibt es noch Klassen bei denen die fehlende transversale Energie aufgetragen wird.

Diese Verteilungen werden als Eingangsdaten für den Suchalgorithmus genutzt, welcher diese auf systematische Abweichungen vom Standardmodell prüft; wobei das Standardmodell (Monte-Carlo Vorhersagen) mit den gemessenen Daten verglichen wird.

Neben den  $\sum p_T$  Verteilungen spielen die Verteilung der invarianten Masse eine wichtige Rolle im Zusammenhang mit der Suche nach neuen schweren Eichbosonen. Da sie verspricht besonders sensitiv auf Physik jenseits des Standardmodells zu sein, wird auf diese Verteilung besonderen Wert gelegt. Die fehlende transversale Energie wäre eine Verteilung, die besonders relevant für Phänomene ist, bei denen die Teilchen nicht im Detektor wechselwirken, so z. B. bei der Suche nach dunkler Materie.

Ziel des Suchalgorithmus ist es die Region in den Verteilungen zu finden, die die größte statistische Abweichung enthält. Zu diesem Zweck müssen die Verteilungen in eine Anzahl von Bins unterteilt werden. Diese Regionen dürfen keine Lücken beinhalten, d. h. sie müssen miteinander verbunden sein. Erlaubt sind auch Regionen, die sich überschneiden oder sogar vollständig beinhalten.

In einem nächsten Schritt soll der p-Wert über die auszuwertende Region bestimmt werden. Dieser p-Wert ermöglicht es die Diskrepanz zwischen Untergrund und gemessenen Daten festzulegen. Er ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein gemessenes Ereignis nur von statistischen Schwankungen des Untergrundes abhängt. Der p-Wert ist die Wahrscheinlichkeit, dass unter Annahme, die Nullhypothese sei wahr, die Teststatistik den beobachteten oder einen extremeren Wert annimmt. Damit gibt der p-Wert Zugang zu einem Maß für die Glaubwürdigkeit der Nullhypothese bei beobachteten Abweichungen, wenn diese Wahrscheinlichkeit klein ist, so spricht dieses Ergebnis gegen die Nullhypothese.

Der p-Wert ist eine weit verbreitete Methode, die die Annahme der Nullhypothese widerlegen kann. Die Nullhypothese ist in diesem Fall eine Übereinstimmung mit dem Standardmodell, ohne jegliches Signal neuer Physik. Man sucht demnach einen kleinen p-Wert, was bedeutet, dass die Nullhypothese verworfen werden kann und neue Phänomene in der Physik zu erwarten wären.



#### 4.1.1 Die Region des größten Interesses

Um die interessanteste Region, die in Abbildung 7 dargestellt ist, zu bestimmen wird der p-Wert für jede zusammenhängende Region ermittelt, indem man die Anzahl der erwarteten Ereignisse (Monte-Carlo) mit der gemessenen Anzahl vergleicht. Das geschieht in Formel (17,18). Zusätzlich wird in jeder spezifischen Region ein totaler systematischer und statistischer Fehler angenommen:

$$\delta N_{SM} = \sqrt{\sigma_{stat}^2 + \sum \sigma_{i,syst}^2} \quad (16)$$

In der untenstehenden Formel (17, bzw. 18) nimmt man auf den Mittelwert der Monte-Carlo Daten einen gaußischen Fehler an, der als Summe in die Formel eingeht. Die Poisson-Wahrscheinlichkeit  $P(b, i) = e^{-b} \cdot b^i \cdot 1/(i)!$  wird anschließend berechnet. Für einen gegebenen Mittelwert b gibt P(b,i) die Wahrscheinlichkeit dafür an, ein Resultat i in einem Zählexperiment zu erhalten, wenn b erwartet wird.

Bevor die Formel angeschrieben wird sollte man noch näheres zu den Fehlern erläutern, da sie für den weiteren Verlauf der Analyse sehr grundlegend sind, und diese stark beeinflussen können.

So muss z. B. eine Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt, die Luminosität und die Jet-Energie-Skalierung angenommen werden. Allerdings müssen auch allgemeine Unsicherheiten auf die Monte-Carlo Daten, sowie Korrekturfaktoren auf die Rekonstruktionseffizienzen oder Wahrscheinlichkeiten vorgetäuschter Teilchen in die Fehler eingehen. All diese Fehler werden für eine bestimmte Region als unkorreliert angenommen und somit quadratisch addiert:

$$p = \sum_{i=N_{Data}}^{\infty} A \int_0^{\infty} \exp\left(\frac{-(b - N_{SM})^2}{2(\delta N_{SM})^2}\right) \cdot \frac{e^{-b} b^i}{i!} \quad \text{für } N_{Data} \geq N_{SM} \quad (17)$$

$$p = \sum_{i=1}^{i=N_{Data}} A \int_0^{\infty} \exp\left(\frac{-(b - N_{SM})^2}{2(\delta N_{SM})^2}\right) \cdot \frac{e^{-b} b^i}{i!} \quad \text{für } N_{Data} \leq N_{SM} \quad (18)$$

Wobei der Faktor A für die Normierung der Funktion steht.

Mit Hilfe dieser Methode kann man nun die interessanteste Region erkennen, und zwar die mit dem kleinsten Wert für p. Wie schon erwähnt stellt dieser Wert die größte Abweichung zwischen  $N_{SM}$  und  $N_{data}$  dar.

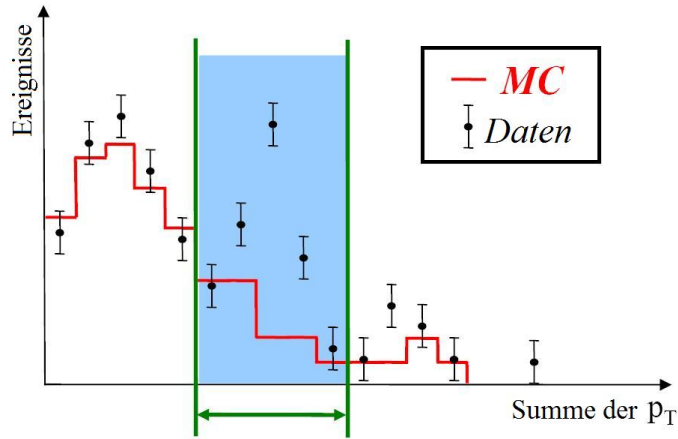


Abbildung 7: Bestimmung der interessantesten Region (diese ist hier in blau angedeutet).

#### 4.1.2 Signifikanz

Der p-Wert alleine ist nicht ausreichend, um den Nachweis eines potentiellen Signals zu gewährleisten; man kann hier also noch nicht sicher sein, ob die Daten durch die Simulation beschrieben werden oder nicht. So wird neben dem ersten Schritt (der Bestimmung des p-Wertes) noch ein weiterer Schritt im Algorithmus eingeleitet, dabei handelt es sich um die Bestimmung der Signifikanz (es wird für jedes  $p_{min}$  ein Wert für die Signifikanz berechnet).

Zu diesem Zweck werden sogenannte Pseudoexperimente aufgrund der Nullhypothese gemacht. Dabei nimmt man an, dass es sich nur um Untergrundereignisse handelt, die zur gewählten Verteilung in einer der Klassen beitragen. Die  $N_{SM}$  werden wieder gemäß ihrer statistischen Korrelation und Fehler gewürfelt. Die Signifikanz der Abweichung wird überprüft indem hypothetische Daten-Histogramme gewürfelt werden, d. h. man variiert den Wert von  $N_{SM}$  leicht, um die statistischen und systematischen Unsicherheiten angeben zu können.

Um zu unterscheiden ob es sich bei den Abweichungen um neue physikalische Phänomene handelt oder nur um Untergrundfluktuationen, müssen die Unsicherheiten genauso angenommen werden wie bei den realen Experimenten.

Die relevante Formel, die ein Würfeln ermöglicht ist in Gleichung (17,18) beschrieben, auch wenn der eigentliche Würfel-Prozess separat gehandhabt werden kann (hier werden die Unsicherheiten natürlich auch miteinbezogen). Es ist wichtig, dass Verteilungen, die statistisch unabhängig voneinander sind, separat gewürfelt werden können. Die drei Hauptverteilungen für hypothetische Daten sind:

- Die angenommene systematische Unsicherheit vom Gauß-Faltungsintegral
- Die statistische Unsicherheit der Monte-Carlo-Datensets, gehörend zum

Gauß-Faltungintegral

→ Die Poisson Wahrscheinlichkeit der eigentlichen Messung.

Diese Pseudodaten werden dann (wieder) anhand des ersten Schrittes des Algorithmus untersucht und dieser Pseudo  $p_{min}$ -Wert wird mit dem anfänglichen  $p_{min}$ -Wert, der aus den tatsächlich gemessenen Daten bestimmt wurde, verglichen. Anschließend wird ein Wert für die Signifikanz mit Hilfe folgender Formel erstellt:

$$\tilde{p} = \frac{\text{Anzahl der Pseudoexperimente mit } p_{min}^{SM} \geq p_{min}^{data}}{\text{Anzahl aller Pseudoexperimente}} \quad (19)$$

Dabei entspricht  $\tilde{p}$  dem Teil der simulierten Experimente, die unter der Nullhypothese ein Ergebnis  $p^{PE}(\min) < p^{Data}(\min)$  liefern. An der Verteilung in Abbildung 8 kann man sich dies so klarmachen:

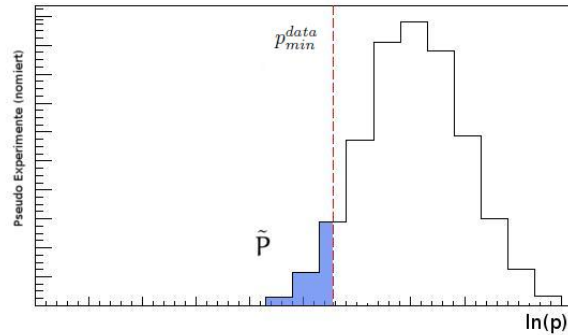


Abbildung 8:  $\tilde{p}$ -Wert Bestimmung.

Wenn man nun allgemein einen Wert mit einer zufällig gewürfelten Wahrscheinlichkeitsverteilung vergleichen will, so stellt die Fläche in der Verteilung die Wahrscheinlichkeit dar, diesen Wert oder einen größeren zu würfeln. Diese Fläche wird meist in Einheiten der Standardabweichung der Normalverteilung angegeben.

Bei der Bestimmung des  $\tilde{p}$ -Wertes wird berechnet wie signifikant die gefundene Abweichung ist. Zu diesem Zweck werden die verwendeten Untergründe und das Signal (Pseudodaten) mehrmals entsprechend ihren systematischen und statistischen Fehlern gewürfelt. Der in Abbildung 8 illustrierte Wert für  $\tilde{p}$  ist der Anteil der allgemeinen Untergrund-Pseudoexperimente, bei denen eine Abweichung gefunden wird, die noch größer ist, als die der Pseudodaten.

## 4.2 Selektion physikalischer Objekte

Um die verschiedenen physikalischen Objekte zu identifizieren werden sogenannte Schnitte ausgeführt. Hierbei soll beachtet werden, dass die Schnitte nicht auf ein bestimmtes Signal optimiert werden.

Ein weiterer zu berücksichtigender Faktor ist die Rekonstruktionseffizienz, welche ein Detektoreffekt ist und davon zeugt wie korrekt der Detektor Objekte rekonstruieren kann. Die angesprochene Formel kommt zustande, indem die generierten Objekte (nach Anwendung der Schnitte:  $|\eta|$ ,  $p_T$  oder der Isolation) mit den rekonstruierten Objekten zusammen angepasst werden. Die Rekonstruktionseffizienz wird für gewöhnlich als Funktion einer kinematischen Variablen wie z. B.  $\eta$  oder  $p_T$  darstellt und wird folgendermaßen definiert:

$$\epsilon = \frac{N(\text{generierte und angepasste Objekte} \rightarrow \text{rekonstruierte Objekte})}{N(\text{generierte Objekte})} \quad (20)$$

Zu beachten ist, dass die Teilchenklassen nicht explizit auf die Ladung eingehen, so werden z. B. Positronen in dieselbe Klasse gepackt wie Elektronen.

### 4.2.1 Myonen

Die angewandten Schnitte sind:

- $p_T > 30 \text{ GeV}$
- $|\eta| < 2.1$
- 

$$R_{\text{Spurisolation}} = \frac{\sum p_T \text{ der Spuren im } 0.3 \text{ Kegel ohne } \mu}{p_T} < 0.1 \quad (21)$$

- $N_{\text{Spurdetektor}} > 11$
- $\chi^2/\text{ndf}$  der globalen Spurrekonstruktion  $< 10$

„Standalone-Myonen“ werden solche Myonen genannt, die die finale Anpassung der Spur durch das gesamte Myonensystem repräsentieren. Darüberhinaus werden geometrische Bedingungen und Impulsvergleiche angestellt, die es erlauben, die Standalone-Myonen mit einer Spur innerhalb des Spurdetektors zusammenzupassen.

Schließlich nennt man „globale Myonen“, die finale Anpassung der Spur im Spurdetektor und der Standalone-Myonen.

Da der Transversalimpuls der gemessenen Myonen bei  $p_T > 30 \text{ GeV}$  liegen muss, ist es sehr wahrscheinlich, dass Myonen mit einem solchen Impuls nicht zwischen den Myonenkammern oder dem Magneten absorbiert werden. Allgemein werden

in MUSiC die globalen Myonen verwendet.

Um das Signal besser von QCD und anderen Hintergründen zu trennen, werden die drei Schnitte ( $\chi^2$ ,  $R_{Spurisolacion}$ ,  $N_{Spurdetektor}$ ) vollzogen. Die geometrische Akzeptanz von  $|\eta| < 2.1$  stellt die Beschränkung des Messbereichs des Myonsystems und des Triggers da.

Die Spurisolacion dient zur Unterdrückung von Myonen kommend aus Multi-Jet Ereignissen. Die Spurisolacion findet demnach solche Ereignisse, bei denen ein Myon von Objekten umgeben ist (in dem  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\Phi)^2} = 0.3$  Kegel) welche weniger als 10% des Myonimpulses haben. Also werden nur Myonen in Betracht gezogen, die eine wohldefinierte Spur sowie mindestens 11 Einträge im Spurdetektor haben. In Abbildung 9 und 10 sind jeweils die Rekonstruktions-effizienz und die  $\eta$ -Verteilung für Myonen der Ereignisstichprobe Z' bei einer Masse von 500 GeV zu sehen.

Das  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad der Spurrekonstruktion muss  $< 10$  sein, damit die Spur akzeptiert wird. Das  $\chi^2$  gewährleistet somit die Qualität der Spur.

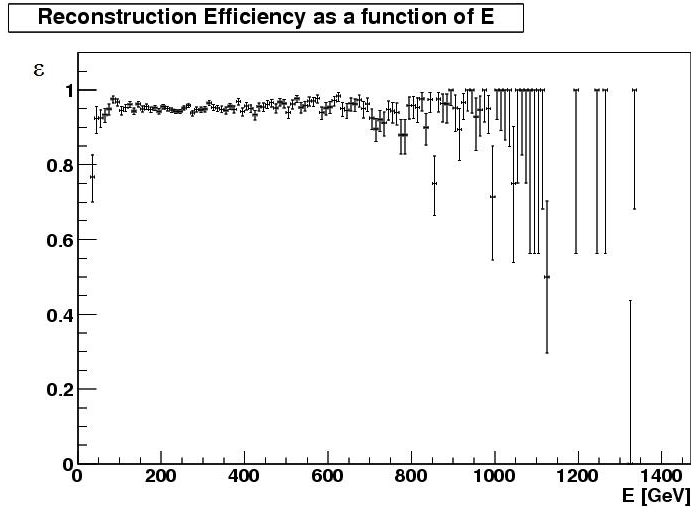


Abbildung 9: Die Rekonstruktionseffizienz der Myonen in Abhängigkeit der Energie bei der Ereignisstichprobe Z' mit einer Masse von 500 GeV.

eta distribution (500GeV).jpg

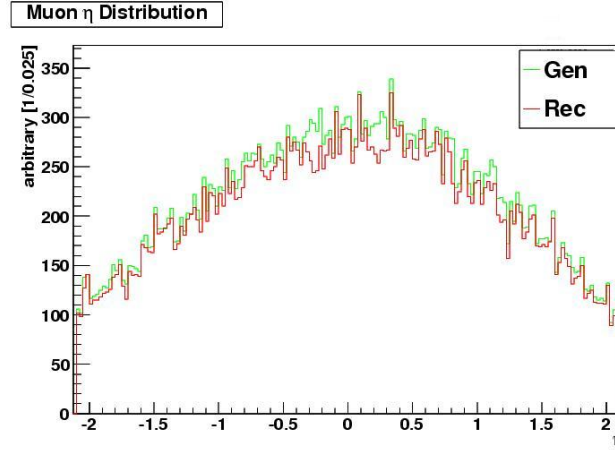


Abbildung 10: Myonen  $\eta$ -Verteilung der Ereignisstichprobe  $Z'$  mit einer Masse von 500 GeV.

#### 4.2.2 Elektronen

- $p_T > 30$  GeV
- $|\eta| < 2.5$
- 

$$R_{Spurisolat\text{ion}} = \frac{\sum p_T \text{ der Spuren im } 0.3 \text{ Kegel ohne e}}{p_T} < 0.1 \quad (22)$$

- Elektron Identifikationsklasse: „tight“ (d. h. nur gut isolierte Elektronen)

Für die Elektronenrekonstruktion wird ein Algorithmus benutzt, der die Treffer vom Pixeldetektor über eine Wahrscheinlichkeitsfunktion verbindet. Diese Elektronen werden als sogenannte „Gaussian-Sum-Filter-Pixel-Matched Elektronen“ bezeichnet [11] [22].

Wenn man nun die Schnitte auf die Elektronen mit denen der Myonen vergleicht, sieht man, dass sie ähnlich sind.

Die geometrische Akzeptanz liegt in diesem Fall aber bei  $|\eta| < 2.5$ , da Elektronen im ECAL immer Treffer haben.

Diese Treffer werden allerdings nur zu den zu berücksichtigenden Elektronen hinzugezogen, wenn sie auch eine passende Detektorspur aufweisen. Eine besondere Schwierigkeit ist es in diesem Fall, die Elektronen von den konvertierten Photonen zu unterscheiden. Elektronen werden mit Hilfe von Energiemessungen im Kalorimeter und Impulsmessungen in den zentralen Detektoreinrichtungen rekonstruiert.

Die Elektronen genauso wie die Photonen, werden rekonstruiert, indem man versucht die Einträge im Supercluster des ECALs mit den Spuren des Spurdetektors zu kombinieren. Diese Supercluster stellen das Elektron zusammen mit der emittierten Bremsstrahlung dar. Unter dem Begriff „Supercluster“ versteht man Folgendes: in den Endkappen wird die erzeugte Energie aller umliegenden Zellen rekursiv aufsummiert, solange die Energie ihrer Nachbarzelle kleiner als die ursprüngliche Zelle ist. Ein auf diese Weise rekonstruiertes Objekt nennt man „Cluster“. Da aber Elektronen Energie durch Bremsstrahlung verlieren werden Cluster aus Clustern (Supercluster) rekonstruiert, die den Energieverlust der abgestrahlten Photonen wieder aufsammelt. Dazu wird ein Cluster mit der höchsten lokalen Energie festgelegt und benachbarte Cluster aufsummiert.

Da die Elektronen Bremsstrahlung erzeugen, kann dafür nicht der lineare Kalman-Filter benutzt werden, sondern eine nicht-lineare Verallgemeinerung von diesem, nämlich ein Gaußischer-Summen-Filter (GSF). Ein GSF ist eine modifizierte Version des Kalman-Filters welches den elektronen-spezifischen Energieverlust durch die Bremsstrahlung in die Spurrekonstruktion miteinbezieht. So kann man anschließend diese rekonstruierten Spuren mit den Messungen im ECAL kombinieren.

### 4.2.3 Photonen

- $p_T > 30 \text{ GeV}$
- $|\eta| < 2.5$
- Photonenidentifikation: Photon cut based ID „tight“
- Spurisolaton: 0.1

Die Photonrekonstruktion basiert auf demselben Clustering-Algorithmus wie die Elektronenrekonstruktion. Es muss ein Unterschied zwischen Elektronen und Photonen gemacht werden; denn zunächst ist jeder Elektronkandidat ebenso ein Photonkandidat.

Einen sogenannten „Pixel-Seed-Veto“, als eines der Schnitte stellt sicher, dass alle Teilchen mit Treffer im Pixel-Detektor nicht als Photonen identifiziert werden. Ein weiteres Kriterium zur Photon-Identifizierung gewährleistet die Identifikationsklasse „tight“, diese versichert eine hohe Rekonstruktionseffizienz sowie eine geringe Misidentifikationsrate.

Um eine konkrete Identifizierung der einzelnen Teilchen durchzuführen, muss man die Treffer im Detektor hinzufügen. Während Elektronen nahe am Wechselwirkungspunkt mindestens zwei Treffer im Pixel-Detektor produzieren, können Photonen nahe am Wechselwirkungspunkt nur eine Spur im Pixeldetektor hinterlassen, wenn sie schon zu diesem Zeitpunkt konvertiert haben.

Unter dieser Konvertierung versteht man Paarbildung. Da der Si-Streifen-Detektor relativ dicht in Einheiten der elektromagnetischen Strahlungslänge  $X_0$  ist ( $x/X_0 = 1.9$  bei  $\eta = 1.2$ ), gibt es eine hohe Wahrscheinlichkeit für  $e^+e^-$ -Paarbildung.

Es ist demnach wichtig, dies bei der Identifikation von Photonen in Betracht zu ziehen. Die Wahrscheinlichkeit zur Paarbildung im inneren Pixel-Detektor ist relativ klein (Barrel:  $\approx 3\%$ , Endkappe:  $\approx 10\%$ ), deshalb kann man solche Photonen vernachlässigen. Die Wahrscheinlichkeit zur Paarbildung im Streifen-Detektor hingegen kann nicht vernachlässigt werden, da sie mit 30% bis zu 70% (abhängig von  $\eta$ ) somit relativ hoch ist.

Genauso wie bei den Elektronen werden  $\eta$  und  $p_T$  begrenzt und Detektoreinträge zur Unterscheidung von anderen Teilchen genutzt; in Abbildung 12 ist die  $\eta$ -Verteilung für Photonen zu sehen. Es wird auch ein Schnitt auf die Isolation der Photonen gemacht, dieser dient dazu, Jets in denen Photonen sind (oder solche die Photonen vortäuschen) herausfiltern. Die Rekonstruktionseffizienz der Photonen ist in Abbildung 11 dargestellt.

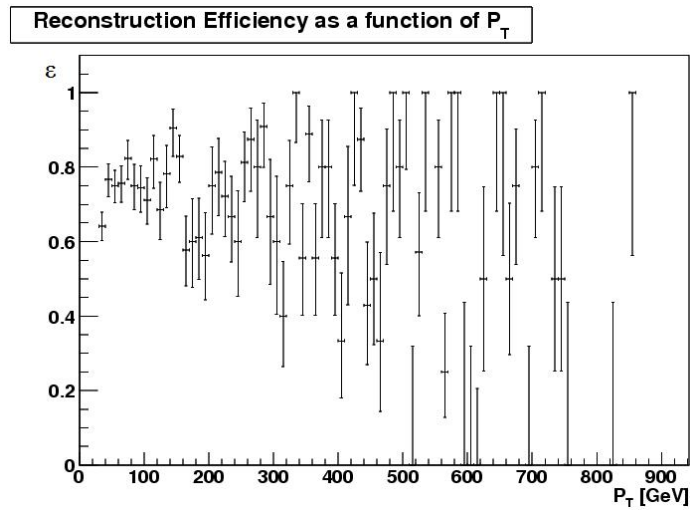


Abbildung 11: Die Rekonstruktionseffizienz der Photonen in Abhängigkeit des Impulses bei einer Ereignisstichprobe  $Z'$  mit einer Masse von 1500 GeV.



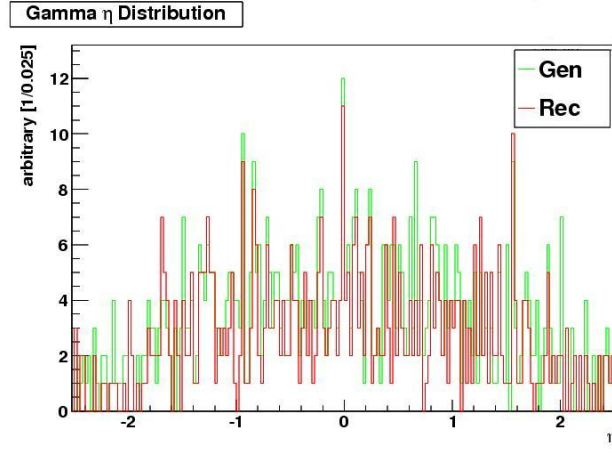


Abbildung 12: Photonen  $\eta$ -Verteilung bei einer Ereignisstichprobe  $Z'$  mit einer Masse von 500 GeV.

#### 4.2.4 Jets

- $p_T > 60 \text{ GeV}$
- $|\eta| = 2.5$

Jets sind Gruppen von Teilchen oder Energiedepositionen, die von bestimmten Algorithmen aufgefangen werden.

Diese Algorithmen ermöglichen es Informationen auf Ebene der Partonen durch die Messungen vom Kalorimeter rückzuschließen. Es gibt zu diesem Zweck mehrere Algorithmen, MUSiC verwendet das sogenannte „SISCone“ (Seedless Infrared Safe Cone) mit einem Radius  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\Phi)^2} = 0.5$ .

Die in MUSiC verwendeten Jets werden mit Hilfe dieses Algorithmus rekonstruiert.

#### 4.2.5 Fehlende transversale Energie (MET)

- $p_T > 100 \text{ GeV}$

Da verschiedene Messfehler physikalischer Objekte in die Bestimmung von MET einfließen, wird hier eine relativ hohe Grenze für  $p_T$  ( $> 100 \text{ GeV}$ ) angesetzt.

Die Messung der fehlenden transversalen Energie hängt (indirekt) von allen Detektorkomponenten ab und ist deshalb sehr empfindlich gegenüber etwaigen Betriebsstörungen oder Disfunktionsen.

## 5 Sensitivitätsstudie mit MUSiC

### 5.1 Sensitivitätsstudie und Pseudoexperimente

Bei einer Sensitivitätsstudie wird MUSiC als Analysewerkzeug getestet. Dazu werden nicht nur Pseudodaten für den Untergrund generiert, sondern auch Signal+Untergrunddaten erzeugt. Somit lässt sich ein Pseudo-CMS-Experiment simulieren.

Für alle Pseudodaten-Verteilungen wird ein  $p_{min}$ -Wert bestimmt. Diese Generierung der Pseudodaten kann so oft wiederholt werden, bis eine gleichmäßige Verteilung dieser  $p_{min}$ -Werte zu erkennen ist. Die erwartete Signifikanz wird anhand des Medians auf die  $p_{min}$ -Verteilung bestimmt.

Beim Vergleich der Kurven in Abbildung 13 wird folgendes festgestellt:

- Sind Signal+Untergrund und Untergrund alleine voneinander getrennt, ist eine Entdeckung einfach; in einer solchen Verteilung sind keine systematischen Unsicherheiten angenommen worden.
- Wenn die systematischen Unsicherheiten miteinbezogen werden, rücken beide Kurven näher zusammen oder überlappen sich sogar. Wenn die Luminosität allerdings zu klein gewählt ist, ist auch ohne systematische Fehler nichts zu erkennen.

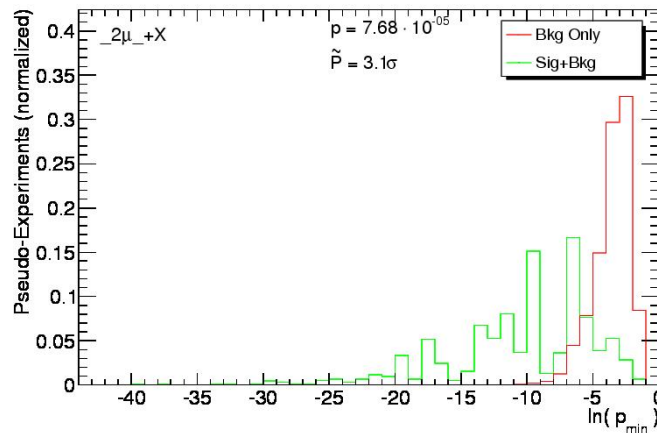


Abbildung 13: Verteilung der  $p$ -Werte (Ereignisklasse „ $2\mu+X$ “,  $Z'$  Masse 500 GeV).

Insbesondere ist zu beachten, dass beim Würfeln alle Unsicherheiten unabhängig voneinander sind und bei der Bestimmung des  $\tilde{p}$ -Wertes alle systematischen Unsicherheiten zusammengefasst werden.

### 5.1.1 Systematische Unsicherheiten

Wie schon erwähnt ist es sehr wichtig die richtigen systematischen Fehler im Algorithmus anzunehmen um ein wahres Signal von einem irrtümlichen Signal, einem sogenannten „Fake“ zu unterscheiden. Diese Fakes können durch unerwartete Detektoreffekte oder durch falsche theoretische Annahmen des Standardmodells zustande kommen. Die folgenden systematischen Unsicherheiten wurden bei MUSiC in Betracht gezogen:

- $\sigma$  (integrierte Luminosität) = 10 %
- $\sigma$  (PDF <sup>9</sup> Unsicherheit) = 2 - 5 %
- $\sigma$  (Wirkungsquerschnitt) = 10 %
- $\sigma$  (Jet Energie) = 5 %
- $\sigma$  (Effizienz Korrekturfaktor) = 2 % für e,  $\mu$ ,  $\gamma$  und 1 % für Jets
- $\sigma$  (Wahrscheinlichkeit eines „Fake“) = 100 % für e,  $\mu$ ,  $\gamma$
- statistische Unsicherheit der Monte-Carlo-Vorhersagen (basierend auf der Anzahl der anfänglich produzierten Ereignisse pro Datenset)

### 5.2 Untergründe und Signale

Die verwendeten Untergründe spielen bei der Sensitivitätsstudie eine tragende Rolle. Um mit MUSiC Abweichungen zu finden, müssen die Untergründe gewählt werden, die über einen geeigneten Bereich Vergleichsmöglichkeiten bieten; d. h. sie müssen in den signifikanten Ereignisklassen Endzustände aufweisen, das wäre in diesem Fall die  $2\mu$ -Ereignisklasse.

Deshalb sollten Untergründe gewählt werden, die in den Endzuständen verhältnismäßig viele Myonen haben, diesbezüglich kommen folgende Prozesse in Frage:

- Drell-Yan-Prozesse:

$$q\bar{q} \rightarrow Z, \gamma^* \rightarrow \text{zB.: } \mu\mu$$

- Di-Boson-Prozesse:

$$q\bar{q} \rightarrow ZZ \rightarrow \text{zB.: } \mu\mu \nu\nu$$

$$q\bar{q} \rightarrow WW \rightarrow \text{zB.: } \mu\nu \mu\nu$$

$$q\bar{q} \rightarrow WZ \rightarrow \text{zB.: } \nu\mu \mu\mu$$

---

<sup>9</sup>Parton Distribution Function

$$t\bar{t} \rightarrow W \rightarrow ZB.: b \bar{b} \mu\mu$$

Der Drell-Yan-Prozess beschreibt im Allgemeinen die Annihilation eines Quark-Antiquark-Paares und die Produktion eines Dileptonpaares via Z-Boson oder virtuelles Photon als Zwischenprodukt.

In dieser Studie stellen die Drell-Yan-Untergründe eines der Hauptuntergründe dar, da sie einen Massenbereich aufweisen, das dem Signal gleich ist. Andere Untergründe wie  $t\bar{t}$  können über ein W-Austausch in zwei Leptonen zerfallen und machen einen Teil des Untergrunds im Niedrigmassenbereich aus, ähnlich wie die Z- und W-Untergründe. Wichtig ist auch ein Vergleich der verschiedenen Untergründe bei höheren Signalmassen. Der Untergrund muss ein Spektrum aufweisen, das sich über den gesamten Massenbereichs des Signals erstreckt, welches einen sinnvollen Vergleich Signal-Untergrund ermöglicht. Die QCD Untergründe mussten alle geschnitten werden, so dass sie sich nicht überlappen, dabei war das Prinzip wie folgt: die QCD-Datensätze von 15 GeV wurden auf 30 GeV geschnitten und die von 30 GeV auf 80 GeV usw. .

Untergrund		$\sigma/\text{pb}$
Z $\rightarrow \mu\mu$		1300
W $\rightarrow \mu\nu$		7899
Z $\gamma$		7.3
W $\gamma$		23.2
ZZ		4.3
WZ		10.5
WW		28
QCD	15-30	876200000
	30-80	60410000
	80-170	923800
	170-300	25470
	300-470	1256
	470-800	87.98
	800-1400	2.186
	1400-14000	0.01122

Tabelle 4: Die benutzten Untergründe erzeugt bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV (PYTHIA6).

Die verwendeten Signale in Tabelle 4 wurden alle bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV generiert und zerfallen in die Kanäle  $\rightarrow 2\mu$ . Alle Signale sind vom Modell  $Z'_{SSM}$ ; „SSM“ steht für „Sequential Standard Model“.

$m_{Z'}/\text{GeV}$	$\sigma_{Z'}/\text{pb}$
500	2.01
750	0.355
1000	0.0923
1250	0.028
1500	0.0099

Tabelle 5: Verwendete Signale:  $Z'_{SSM} \rightarrow \mu\mu$ .

### 5.3 Entdeckungspotential von $Z'$ im $\mu^+\mu^-$ -Kanal

In diesem Abschnitt werden die in Kapitel 4 erwähnten Arbeitsschritte angewandt um eine potentielle Entdeckung des  $Z'$ -Bosons im  $2\mu$ -Kanal zu charakterisieren. Aufgrund des, in  $2\mu$  zerfallende Ereignissatzes  $Z'$ , stellt die  $2\mu$ -Klasse für diese Studie die wichtigste Klasse dar.

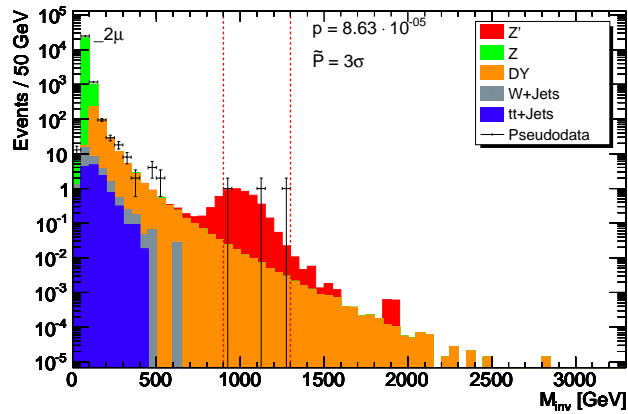


Abbildung 14: Ereignissatz  $Z'$  bei einer Luminosität von  $120\text{pb}^{-1}$  und einer Masse von  $1000\text{ GeV}$  bei einer Signifikanz von  $3\sigma$ .

In Abbildung 14 beispielsweise, sieht man deutlich, dass die Doppel-Boson-Untergründe, insbesondere die  $WW$ -,  $ZZ$ -, und  $WZ$ -Untergründe in der Verteilung nicht mehr auftauchen. Wie bereits erwähnt stellen die Drell-Yan-Untergründe die Hauptuntergründe dar, da sie das gesamte Massenspektrum des  $Z'$ -Signals überdecken und somit einen effektiveren Vergleich Signal zu Untergrund ermöglichen. Die neben den Drell-Yan-Untergründen benutzen Untergründe, sowie die  $t\bar{t}$ -,  $W$ - und  $Z$ -Untergründe, stellen einen wichtigen Teil des Untergrundes im Niedrig-Massenbereich dar.

Vergleicht man die in Abbildung 15 gezeigten Verteilung mit der in Abbildung 16 sieht man, dass der Peak bei der kleineren  $Z'$ -Masse deutlich schärfer ist als der Peak bei der höheren Masse. Dies wird durch die Theorie [12] in Abschnitt 2.1 bestätigt, das bedeutet, dass die Zerfallsbreite des  $Z'$ , mit zunehmender Masse größer wird.

Bei dieser Studie wird insbesondere auf die  $3\sigma$ - und die  $4\sigma$ -Grenze eingegangen und bei welchem Massenbereich ein  $Z'$  entdeckt werden kann. Konkret wird gesucht, welche integrierte Luminosität benötigt wird um ein  $Z'$  einer bestimmten Masse zu entdecken.

Um auf diesen Punkt näher einzugehen wurde die Signifikanz bei verschiedenen

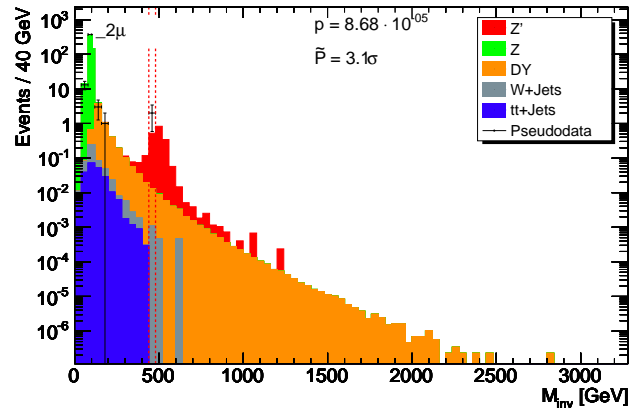


Abbildung 15: Ereignissatz  $Z'$  bei einer Luminosität von  $2 \text{ pb}^{-1}$  und einer Masse von  $500 \text{ GeV}$  bei einer Signifikanz von  $3.1\sigma$ .

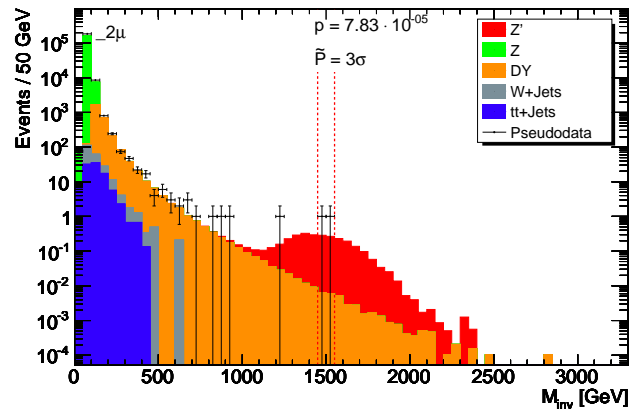


Abbildung 16: Ereignissatz  $Z'$  bei einer Luminosität von  $900 \text{ pb}^{-1}$  und einer Masse von  $1500 \text{ GeV}$  bei einer Signifikanz von  $3\sigma$ .

Signal+Untergrund-Datensätzen bestimmt. Alle vorliegenden  $Z'$ -Datensätze wurden mehrmals mit unterschiedlichen Luminositäten mit dem Algorithmus der Analysesoftware MUSiC untersucht. Dabei wurde beachtet, dass die Untergründe dementsprechend oft gewürfelt werden, diese müssen häufiger gewürfelt wer-

den als das Signal, das kann man sich anhand der Verteilung in Abbildung 17 klarmachen: In der Verteilung stellt die grüne Kurve die Signal+Untergrund Pseudoexperimente dar und die rote Kurve sind nur Untergrund Pseudoexperimente. Der Median der grünen Kurve in dieser Verteilung ist, der für die Existenz des Signals  $Z'$ , erwartete Wert für  $p_{min}$ . Der  $\tilde{p}$ -Wert ist der Anteil der roten Kurve, der ein kleineres  $p_{min}$  als der Median der grünen Kurve hat. Daher ist der Median für das angegebene  $\tilde{p}$  der grünen Kurve von größerer Bedeutung. Allerdings braucht man nicht so häufig zu würfeln um den Median der grünen Kurve gut abzuschätzen. Deshalb muss man das Signal auch nicht so oft würfeln wie die Untergründe.

Um eine  $3\sigma$  Grenze zu ermöglichen muss der Untergrund mindestens 10000 mal gewürfelt werden.

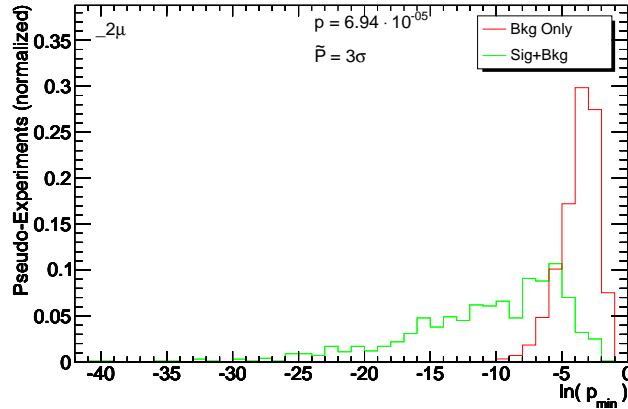


Abbildung 17:  $\ln(p_{min})$ -Verteilung für ein Ereignissatz  $Z'$  mit einer Masse von 1500 GeV bei einer integrierten Luminosität von  $900 \text{ pb}^{-1}$

$m_{Z'}/\text{GeV}$	$L/\text{pb}^{-1}$
500	2
750	23
1000	120
1250	315
1500	900

Tabelle 6: Luminositäten mit einer  $3\sigma$ -Signifikanz.



$m_{Z'}/\text{GeV}$	$L/\text{pb}^{-1}$
500	5
750	40
1000	170
1250	505
1500	1100

Tabelle 7: Luminositäten mit einer  $4\sigma$ -Signifikanz

In den Tabellen (6,7) sind die  $Z'$ -Datensätze mit den integrierten Luminositäten in  $\text{pb}^{-1}$  für eine  $4\sigma$  bzw. eine  $3\sigma$ -Grenze eingetragen. Die Daten in der Tabelle wurden durch einen sogenannten „Entdeckungs-Plot“ angepasst, wobei die Masse in GeV gegen die integrierte Luminosität in  $\text{pb}^{-1}$  logarithmisch aufgetragen wurde. Dies ermöglicht es den potentiellen  $Z'$ -Massenbereich einzugrenzen und konkrete Aussagen über die Luminositäten in Bezug auf die unterschiedlichen  $Z'$ -Massen zu machen. Beide Grenzen wurden in eine graphische Darstellung eingetragen um einen schnellen Vergleich zu ermöglichen.

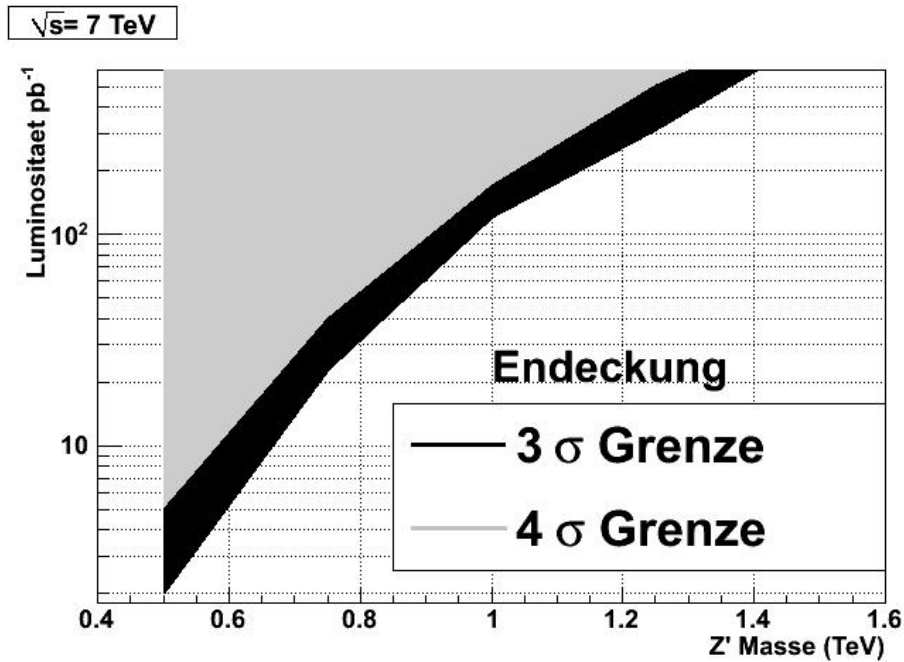


Abbildung 18: Der Entdeckungs-Plot

Wenn man sich die Darstellung anschaut, sieht man, dass eine niedrige Luminosität von ca.  $10 \text{ pb}^{-1}$  ausreicht um ein  $Z'$ -Boson mit einer Masse von  $600 \text{ GeV}$  bei einer  $3\sigma$ -Signifikanz zu entdecken. Bei einer optimalen Anpassung von Spur- und Myondetektor für Daten würde man bis zu 50% weniger Daten brauchen um dieselbe Signifikanz zu erreichen. Eine integrierte Luminosität von  $100 \text{ pb}^{-1}$  erlaubt es nicht eine  $4\sigma$ -Signifikanz bei  $1,5 \text{ TeV}$  zu erreichen, wenn man nur den  $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$  Kanal analysiert. Der entsprechende Massenbereich liegt zwischen  $0,5\text{-}0,85 \text{ TeV}$  für  $100 \text{ pb}^{-1}$  bei einer  $3\sigma$ -Signifikanz [14].

## 6 Zusammenfassung der Ergebnisse und Schlußfolgerung

Das Hauptergebnis dieser Studie ist die Verteilung in Abbildung 18. Diese Abbildung zeigt, welche integrierte Luminosität benötigt wird, um ein  $Z'$ -Boson verschiedener Massen im  $\mu^+\mu^-$ -Kanal zu entdecken. Wenn man eine integrierte Luminosität von  $1000 \text{ pb}^{-1}$  erreicht, sollte es möglich sein einen noch unbekanntem  $Z'$ -Massenbereich ab einer 1.5 TeV Skala zu betreten. Für eine Luminosität von  $100 \text{ pb}^{-1}$  liegt der Massenbereich zwischen 0.5-0.85 TeV.

Die Analyse des  $Z'$ -Bosons mit Hilfe von MUSiC zeigt, dass eine Entdeckung des hypothetischen Eichbosons möglich ist. Es wurde hierbei einen Massenbereich von 500 GeV bis 1500 GeV mit unterschiedlichen Luminositäten verglichen und festgestellt, dass es laut Ergebnis nicht möglich ist ein  $Z'$ -Boson von einer Masse von 1 TeV bei einer integrierten Luminosität von  $100 \text{ pb}^{-1}$  zu entdecken.

Desweiteren muss beachtet werden, dass die Studie qualitativ verbessert werden kann, wenn man die Statistik erhöht indem man die Untergründe dementsprechend häufiger würfelt. Nimmt man einen geringen Wert für das Würfeln an, kann es passieren, dass die Signifikanz zu sehr schwankt und die Ergebnisse teilweise unzuverlässig sind. Dies kann man sich auch an der Verteilung in Abbildung 17 klar machen: Wird oft genug gewürfelt, rücken die beiden Kurven in der Abbildung näher zusammen und überschneiden sich sogar; das bedeutet, dass ein konkreter Wert für die Signifikanz angegeben werden kann. Überschneiden sich beide Kurven nicht, ist ein  $\tilde{p}$ -Wert angegeben, der nicht genauer bestimmt werden konnte als mit einem „kleiner“ ( $<$ ) Zeichen. Dies passiert, wenn nicht häufig genug gewürfelt wurde und die somit angegebenen Werte nicht aussagekräftig sind. Man kann daher nur die Statistik und damit auch das Ergebnis, verbessern indem man häufiger würfelt.

## Literatur

- [1] [www.tphy.jku.at](http://www.tphy.jku.at)
- [2] [www.katoptrons.eu/cern](http://www.katoptrons.eu/cern)
- [3] [www.erwinruoff.de](http://www.erwinruoff.de)
- [4] CERN February 2004
- [5] Daten über den LHC [www.lhc-facts.ch](http://www.lhc-facts.ch)
- [6] <http://cms.web.ch/>
- [7] G. Rizzo, *Z' Phenomenology and the LHC* arXiv:hep-ph/0610104v1 9 Oct 2006
- [8] A. Leike, *The Phenomenology of Extra Neutral Gauge Bosons* arXiv:hep-ph/9805494v1 28 May 1998
- [9] Particle Data Group *Particle Physics Booklet*, Elsevier July 2008
- [10] M. Carena, A. Daleo, B. A. Dobrescu, T. M. P. Tait, *textitZ' Gauge Bosons at the Tevatron*
- [11] The CMS Collaboration. *Technical Design Report Volume 1, 2006*.
- [12] The CMS Collaboration. *Search for high mass resonances decaying into an electron pair in CMS at 10TeV with 100pb<sup>-1</sup>* CMS PAS EXO-09-006
- [13] Hye-Sung Lee, *New physics search at the LHC via Z' resonance* arXiv:0909.4049v1 [hep-ph] 22 Sep 2009
- [14] R. Cousins, J. Mumford, V. Valuev *Detection of Z' Gauge Bosons in the Dimuon Decay Mode in CMS* CMS Note 2006/062
- [15] P. A. Biallas, *Commissioning of the CMS Muon Detector and Development of Generic Search Strategies for New Physics* 2009
- [16] C. Hof, *Detection of New Heavy Charged Gauge Bosons with the Future CMS Detector* Oktober 2005
- [17] C. Berger, *Elementarteilchenphysik*, Springer 2006
- [18] T. Hebbeker, Vorlesung zur *Elementarteilchen für Bachelor* RWTH SS10,
- [19] P. Langacker, *The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons* arXiv:0801.1345v3 [hep-ph] 30 Nov 2009
- [20] S. A. Schmitz *Model unspecific Search for New Physics with High p<sub>T</sub> photons in CMS* Oktober 2009

- [21] Institute of Physics Publishing and SISSA, *The CMS experiment at the CERN LHC*, 2008 JINST 3 S08004
- [22] C. Charlot, F. Ferri, D. Futyan, P. Meridiani, I. Puljak, C. Rovelli, S. Baffioni, R. Salerno, Y. Sirois *Electron reconstruction in CMS* 2006

## A Anhang: p-Wert

Bei den angegebenen Verteilungen, z. B. in Abbildung 14 wurde der p-Wert immer in Einheiten der Standardabweichung angegeben. Das bedeutet, dass der p-Wert in Form von A ausgedrückt wird. A ist der einseitige (manchmal auch zweiseitige) Ausläufer der Normalverteilung in Einheiten der Standardabweichung und wird folgendermaßen definiert:

$$\begin{aligned}\tilde{p} &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_A^\infty dx \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \\ &= 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^A dx \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \\ &= 1 - \Phi(A) \\ &= 1 - \frac{1 + \operatorname{erf} A/\sqrt{2}}{2} \\ \Leftrightarrow A &= \sqrt{2} \operatorname{erf}^{-1}(1 - 2p)\end{aligned}$$

Die einseitigen Ausläufer können dann anhand von A bestimmt werden.  $\Phi$  ist die Verteilungsfunktion der Normalverteilung und  $\operatorname{erf}(x)$  ist die Fehlerfunktion [20].