

Suche nach einem neuen schweren Eichboson W' im myonischen Zerfallskanal mit 2012er CMS Daten

von

Tim Poljansek

Bachelorarbeit in Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der RWTH Aachen

im September 2012

angefertigt im

III. Physikalischen Institut A

bei

Prof. Dr. Thomas Hebbeker

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Aachen, den 6. September 2012

Übersicht

In dieser Arbeit wird nach einem neuen schweren Eichboson W' in 3.7 fb^{-1} der 2012er Daten des CMS-Detektors im myonischen Zerfallskanal gesucht. Dazu werden Standardmodelluntergründe wie z.B. das W -Boson berücksichtigt. Um das Signal vom Untergrund zu trennen, werden verschiedene Selektionsschritte angewendet. Die Selektion auf die Anzahl der getroffenen Schichten im Spurdetektor wird dabei genauer betrachtet. Zudem werden bisher verwendete Funktionen zur Beschreibung des Untergrundes untersucht und es werden neue Funktionen gesucht und näher betrachtet. Mit dem Bayes'schen Ansatz wird schließlich ein Massenlimit für die Existenz des W' -Bosons bestimmt.

Abstract

In this thesis a new heavy gauge boson W' is searched in the muonic decay channel with 3.7 fb^{-1} of the 2012 CMS data. In order to do that standard model backgrounds such as the W boson are considered.

To separate the signal from the background different selection steps are applied. The selection of the number of hit tracker layers is considered more accurately.

Furthermore the functions used so far to describe the background are examined and new functions are sought and considered in more detail.

Finally a mass limit for the existence of a W' boson is determined with the Bayesian approach.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Theoretische Grundlagen	1
1.1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	1
1.1.2. Das schwere Eichboson W'	2
1.2. Der CMS-Detektor am LHC	4
1.2.1. Der Large Hadron Collider	4
1.2.2. Der CMS-Detektor	4
1.2.3. Spurdetektor	5
1.2.4. Myon-Detektor	6
2. Verwendete Datensätze	9
2.1. Signal	9
2.2. Daten	9
2.3. Untergrund	10
3. Analyse	15
3.1. Selektionschritte zur Myonidentifizierung	15
3.2. Kinematische Selektion	18
3.3. Untersuchung der Selektion “Anzahl der getroffenen Trackerschichten“	21
3.4. Signaleffizienz	28
4. Fit	31
4.1. Untersuchung der bisher verwendeten Funktionen	31
4.2. Untersuchung neuer Funktionen	37
5. Systematische Unsicherheiten	43
6. Limit	45
6.1. Bayes'scher Ansatz zur Bestimmung des Limits	45
6.2. W' -Limit bei $3,7 \text{ fb}^{-1}$ der 2012er Daten	46
6.3. Limit für verschiedene Funktionen	48
7. Fazit	49
A. Anhang	III

1. Einleitung

1.1. Theoretische Grundlagen

1.1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Nach dem Standardmodell (SM) der Teilchenphysik [1] besteht alle Materie im Universum aus Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$. Die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen geschieht über den Austausch von Eichbosonen, deren Spin 1 beträgt. Die charakteristischen Merkmale der Teilchen sind Masse m , elektrische Ladung Q , Spin I , Isospin T , Lebensdauer τ , Leptonzahl sowie die Farbladung.

Die Fermionen lassen sich in zwei Klassen aufteilen: Zum einen in die Leptonen und zum anderen in die Quarks. Zu den Leptonen gehören Elektronen, Myonen, Tau-Leptonen sowie die jeweils zugehörigen Neutrinos. Die Leptonen lassen sich somit in drei Familien unterteilen (siehe Tabelle 1.1), der jeweils eine Leptonzahl zugeordnet werden kann. In allen bisher beobachteten Prozessen ist die Leptonzahl eine Erhaltungsgröße.

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

Tabelle 1.1.: Einteilung der Fermionen in Klassen.

Zu jedem Fermion gibt es noch ein dazugehöriges Antiteilchen, das sich von dem Teilchen durch eine entgegengesetzte Ladung unterscheidet. Die Teilchen der unterschiedlichen Familien unterscheiden sich nur durch ihre Masse, die von Familie zu Familie zunimmt. Auch die Quarks lassen sich in drei Familien unterteilen (siehe Tabelle 1.1). Im Gegensatz zu den Leptonen besitzen die Quarks zusätzlich noch eine Farbladung, die für die starke Wechselwirkung verantwortlich ist. Insgesamt gibt es sechs Quarks: up (u), down (d), charme (c), strange (s), top (t) und bottom (b). Aufgrund der Form des Potentials der starken Wechselwirkung können allerdings keine freien Quarks beobachtet werden. Entweder treten Quark-Antiquark-Paare (Mesonen) oder eine Kombination aus drei Quarks oder Antiquarks auf (Baryonen). Mesonen und Baryonen werden unter dem Begriff Hadronen zusammengefasst.

Im Standardmodell existieren drei Wechselwirkungen (WW) (siehe Tabelle 1.2):

- Die **starke WW** wird durch Gluonen vermittelt, die an die Farbladung koppeln, und betrifft daher nur Quarks. Gluonen tragen keine elektrische Ladung und sind masselos, allerdings tragen sie Farbladung und können deshalb untereinander wechselwirken. Es gibt insgesamt 6 Farbladungen: rot (r), grün (g) und blau (b) sowie antirot (\bar{r}), antigrün (\bar{g}) und antiblau (\bar{b}). Die starke WW sorgt dafür, dass Quarks nicht frei beobachtbar sind, sondern nur in Mesonen und Baryonen, da die Anziehung zwischen zwei Quarks mit steigendem Abstand stärker wird. Hadronen sind immer farbneutral, z.B. $r\bar{r}$ oder rgb . Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) mit der Eichsymmetrie $SU(3)$ beschrieben.
- Die **schwache WW** wird durch die W^\pm - und Z^0 -Bosonen vermittelt, die an die schwache Ladung und damit an alle Fermionen koppeln. Das Z^0 -Boson ist elektrisch ungeladen und hat eine Masse von 91,2 GeV. Das W^\pm -Boson hat eine Masse von 80,4 GeV, eine elektrische Ladung von $\pm e$ und ändert bei der Kopplung an ein Fermion dessen Flavour, so wird z.B. aus einem u - ein d -Quark und aus einem e ein ν_e . Zudem koppelt das W-Boson nur an linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen und ist damit maximal paritätsverletzend.
- Die **elektromagnetische WW** wird durch das masselose und elektrisch ungeladene Photon vermittelt, das an alle geladenen Fermionen koppelt. Die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung können zur elektroschwachen Wechselwirkung mit der Eichsymmetrie $SU(1) \times U(1)$ zusammengefasst werden.

Obwohl das Standardmodell eine sehr oft bestätigte Theorie ist, so ist sie noch nicht vollständig. So wird die Existenz der drei Familien nicht geklärt. Auch der Ursprung der Masse wird nicht erklärt. Aus diesem Grund wurde der Higgs-Mechanismus eingeführt, der die Massen erklären soll. Das Wechselwirkungsteilchen des Higgs-Feldes ist das Higgs-Boson.

Wechselwirkung (WW)	vermittelt durch	Ladung	wirkt zwischen
starke WW	8 Gluonen	Farbladung	Quarks
schwache WW	W^\pm und Z^0	schwache Ladung	Quarks, Leptonen
elektromagn. WW	Photon	elektr. Ladung	Quarks, Leptonen (ohne Neutrinos)

Tabelle 1.2.: Übersicht über die im SM beschriebenen Wechselwirkungen.

1.1.2. Das schwere Eichboson W'

Auch wenn das Standardmodell der Teilchenphysik bisher schon oft bestätigt wurde, sind noch nicht alle Fragen geklärt. Aus diesem Grund gibt es ergänzende Theorien zum Standardmodell wie zum Beispiel die Supersymmetrie. Einige dieser Theorien sagen die Existenz neuer schwerer Eichbosonen voraus.

Das *Reference Model* [2], das Ende der achtziger Jahre entwickelt wurde, beschreibt neue Eichbosonen mit höheren Massen. Dazu gehört auch das W' -Boson, das sich im Wesentlichen wie ein W -Boson verhält.

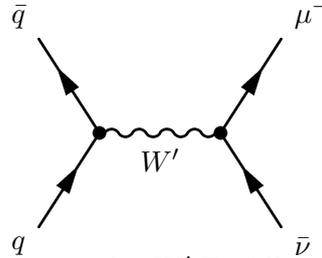


Abbildung 1.1.: Feynman-Diagramm des W' -Zerfalls in ein Myon und ein Neutrino.

Das W' -Boson kann wie das normale W -Boson in eines der drei Leptonen plus passendes Antineutrino und in Quarkpaare (ud und sc) zerfallen. In Abbildung 1.1 ist der myonische Zerfallskanal zu sehen, der in dieser Arbeit untersucht wird. Auf Grund seiner hohen Masse kann das W' -Boson auch in ein top- und ein bottom-Quark zerfallen, was dem W -Boson aus Energieerhaltungsgründen nicht möglich ist, da das top-Quark schwerer als das W -Boson ist.

Auch der Zerfall in ein W - und ein Z -Boson ist möglich, wird hier aber als unterdrückt angenommen. Mit Hilfe des des *Reference Model*, das die Wirkungsquerschnitte sowie die Verzweungsverhältnisse des W' -Zerfalls vorhersagt, kann der Zerfall simuliert werden. Die Zerfallsbreite für jeden der drei leptonischen Zerfallskanäle beträgt $\sim 8\%$ und für jeden der $q\bar{q}$ -Zerfallskanäle $\sim 25\%$. Die Zerfallsbreite setzt sich aus diesen Zerfallskanälen zusammen.

Mit den 2011er LHC-Daten bei $\sqrt{s} = 7$ TeV konnte das W' -Boson bis zu einer Masse von 2,5 TeV ausgeschlossen werden [3].

1.2. Der CMS-Detektor am LHC

1.2.1. Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) [4] ist ein Speicherring am CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) bei Genf in der Schweiz. Mit einem Umfang von 26,7 km ist er der bisher größte Teilchenbeschleuniger der Welt. Der LHC ist ein Proton-Proton-Collider, der für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV und einer Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ konzipiert wurde. Um den Protonstrahl auf einer Kreisbahn zu halten werden supraleitende Magnete verwendet, die ein Dipolfeld von 8,3 T erzeugen.

Der LHC ist der Nachfolger des Large-Electron-Positron-Colliders (LEP) und wurde in dem schon vorhandenen, etwa hundert Meter unter der Erde liegenden Tunnel des LEP gebaut. Er startete am 10. September 2008, musste aber schon wenige Tage später aufgrund technischer Probleme eine Pause einlegen [5]. Die Ursache der Probleme war eine fehlerhafte elektrische Verbindung zweier Magnete, die einen Austritt von Helium aus dem Kühlsystem zur Folge hatte. Die ersten Teilchenkollisionen fanden am 23. November 2009 statt.

Die aktuelle Schwerpunktsenergie beträgt noch nicht $\sqrt{s} = 14$ TeV, stattdessen wird sie seit dem Start des LHC langsam erhöht. So lief der LHC 2011 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV, dieses Jahr (2012) erreicht er eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV.

Zur Detektion von Teilchenkollisionen existieren vier große Experimente am LHC: CMS (Compact Muon Solenoid), ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus), ALICE (A Large Ion Collider Experiment) und LHCb (Large hadron Collider Beauty). Sie dienen zur Suche nach neuer Physik bei bisher noch nicht erreichten Energien.

So ist ein wichtiges Ziel des LHC, das Higgs-Boson zu finden. Am 04.07.12 wurde in einem Seminar am CERN die Beobachtung [6] eines Teilchens mit der Masse um 125 GeV bekanntgegeben, das vermutlich das Higgs-Boson ist. Um sicher zu gehen, dass es sich um das SM-Higgs handelt, müssen allerdings noch mehr Daten analysiert werden um die Eigenschaften wie Spin und Parität des Teilchens zu bestimmen.

1.2.2. Der CMS-Detektor

Der CMS-Detektor [7] ist einer der zwei Vielzweck-Teilchendetektoren am LHC. CMS steht dabei für *Compact Muon Solenoid*, zu Deutsch *Kompakter Myonsolenoid*. Kompakt ist dabei in Relation zu vergleichbaren Detektoren zu sehen. So ist der CMS mit einer Länge von 26,7 m und einem Durchmesser von 15 m deutlich kleiner als ATLAS. Mit einem Gewicht von 12500 Tonnen ist er aber der schwerste bisher gebaute Detektor an einem Beschleunigerexperiment.

Ein wichtiger Bestandteil von CMS ist der Solenoid, eine supraleitende Magnetspule, die ein Magnetfeld von bis zu 3,8 T erzeugt, das parallel zum Teilchenstrahl des LHC ausgerichtet ist. Dabei ist das Magnetfeld außerhalb der Spule antiparallel zum Magnetfeld innerhalb des Solenoids. Durch das Magnetfeld werden die Bahnen geladener Teilchen gekrümmt. Aus der Krümmung kann auf den Impuls der Teilchen geschlossen werden. Das

Magnetfeld wird außerhalb der Magnetspule durch ein eisernes Rückführjoch zusammengeführt.

Aufgebaut ist der Detektor zylinderförmig, mit dem Zentralbereich um den Teilchenstrahl und den Endkappen in Vorwärtsrichtung. Der Detektor besteht aus folgenden Komponenten: Im Inneren ist ein Siliziumdetektor, der die Spur geladener Teilchen vermisst. Nach dem Spurdetektor kommt ein elektronisches Kalorimeter (ECAL) um Elektronen und Photonen zu detektieren. Daran schließt sich ein hadronisches Kalorimeter (HCAL) an, das von dem Solenoid begrenzt wird.

Ganz außen ist der Myon-Detektor zum Nachweis von Myonen, auf den später genauer eingegangen wird.

Zuerst noch ein paar Worte zu dem beim CMS-Detektor verwendeten Koordinatensystem. Da der CMS zylinderförmig ist werden auch Zylinderkoordinaten verwendet. Die z-Koordinate ist dabei parallel zur Strahlrichtung orientiert und r dementsprechend senkrecht dazu (siehe Abbildung 1.3). Zusätzlich wird die Pseudorapidität η anstelle des Polarwinkels θ verwendet. η ist wie folgt definiert:

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]$$

wobei $\frac{r}{z} = \tan(\theta)$.

1.2.3. Spurdetektor

Die Aufgabe des Spurdetektor (Tracker) ist es, die Spuren geladener Teilchen zu messen. Er kann keine Teilchen identifizieren, sondern ist zur Bestimmung des transversalen Teilchenimpulses aus der Bahnkrümmung geeignet.

Er besteht in der Nähe des Strahlrohres aus Silizium-Pixeldetektoren, die von Silizium-Streifendetektoren umgeben sind. Der Pixeldetektor besteht im Zentralbereich aus 3 Lagen (*Pixel Barrel*, TPB) parallel zur Strahlrichtung und im Vorwärtsbereich aus zwei Lagen (*Pixel Endcaps*, TPE) senkrecht zur Strahlrichtung. Der Streifendetektor lässt sich in vier Subdetektoren unterteilen: Im Zentralbereich sind *Tracker Inner Barrel* (TIB) bestehend aus vier Lagen sowie *Tracker Outer Barrel* (TOB) bestehend aus sechs Lagen, jeweils parallel zur Strahlrichtung. Im Vorwärtsbereich sind *Tracker Inner Disks* (TID), bestehend aus drei Lagen sowie *Tracker Endcaps* (TEC) bestehend aus neun Lagen, jeweils senkrecht zur Strahlrichtung.

Durch die Pseudorapidität kann der Spurdetektor unter Berücksichtigung seines Aufbaus in folgende Bereiche eingeteilt werden (siehe Abbildung 1.2):

- $\eta < 0.8$: Zentralbereich des Detektors, in dem Teilchen gut rekonstruiert werden können.
- $0.8 < \eta < 1.2$: Übergang von Zentralbereich zu Endkappen. Die Rekonstruktion wird durch den Aufbau des Detektors erschwert.
- $1.2 < \eta < 2.5$: Endkappe des Detektors. Die Teilchen können gut rekonstruiert werden.

- $2.5 < \eta$: Strahlrohr. Teilchen können nicht mehr rekonstruiert werden.

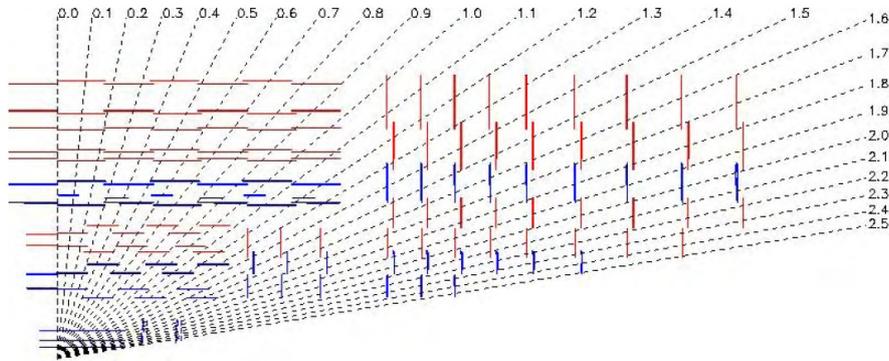


Abbildung 1.2.: Darstellung des Trackers [7] mit η -Werten. Erkennbar sind der Zentralbereich, der Übergangsbereich und der Vorwärtsbereich.

1.2.4. Myon-Detektor

Wie der Name schon andeutet, ist es eine wichtige Aufgabe des CMS, Myonen zu identifizieren, zu detektieren und ihre Spur zu rekonstruieren. Da Myonen die einzigen Teilchen sind, die ohne größeren Energieverlust durch die Kalorimeter und den Magneten fliegen, sind die Myon-Kammern zur Detektion von Myonen ganz außen in das Rückführjoch der Magnetspule eingebaut. Es gibt vier Stationen von Myon-Kammern, die im Zentralbereich (MB1, MB2, MB3 und MB4 in Abbildung 1.3, MB steht für muon barrel) aus Driftzellen und Widerstandsplattenkammern und in den Endkappen (ME1, ME2, ME3 und ME4 in Abbildung 1.3, ME steht für muon endcap) aus Kathodenstreifenkammern und Widerstandsplattenkammern bestehen.

Driftzellen

Driftzellen (engl. Drift Tube, DT) sind empfindlich gegenüber starken inhomogenen Magnetfeldern und kommen daher nur im Zentralbereich zum Einsatz. Jede Driftzelle ist 4 cm breit, 1 cm hoch und mit einem Gasmisch (ArCO₂) gefüllt, beinhaltet einen positiv geladenen Draht und wird im Proportionalbereich betrieben. Durchquert ein geladenes Teilchen eine Driftzelle ionisiert es das Gas. Die frei gewordenen Elektronen driften zu dem Draht wodurch ein elektrisches Signal erzeugt wird. Indem die Driftzeit der Elektronen gemessen wird, kann auf den Ort des Teilchens geschlossen werden (siehe Abbildung 1.4a). Eine Driftkammer besteht aus 12 Aluminiumplatten die in drei Gruppen bestehend aus jeweils vier Platten angeordnet sind. Jede Gruppe besteht aus bis zu 60 Driftzellen, die den Ort der Myonen bestimmen sollen. Die mittlere Gruppe bestimmt die Koordinate parallel zum Teilchenstrahl, die beiden äußeren Gruppen bestimmen die Koordinate senkrecht zum Teilchenstrahl.

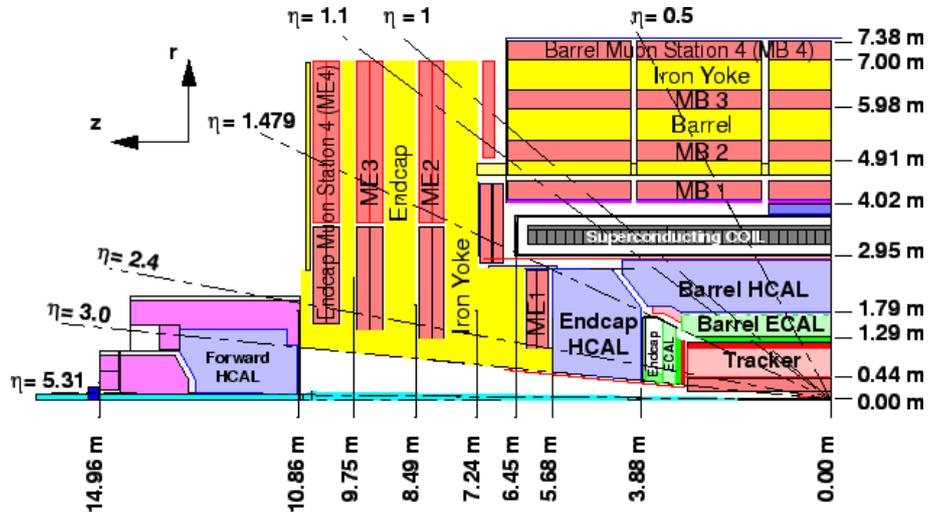


Abbildung 1.3.: CMS Detektor. Zeigt alle Subsysteme, insbesondere die Myon-Stationen [8].

Kathodenstreifenkammern

Kathodenstreifenkammern (engl. Cathode Strip Chamber, CSC) sind weniger empfindlich gegenüber einem inhomogenen Magnetfeld, da die Driftstrecken kürzer sind und werden daher in den Endkappen eingesetzt. Sie bestehen aus einem Gasvolumen, das von positiv geladenen, parallelen Drähten durchzogen ist. Senkrecht zu diesen Drähten sind negativ geladene Kathodenstreifen aus Kupfer angebracht (siehe 1.4b). Fliegt ein geladenes Teilchen durch eine Kammer, erzeugt es Elektron-Ion-Paare. Die Elektronen werden beschleunigt und erzeugen bei ihrem Flug zum nächstgelegenen Anodendraht Sekundärelektronen (Gasverstärkung). Die Ionen hingegen fliegen zu den Kathodenstreifen. Dadurch kann eine zweidimensionale Position des Teilchens bestimmt werden. Eine Kathodenstreifenkammer besteht aus sechs Lagen.

Widerstandsplattenkammern

Widerstandsplattenkammern (engl. Resistive Plate Chambers, RPC) sind schnell auslösende Gasdetektoren die zusätzlich zu DTs bzw. CSCs im gesamten Detektor eingesetzt werden. Sie bestehen aus zwei parallelen Platten aus Plastik mit einem hohen Widerstand, die ein Gasvolumen begrenzen (siehe Abbildung 1.4c). Dabei ist die eine Platte positiv (Anode) und die andere negativ geladen (Kathode). Durchfliegt ein geladenes Teilchen das Gasvolumen schlägt es Elektronen aus den Atomen. Diese Elektronen werden im elektrischen Feld stark beschleunigt und erzeugen eine Lawine von Elektronen, die ein elektrisches Signal erzeugt. Der Vorteil der Widerstandsplattenkammern ist ihre gute Zeitauflösung ($\tau \pm 4$ ns), wodurch sie als Trigger verwendet werden können.

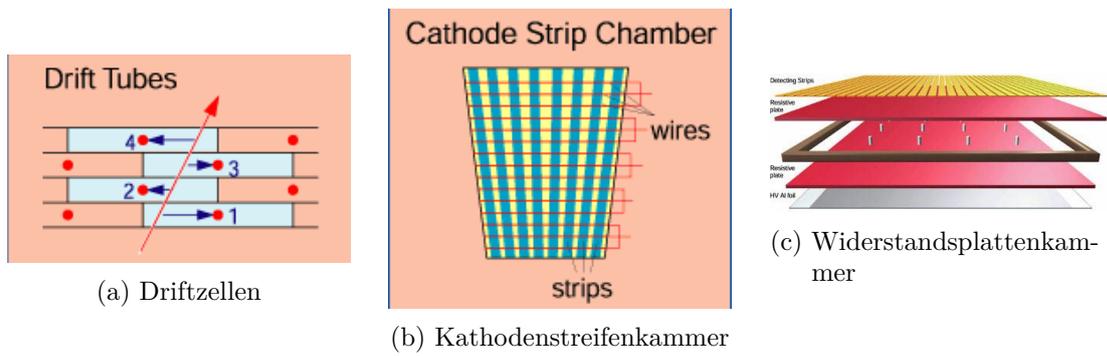


Abbildung 1.4.: Darstellungen von DT [8], CSC [7] und RPC [9].

2. Verwendete Datensätze

In diesem Kapitel wird auf die in der Analyse verwendeten Datensätze für das Signal, den Untergrund sowie die Daten eingegangen. Zur Analyse wurde die CMS Software CMSSW 5.2.0 sowie die am CERN entwickelte Analysesoftware Root [16] verwendet.

2.1. Signal

In dieser Arbeit wird der Zerfall des W' in ein Myon und ein Neutrino untersucht. Im Detektor misst man bei diesem Zerfall ein hochenergetisches Myon mit Transversalimpuls p_T sowie fehlende Transversalenergie E_T^{miss} , da das Neutrino nicht detektiert werden kann. Dabei haben das Myon und das Neutrino einen entgegengesetzten, ungefähr gleich großen Transversalimpuls. Aus diesen beiden Größen und dem Winkel $\Delta\phi_{\mu,\nu}$ zwischen p_T und E_T^{miss} wird die transversale Masse M_T rekonstruiert:

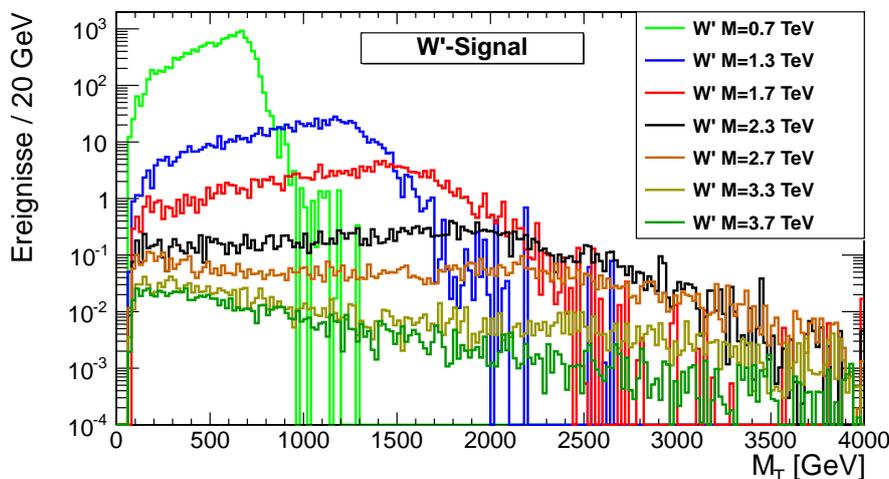
$$M_T = \sqrt{2 \cdot p_T \cdot E_T^{miss} \cdot (1 - \cos(\Delta\phi_{\mu,\nu}))}$$

In Abbildung 2.1 ist die M_T -Verteilung von Signalen verschiedener Masse dargestellt. Für kleinere Massen ist deutlich ein Peak bei der Masse des jeweiligen W' -Bosons zu erkennen. Dies ist der sogenannte Jacobian-Peak. Man kann erkennen, dass der Jacobian-Peak des Signalspektrums für höhere Massen immer mehr verschmiert. Dies liegt unter anderem daran, dass der Detektor die Energie der Myonen für sehr hohe Energien immer ungenauer messen kann sowie daran, dass W' -Bosonen auch “off-shell“ entstehen können.

Alle Signale wurden in LO generiert mit PYTHIA 6.4.26 [10]. Um den Wirkungsquerschnitt der Signale in NNLO zu berechnen werden sie mit einem k-Faktor [11] multipliziert. LO steht dabei für leading order und bedeutet, dass der Wirkungsquerschnitt ohne Korrekturen höherer Ordnung berechnet wird. NNLO steht für next-to-next-to leading order, dementsprechend werden Korrekturen der beiden nächsten höheren Ordnungen berücksichtigt. Die Wirkungsquerschnitte der zur Verfügung stehenden Signale sind in Tabelle 2.1 zu sehen.

2.2. Daten

Für diese Arbeit werden Daten des CMS-Detektors verwendet, die bei einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV erzeugt wurden. Allerdings erzeugt der LHC sehr viele Kollisionen, die zu einem großen Anteil ($\sim 99.999\%$) “uninteressant“ sind. Aus diesem Grund müssen aus allen Ereignissen die Kollisionen ausgesucht werden, die für die Analyse interessant sind. Dies geschieht im CMS Detektor zweistufig. Zum einen durch Level-1 Trigger,

Abbildung 2.1.: M_T -Spektrum verschiedener W' -Massen.

die direkt in die Hardware eingebaut sind und zum anderen durch High Level Trigger (HLT), einer Software die die bereits rekonstruierten Ereignisse nach den entstandenen Zerfallsprodukten klassifiziert.

Für diese Analyse wird der Trigger HLT_Mu40_eta2p1 verwendet. Mu40 fordert ein Ereignis mit mindestens einem Myon mit Transversalimpuls $p_T > 40$ GeV und eta2p1 steht dafür, das η des Myons kleiner 2.1 sein muss. Fabian Schneider hat die Datenvorauswahl (Skimmen) für mich übernommen und mir die Daten in flachen Root-Trees zur Verfügung gestellt.

Die in dieser Analyse verwendeten Datensätze sind in Tabelle 2.2 zu sehen.

2.3. Untergrund

Bei der Suche nach dem W' müssen auch Untergründe beachtet werden, die eine ähnliche Signatur im Detektor erzeugen. Folgende Untergründe kommen dabei in Frage:

- $W \rightarrow \mu\nu$: Der myonische Zerfall des W-Boson stellt den größten Untergrund bei der Suche nach dem W' dar. Zwar hat das W eine deutlich kleinere Masse und wird dabei vorwiegend bei niedrigeren Energien erzeugt, kann aber auch “off-shell“ bei höheren Massen erzeugt werden. Diese Ereignisse sind dann nicht von W' -Ereignissen mit gleicher Kinematik zu unterscheiden.
- $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau\nu_\tau$: Dieser Prozess erzeugt eine ähnliche Signatur wie das Signal, wenn das Tau in ein Myon zerfällt, das dann im Detektor beobachtet wird. Die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall eines τ in ein Myon und Neutrino beträgt 17%.
- $Z \rightarrow \mu\mu$: Dieser Prozess ist eine weitere Quelle von Ereignissen mit Myonen und fehlender transversaler Energie. Die Rate ist niedrig und kann durch kinematische

Schnitte noch weiter reduziert werden.

- **Diboson (WW, WZ; ZZ):** Bei diesen Prozessen besteht die Möglichkeit, dass ein Boson in ein Myon zerfällt und aufgrund von Neutrinos oder nicht nachgewiesenen Teilchen ein fehlender Transversalimpuls auftritt.
- **QCD:** Prozesse der starken Wechselwirkung stellen einen großen Untergrund am LHC dar. Bei einem solchen Prozess kann es auch vorkommen, dass ein Myon sowie ein fehlender Transversalimpuls gemessen werden. Allerdings besitzen die erzeugten Myonen meist eine niedrige Energie.
- **tt-Paare, Single top:** Auch bei tt- bzw. t-Prozessen können hochenergetische Myonen sowie fehlender Transversalimpuls erzeugt werden.

In Tabelle 2.3 sind die verwendeten Untergründe zu sehen. Erzeugt wurden die Untergrund-Datensätze mit Ausnahme der top-Quark-Ereignisse mit dem Eventgenerator PYTHIA erzeugt. Für die Erzeugung der top-Quark-Ereignisse wurde Madgraph [12] verwendet.

Um die Untergründe mit den Daten vergleichen zu können, muss die generierte Anzahl von Untergrundereignissen $N_{generiert}$ an die integrierte Luminosität $\int Ldt$ der Daten unter Berücksichtigung des jeweiligen Wirkungsquerschnittes σ des Untergrundes angepasst werden. Die erwartete Anzahl von Untergrundereignissen $N_{erwartet}$ werden wie folgt berechnet:

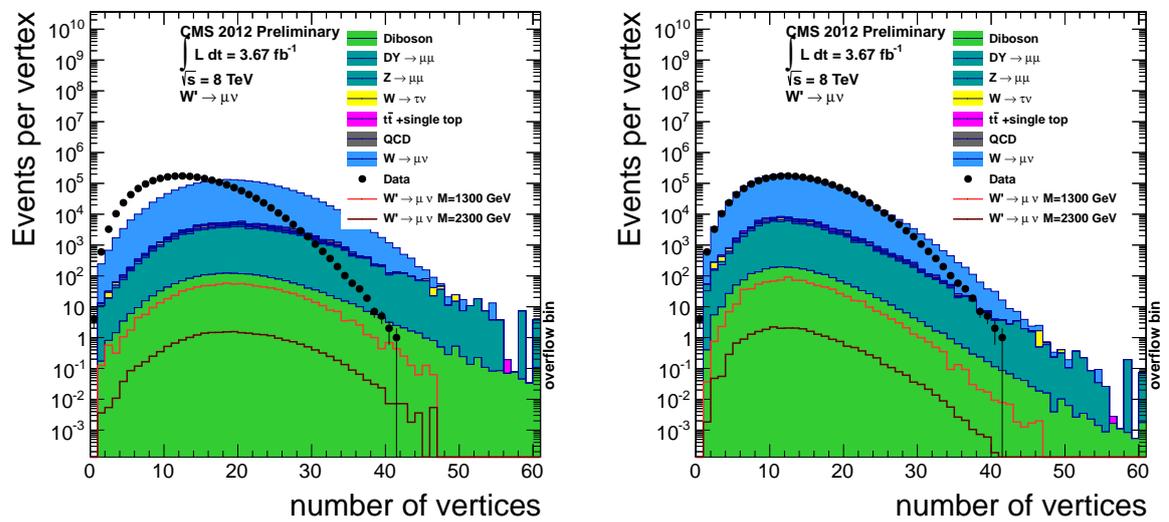
$$N_{erwartet} = \frac{\sigma \cdot \int Ldt}{N_{generiert}}$$

Mit diesem Faktor werden die Histogramme des Untergrundes skaliert, um eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und dem Untergrund zu erreichen.

Pile-Up

Pile-Up beschreibt das Phänomen, wenn mehr als zwei Protonen der kollidierenden Teilchenpakete interagieren. Dies führt zu mehr als einem primären Vertex pro Ereignis und muss beachtet werden, wenn man die simulierten Untergründe mit den gemessenen Daten vergleicht, da die Verteilung der Anzahl von Pile-Up-Interaktionen pro Ereignis der generierten Untergründe eine andere Form als die Verteilung der Daten hat. Die Untergrund-Ereignisse daher müssen abhängig von der Anzahl der simulierten Pile-Up-Vertizes und unter Berücksichtigung der Verteilung der Anzahl der von Pile-Up-Interaktionen der Daten neu gewichtet werden, damit die Untergründe zu den Daten passen [13].

Die Notwendigkeit der Neugewichtung ist deutlich in Abbildung 2.2a zu erkennen, in der die Vertex-Verteilung der Daten und der Untergründe vor der Neugewichtung zu sehen ist. In Abbildung 2.2b sieht man die Vertex-Verteilung nach der Neugewichtung. Die Daten und die Untergründe stimmen nun deutlich besser überein.



(a) Ohne Berücksichtigung von Pile-Up.

(b) Unter Berücksichtigung von Pile-Up.

Abbildung 2.2.: Vertex-Verteilung nach allen Selektionsschritten ohne (links) und mit (rechts) Berücksichtigung von Pile-Up.

Masse des W'	LO σ [pb]	k-Faktor	NNLO σ [pb]
300 GeV	113,5	1,35	153,2
500 GeV	16,5	1,36	22,5
700 GeV	4,28	1,35	5,78
900 GeV	1,47	1,35	1,98
1100 GeV	0,588	1,33	0,783
1300 GeV	0,259	1,32	0,341
1500 GeV	0,119	1,29	0,154
1700 GeV	0,0578	1,26	0,0727
1900 GeV	0,0296	1,23	0,0364
2000 GeV	0,0212	1,21	0,0258
2200 GeV	0,0113	1,19	0,0135
2300 GeV	0,00839	1,17	0,00983
2400 GeV	0,00622	1,16	0,00724
2500 GeV	0,00473	1,14	0,00539
2600 GeV	0,00357	1,15	0,00412
2700 GeV	0,00269	1,15	0,00310
2800 GeV	0,00210	1,14	0,00241
2900 GeV	0,00165	1,15	0,00190
3000 GeV	0,00132	1,15	0,00152
3100 GeV	0,00106	1,18	0,00124
3200 GeV	0,000869	1,19	0,00103
3300 GeV	0,000707	1,21	0,00085
3400 GeV	0,000597	1,22	0,00073
3500 GeV	0,000507	1,24	0,00063
3700 GeV	0,000369	1,28	0,00047
4000 GeV	0,000251	1,33	0,00033

Tabelle 2.1.: LO σ , k-Faktor und NNLO σ aller Signale. Für jedes Signal wurden 20008 Ereignisse generiert.

Datensatz	Trigger	Run Range	$\int L dt$ [pb^{-1}]
/SingleMu/Run2012A-23May2012-v2/AOD	HLT_Mu40_eta2p1	190645-193621	95
/SingleMu/Run2012A-PromptReco-v1/AOD	HLT_Mu40_eta2p1	190645-193621	709
/SingleMu/Run2012B-PromptReco-v1/AOD	HLT_Mu40_eta2p1	193998-194076	2868

Tabelle 2.2.: Übersicht über die verwendeten Datensätze.

Untergrund	Kinematische Schnitte	$N_{generiert}$	NNLO σ [pb]
$W \rightarrow \mu\nu$	$p_T < 100$ GeV	4597464	12085
$W \rightarrow \mu\nu$	$100 \text{ GeV} < p_T < 500$ GeV	1000206	1,93
$W \rightarrow \mu\nu$	$p_T > 500$ GeV	1000366	0,00202
$W \rightarrow \tau\nu$	$p_T < 100$ GeV	4651129	12085
$W \rightarrow \tau\nu$	$100 \text{ GeV} < p_T < 500$ GeV	1000206	1,93
$W \rightarrow \tau\nu$	$p_T > 500$ GeV	999578	0,00202
$Z \rightarrow \mu\mu$	$20 \text{ GeV} < m_Z < 120$ GeV	1963296	1915
$Z \rightarrow \mu\mu$	$120 \text{ GeV} < m_Z < 200$ GeV	49454	11,9
$Z \rightarrow \mu\mu$	$200 \text{ GeV} < m_Z < 500$ GeV	50400	1,49
$Z \rightarrow \mu\mu$	$500 \text{ GeV} < m_Z < 800$ GeV	50560	0,0451
$Z \rightarrow \mu\mu$	$800 \text{ GeV} < m_Z < 1300$ GeV	50400	0,00572
$Z \rightarrow \mu\mu$	$1300 \text{ GeV} < m_Z < 1600$ GeV	50560	0,000450
$Z \rightarrow \mu\mu$	$m_Z > 1600$ GeV	50112	0,000118
WW	$p_T < 500$ GeV	9980431	57,1
WW	$p_T > 500$ GeV	1000142	0,00889
WZ	$p_T < 500$ GeV	9880283	32,3
WZ	$p_T > 500$ GeV	1000035	0,00435
ZZ	$p_T < 500$ GeV	9779908	8,26
ZZ	$p_T > 500$ GeV	1000000	0,00170
QCD	-	7529312	134700
tt-Paar + Jets	-	6696135	225
Single top, t-channel	-	23777	55,5
Single top, s-channel	-	259961	3,89
Single anti-top, t-channel	-	1935072	30,7
Single anti-top, s-channel	-	139974	1,76
Single top, tW-channel	-	497658	11,2
Single anti-top, tW-channel	-	473460	11,2

Tabelle 2.3.: Verwendete Untergründe mit der Anzahl der generierten Ereignisse und dem NNLO-Wirkungsquerschnitt.

3. Analyse

Die in dieser Analyse relevante Variable ist die transversale Masse M_T , die sich aus dem transversalen Impuls p_T des Myon, der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} sowie dem Winkel $\Delta\phi_{\mu,\nu}$ zwischen p_T und E_T^{miss} folgendermaßen berechnen lässt:

$$M_T = \sqrt{2 \cdot p_T \cdot E_T^{miss} \cdot (1 - \cos(\Delta\phi_{\mu,\nu}))}$$

Die beim CMS aufgenommenen Daten beinhalten viele Untergründe, die das gesuchte Signal überlagern. Die wichtigen Untergründe wurden im vorherigen Kapitel erläutert. Um eine Aussage über die Existenz des W' -Bosons treffen zu können oder es in einem Massenbereich ausschließen zu können, muss man die Daten nach bestimmten Kriterien selektieren. Dazu bieten sich verschiedene Variablen an, z.B. das Verhältnis zwischen E_T^{miss} und p_T oder der Winkel zwischen diesen beiden Größen.

Zu sehen ist die Notwendigkeit der Selektionsschritte in Abbildung 3.1 anhand der p_T -Verteilung des höchstenergetischsten Myons jedes Ereignisses: Während das Signal vor allen Selektionen (Abbildung 3.1a) von den Untergründen überdeckt ist, ist übersteigt es die Untergründe nach allen Selektionen (Abbildung 3.1b) deutlich.

In diesem Kapitel wird auf die verschiedenen Selektionsschritte eingegangen. Zudem wird der der Selektionsschritt auf die Anzahl der getroffenen Trackerschichten näher untersucht.

3.1. Selektionsschritte zur Myonidentifizierung

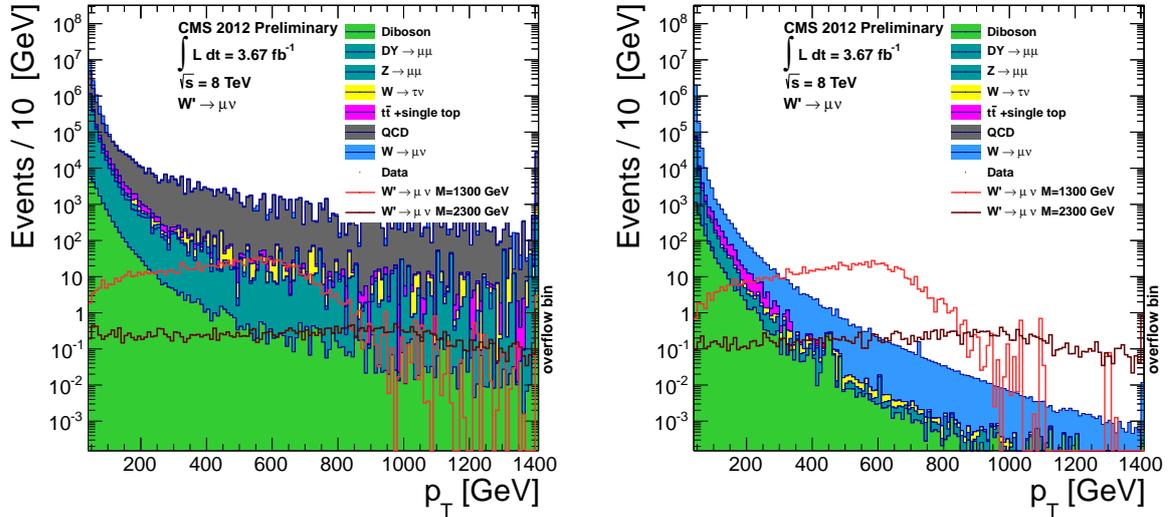
Das Ziel der Vorselektion ist es, gut rekonstruierte Myonen auszusuchen und schlecht rekonstruierte Myonen herauszufiltern. Damit ein Myon akzeptiert wird, muss es folgende Bedingungen erfüllen:

Selektionsschritt 1: Trigger-Selektion

Um für diese Analyse als gutes Myon zu gelten, muss das Myon den Trigger HLT_Mu40 ausgelöst haben.

Selektionsschritt 2: $p_T > 40$ GeV

Da nur hochenergetische Myonen von Interesse sind, muss der transversale Impuls des Myons größer als 40 GeV sein.



(a) p_T -Verteilung vor allen Selektionsschritten. (b) p_T -Verteilung nach allen Selektionsschritten.

Abbildung 3.1.: Vergleich der p_T -Verteilung des führenden Myons vor (links) und nach allen Selektionsschritten (rechts). Die Untergründe sind gestapelt dargestellt, die Signale ungestapelt.

Selektionsschritt 3: $\eta < 2,1$

Die Pseudorapidität η des Myons muss kleiner als 2,1 sein, da nur in diesem Bereich ein aktiver Trigger und eine gute Rekonstruktion des Myons gewährleistet werden kann.

Selektionsschritt 4: Global- und Trackermuon

Ein weiter Selektionsschritt berücksichtigt nur Myonen, die vom CMS-Detektor (siehe Kapitel 1.2.2) als Global- und Trackermuon klassifiziert wurden. Im Myonsystem werden Teilchen als Myonen identifiziert und ihre Spur gemessen. Im Spurdetektor (Tracker) können nur die Spuren der Teilchen gemessen werden. Die beiden Begriffe Global- und Trackermuon bedeuten folgendes[14]:

Globalmuon: Zur Bestimmung der Globalmuonen werden die Spuren der detektierten Myonen im Myonsystem genommen und dazu passende Spuren im Tracker gesucht. Findet man eine passende Spur wird das Myon als Globalmuon bezeichnet.

Trackermuon: Zur Bestimmung der Trackermuonen werden zuerst alle Spuren im Tracker als potentielle Myonen betrachtet. Zu diesen potentiellen Myonen werden in den Kalorimetern und im Myonensystem passende Spuren gesucht. Werden passende Spuren gefunden, wird das Myon als Trackermuon bezeichnet

Selektionsschritt 5: $\frac{\text{Spurisolation}}{p_T} < 0,1$

In diesem Schritt wird eine Tracker-basierte Isolation angewendet, bei der die Energie der gemessenen Spuren in einem Kegel mit $\Delta R < 0,3$ um die Myonspur aufsummiert wird und dann durch den transversalen Impuls des Myons geteilt wird. Es werden nur Myonen akzeptiert, bei denen dieser Wert kleiner als 0.1 ist:

$$\frac{\left(\sum_{\Delta R < 0,3} p_T \right)}{p_T^\mu} < 0,1$$

Diese Selektion unterdrückt Prozesse, bei denen die Myonen nicht in der harten Wechselwirkung entstehen sondern durch Sekundärprozesse erzeugt werden und noch andere Teilchen um das Myon entstanden sind. Zum Beispiel werden durch diese Selektion Prozesse der QCD stark unterdrückt.

Selektionsschritt 6: Anzahl getroffener Schichten im Tracker > 8

Es müssen mehr als acht Treffer im Spurdetektor (siehe Kapitel 1.2.3) erzeugt worden sein, damit das Myon akzeptiert wird. Diese Selektion stellt sicher, dass die Myonen genug Schichten im Spurdetektor getroffen hat um gut rekonstruiert zu werden. Weiter unten wird diese Selektion noch genauer untersucht.

Selektionsschritt 7: Getroffene Segmente in mindestens 2 Myonstationen

Nur Myonen können das Kalorimeter durchdringen, allerdings können hochenergetische Teilchen, die eigentlich im Kalorimeter gestoppt werden sollten, andere Teilchen aus dem Kalorimetermaterial herausschlagen. Diese Teilchen können im Myonsystem ein Signal auslösen. Zwischen den Myonstationen ist Eisen, das als Absorber dient und die herausgeschlagenen Teilchen absorbiert. Aus diesem Grund werden nur Teilchen akzeptiert die in mindestens 2 Myonstationen Segmente getroffen haben.

Selektionsschritt 8: Mindestens ein Treffer im Myonendetektor

Es muss mindestens ein Treffer im Myonendetektor detektiert worden sein.

Selektionsschritt 9: Mindestens ein Treffer im Pixeldetektor

Es muss mindestens ein Treffer im Pixeldetektor detektiert worden sein, um Myonen aus Zerfällen kurzlebiger Teilchen (z.B. Kaonen) zu unterdrücken.

Selektionsschritt 10: $\Delta R < 0,2$

Für die Myonen muss folgende Bedingung gelten: $\Delta R = \sqrt{(\eta_\mu - \eta_{trigger})^2 + (\Delta\phi(\phi_\mu, \phi_{trigger}))^2} < 0,2$. Diese Bedingung schränkt die Analyse auf solche Myonen ein, bei denen der die Rekonstruktion und die getriggerten Treffer nicht zu weit auseinander liegen.

Selektionsschritt 11: $d_0 < 0,02$ cm

Die Größe d_0 bezeichnet den transversalen Stoßparameter. Um kosmische Myonen zu unterdrücken, werden nur Ereignisse akzeptiert, bei denen d_0 kleiner als 0,2 mm ist.

Selektionsschritt 12: $d_z < 0,5$ cm

Die Größe d_z ist der longitudinale Stoßparameter, die longitudinale Distanz zwischen der Trackerspur und dem primären Vertex. Es wird ein Wert für d_z kleiner als 5 mm gefordert. Damit wird sichergestellt, dass das Myon vom Primärvertex und nicht von einem der Pile-Up-Wechselwirkungen kommt.

3.2. Kinematische Selektion

Nachdem in den vorangegangenen Selektionen auf gut rekonstruierte Myonen selektiert wurde, werden im Folgenden noch weitere Selektionen durchgeführt, die das Signal von den Untergründen trennen sollen.

Selektionsschritt 13: Nur genau ein gut rekonstruiertes Myon

In dieser Analyse wird der Zerfall des W' -Bosons in ein Myon und ein Neutrino untersucht. Aus diesem Grund werden nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen nur genau ein gut rekonstruiertes hochenergetisches Myon aufgetreten ist. Dadurch werden vor allem Drell-Yan-Prozesse unterdrückt, bei dem zwei Myonen erzeugt werden.

Selektionsschritt 14: $0,4 < \frac{p_T}{E_T^{miss}} < 1,5$

Das Myon und das Neutrino erhalten beim Zerfall des W' ungefähr dieselbe Energie. Um Untergründe zu unterdrücken wird auf das Verhältnis zwischen transversalem Impuls des Myons und der fehlenden transversalen Energie geschnitten.

Selektionsschritt 15: $\Delta\phi > 2,5$ rad

Als letzte Selektion wird auf den Winkel ϕ zwischen Myon und Neutrino geschnitten. Da der Zerfall des W' ein Zweikörperzerfall ist, fliegen das Myon und das Neutrino in entgegengesetzter Richtung auseinander. Aus diesem Grund werden nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen der Betrag des Winkels zwischen p_T und E_T^{miss} größer als $0,8 \times \pi$ ist.

Finale Verteilungen

Die M_T -Verteilung nach allen Selektionen ist in Abbildung 3.2c zu sehen, die dazu gehörigen p_T - und E_T^{miss} -Verteilung in Abbildung 3.2a bzw. 3.2b. Zu erkennen ist, dass die Daten und der Untergrund eine gute Übereinstimmung zeigen und keine signifikante Abweichung der Daten vom Untergrund zu beobachten ist, die auf die Existenz eines neuen schweren Eichbosons hinweisen könnte. Auch in der kumulativen M_T -Verteilung, die in Abbildung

3.2d zu sehen ist, ist keine signifikante Abweichung zu erkennen. Man sieht aber eine lokale Diskrepanz zwischen 1000 GeV und 1300 GeV, die allerdings nicht groß genug ist um auf die Existenz eines neuen Teilchens zu schließen. Die Berechnung des Massenlimits für das W' -Boson wird in Kapitel 6 durchgeführt.

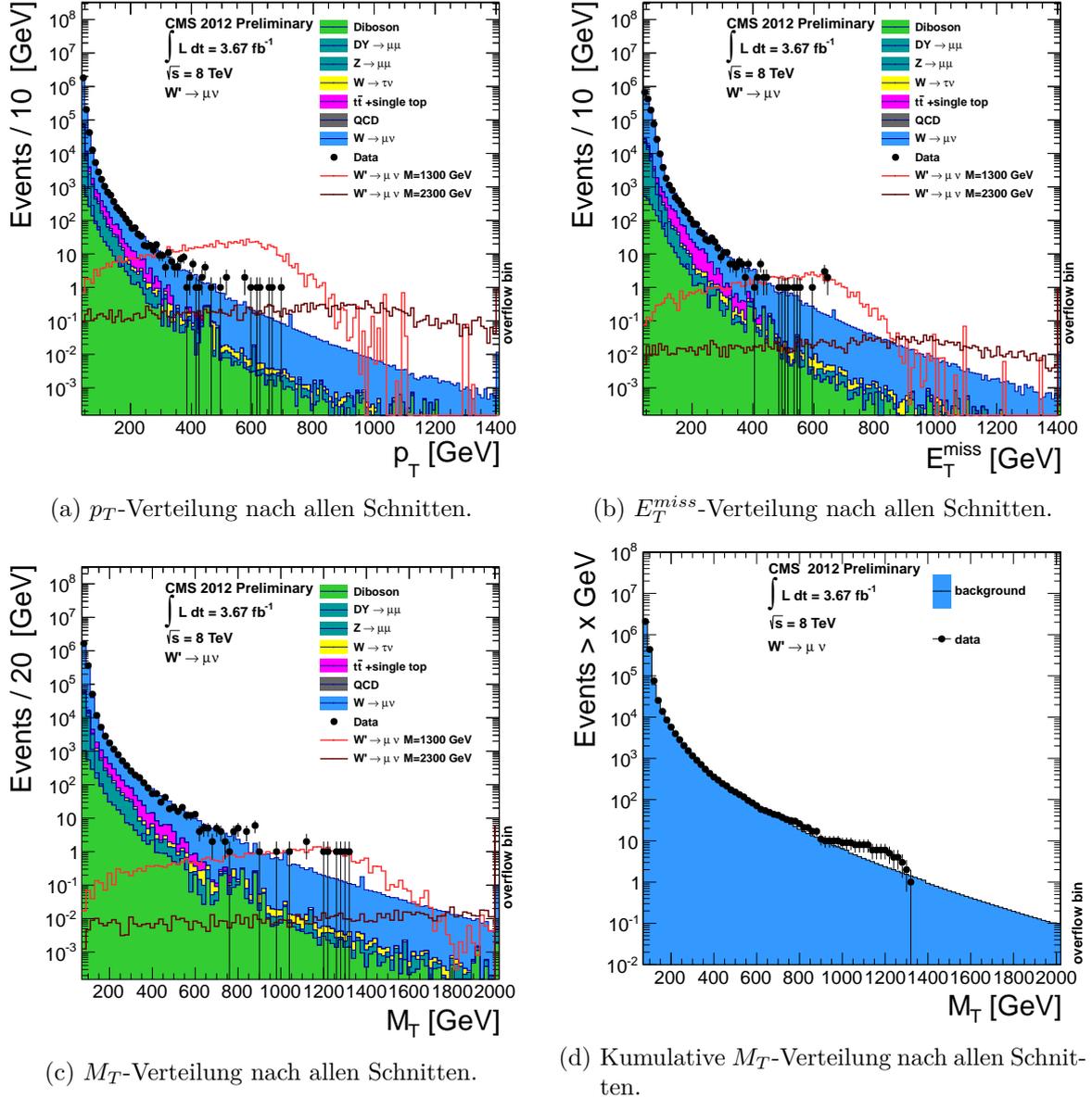


Abbildung 3.2.: M_T -, p_T - und E_T^{miss} -Verteilung nach allen 15 Selektionsschritten. Die Untergründe sind gestapelt dargestellt, die Signale ungestapelt.

Die Auswirkung der verschiedenen Selektionen auf die Untergründe ist in Abbildung

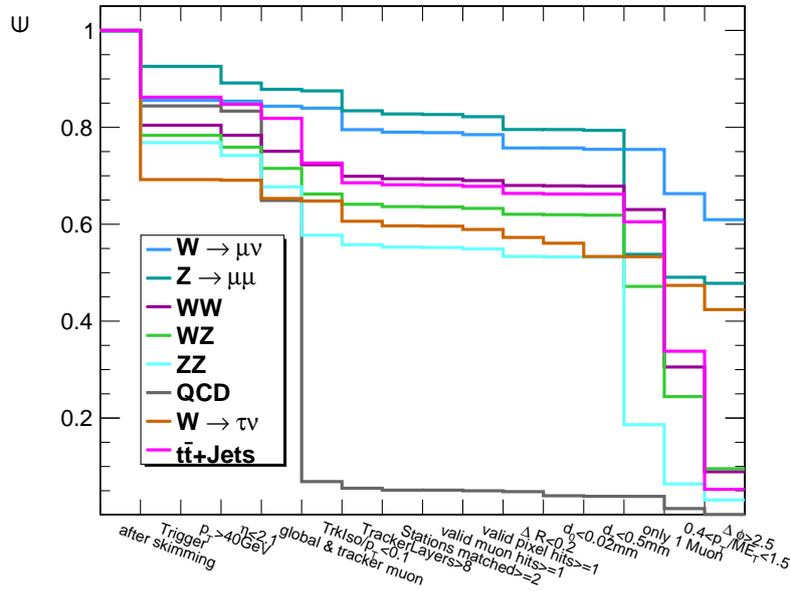


Abbildung 3.3.: Effizienz der Selektionen auf die Untergründe normiert auf die Anzahl der Untergrundereignisse nach dem Skimming.

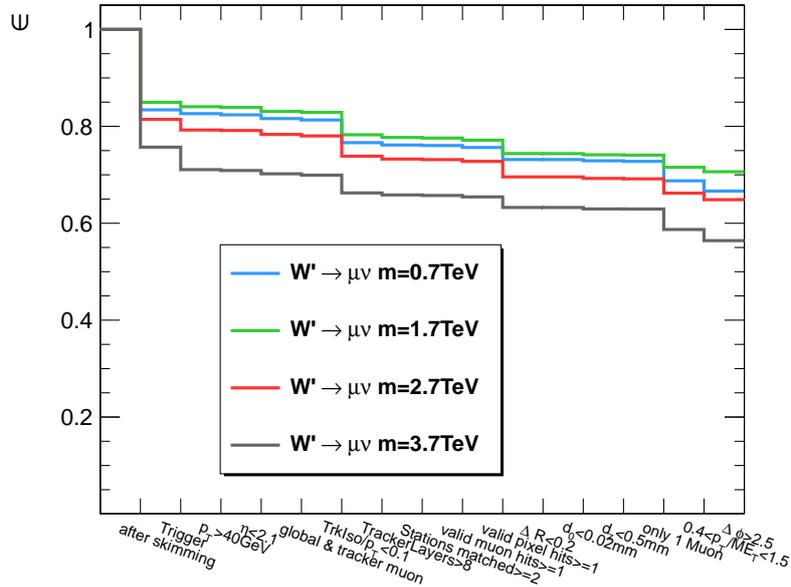


Abbildung 3.4.: Effizienz der Selektionsschritte auf Signale der Masse 0,7 TeV, 1,7 TeV, 2,7 TeV und 3,7 TeV normiert auf die Anzahl der Signalereignisse nach dem Skimming.

3.3 dargestellt, die Auswirkung auf die Signale in Abbildung 3.4. Wie erwartet und auch erwünscht wird deutlich, dass die Selektionen auf die Untergründe eine größere Auswirkung haben als auf die Signale. So selektiert die Forderung, dass nur ein gutes Myon bei jedem Ereignis auftritt, viele Drell-Yan und ZZ-Ereignisse aus und die Einschränkungen $0,4 < \frac{p_T}{E_T^{miss}} < 1,5$ sowie $\Delta\phi > 2,5$ rad unterdrücken den Diboson-Untergrund sowie Prozesse, bei denen ein top-Quark entsteht. Prozesse der QCD werden hingegen stark von der Einschränkung der Spurisolation unterdrückt.

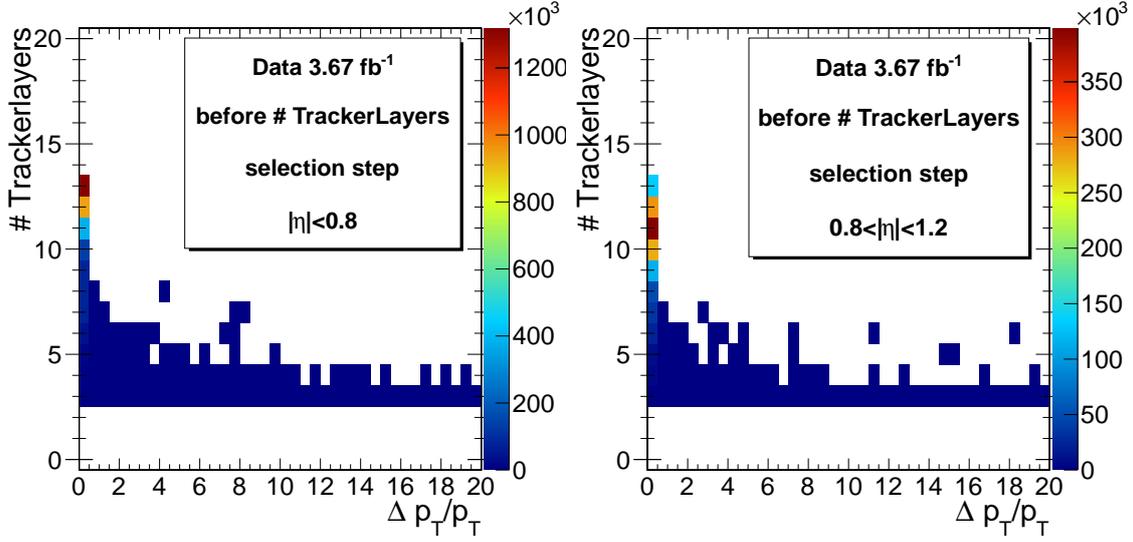
3.3. Untersuchung der Selektion “Anzahl der getroffenen Trackerschichten“

Wie der gesamte CMS-Detektor hat der Spurdetektor eine zylinderförmige Symmetrie. Im Übergangsbereich ($0,8 < |\eta| < 1,2$) von Zentralbereich ($|\eta| < 0,8$) und Endkappe ($1,2 < |\eta| < 2,1$) treffen die Myonen im Mittel weniger Schichten als im Zentralbereich, da der Übergangsbereich geometrisch benachteiligt ist (siehe Kapitel 1.2.2). Zu sehen ist dies in Abbildung 3.5 und Abbildung 3.6, in der die Anzahl der getroffenen Schichten im Spurdetektor (Trackerschichten) gegen $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ für die Daten sowie für ein W' -Boson der Masse 2,7 GeV aufgetragen ist. Δp_T ist dabei der Fehler auf den transversalen Impuls des Myons.

In den Verteilungen für die Daten und dem W' -Signal mit der Masse 2,7 TeV ist zu erkennen, dass im Zentralbereich des Spurdetektor maximal und auch am häufigsten 13 Schichten getroffen wurden, im Übergangsbereich werden maximal 13 und am häufigsten 11, im Bereich der Endkappen maximal 17 und am Häufigsten 14 Schichten getroffen. Um zu untersuchen, ob im Übergangsbereich durch die Selektion auf mehr als 8 getroffene Trackerschichten hochenergetische Myonen aussortiert werden, wurde die Forderung im Bereich von $0,8 < |\eta| < 1,2$ auf mehr als sechs getroffene Trackerschichten gesenkt. Eine weitere Absenkung wird nicht in Betracht gezogen, da in Abbildung 3.5b zu erkennen ist, dass bei sechs und weniger getroffenen Trackerschichten auch Ereignisse mit einem sehr großen relativen Fehler von teilweise über 1000% auftreten.

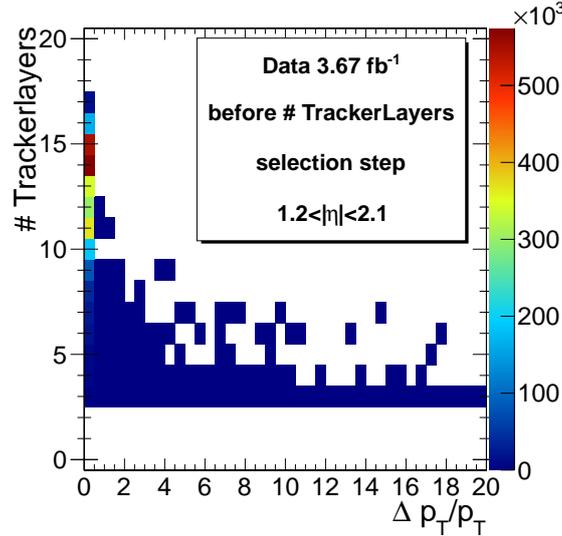
Die M_T -Verteilung nach allen Selektionen mit der neuen Forderung (siehe Abbildung 3.7) zeigt keine sichtbare Veränderung zur ursprünglichen M_T -Verteilung. Deutlicher wird dies in Tabelle 3.2, in der die Anzahl der gemessenen Daten, der Untergründereignisse und der erwarteten Signalereignisse eines W' -Bosons der Masse 2,7 TeV zwischen $M_T = M_T^{lower}$ und $M_T = 3000$ GeV zu sehen sind. Im Vergleich zu den Anzahlen nach allen Selektionen bei Verwendung der normalen Selektion ändern sich die Werte für die Signal- und Untergründereignisse für einen M_T -Bereich größer 500 GeV kaum, die Anzahl der Daten bleibt sogar komplett identisch.

Daraus ergibt sich, dass es nicht nötig ist, die Anzahl der geforderten Trackerschichten im Übergangsbereich zu verkleinern, da dies so gut wie keinen Einfluss auf die Ereigniszahlen nach allen Selektionen im M_T -Bereich zwischen 500 GeV und 3000 GeV hat. Ereignisse, die im Übergangsbereich sieben oder acht Schichten treffen haben also entweder einen transversalen Impuls kleiner als 500 GeV oder werden durch spätere Selektionen



(a) Zentralbereich: $|\eta| < 0,8$.

(b) Übergangsbereich: $0,8 < |\eta| < 1,2$.



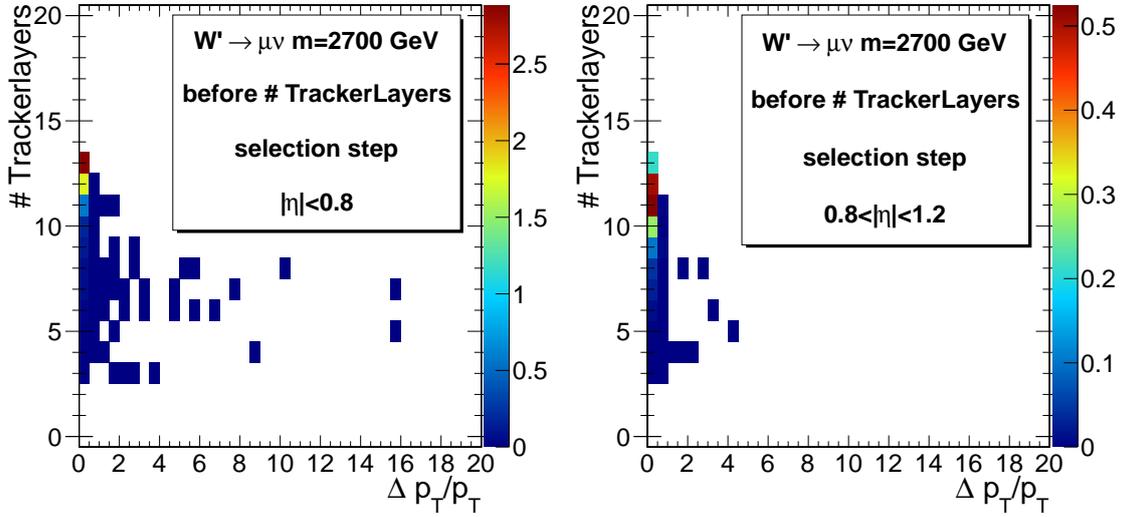
(c) Endkappe: $1,2 < |\eta| < 2,1$.

Abbildung 3.5.: Anzahl getroffener Trackerschichten gegen $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ der Daten vor der Selektion auf die Anzahl der Trackerschichten.

aussortiert.

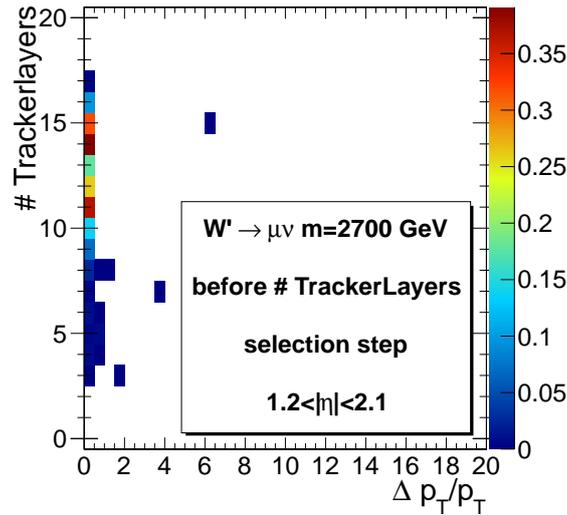
In Abbildung 3.8 wird deutlich, dass die Selektion auf die Anzahl der getroffenen Trackerschichten fast wie eine Selektion auf das Verhältnis von dem Fehler Δp_T auf den transversalen Impuls des Myons und dem transversalen Impuls p_T wirkt und Ereignisse mit großem $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ aussortiert werden.

Im Folgenden wird untersucht, ob die Selektion auf die Anzahl der getroffenen Schichten



(a) Zentralbereich: $|\eta| < 0,8$.

(b) Übergangsbereich: $0,8 < |\eta| < 1,2$.



(c) Endkappe: $1,2 < |\eta| < 2,1$.

Abbildung 3.6.: Anzahl getroffener Trackerschichten gegen $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ des simulierten W' -Signals der Masse 2,7 TeV vor der Selektion auf die Anzahl der Trackerschichten.

im Spurdetektor durch eine Selektion auf den relativen Fehler $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ ersetzt werden kann. Dies hätte den Vorteil, dass die Geometrie des Spurdetektors ignoriert werden kann und nur Myonen akzeptiert werden deren relativer Fehler kleiner als ein bestimmter Wert ist.

Bei dieser Untersuchung wurden für den maximalen Wert des relativen Fehlers $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ die Werte 10% und 15% verwendet. Diese beiden Werte wurden ausgesucht, da ein relativer Fehler auf den transversalen Impuls von maximal 10% bzw. 15% als guter Wert

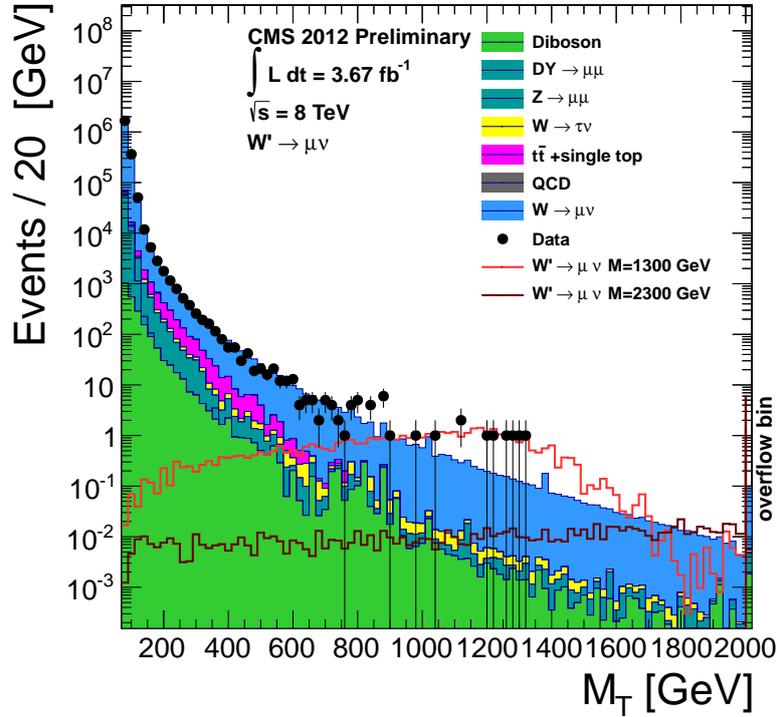


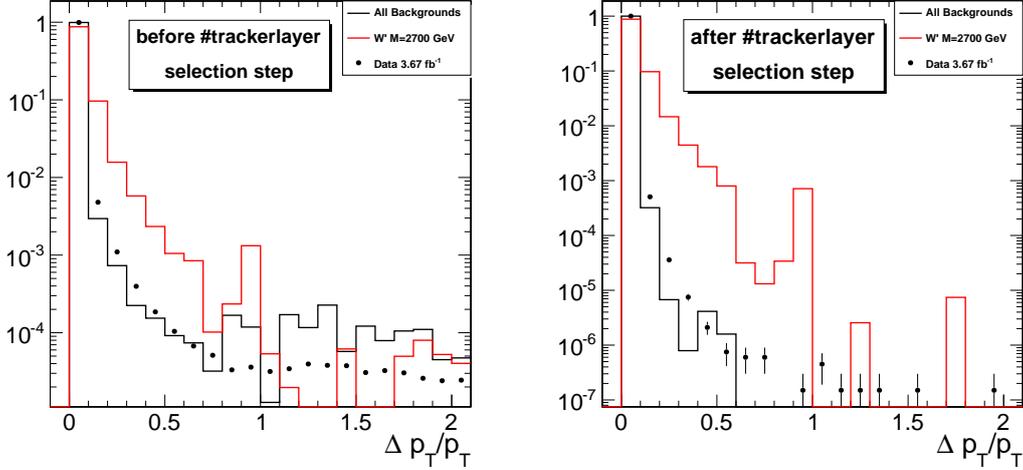
Abbildung 3.7.: M_T -Verteilung nach allen Selektionen mit der η -abhängigen Selektion auf die Anzahl der getroffenen Trackerschichten.

M_T^{lower}	Daten	Untergründereignisse	Signalereignisse	$\frac{\#Signal}{\#Untergrund}$
>500	153	$159,3 \pm 2,9$	$5,78 \pm 0,14$	$0,036 \pm 0,001$
>1000	9	$6,48 \pm 0,25$	$4,53 \pm 0,13$	$0,70 \pm 0,03$
>1500	0	$0,61 \pm 0,01$	$3,31 \pm 0,11$	$5,42 \pm 0,20$

Tabelle 3.1.: Anzahl der Daten, des Signals ($M=2,7$ TeV) und des Untergrundes zwischen M_T^{lower} und 3,0 TeV nach allen Selektionen bei Verwendung der Selektion *Anzahl getroffener Trackerschichten* > 8.

M_T^{lower}	Daten	Untergründereignisse	Signalereignisse	$\frac{\#Signal}{\#Untergrund}$
>500	153	$160,0 \pm 2,9$	$5,80 \pm 0,14$	$0,036 \pm 0,001$
>1000	9	$6,50 \pm 0,25$	$4,56 \pm 0,13$	$0,70 \pm 0,03$
>1500	0	$0,62 \pm 0,01$	$3,33 \pm 0,11$	$5,37 \pm 0,20$

Tabelle 3.2.: Anzahl der Daten, des Signals ($M=2,7$ TeV) und des Untergrundes zwischen M_T^{lower} und 3,0 TeV nach allen Selektionen bei Verwendung der η -abhängigen Selektion auf die Anzahl der getroffenen Trackerschichten.



(a) Vor der Selektion auf die Anzahl der Trackerschichten. (b) Nach der Selektion auf die Anzahl der Trackerschichten.

Abbildung 3.8.: Normalisierte $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ -Verteilung (im Bereich zwischen 0 und 2) der Daten, des Untergrundes und eines W' -Signales ($M = 2700$ GeV) vor und nach der Selektion auf die Anzahl der getroffenen Trackerschichten.

angenommen wurde, um die Analyse auf gut rekonstruierte Myonen zu beschränken.

Die M_T -Verteilung nach allen Selektion bei der Verwendung der Selektion “ $\frac{\Delta p_T}{p_T} < 0,1$ “ (siehe Abbildung A.1a) bzw. “ $\frac{\Delta p_T}{p_T} < 0,15$ “ (siehe Abbildung A.1b) zeigt nur eine kleine Veränderung verglichen mit der M_T -Verteilung bei Verwendung der Selektion auf die Anzahl der getroffenen Trackerschichten (siehe Abbildung 3.2c). Das zeigt sich auch in Tabelle 3.4 bzw. 3.5. Im M_T -Bereich zwischen 500 GeV und 1000 GeV sind bei einem maximalen Fehler von 10% drei Datenpunkte mehr, bei einem maximalen Fehler von 15% sechs Datenpunkte mehr als bei einer Selektion auf die Anzahl der getroffenen Trackerschichten. Über $M_T > 1000$ GeV kommen keine weiteren Datenpunkte hinzu. Die Anzahl der Untergrund- und Signalereignisse verringert sich hingegen ein wenig, allerdings nicht sehr stark.

In Tabelle 3.3 sind wichtige Parameter von den Datenereignissen mit $M_T > 500$ GeV und einer Anzahl getroffener Trackerschichten < 9 zu sehen, die durch die Selektion auf $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ neu hinzugekommen sind. Zu erkennen ist, dass die hinzugekommenen Ereignisse vorwiegend im Zentralbereich vorkommen. Es sind sieben Ereignisse über $M_T > 500$ GeV hinzugekommen, es wird aber auch ein Ereignis bei der Selektion $\frac{\Delta p_T}{p_T} < 1,5$ (bzw. vier Ereignisse bei $\frac{\Delta p_T}{p_T} < 1,0$) aussortiert. Daraus ergeben sich die sechs (bzw. drei) Ereignisse mehr als bei der Selektion auf die Anzahl der getroffenen Schichten im Spurdetektor.

Allerdings liefert die Einschränkung auf einen kleinen relativen Fehler keine Verbesserung des Signal-zu-Untergrundverhältnisses $\frac{\#Signal}{\#Untergrund}$ im Vergleich zu der Selektion auf die Anzahl der getroffenen Trackerschichten. Das Verhältnis verschlechtert sich sogar ein

3.3. UNTERSUCHUNG DER SELEKTION “ANZAHL DER GETROFFENEN TRACKERSCHICHTEN“

3. Analyse

M_T [GeV]	p_T [GeV]	$\frac{\Delta p_T}{p_T}$	$ \eta $	# Trackerschichten
560	288	0,054	0,06	5
990	477	0,056	0,13	6
785	421	0,047	0,63	7
559	277	0,043	0,25	8
652	321	0,046	0,63	8
535	308	0,047	0,41	6
505	256	0,061	1,50	8

Tabelle 3.3.: M_T , p_T , $\frac{\Delta p_T}{p_T}$, $|\eta|$ und Anzahl getroffener Trackerschichten der neu hinzugekommenen mit $M_T > 500$ GeV und Anzahl getroffener Trackerschichten < 9 .

klein wenig, bleibt aber im Rahmen der Fehler konsistent mit dem Verhältnis bei Verwendung der Selektion auf die Anzahl der getroffenen Schichten im Spurdetektor.

Die Effizienz der beiden Selektionen auf $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ (siehe dazu Abbildung 3.9a und 3.9a) zeigt keine erkennbare Veränderung zu der Effizienz der Selektion auf die Anzahl der getroffenen Trackerschichten (siehe Abbildung 3.3).

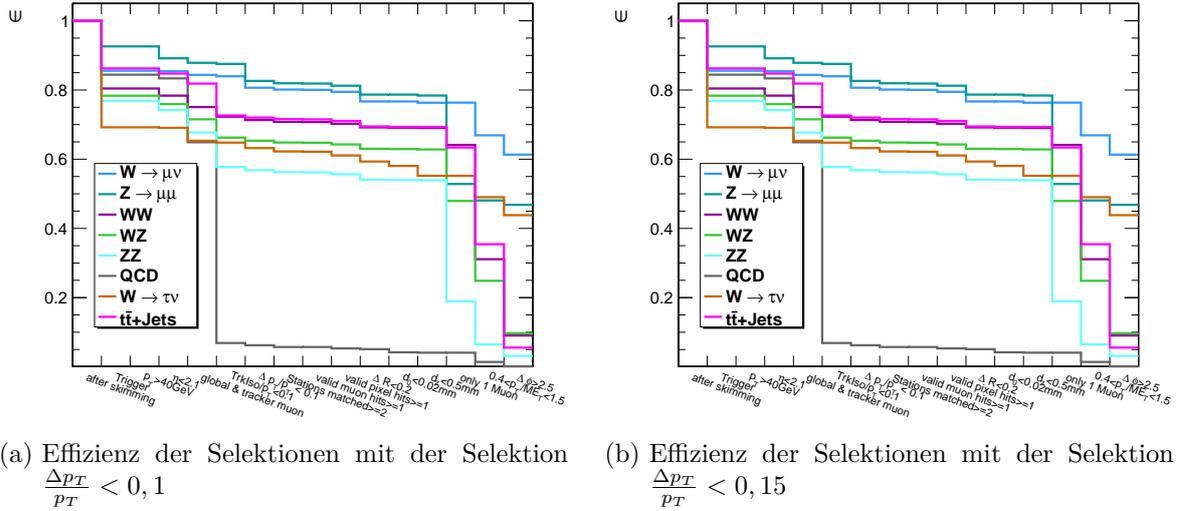


Abbildung 3.9.: Effizienz der verschiedenen Selektionen bei der Selektion auf den relativen Fehler

Das Ergebnis der Untersuchung ist, dass es keine Verbesserung der Selektion ergibt, wenn die Anzahl der geforderten Trackerschichten im Übergangsbereich von Zentralbereich zu den Endkappen des Spurdetektors verkleinert wird. Weder die Anzahl der Untergrundereignisse noch der Signalereignisse verändert sich relevant, die Anzahl der gemessenen Daten bleibt sogar die gleiche.

Dagegen ist die Selektion auf den relativen Fehler des transversalen Impulses durchaus

3.3. UNTERSUCHUNG DER SELEKTION "ANZAHL DER GETROFFENEN TRACKERSCHICHTEN"
3. Analyse

M_T^{lower}	Daten	Untergrundereignisse	Signalereignisse (M=2,7 TeV)	$\frac{\#Signal}{\#Untergrund}$
>500	156	$161,9 \pm 3,0$	$5,11 \pm 0,13$	$0,032 \pm 0,001$
>1000	9	$6,00 \pm 0,20$	$3,89 \pm 0,12$	$0,65 \pm 0,03$
>1500	0	$0,54 \pm 0,00$	$2,79 \pm 0,10$	$5,17 \pm 0,21$

Tabelle 3.4.: Kumulative Anzahl der Daten, des Signals (M=2,7 TeV) und des Untergrundes zwischen M_T^{lower} und 3,0 TeV nach allen Selektionen bei Verwendung der Selektion " $\frac{\Delta p_T}{p_T} < 0,1$ ".

M_T^{lower}	Daten	Untergrundereignisse	Signalereignisse (M=2,7 TeV)	$\frac{\#Signal}{\#Untergrund}$
>500	159	$165,0 \pm 3,0$	$5,61 \pm 0,14$	$0,034 \pm 0,001$
>1000	9	$6,46 \pm 0,23$	$4,34 \pm 0,13$	$0,67 \pm 0,03$
>1500	0	$0,59 \pm 0,01$	$3,13 \pm 0,10$	$5,31 \pm 0,19$

Tabelle 3.5.: Kumulative Anzahl der Daten, des Signals (M=2,7 TeV) und des Untergrundes zwischen M_T^{lower} und 3,0 TeV nach allen Selektionen bei Verwendung der Selektion " $\frac{\Delta p_T}{p_T} < 0,15$ ".

dazu geeignet, die Selektion auf die Anzahl der getroffenen Schichten im Spurdetektor zu ersetzen. Vor einer möglichen Anwendung in der Analyse muss diese Selektion allerdings noch genauer untersucht werden und der optimale Wert für den maximalen Wert herausgefunden werden. Dies konnte aus Zeitgründen nicht im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden.

3.4. Signaleffizienz

In diesem Kapitel wird kurz auf die Signaleffizienz sowie die geometrische Akzeptanz der W' -Signale eingegangen, die in Abbildung 3.10 zu sehen und in Tabelle 3.6 aufgeschrieben sind. Die geometrische Akzeptanz ist der Bruchteil der der Signalereignisse, der in dem Bereich $|\eta| < 2,1$ simuliert wurde. Die Signaleffizienz ist der Bruchteil der Signalereignisse, der alle Selektionen überstanden hat.

Verwendet wird die Signaleffizienz zur Berechnung des Massenlimits für das W' -Boson.

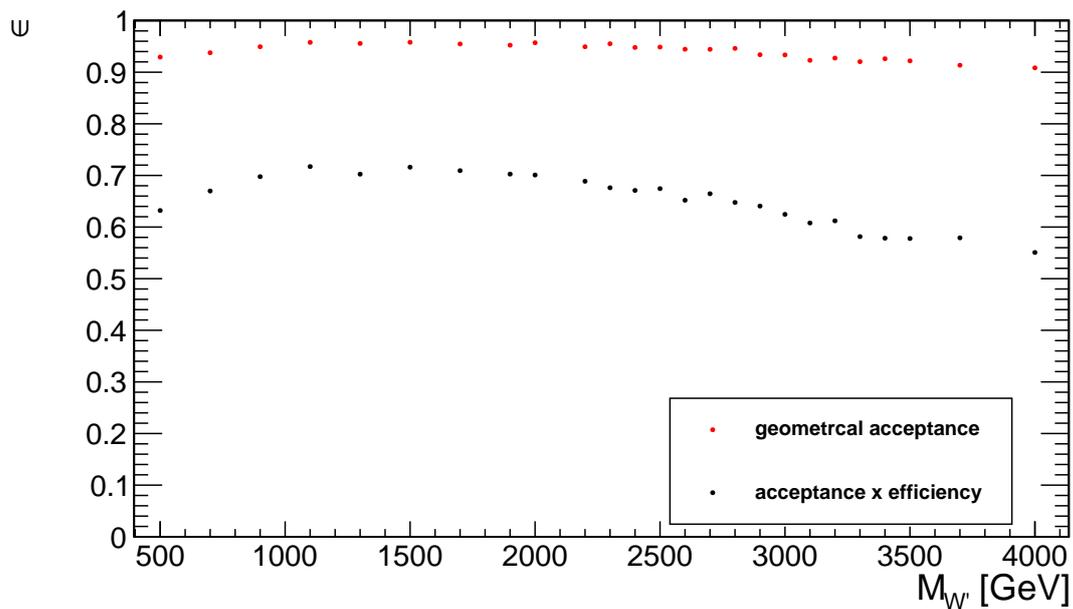


Abbildung 3.10.: Geometrische Akzeptanz und Effizienz der W' -Signale.

	$M_{W'} = 0,5 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 0,7 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 0,9 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 1,1 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 1,3 \text{ TeV}$
Akzeptanz	0,929	0,938	0,949	0,958	0,956
Effizienz	0,632	0,670	0,698	0,717	0,702
	$M_{W'} = 1,5 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 1,7 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 1,9 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 2,0 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 2,2 \text{ TeV}$
Akzeptanz	0,958	0,955	0,952	0,957	0,949
Effizienz	0,716	0,709	0,703	0,701	0,689
	$M_{W'} = 2,3 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 2,4 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 2,5 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 2,6 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 2,7 \text{ TeV}$
Akzeptanz	0,955	0,948	0,949	0,945	0,944
Effizienz	0,676	0,671	0,674	0,652	0,665
	$M_{W'} = 2,8 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 2,9 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 3,0 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 3,1 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 3,2 \text{ TeV}$
Akzeptanz	0,946	0,934	0,933	0,923	0,927
Effizienz	0,648	0,641	0,625	0,608	0,612
	$M_{W'} = 3,3 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 3,4 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 3,5 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 3,7 \text{ TeV}$	$M_{W'} = 4,0 \text{ TeV}$
Akzeptanz	0,920	0,926	0,922	0,914	0,908
Effizienz	0,581	0,578	0,578	0,579	0,551

Tabelle 3.6.: Geometrische Akzeptanz und Akzeptanz x Effizienz der W' -Signale

4. Fit

Bei der Suche nach einem neuen schwere W' -Boson ist es wichtig auch in hohen M_T -Bereichen eine gute Vorhersage des Untergrundes zu haben. Aus diesem Grund bietet es sich an, eine Funktion zu finden die das M_T -Spektrum gut beschreibt und diese Funktion dann an das Spektrum anzupassen. Der Wert dieser Funktion bei einer transversalen Masse wird dann als Anzahl der Untergrundergebnisse genommen. In diesem Kapitel werden verschiedene Funktionen untersucht, die bereits zur Beschreibung des Spektrums verwendet werden. Zudem werden neue Funktionen auf ihre Tauglichkeit im Hinblick auf die Beschreibung des Spektrums geprüft.

Ziel ist es, den Fit zu optimieren. Außerdem wird untersucht, welche Auswirkung das Variieren des Fittes auf die Analyse hat. Dies geschieht in Kapitel 6.

4.1. Untersuchung der bisher verwendeten Funktionen

Folgende drei Funktionen wurden bisher verwendet, um eine Vorhersage des Untergrundes zu erhalten:

$$a(x) = \frac{P_{a0}}{(x + P_{a1})^{P_{a2}}} \quad (4.1)$$

$$b(x) = \frac{P_{b0}}{(x^2 + P_{b2} \cdot x + P_{b1})^{P_{b3}}} \quad (4.2)$$

$$c(x) = \frac{P_{c0} \cdot (1 + x)^{P_{c1}}}{x^{P_{c2} + P_{c3} \cdot \ln(x)}} \quad (4.3)$$

$$(4.4)$$

x steht dabei für die transversale Masse M_T . Der Bereich, in dem die Funktionen an das Spektrum gefittet werden geht von $M_T = 200$ GeV bis $M_T = 3000$ GeV. Die Funktion $a(x)$ wird dabei als "Hauptfunktion" für die Beschreibung des Untergrundes verwendet, die Funktionen $b(x)$ und $c(x)$ dienen als "Kontrollfunktionen", die zur Abschätzung des Fehlers auf den Fit benutzt werden.

Die drei Funktionen werden noch durch einen Skalierungsfaktor an die Daten angepasst, der mit dem Parameter P_0 der jeweiligen Funktion multipliziert wird. Der Skalierungsfaktor wird berechnet durch das Integral über die Daten im M_T -Bereich zwischen 200 GeV und 600 GeV geteilt durch das Integral im selben Bereich über die jeweilige Funktion. Dieser Bereich wird ausgewählt, da dort das Standardmodell W-Boson dominiert. Durch die Normalisierung ergeben sich die Funktionen $a_s(x)$, $b_s(x)$ und $c_s(x)$. In Abbildung 4.1

ist der Fit der skalierten Funktionen an das Spektrum zu sehen. Dabei ist das Binning der Histogramme 10 GeV. Wie man erkennt, beschreiben auf den ersten Blick alle drei Funktionen das Spektrum sehr gut.

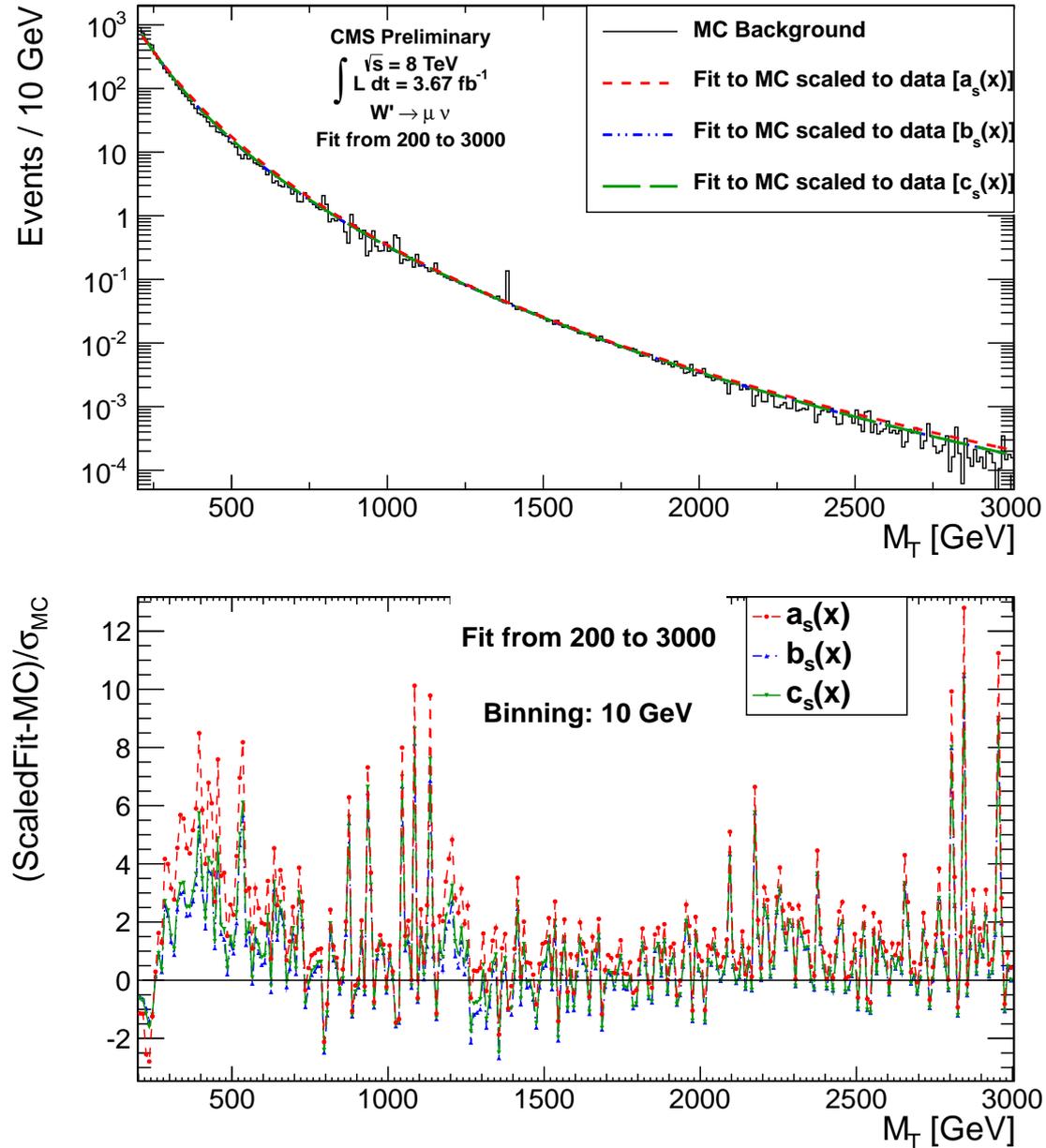


Abbildung 4.1.: Fit der Funktionen $a(x)$, $a_s(x)$, $b_s(x)$ und $c_s(x)$ an den Untergrund.

Allerdings erkennt man in Abbildung 4.1, in der die Differenz der skalierten Funktion und des Untergrundes geteilt durch den Fehler auf die Anzahl der Einträge in dem je-

Funktion	χ^2	NDF	$\frac{\chi^2}{NDF}$
$a(x)$	1360,4	277	4,91
$b(x)$	917,0	276	3,32
$c(x)$	947,2	276	3,43

Tabelle 4.1.: $\frac{\chi^2}{Ndf}$ der gefitteten Funktionen.

weiligen Bin gezeichnet ist, dass die bisher verwendete Hauptfunktion das Spektrum am schlechtesten beschreibt. Dies ist auch in Tabelle 4.1 am $\frac{\chi^2}{NDF}$ (NDF: “Number of Degrees of Freedom“, zu deutsch “Anzahl der Freiheitsgrade“) der unskalierten Funktionen zu erkennen. Die anderen beiden Funktionen sind in etwa gleich gut geeignet um das Spektrum zu beschreiben.

Zudem ist zu erkennen, dass alle 3 Funktionen das Spektrum überschätzen. Der Grund hierfür ist die Normalisierung der Funktion an die Daten, die die Funktionen alle nach oben skaliert.

Damit ergibt sich als erstes Ergebnis der Untersuchung der Funktionen, dass die Funktionen $b(x)$ und $c(x)$ besser dafür geeignet sind, den Untergrund zu Beschreiben als die Funktion $a(x)$. $b(x)$ und $c(x)$ sind hingegen gleich gut zur Beschreibung des Spektrums geeignet.

Im Folgenden wird untersucht, ob der Fit an das M_T -Spektrum verbessert werden kann. Dazu wurden zwei Parameter variiert:

- **Binning:** In Abbildung 4.1 ist zu erkennen, dass der Untergrund stellenweise große Fluktuationen hat. Ein Grund dafür kann ein zu feines Binning des Histogrammes sein. Um zu untersuchen, ob das einen Effekt auf den Fit hat wird das Binning variiert zwischen dem Standardwert 10 GeV sowie 20 GeV und 40 GeV.
- **Fitbereich:** Gegen Ende des M_T -Spektrums sieht man beim Untergrund aufgrund fehlender Statistik zum teil starke Fluktuationen. Aus diesem Grund wird der Endwert des Fitbereiches variiert. Neben dem Wert 3000 GeV werden die Endwerte 2000 GeV und 2500 GeV betrachtet.

Veränderung des Binnings

Zuerst wurde das Binning variiert. In Abbildung 4.2a ist die Differenz der skalierten Fits und des Untergrundes geteilt durch den Fehler auf den Untergrund bei einem Binning von 20 GeV geplottet, in Abbildung 4.2b bei einem Binning von 40 GeV.

Es ist zu erkennen (siehe auch Tabelle 4.2), dass eine Vergrößerung des Binnings eine kleine Auswirkung auf den Fit hat. Die Übereinstimmung zwischen der Funktion und dem Untergrund wird für $b(x)$ und $c(x)$ etwas besser für ein größeres Binning als 10 GeV, verändert sich aber nicht wenn man das Binning von 20 GeV auf 40 GeV vergrößert. $a(x)$ allerdings verschlechtert sich bei einem größeren Binning. Da $a(x)$ aber bereits als die

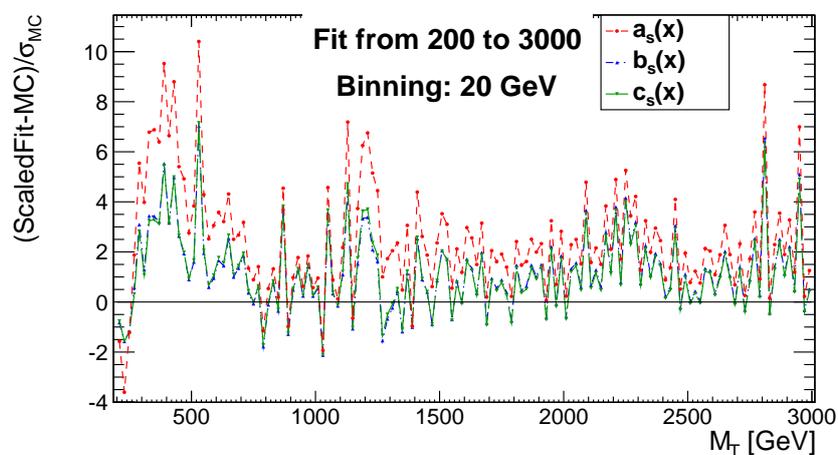
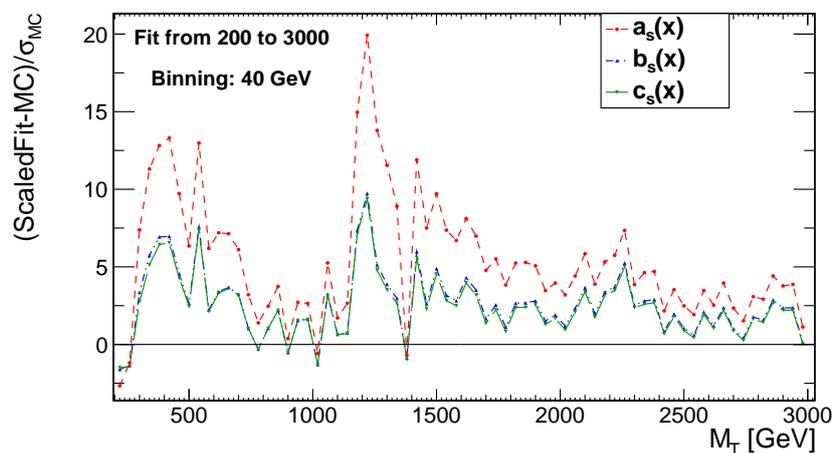
(a) $\frac{y_s - \text{Untergrund}}{\sigma_{\text{Untergrund}}}$ bei einem Binning von 20 GeV.(b) $\frac{y_s - \text{Untergrund}}{\sigma_{\text{Untergrund}}}$ bei einem Binning von 40 GeV.

Abbildung 4.2.: Differenz von skaliertem Fit und Untergrund geteilt durch den Fehler auf den Untergrund bei Variation des Binnings.

Funktion identifiziert wurde, die das Spektrum am schlechtesten beschreibt, wurde dieser Verschlechterung keine große Bedeutung beigemessen.

Als Ergebnis der Variation des Binnings wird bei der Untersuchung der Ober- und Untergrenze des Fitbereiches ein Binning von 20 GeV verwendet, da dies als ein guter Kompromiss zwischen Auflösung und Vermeidung von zu großen Schwankungen bei zu feinem Binning erscheint.

Funktion	Binning [GeV]	χ^2	NDF	$\frac{\chi^2}{NDF}$
$a(x)$	20	694,8	137	5,07
$b(x)$	20	387,1	136	2,84
$c(x)$	20	373,4	136	2,75
$a(x)$	40	341,9	67	5,10
$b(x)$	40	185,8	66	2,82
$c(x)$	40	176,5	66	2,67

Tabelle 4.2.: $\frac{\chi^2}{Ndf}$ der gefitteten Funktionen bei einem Binning von 20 GeV und 40 GeV.

Veränderung des Fitbereiches

Als nächster Schritt, um den Fit zu untersuchen, wird der Bereich in dem die Funktionen angepasst werden, verändert. Dabei muss allerdings beachtet werden, dass die Funktionen das Spektrum auch dann bis $M_T = 3000$ GeV beschreibt, wenn der Fitbereich schon früher aufhört.

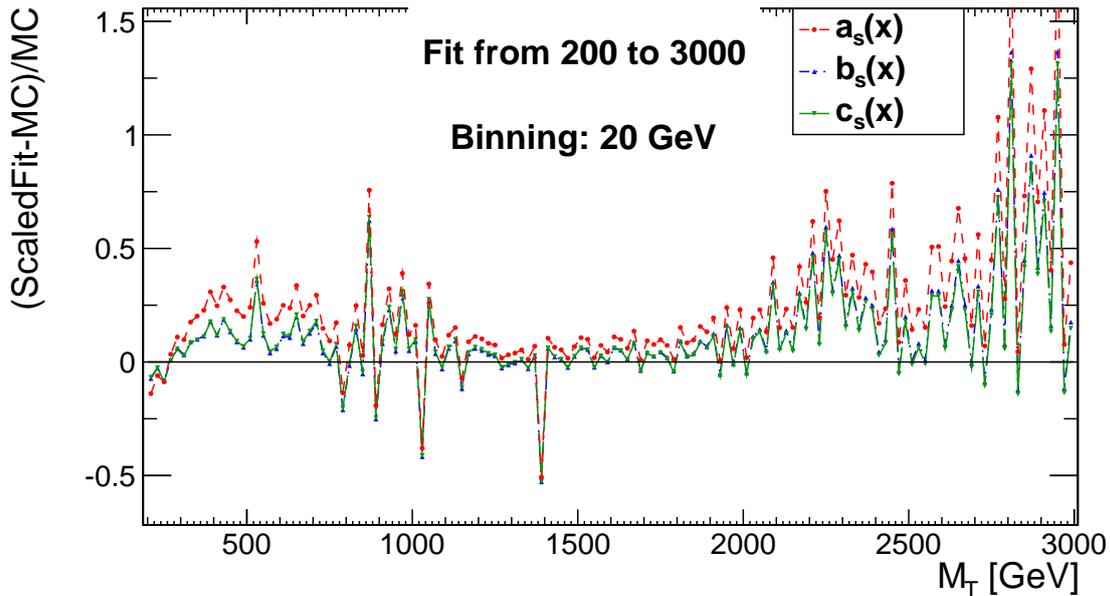
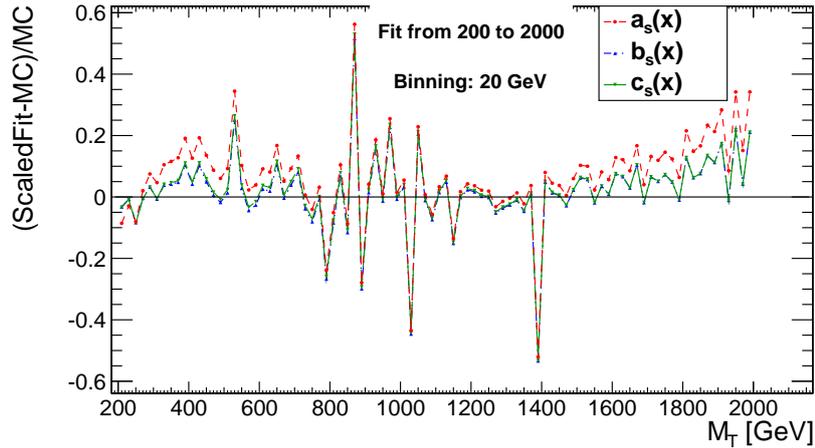


Abbildung 4.3.: $\frac{y_s - \text{Untergrund}}{\text{Untergrund}}$ bei einem Fitbereich von 200 GeV bis 3000 GeV.

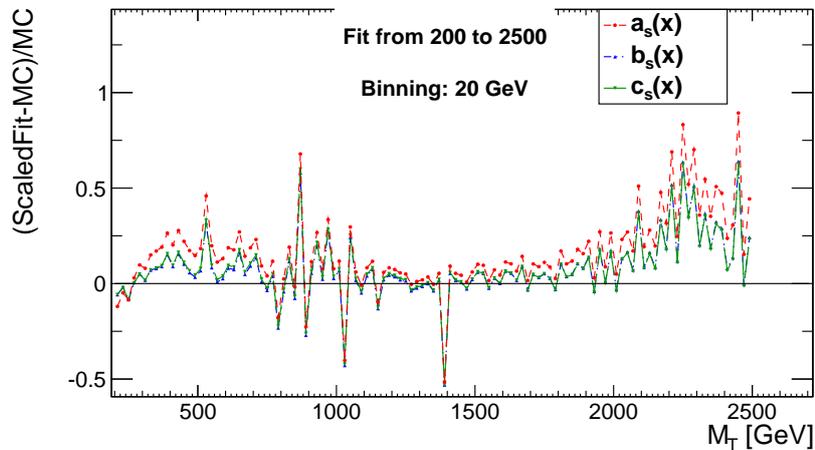
In Abbildung 4.3 ist der Wert der Differenz zwischen der jeweiligen skalierten Funktion und dem Untergrund geteilt durch den Untergrund zu sehen. Es ist zu erkennen, dass gegen Ende starke Schwankungen auftreten. Aus diesem Grund wird das Ende des Fitbereiches einmal auf 2000 GeV und einmal auf 2500 GeV gesetzt.

In Abbildung 4.4 sind die dazu gehörigen Graphen zu sehen. Wie erwartet fallen die großen relativen Abweichungen $\frac{y_s - \text{Untergrund}}{\text{Untergrund}}$ gegen Ende des Fitbereiches weg. Zudem

sieht man bei beiden Endwerten, dass die Funktionen das Spektrum auch bis $M_T = 3000$ GeV gut beschreiben. Auch das $\frac{\chi^2}{NDF}$ wird kleiner, wenn man den Endwert des Fits nach unten verschiebt (siehe Tabelle 4.3). Dies liegt aber auch daran, dass es für einen kleineren Bereich eine kleinere Anzahl von Freiheitsgraden gibt. Da aber auch zu sehen ist, dass gegen Ende des Spektrums die Statistik nachlässt, wird zur Optimierung ein Endwert von 2000 GeV für den Fit verwendet.



(a) $\frac{y_s - \text{Untergrund}}{\text{Untergrund}}$, Fit von 200 GeV bis 2000 GeV.



(b) $\frac{y_s - \text{Untergrund}}{\text{Untergrund}}$, Fit von 200 GeV bis 2500 GeV.

Abbildung 4.4.: Differenz von skaliertem Fit und Untergrund geteilt durch den Untergrund bei Variation des Fitbereiches.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der Fit mit den Funktionen $a(x)$, $b(x)$ und $c(x)$ sich verbessert, wenn man den Bereich der Funktionen von 200 GeV bis 2000 GeV festlegt und ein Binning von 20 GeV verwendet. Zudem ist die Funktion $a(x)$ schlechter dazu geeignet, den Untergrund zu beschreiben als die Funktionen $b(x)$ und $c(x)$, die in allen

Funktion	Fit bis	χ^2	NDF	$\frac{\chi^2}{NDF}$
$a(x)$	2000 GeV	302,1	87	3,47
$b(x)$	2000 GeV	170,3	86	1,98
$c(x)$	2000 GeV	172,6	86	2,01
$a(x)$	2500 GeV	525,6	112	4,69
$b(x)$	2500 GeV	291,9	111	2,63
$c(x)$	2500 GeV	291,6	111	2,63

Tabelle 4.3.: $\frac{\chi^2}{Ndf}$ der unskalierten Funktionen bei einem Fitbereich bis 2000 GeV und 2500 GeV.

Plots ein ähnliches Verhalten zeigen und fast aufeinander liegen.

4.2. Untersuchung neuer Funktionen

Da die bisher verwendeten Funktionen nicht physikalisch motiviert sind, wurden weitere Funktionen gesucht, die das M_T -Spektrum beschreiben. Das Auffinden einer neuen Funktion ist nicht einfach, da man nicht nur eine Funktion finden muss, die das Spektrum beschreibt, sondern auch der Analysesoftware Root passende Startwerte für die Funktion übergeben muss, damit der Fit konvergiert. Diese Parameter findet man nur über häufige Versuche heraus, was das Auffinden einer neuen Funktion zu einer langwierigen Aufgabe macht.

Die Quelle zweier neuer Funktionen, die untersucht werden, haben ihre Quelle in dem Vortrag *Search for Narrow Resonances using the Dijet Mass Spectrum in pp Collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV* [15]. Da diese Analyse auch einen sehr stark abfallenden Untergrund besitzt, wurden die dort verwendeten Funktionen als potentielle Kandidaten für die W' -Suche betrachtet. Zwei der dort beschriebenen Funktionen haben folgende Form:

$$y_1 = \frac{P_0 * (1 - \frac{x}{\sqrt{s}} + P_3 * (\frac{x}{\sqrt{s}})^2)^{P_1}}{x^{P_{d2}}} \quad (4.5)$$

$$y_2 = \frac{P_0 * (1 - \frac{x}{\sqrt{s}})^{P_1}}{(\frac{x}{\sqrt{s}})^{P_2 + P_3 * \ln(\frac{x}{\sqrt{s}})}} \quad (4.6)$$

$$(4.7)$$

Allerdings wurden für diese Funktionen keine Parameter gefunden, mit denen der Fit funktioniert. Daher die Funktionen solange verändert, bis sie an das Spektrum gepasst haben. Als Ergebnis ergaben sich die folgenden beiden Funktionen:

$$d(x) = \frac{P_{d0} \cdot \left(1 - \frac{x}{\sqrt{s}} + P_{d1} \cdot \left(\frac{x}{\sqrt{s}}\right)^3 + P_{d3} \cdot \left(\frac{x}{\sqrt{s}}\right)^2\right)}{x^{P_{d2}}} \quad (4.8)$$

$$e(x) = \frac{P_{e0} \cdot \left(1 - \frac{x}{\sqrt{s}}\right)}{\left(\frac{x}{\sqrt{s}}\right)^{P_{e1} + P_{e2} \cdot \ln\left(\frac{x}{\sqrt{s}}\right)}} \quad (4.9)$$

$$(4.10)$$

$e(x)$ gleicht dabei bis auf ein Vorzeichen der Funktion $c(x)$. Eine dritte verwendete, neue Funktion ergab sich als eine Variation der Funktionen $a(x)$ bzw. $b(x)$ und sieht folgendermaßen aus:

$$f(x) = \frac{P_{f0}}{(x^3 + P_{f2} \cdot x + P_{f1})^{P_{f3}}} \quad (4.11)$$

$$(4.12)$$

In Abbildung 4.5 ist zu sehen, dass alle drei neuen Funktionen das Spektrum gut beschreiben.

In Abbildung 4.5 und Tabelle 4.4 ist ein deutlicher Unterschied zwischen den drei Funktionen zu erkennen: $e(x)$ hat die größte Abweichung vom Untergrund und besitzt ein ähnliches $\frac{\chi^2}{NDF}$ wie $a(x)$. $f(x)$ beschreibt das Spektrum besser, aber $d(x)$ beschreibt das Spektrum am besten, was auch am $\frac{\chi^2}{NDF}$ von 1.63 zu erkennen ist.

Funktion	χ^2	NDF	$\frac{\chi^2}{NDF}$
$d(x)$	450,5	276	1,63
$e(x)$	1074,3	277	3,88
$f(x)$	833,1	276	3,02

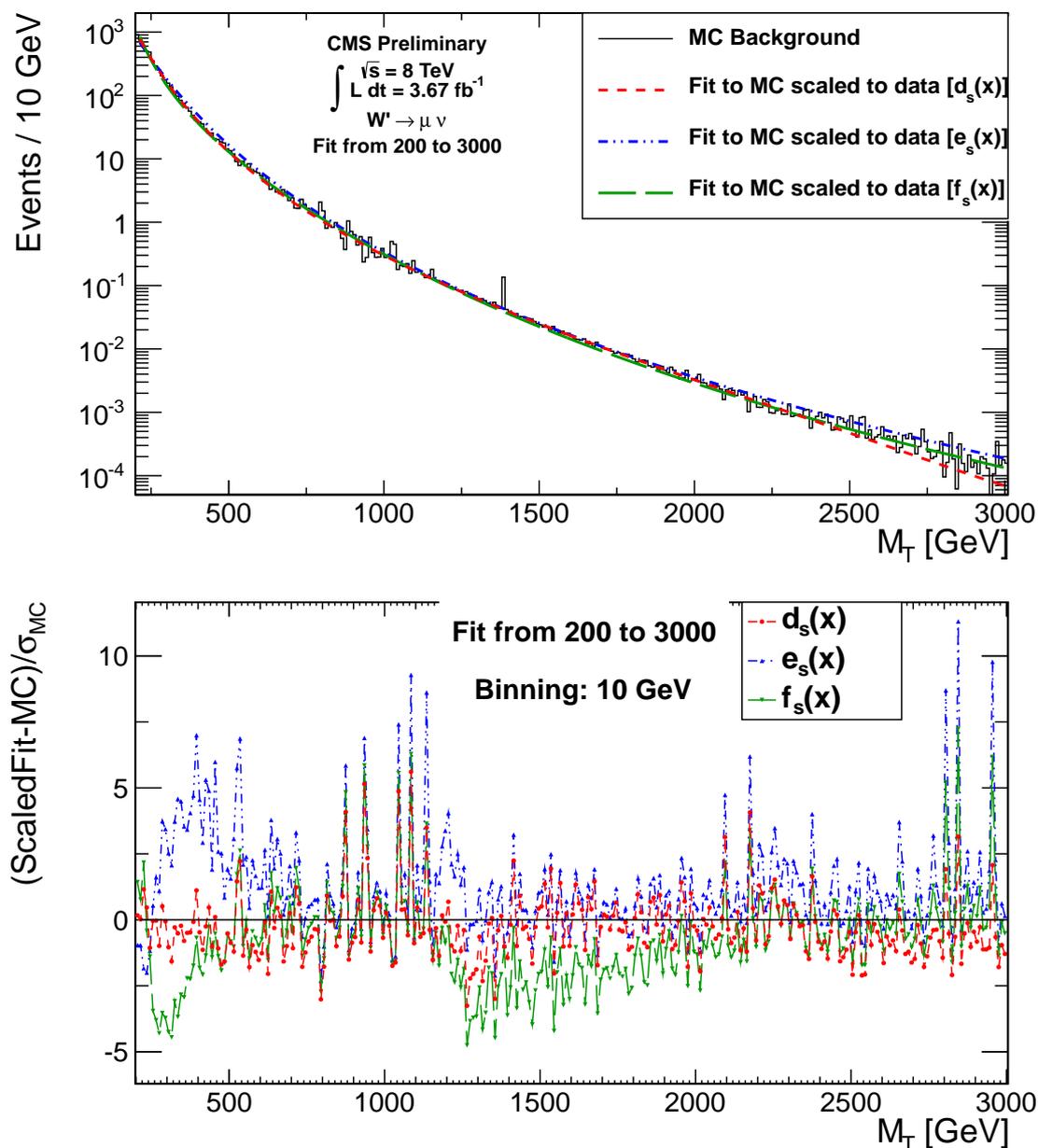
Tabelle 4.4.: $\frac{\chi^2}{NDF}$ der gefitteten Funktionen.

Wie bei den bisher verwendeten Funktionen wurde zuerst einen Fitbereich von 200 GeV bis 3000 GeV bei einem Binning von 10 GeV verwendet.

Um die Funktionen weiter zu prüfen und das Verhalten bei einer Veränderung der Fitparameter zu untersuchen, wird im Folgenden das Binning sowie der Fitbereich genau so wie bei den alten Funktionen variiert.

Veränderung des Binnings

Erhöht man das Binning auf 20 GeV, verkleinert sich, wie auch schon bei den bisher verwendeten Funktionen, die Abweichung des Fits aller drei neuen Funktionen vom Untergrund (siehe Tabelle 4.5). Bei einem Binning von 40 GeV ergibt sich eine weitere kleine Verbesserung. Trotzdem wird als guter Kompromiss zwischen Auflösung und statistischen Fluktuationen in den folgenden Untersuchungen wieder ein Binning von 20 GeV verwendet.

Abbildung 4.5.: Fit der Funktionen $d_s(x)$, $e_s(x)$ und $f_s(x)$ an den Untergrund.

Veränderung des Fitbereiches

In einem weiteren Schritt wurde der Endwert des Fitbereiches verändert. Wie im Kapitel zuvor wird dieser Wert einmal auf 2000 GeV und danach auf 2500 GeV gesetzt. Auch hier wird das $\frac{\chi^2}{NDF}$ für $e(x)$ und $f(x)$ besser, je kleiner man den Fitbereich wählt (siehe Tabelle

Funktion	Binning [GeV]	χ^2	NDF	$\frac{\chi^2}{NDF}$
$d(x)$	20	179,0	136	1,32
$e(x)$	20	502,4	137	3,67
$f(x)$	20	331,1	136	2,43
$d(x)$	40	75,3	66	1,14
$e(x)$	40	238,8	67	3,56
$f(x)$	40	140,5	66	2,13

Tabelle 4.5.: $\frac{\chi^2}{Ndf}$ der gefitteten Funktionen bei einem Binning von 20 GeV und 40 GeV.

4.6). Für $d(x)$ hingegen verändert sich dieser Wert kaum unter Variation des Endwertes.

Allerdings ist bei einem Fitbereich von 200 GeV bis 2000 GeV zu erkennen, dass die Funktion $d(x)$ ab etwa 2500 GeV nach oben vom Untergrund abweicht. Deutlich wird dies, wenn man einen M_T -Bereich bis 4000 GeV anschaut (siehe Abbildung 4.7). Im Bereich einer hohen transversalen Masse die beginnt die Funktion den Untergrund zu überschätzen. $d(x)$ ist also nur im Bereich des Fittes für eine Beschreibung des Untergrundes geeignet.

Aus diesem Grund wird als optimalen Fitbereich für $d(x)$ einen Bereich von 200 GeV bis 3000 GeV angesehen. Für $e(x)$ und $f(x)$ hingegen ist die optimale Einstellung genau wie bei den bisher verwendeten Funktionen eine Anpassung an den Untergrund im Bereich von 200 GeV bis 2000 GeV.

Funktion	Fit bis	χ^2	NDF	$\frac{\chi^2}{NDF}$
$d(x)$	2000 GeV	117.3	86	1.36
$e(x)$	2000 GeV	231.4	87	2.66
$f(x)$	2000 GeV	177.7	86	2.01
$d(x)$	2500 GeV	144.5	111	1.30
$e(x)$	2500 GeV	387.3	112	3.46
$f(x)$	2500 GeV	263.1	111	2.37

Tabelle 4.6.: $\frac{\chi^2}{Ndf}$ der unskalierten Funktionen bei einem Fitbereich bis 2000 GeV und 2500 GeV.

Fit an die Daten

Bisher wurde nur der Fit an das M_T -Spektrum betrachtet. Eine andere Möglichkeit, eine Beschreibung des Untergrundes zu erhalten ist ein Fit an die Daten in einem Bereich, in dem man sicher ist dass das Signal keinen Einfluss hat. In diesem Fall wird der Bereich zwischen 200 GeV bis 600 GeV dazu herangezogen.

In Abbildung 4.8 ist dieser Fit mit den neuen Funktionen zu sehen. Zu erkennen ist, dass $d_s(c)$ nicht geeignet ist für einen Fit an die Daten, da diese Funktion den Untergrund deutlich überschätzt. Bei $p_T = 3000$ GeV zum Beispiel überschätzt der Fit den Untergrund

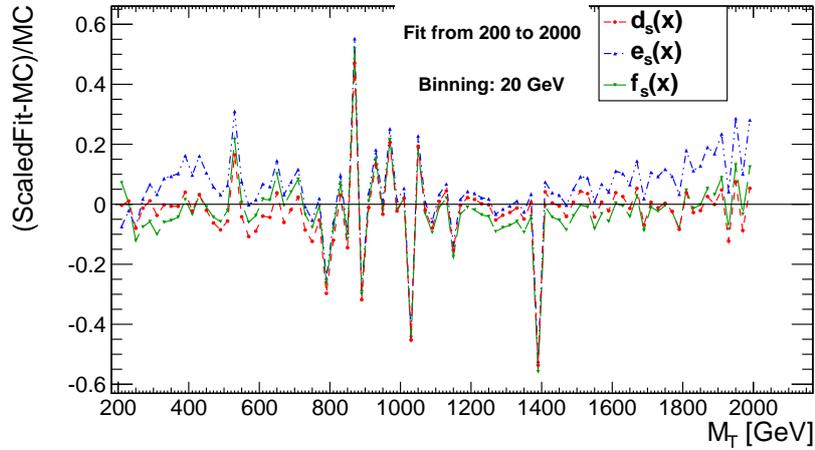
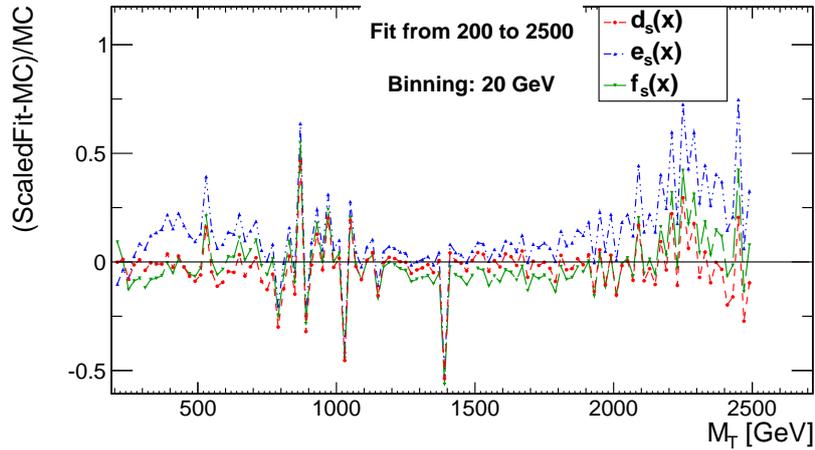
(a) $\frac{y_s - \text{Untergrund}}{\text{Untergrund}}$, Fit von 200 GeV bis 2000 GeV.(b) $\frac{y_s - \text{Untergrund}}{\text{Untergrund}}$, Fit von 200 GeV bis 2500 GeV.

Abbildung 4.6.: Differenz von skaliertem Fit und Untergrund geteilt durch den Untergrund bei Variation des Fitbereiches.

etwa um einen Faktor 500. Dieses Verhalten zeigte sich auch schon bei der Variation des Fitbereiches gesehen. $e_s(x)$ und $f_s(x)$ hingegen liefern bei einem Fit im Sideband-Bereich eine gute Vorhersage.

Fazit

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Funktion $d(x)$ das M_T -Spektrum des Untergrundes im Fitbereich am Besten beschreibt. Sie bereitet aber hinter dem Fitbereich Probleme, so ist sie nicht für einen Sideband-Fit geeignet. Diese Funktion ist also nur für einen Fit an den gesamten M_T -Bereich geeignet. Aus diesem Grund wird diese

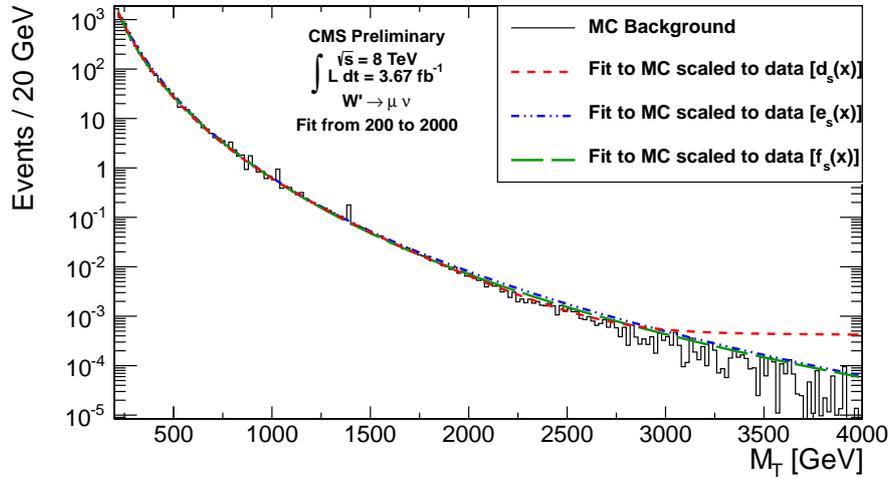


Abbildung 4.7.: Fit an den an den Untergrund von 200 GeV bis 2000 GeV.

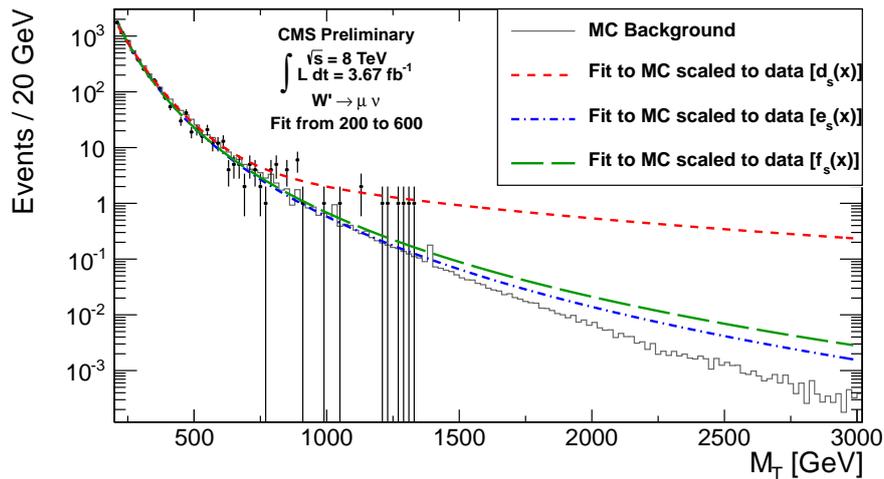


Abbildung 4.8.: Fit an den an die Daten von 200 GeV bis 600 GeV.

Funktion nicht als nicht geeignet für eine weitere Verwendung in kommenden Analysen bei höherer Schwerpunktsenergie betrachtet, da für einen aussagekräftigen Fit an den Untergrund viel Statistik für den Untergrund benötigt wird. Dies ist besonders am Anfang der Analyse noch nicht gegeben.

$e(x)$ ist vergleichbar mit $a(x)$ und besitzt teilweise große Abweichungen vom Spektrum. Dafür ist sie aber robust unter Veränderung des Fitbereiches und ist aus diesem Grund auch im Gegensatz zu $d(x)$ für einen Sideband-Fit geeignet.

Auch $f(x)$ ist robust gegenüber Variation des Fitbereiches und beschreibt das Spektrum ähnlich gut wie $b(x)$ und $c(x)$, also besser als $e(x)$.

5. Systematische Unsicherheiten

In diesem Kapitel wird auf systematische Unsicherheiten eingegangen, die die Analyse beeinflussen da sie Auswirkungen auf die p_T -Verteilung der Myonen sowie die M_T -Verteilung haben. Diese Unsicherheiten kommen zum Beispiel durch eine endliche Auflösung des Detektors sowie durch Unsicherheiten bei der Kalibrierung des Detektors.

Unsicherheiten auf die Luminosität, auf E_T^{miss} [17] und auf p_T [18] spielen für diese Analyse eine Rolle und müssen daher berücksichtigt werden:

- **Unsicherheit auf die Luminosität:** Am LHC wird die Luminosität über den totalen pp-Wirkungsquerschnitt berechnet. Da dieser aber mit der QCD nicht vollständig beschrieben werden kann, ergibt sich eine Unsicherheit auf die Luminosität, die 5% beträgt. Diese Unsicherheit hat keinen Einfluss auf die p_T - bzw. M_T -Verteilungen, muss allerdings bei der Berechnung des W' -Massenlimits berücksichtigt werden.
- **Unsicherheit auf die Auflösung der E_T^{miss} :** Die Auflösung der beeinflusst die M_T -Verteilung. Die Unsicherheit beträgt 10%. Um die Auswirkung auf die M_T -Verteilungen zu erhalten wird eine neue Verteilung erzeugt, bei der man die x- und y-Komponenten des hadronischen Anteils der E_T^{miss} um diesen Wert verschmiert.
- **Unsicherheit auf die Energieskala der E_T^{miss} :** Auf die Energieskala der E_T^{miss} wird eine Unsicherheit von 10% angenommen. Der Einfluss auf die Verteilung wird bestimmt, in dem zwei neue Verteilungen erzeugt werden, einmal eine Verteilung bei der die E_T^{miss} um 10% erhöht wird und dann noch eine Verteilung bei der die E_T^{miss} um 10% reduziert wird.
- **Unsicherheit auf die Auflösung des p_T der Myonen:** Die Unsicherheit auf den p_T der Myonen ist eine Funktion von p_T und variiert von 1% bis 10%. In dieser Analyse wird unabhängig von p_T als Abschätzung des schlimmsten Falles ein Fehler von 10% angenommen. Der Einfluss auf die Analyse wird wie bei der Auflösung der E_T^{miss} bestimmt.
- **Unsicherheit auf die Energieskala des p_T der Myonen:** Die Unsicherheit auf die Energieskala der Myonen ist abhängig von der Energie der Myonen und beträgt $5\% \times \frac{p_T[TeV]}{1TeV}$. Wie bei der Energieskala der E_T^{miss} wird eine nach oben sowie eine nach unten korrigierte M_T -Verteilung erstellt. Dazu wird jedes mal die E_T^{miss} neu berechnet.

Die systematische Unsicherheit wird über die verschmierten und verschobenen M_T -Verteilungen ermittelt, indem die Funktion, die auch zur Beschreibung des Untergrundes verwendet wird, an diese Verteilungen angepasst wird.

Bei der Skalierung der E_T^{miss} sowie des p_T wird der Betrag der Differenz der kumulierten verschmierten Verteilung von der kumulierten normalen Verteilung als Fehler auf die Skalierung betrachtet.

Bei der Auflösung der E_T^{miss} sowie der Auflösung des p_T werden jeweils zwei Verteilungen erzeugt. Bei der einen wird die Auflösung um 10% nach oben korrigiert, bei der anderen wird die Auflösung um 10% nach unten korrigiert. Als Fehler auf die Auflösung wird dann die maximale Abweichung der zwei kumulierten korrigierten Verteilungen von der kumulierten normalen Verteilung verwendet.

Die gesamte systematische Unsicherheit ergibt sich damit zu:

$$\sigma_{sys} = \sqrt{(\sigma_{E_T^{miss}-Skalierung} + \sigma_{E_T^{miss}-Auflösung})^2 + (\sigma_{p_T-Skalierung} + \sigma_{p_T-Auflösung})^2}$$

6. Limit

Auch nachdem auf die Daten die Selektionsschritte angewendet und damit störende Untergrundereignisse reduziert wurden, konnte kein Hinweis auf die Existenz eines W' -Bosons gefunden werden. Mit der Vorhersage des Untergrundes kann nun allerdings ein Limit auf die Massenuntergrenze des W' -Bosons ermittelt werden. Dazu wird der Bayes'sche Ansatz zur Bestimmung des Limits verwendet [19].

6.1. Bayes'scher Ansatz zur Bestimmung des Limits

Es wird angenommen, dass das Ergebnis eines Experimentes durch einen Vektor \vec{x} von Daten gegeben ist, dessen Wahrscheinlichkeitsverteilung von einem unbekanntem Parameter θ abhängt. Das Ziel ist es nun, θ zu bestimmen. Alles Wissen über θ wird in der A-posteriori-Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung $p(\theta|\vec{x})$ zusammengefasst, die man aus dem Bayestheorem erhält:

$$p(\theta|\vec{x}) = \frac{L(\vec{x}|\theta)\pi(\theta)}{\int L(\vec{x}|\theta')\pi(\theta')d\theta'}$$

$\pi(\theta)$ ist die A-priori-Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung von θ . $L(\vec{x}|\theta)$ ist die Likelihood-Funktion, die zusammengefasste Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Daten als Funktion von θ . Existieren zusätzlich noch Störparameter \vec{v} , so muss die Likelihoodfunktion durch eine modifizierte Likelihoodfunktion L' ersetzt werden:

$$L'(x|\vec{\theta}) = \int L(x|\vec{\theta}, \vec{v}) \cdot \pi(\vec{v})d\vec{v}$$

Mit dem Bayes'schen Ansatz kann nun über

$$1 - \alpha = \int_{\theta_{lo}}^{\theta_{up}} p(\theta|\vec{x})d\theta$$

ein Bereich ermittelt werden, der einen bestimmten Anteil $(1-\alpha)$ der A-posterior-Wahrscheinlichkeit enthält.

In dieser Analyse wird ein 95%-Konfidenzintervall gefordert, zudem kann θ_{lo} gleich Null gesetzt werden. Daraus ergibt sich:

$$1 - \alpha = 0.95 = p(\theta_{0.95}) = A \cdot \int_0^{\theta_{0.95}} \pi(\theta) \cdot L'(Daten|\theta)d\theta$$

mit

$$L'(Daten|\theta) = \int L_{Poisson}(Daten|\theta, \vec{v}) \cdot \pi(\vec{v})d\vec{v}$$

Dabei ist A ein Parameter zur Normalisierung, θ der Signalstärkemodifikator, und $L_{Poisson}$ das Poisson-Likelihood. Der Signalstärkemodifikator θ ist definiert als $\sigma_{ausgeschlossen} = \theta \cdot \sigma_{W'}$. Die Störparameter sind dabei die Anzahl der Signalereignisse s sowie die Anzahl der Untergründereignisse b im Suchfenster. Die A-priori-Wahrscheinlichkeitsverteilung von s und b werden als logarithmische Normalverteilungen angenommen, die durch die systematischen Unsicherheiten gegeben sind. Im verwendeten Referenzmodell können alle W' -Massen mit $\theta < 1$ ausgeschlossen werden.

In dieser Analyse wird für jeden W' -Massenpunkt ein Suchfenster im M_T -Spektrum gesucht, ausgehend von einem unteren Wert M_T^{lower} der variiert wird bis unendlich. Für jedes Suchfenster wird die untere Grenze so optimiert, dass auch das erwartete Limit optimiert wird. Dazu wird für jedes Suchfenster die Anzahl der erwarteten Untergründereignisse, der erwarteten Signalereignisse, ihre Unsicherheiten sowie die Anzahl der gemessenen Ereignisse berechnet und aufgrund dieser Werte wird die untere Grenze optimiert.

Für die Berechnungen wurden das *Higgs combination tool* [20] verwendet.

6.2. W' -Limit bei $3,7 \text{ fb}^{-1}$ der 2012er Daten

Zuerst wurde das Limit mit der in Kapitel 4 untersuchten Funktion $f(x)$ bei einem Fitbereich von 200 GeV bis 2000 GeV und einem Binning von 20 GeV berechnet, da diese Funktion die beste der neuen Funktionen darstellt. In Tabelle A.1 sind die kumulierten Werte der Anzahl der erwarteten Untergründereignisse, der Fehler auf diesen Wert sowie der gemessenen Daten in den verschiedenen Suchfenstern zu sehen. Das Suchfenster geht jeweils von einem unteren Wert M_T^{lower} bis 3000 GeV.

Der Fehler auf die Anzahl der Untergründereignisse ergibt sich aus den systematischen Unsicherheiten (siehe Kapitel 5) und dem Fehler des Fits wie folgt:

$$\sigma = \sigma_{sys} + \sigma_{FitDifferenz} + \sigma_{Integral}$$

Um $\sigma_{FitDifferenz}$ zu bestimmen, werden neben der Funktion, die zur Beschreibung des Untergrundes verwendet wird, noch zwei andere Kontrollfunktionen an das M_T -Spektrum angepasst. Für die beiden Kontrollfunktionen werden die kumulativen Anzahlen der Untergründereignisse berechnet. $\sigma_{FitDifferenz}$ ergibt sich dann in jedem Suchfenster als die maximale Abweichung der kumulativen Untergründereigniszahlen der Hauptfunktion und der zwei Kontrollfunktionen.

$\sigma_{Integral}$ wird für jedes Suchfenster in ROOT über die Funktion “IntegralError“ berechnet und beschreibt den Fehler des berechneten Integrales der durch die Fehler der Fitparameter zustande kommt.

Zur Bestimmung der erwarteten Signalereignisse für verschiedene W' -Massen wurden die Signaleffizienzen aus Tabelle 3.6 verwendet.

Das Ergebnis ist in Abbildung 6.1 zu sehen. Die durchgezogene schwarze Kurve ist das aus den gemessenen Daten berechnete beobachtete Limit des Wirkungsquerschnittes eines hypothetischen Teilchens. Die gestrichelte schwarze Linie ist das erwartete Limit aus dem vorhergesagten Untergrund. Das grüne Band ist das 1σ -Fehlerband des erwarteten Limits,

das gelbe Band ist das 2σ -Fehlerband. Das untere 2σ -Fehlerband verschwindet für hohe Massen, da dort die Fehler auf den Untergrund in der Größenordnung des Untergrundes bzw. größer als der Untergrund sind. Die Anzahl der Untergründe minus 2σ ergibt also Werte kleiner Null, was physikalisch keinen Sinn ergibt. Die gepunktete schwarze Kurve ist der theoretische NNLO-Wirkungsquerschnitt des W' -Boson in Abhängigkeit der Masse aus Tabelle 2.1, das blaue Band der Fehler darauf.

Das Massenlimit des W' -Bosons ergibt sich als Schnittpunkt des theoretischen NNLO-Wirkungsquerschnittes mit dem beobachteten Limit. Es kann ein W' mit einer Masse unterhalb des Schnittpunktes mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% ausgeschlossen werden. Für eine Analyse mit der Funktion $f(x)$ (siehe Abbildung 6.1) ergibt sich ein Massenlimit von 2.65 TeV für das W' -Boson.

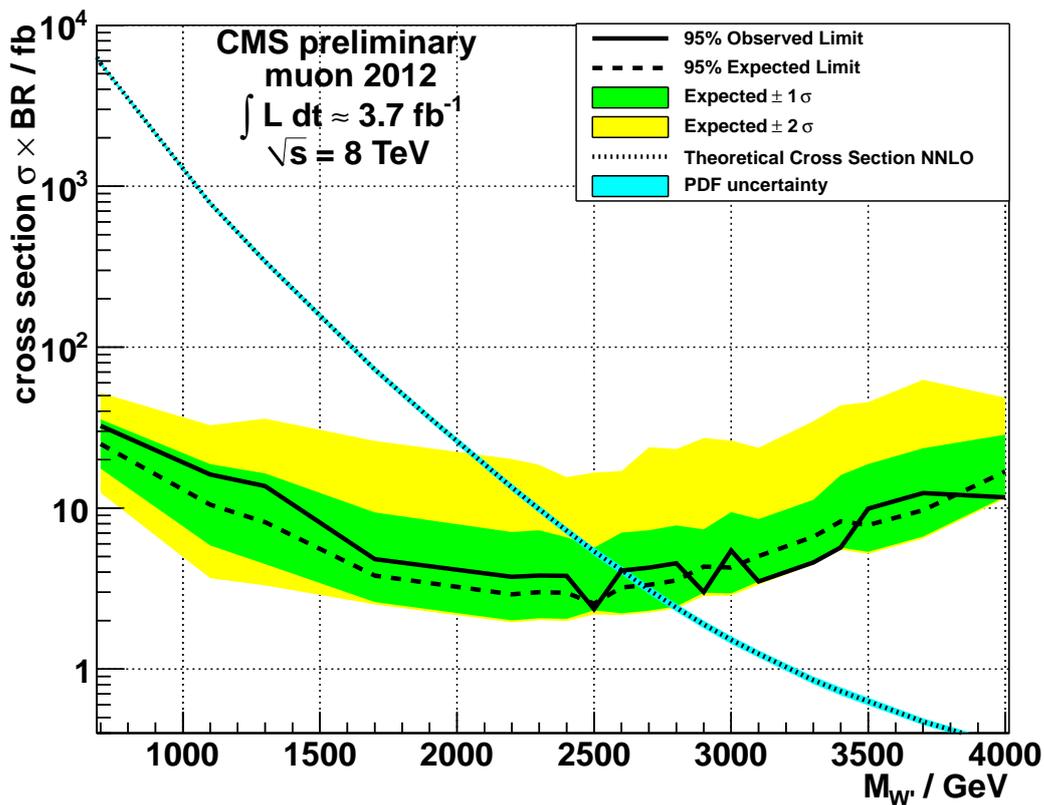


Abbildung 6.1.: Limit für die Funktion $f(x)$ bei einem Fitbereich von 200 GeV bis 2000 GeV und einem Binning 20 GeV.

6.3. Limit für verschiedene Funktionen

Um den Einfluss des Fits auf das Limit zu untersuchen, wurde das Limit für verschiedene Fitfunktionen mit den in Kapitel 4 gefundenen optimalen Parametern berechnet. Die Limits sind in den Abbildung A.2 zu sehen. Zusammengefasst sind die Limits in Tabelle 6.1

Es zeigt sich, dass die Analyse robust unter einer Variation der Fitfunktionen ist, die Werte variieren um 0.05 GeV um den Mittelwert 2.70 GeV.

Damit ergibt sich als Ergebnis dass W' -Boson bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV und 3.7 fb^{-1} Daten bis zu einer Masse von 2.70 GeV ausgeschlossen werden kann.

Funktion	Fitbereich	Binning	Limit
$a(x)$	200 GeV bis 2000 GeV	20 GeV	2.75 TeV
$b(x)$	200 GeV bis 2000 GeV	20 GeV	2.65 TeV
$c(x)$	200 GeV bis 2000 GeV	20 GeV	2.70 TeV
$d(x)$	200 GeV bis 3000 GeV	20 GeV	2.75 TeV
$e(x)$	200 GeV bis 2000 GeV	20 GeV	2.70 TeV
$f(x)$	200 GeV bis 2000 GeV	20 GeV	2.65 TeV

Tabelle 6.1.: Berechnete Massenlimit für die verschiedenen Funktionen

7. Fazit

Mit 3,7 fb der 2012er CMS Daten bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV konnte die Existenz eines neuen schweren Eichbosons W' bis zu einer Masse von 2.70 TeV ausgeschlossen werden.

Bei der Untersuchung des Selektionsschrittes auf die Anzahl der getroffenen Schichten im Spurdetektor wurde festgestellt, dass die Möglichkeit besteht, diese Selektion durch eine Selektion auf den relativen Fehler des transversalen Impulses zu ersetzen. Dazu muss die Selektion auf den relativen Fehler allerdings noch genauer untersucht werden.

Es wurden außerdem drei neue Funktionen gefunden, die das M_T -Spektrum des Untergrundes gut beschreiben. Zwei der Funktionen sind gut dazu geeignet. Die dritte Funktion beschreibt das Spektrum sehr gut, allerdings nur im Fitbereich. Für transversale Massen, die über dem Fitbereich liegen, überschätzt diese Funktion den Untergrund.

Zudem wurde festgestellt, dass die Berechnung des Limits robust ist unter einer Variation des Fits.

Danksagung

Zum Schluss dieser Arbeit möchte ich mich bei einigen Personen bedanken.

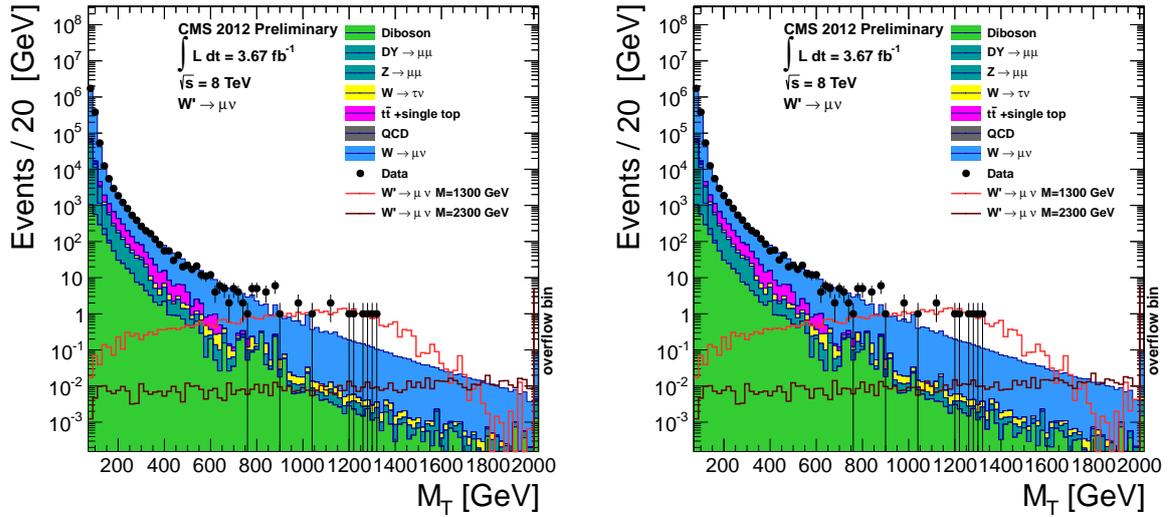
Zuerst bedanke ich mich bei Prof. Dr. Hebbeker, der diese Arbeit am III. Physikalischen Institut A ausgeschrieben hat.

Ein weiterer großer Dank gilt Dr. Kerstin Hoepfner für die Betreuung. Vor allem bedanke ich mich für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Zudem bedanke ich mich bei der gesamten Aachener W' Gruppe, die mir bei Problemen immer weiterhelfen konnte. Ein besonderer Dank geht dabei an Fabian Schneider für das Gegenlesen und die Betreuung bei dieser Arbeit. Zudem hat er die Datenvorauswahl übernommen und mir die geskimmtten Daten zur Verfügung gestellt.

Zuletzt bedanke ich mich bei meiner Familie und bei meiner Freundin, die mich immer unterstützt haben.

A. Anhang



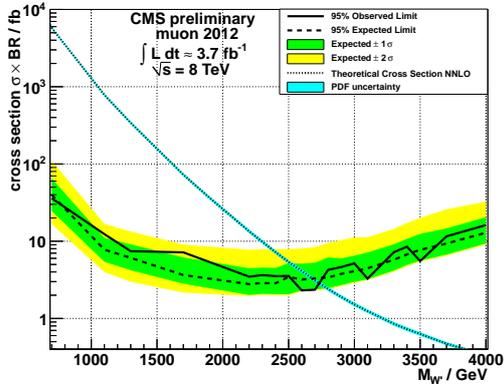
(a) M_T -Verteilung nach allen Selektionen mit Selektion $\frac{\Delta p_T}{p_T} < 0,1$

(b) M_T -Verteilung nach allen Selektionen mit der Selektion $\frac{\Delta p_T}{p_T} < 0,15$

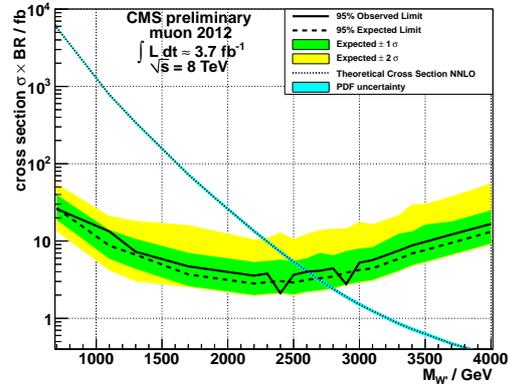
Abbildung A.1.: M_T -Verteilung nach allen Selektionen mit der Selektion $\frac{\Delta p_T}{p_T} < 0,1$ (links) und $\frac{\Delta p_T}{p_T} < 0,15$ (rechts).

M_T^{lower}	Daten	Fit an Untergrund	$\sigma_{FitDifferenz}$
>300	1157	1224 ± 396	162,4
>350	708	681 ± 138	79,9
>400	352	$403,5 \pm 52,7$	38,2
>450	244	$250,3 \pm 35,3$	18,4
>500	153	$160,8 \pm 21,5$	9,11
>550	116	$106,4 \pm 10,5$	4,73
>600	71	$72,10 \pm 7,70$	2,64
>650	54	$49,88 \pm 7,34$	1,61
>700	42	$35,17 \pm 7,92$	1,09
>750	33	$25,21 \pm 8,63$	0,81
>800	26	$18,35 \pm 8,78$	0,64
>850	21	$13,54 \pm 8,55$	0,53
>900	11	$10,12 \pm 8,08$	0,45
>950	10	$7,65 \pm 7,49$	0,39
>1000	9	$5,85 \pm 6,86$	0,33
>1050	9	$4,51 \pm 6,22$	0,29
>1100	8	$3,52 \pm 5,60$	0,25
>1150	6	$2,76 \pm 5,02$	0,21
>1200	6	$2,19 \pm 4,49$	0,18
>1250	4	$1,75 \pm 4,00$	0,16
>1300	2	$1,40 \pm 3,57$	0,14
>1350	0	$1,14 \pm 3,18$	0,12
>1400	0	$0,92 \pm 2,83$	0,10
>1450	0	$0,76 \pm 2,52$	0,09
>1500	0	$0,62 \pm 2,25$	0,07

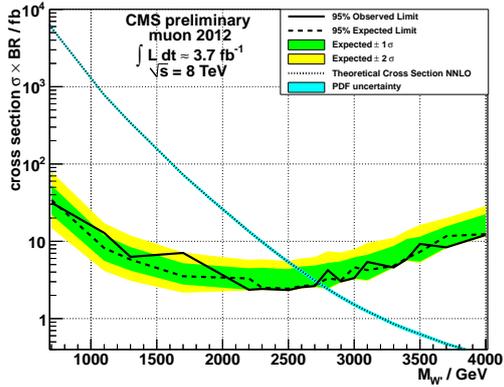
Tabelle A.1.: Kumulierte Anzahl der Funktion $f(x)$ bei einem Fitbereich von 200 GeV bis 2000 GeV bei einem Binning von 20 GeV und den Kontrollfunktionen $d(x)$ und $e(x)$.



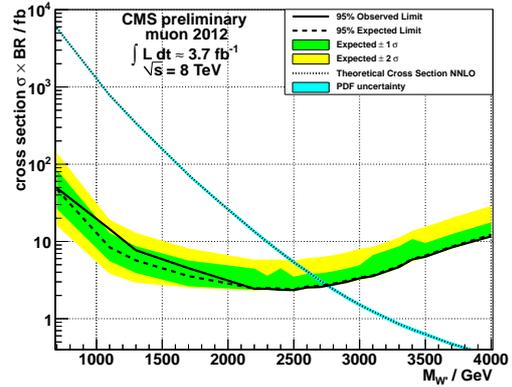
(a) Limit für die Funktion $a(x)$ bei einem Fitbereich von 200 GeV bis 2000 GeV und einem Binning 20 GeV



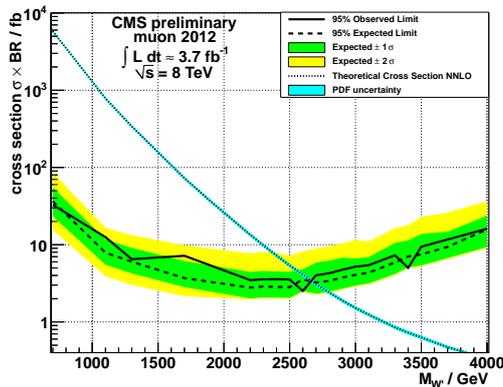
(b) Limit für die Funktion $b(x)$ bei einem Fitbereich von 200 GeV bis 2000 GeV und einem Binning 20 GeV



(c) Limit für die Funktion $c(x)$ bei einem Fitbereich von 200 GeV bis 2000 GeV und einem Binning 20 GeV



(d) Limit für die Funktion $d(x)$ bei einem Fitbereich von 200 GeV bis 3000 GeV und einem Binning 20 GeV



(e) Limit für die Funktion $e(x)$ bei einem Fitbereich von 200 GeV bis 2000 GeV und einem Binning 20 GeV

Abbildung A.2.: Massenlimit für die verschiedenen Funktionen.

Literaturverzeichnis

- [1] Wolfgang Demtröder, *Experimentalphysik 4*, Springer, 2005.
- [2] G. Altarelli, B. Mele, M. Ruiz-Altaba, *Searching for New Heavy Vector Bosons on pp-Colliders*, *Z. Phys. C45*, 109, 1989.
- [3] K. Hoepfner et al., *Search for leptonic decays of W bosons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$* , CMS-EXO-11-024 (2011).
- [4] P. Bryant, L. Evans, *LHC Machine*, 2008 JINST 3 S08001, 2008.
- [5] <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2008/PR14.08E.html>
(Am 23.07.2012 um 16:35 Uhr).
- [6] <http://cms.web.cern.ch/news/observation-new-particle-mass-125-gev>
(Am 24.07.2012 um 17:00 Uhr).
- [7] CMS Collaboration, *CMS Physics Technical Design Report*, CERN/LHCC 2006-001,2006.
- [8] T.S.Virdee (CMS Collaboration), *The CMS Experiment at the LHC*, CMS CR-1998/025, January 1999.
- [9] <http://cms.web.cern.ch/news/muon-detectors>
(Am 22.07.2012 um 17:45 Uhr).
- [10] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP, 605:26, 2006, arXiv:hep-ph/0603175v2.
- [11] D. Kim et al., *PDF Uncertainties and K-factor for the W search at 8 TeV collisions*, CMS Analysis Note: AN-12-172 (2012).
- [12] J. Alwall et al., *MadGraph/MadEvent v4: the new web generation*, JHEP 09 (2007) 028, doi:10.1088/1126-6708/2007/09/028.
- [13] CMS Collaboration - Physics Validation, *Instruction of Pileup Reweighting methods*, Documentation at: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/PileupMCReweightingUtilities>.
- [14] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBookMuonAnalysis#Global_muons
(Am 02.08.2012 um 17:23 Uhr).

-
- [15] Maxime Gouzevitch et al., *Search for Narrow Resonances using the Dijet Mass Spectrum in pp Collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV*, EXO-12-016.
- [16] R. Brun, F. Rademakers. *ROOT: An object oriented data analysis framework.*, <http://root.cern.ch>.
- [17] The CMS Collaboration, *Electromagnetic calorimeter calibration with 7 TeV data*, CMS-PAS EGM-10-003.
- [18] The CMS Collaboration, *Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, CMS-MUO-10-004.
- [19] Cowan, *PDG Review on statistics (chap. 33)*, JPG 37 075021 (2012).
- [20] S. CMS Collaboration Chatrchyan, V. Khachatryan, A. M. Sirunyan et al., *Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at $s=7$ TeV*, *Physics Letters B* **710** (March, 2012) 26-48, doi:10.1016/j.physletb.2012.02.064.