Entwicklung einer Methode zur Abschätzung des Untergrundes der Topquark-Paarproduktion aus Daten für die Higgs-Suche im Kanal Vektorbosonfusion $H \rightarrow \tau\tau$

Bachelorarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science
(B.Sc.)

dem Fachbereich Physik der
Universität Siegen

vorgelegt von
Christa Stute

Juli 2008

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Das Modell, welches das gesammelte Wissen der Teilchenphysikalischen Forschung der letzten Jahrzehnte beschreibt, ist das Standardmodell [1], [2], [3]. Es wurde in den 60er-Jahren entwickelt, seit dem einer Vielzahl von Tests unterzogen und eine große Anzahl von Parametern des Standardmodells wurde mit guter Genauigkeit gemessen. Das Standardmodell erfuhr hierbei sehr gute Bestätigung. Viele Fortschritte wurden in der Elementarteilchenphysik durch die Entdeckung der fundamentalen Teilchen wie des Charm-, Bottom- und Topquarks sowie des Tauleptons und seines Neutrinos, den Bosonen $W^{\pm}$, Z^0 sowie der Gluonen gemacht. Hierbei konnten die Forscher keine Abweichungen zwischen den theoretischen Vorhersagen und den experimentellen Befunden feststellen. Dennoch bleibt unser Bild der Teilchenphysik bis heute unvollständig, da das Standardmodell der Teilchenphysik in seiner ursprünglichen Form nur masselose Elementarteilchen beschreiben kann. Dies stellt uns vor ein fundamentales Problem der Teilchenphysik, die Frage nach dem Ursprung der Masse.

Der Schotte Peter Higgs [4], [5] und zeitgleich andere Kollegen, entwickelten aufbauend auf Ideen von Phillip Anderson [6] in der Festkörperphysik den, nach seinem Erfinder benannten Higgs-Mechanismus. Ihm zufolge erhalten die Teilchen ihre Masse durch die Wechselwirkung mit dem Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes, einem skalaren, überall im Universum vorhandenen Hintergrundfeld. Diese Theorie verlangt jedoch ein weiteres Teilchen, das Higgs-Boson. Dieses von der Theorie postulierte Teilchen sollte als Anregung dieses Feldes existieren. Bis heute konnte jedoch weder das Higgs-Boson experimentell nachgewiesen werden noch eine andere Theorie zur Massenentstehung experimentell verifiziert werden. Die Suche nach dem Higgs-Boson ist eine der wesentlichen Aufgaben des Large Hadron Colliders (LHC), eines Proton-Proton-Beschleunigers am CERN bei Genf. Er wird vorraussichtlich im Juli 2008 seinen Betrieb aufnehmen und vorraussichtlich im Oktober 2008 erste Kollisionen durchführen.

Sollte ein Higgs-Boson, wie es auch im Standardmodell vorhergesagt wird, existieren, so kann es am LHC entdeckt werden. Dabei wird bei einem signifikanten Überschuss von Ereigniszahlen im Signalbereich von einer Entdeckung des Higgs-Bosons gesprochen.

Es ist sehr bedeutend, im Vorfeld solcher Experimente wie ATLAS, mit Hilfe von

Monte-Carlo-Studien, Strategien und Berechnungen zu entwickeln, welche Vorhersagen über die erwarteten Ereigniszahlen für den gesuchten Signalprozess, aber auch für den Untergrund liefern können. Diese haben jedoch den Nachteil, dass gerade zu Beginn der Datenannahme Unsicherheiten über die korrekte Beschreibung des Detektors bestehen. Darum wird mit Hilfe der ersten Daten die Simulation überprüft und angepasst. Desweiteren werden möglichst Methoden entwickelt den Untergrund aus Daten abzuschätzen. Hierfür werden schon im Vorfeld der Datennahme Algorithmen zur Extraktion des Signalprozesses aus den, mit dem Detektor gewonnen Daten entwickelt und so Ereignisgrößen für Signal und Untergrund rekonstruiert.
Diese Arbeit befasst sich mit dem Prozess der Vektorbosonfusion, welche in dem betrachteten Massenbereich von 120 GeV den zweitgrößten Wirkungsquerschnitt besitzt. Anschließend wird der Zerfall $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l^+l^- + 4\nu$ betrachtet. Dieser Kanal besitzt ein vielversprechendes Entdeckungspotential. Der zweitgrößte Untergrund ist die Produktion von einem Paar von top-Quarks mit dem Zerfall $t\bar{t} \rightarrow b\,W^+\;\bar{b}\,W^- \rightarrow b\,l^+\nu\;\bar{b}\,l^-\bar{\nu}$. In dieser Arbeit wird eine Methode zur Abschätzung dieses Untergrundes aus Daten untersucht. Diese nutzt aus , dass bei dem Zerfallsprozess des Untergrundes $t\bar{t}$ Bottomquarks entstehen, welche in dem betrachteten Zerfall des Signalprozesses nicht vorkommen. In der Standardselektion wird somit ein Veto auf die identifizierten b-Jets angewendet. Mit Hilfe einer Selektion b-Tag, also der Forderung der Identifikation eines b-Jets wird ein Kontrolldatensatz für den $t\bar{t}$ Untergrund berechnet. Diese Arbeit beginnt mit einem kurzen Überblick der zugrunde liegenden Theorie, sowie einer Beschreibung des LHC und des ATLAS-Detektors. Danach werden die betrachteten Signal- und Untergrundprozesse vorgestellt. Die verwendeten Programme und Datensätze werden nur sehr kurz erläutert. Schließlich wird die Grundidee meiner Arbeit nocheinmal kurz erläutert und die verwendeten Analyseschnitte zur Selektion des Signals vorgestellt. Später wird die Abschätzung des Untergrundes erklärt und durchgeführt. Letztendlich wird auf die Rekonstruktion der invarianten $\tau\tau$-Massee eingegangen und die Methode zu Untergrundabschätzung bzw. Subtraktion validiert.

Kapitel 2

Theorie

Der Higgs-Mechanismus, der nach dem schottischen Physiker Peter Higgs benannt wurde, ist Bestandteil des Standardmodells der Elementarteilchenphysik, welches eine Eichtheorie basierend auf der Symmetriegruppe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ darstellt. In dieser Eichtheorie erscheinen massive Austauschteilchen zunächst nicht möglich und der Ursprung der Masse ungeklärt. Der Higgsmechanismus bietet hier eine Erklärung für die Beobachtung massiver Austauschteilchen, der drei Eichbosonen Z^0, W^+, W^-. Durch die Einführung eines neuen Feldes, des Higgs-Feldes, wird diese Beobachtung im Standardmodell erklärt. Diese Einführung hat jedoch auch das Auftreten eines neuen Bosons zur Folge. Trotz vieler Erfolge des Standardmodells konnte dieses Higgs-Boson aber bisher noch nicht nachgewiesen werden. In diesem Kapitel werden das Standardmodell der Teilchenphysik, das Eichprinzip, die Eichinvarianz und die Einführung von Massen durch den Higgsmechanismus kurz erläutert. Im letzten Abschnitt werden die Produktions- und Zerfallsprozesse eines Higgs-Bosons am Large Hadron Collider genauer diskutiert. Große Teile der in diesem Kapitel gemachten Angaben, sind dem Werk [7] und den Arbeiten [8] und [9] entnommen. Eine ausführliche Beschreibung zur Higgsphysik und der elektoschwachen Symmetriebrechung findet sich in [10].

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine relativistische Quantenfeldtheorie. Es basiert auf den Grundbausteinen Teilchen und Kräfte. Im Standardmodell werden die 12 Materiebausteine in drei Familien (Teilchen-Generationen), mit identischen Eigenschaften angeordnet, welche sich lediglich in der Masse unterscheiden.

$$\begin{aligned}
&\text{1. Familie: } \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \\
&\text{2. Familie: } \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \\
&\text{3. Familie: } \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

Entsprechend ihren verschiedenen Eigenschaften werden diese 12 Elementarteilchen in „Gruppen“ eingeteilt:
In Quarks (rechte Seite) und Leptonen (linke Seite).
Im Standardmodell werden die Wechselwirkungen der Materiefelder durch abstrakte Eichsymmetrien beschrieben. Die Eichgruppen des Standardmodells sind $U(1)_Y$, $SU(2)_L$, und $SU(3)_C$. Dabei bezeichnet C die Farbladung, Y die schwache Hyperladung und L die schwache Isospin-Kopplung an linkshändige Fermionen. Aus den Eichgruppen ergeben sich die Wechselwirkungen des Standardmodells, die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung.

2.2 Das Eichprinzip

Wir gehen von der Dirac-Gleichung für ein freies Teilchen der Ladung q aus

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0 \tag{2.1}$$

und führen eine lokale Phasentransformation durch

$$\psi'(x) = \exp(iq\chi(x))\psi(x). \tag{2.2}$$

Gesucht ist die Wellengleichung, der $\psi'(x)$ gehorcht. Dafür wenden wir den Operator $(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)$ an. Es folgt nach kurzer Rechnung

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi'(x) = q\gamma^\mu A'_\mu \psi'(x), \tag{2.3}$$

wobei hier definiert wurde: $A'_\mu = -\partial_\mu \chi(x)$.
Die lokal phasentransformierte Dirac-Wellenfunktion erfüllt also nicht mehr die „freie“ Dirac-Gleichung eines Teilchens im Vakuum, sondern die Dirac-Gleichung mit elektromagnetischem Feld. Sei schon zu Anfang ein elektromagnetisches Feld vorhanden, beschrieben durch $A^\mu(x)$, so genügt die Wellenfunktion der Gleichung

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = q\gamma^\mu A_\mu \psi(x) \tag{2.4}$$

Die durch eine lokale Phasentransformation entstehende Wellenfunktion ist eine Lösung der entsprechenden Gleichung, wenn gleichzeitig das Viererpotential mit der Phasenfunktion $\chi(x)$ eichtransformiert wird.
Die gewonnenen Erkenntnisse lassen sich in einem Eichprinzip zusammenfassen: Die Dirac-Gleichung soll invariant gegenüber einer beliebigen lokalen Phasentransformation sein. Dies ist unmöglich im feldfreien Raum, vielmehr ist die Existenz eines Vektorfeldes erforderlich, dass dann gleichzeitig eichtransformiert wird.

$$\psi'(x) = \exp(iq\chi(x))\psi(x) \tag{2.5}$$

$$A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu \chi(x) \tag{2.6}$$

Die Kopplung zwischen der Wellenfunktion des geladenen Teilchens und dem äußeren Feld ergibt sich, indem man in die Dirac-Gleichung die kovariante Ableitung $D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu$ einsetzt.

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) = 0 \Rightarrow (i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) = q\gamma^\mu A_\mu\psi(x) \tag{2.7}$$

Die Eichinvarianz der Elektrodynamik ist an die Masselosigkeit der Photonen gekoppelt. Die Wellengleichung

$$\Box A^\mu - \partial^\nu\partial_\mu = j^\nu \tag{2.8}$$

ist invariant gegenüber der Eichtransformation

$$A^\nu \to A^\nu - \partial^\nu\chi. \tag{2.9}$$

Für die Wellenfunktion eines massiven Vektorfeldes ist dies nicht mehr gültig

$$(\Box + M^2)W^\nu - \partial^\nu\partial_\mu W^\mu = j^\nu. \tag{2.10}$$

Bei einer solchen Transformation würde ein zusätzlicher Term $-M^2\partial^\nu\chi$ hinzukommen. Deshalb gilt: *Für massive Vektorteilchen gibt es keine Eichinvarianz.*

2.3 Eichinvarianz bei massiven Vektorfeldern

Wie im Kapitel 2.2 gezeigt, ist das Postulat der Invarianz der Dirac-Gleichung gegenüber lokalen Phasentransformationen der Wellenfunktion nicht im feldfreien Raum möglich, sondern es bedarf der Existenz eines äußeren Feldes, an das die geladenen Teilchen koppeln. Die Quanten dieses Feldes, die man die Eichbosonen nennt, müssen Masse Null haben, weil nur für masselose Vektorfelder die Eichinvarianz gilt. Es erscheint zunächst nicht sinnvoll, das Eichprinzip auf die schwache Wechselwirkung anwenden zu wollen, weil deren Reichweiten sehr kurz und die Massen der Vektorbosonen entsprechend groß sind. Dies ist dennoch möglich. Die grundlegende Idee: Die schwachen Wechselwirkungen besitzen eine unendliche Reichweite und können durch eine eichinvariante Theorie beschrieben werden. Es gibt jedoch ein Hintergrundfeld, welches diese Wechselwirkungen abschirmt. Die Eichbosonen erhalten dadurch eine Masse. Dieses Hintergrundfeld ist das Higgs-Feld. Die ursprüngliche Eichinvarianz geht dabei nicht verloren. Nach Aitchison und Hey (1982) spricht man hier von *verborgener Eichinvarianz* und nicht von der meistens verwendenten, irreführeneden Bezeichnung *spontane Symmetrie-Brechung.*

2.4 Der Higgsmechanismus für die Eichgruppe $U(1)$

Zunächst wird exemplarisch diskutiert, wie man dem Eichfeld einer $U(1)$-Symmetrie eine Masse verleihen kann. Dazu wird ein neues, komplexes, skalares Higgs-Feld eingeführt.

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2). \tag{2.11}$$

Abbildung 2.1: Das Higgs-Potential in einer Projektion auf zwei Freiheitsgrade. Es gibt beliebig viele mögliche Grundzustände, von denen einer ausgewählt wird. Das lokale Maximum bei $\phi = 0$ ist kein stabiler Zustand [8] [7].

Das Potential wird so angesetzt, dass im Zustand mit der tiefsten Energie, die Feldamplitude von Null verschieden ist.

$$V(\phi) = -\mu^2|\phi|^2 + \lambda^2|\phi|^4 \tag{2.12}$$

Die Rotationsfläche ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Sie ist rotationssymmetrisch um die Ordinate und hat ihr Minimum auf dem Kreis

$$|\phi| = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\phi_1^2 + \phi_2^2} = \frac{v}{\sqrt{2}} \text{ mit } v = \frac{\mu}{\lambda}. \tag{2.13}$$

Der Vakuum-Erwartungswert des Feldes hat den Absolutbetrag $\frac{v}{\sqrt{2}}$, aber eine beliebig wählbare Phase $\theta = \arctan\frac{\phi_2}{\phi_1}$:

$$\phi_0 = \frac{v}{\sqrt{2}}\exp(i\theta). \tag{2.14}$$

Zur gegenwärtigen Betrachtung wird angenommen, dass die Phase überall im Raum gleich ist und $\theta = 0$ gewählt werden kann. Mit diesem einfachen Fall

$$\phi_0 = \frac{v}{\sqrt{2}} \tag{2.15}$$

und der verallgemeinerten Londonschen Gleichung für das elektromagnetische Viererpotential A^μ aus einer in [7] vorgenommenen Berechnung des Higgs-Teilchens als Verallgemeinerung der Cooper-Paare

$$j_0^\mu = -2q^2|\phi|^2A^\mu, \tag{2.16}$$

wird der Vakuum-Erwartungswert des Higgs-Stromes:

$$j_0^\mu = -2q^2|\phi|^2A^\mu = -q^2v^2A^\mu. \tag{2.17}$$

Mit Hilfe der relativistischen Wellengleichung $\Box A^\mu = j^\mu$ erlangt man für das Viererpotential die Gleichung eines massiven Vektorfeldes

$$(\Box + M^2)A^\mu = 0 \tag{2.18}$$

Somit hat das Photonfeld die Masse

$$M = qv = q \cdot |\phi_0|^2 \cdot \sqrt{2} \tag{2.19}$$

erhalten. Hier wird jedoch nur exemplarisch das Prinzip zur Erlangung der Masse erläutert. Das Photon bleibt in der Natur allerdings masselos.

2.5 Das Standard-Modell der elektroschwachen Wechselwirkung

2.5.1 Lokale $SU(2)_L \times U(1)_Y$-Transformationen

Die $SU(2)_L$ -Gruppe beschreibt die Transformationen der linkshändigen Multipletts des schwachen Isospins. Die schwache Hyperladung Y ist ebenso wie die elektrische Ladung eine additive Quantenzahl. Anstelle der Ladung $Q = q \cdot e$ im elektromagnetischen Fall tritt hier die Kopplungskonstante $\frac{g'}{2}$ auf, multipliziert mit der Hyperladungszahl Y. Für die Leptonen (ν_e, e^-) lautet eine solche Transformation

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L' = \exp\left(i\frac{g}{2} \cdot \vec{\tau}\vec{\beta(x)})\right) \cdot \exp\left(i\left(\frac{g'}{2}Y_L\right)\chi(x)\right) \cdot \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \tag{2.20}$$

$$e_R' = \exp\left(i\left(\frac{g'}{2}Y_L\right)\chi(x)\right) \cdot e_R \tag{2.21}$$

mit
$g =$ Kopplungskonstante der $SU(2)_L$-Gruppe,
$\beta(x) =$ Eichfunktion der $SU(2)_L$-Gruppe,
$g' =$ Kopplungskonstante der $U(1)_Y$-Gruppe,
$\chi(x) =$ Eichfunktion der $U(1)_Y$-Gruppe
$\tau_j =$ Pauli-Matrizen

Der erste Term von Gleichung 2.20 gehört hier zur Phasentransformation der $SU(2)_L$-Gruppe, der zweite Term zur $U(1)$-Gruppe. Um Invarianz gegenüber lokalen Transformationen zu erhalten, muss man für die $SU(2)_L$-Gruppe ein Triplett $W_1^\mu, W_2^\mu, W_3^\mu$ von Vektorfeldern einführen und für die $U(1)$-Gruppe ein einzelnes Vektorfeld B^μ. Die kovariante Ableitung ist somit durch

$$D^\mu = \partial^\mu + ig \cdot \vec{T} \cdot \vec{W}^\mu + i\frac{g'}{2}YB^\mu \tag{2.22}$$

gegeben.
Aus dem Vergleich der beobachteten Phänomenologie ergibt sich der Zusammenhang zwischen der elektromagnetischen Ladung Q, der schwachen Hyperladung Y und der 3. Komponente des schwachen Isospins T_3.

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{2.23}$$

Für die linkshändigen Leptonen gilt $\vec{T} = \vec{\tau}/2$ und $Y = -1$ und somit die kovariante Ableitung für $(\nu_e,e_L^-),(\nu_\mu,\mu_L^-),(\nu_\tau,\tau_L^-)$

$$D^\mu = \partial^\mu + i\frac{g}{2} \cdot \vec{\tau} \cdot \vec{W}^\mu - i\frac{g'}{2}B^\mu. \tag{2.24}$$

Für die rechtshändigen geladenen Leptonen ist $T = 0$, $Y = -2$ und somit

$$D^\mu = \partial^\mu - ig'B^\mu. \tag{2.25}$$

Betrachtet man die Kopplung der W-Felder an die linkshändigen Leptonen, so lässt sich nach kurzer Rechnung die kovariante Ableitung für die linkshändigen Leptonen folgendermaßen schreiben:

$$D^\mu = \partial^\mu + i\frac{g}{\sqrt{2}}\left(\tau_+ W^{(-)\mu} + \tau_- W^{(+)\mu}\right) + i\frac{g}{2} \cdot \tau_3 \cdot W^\mu - i\frac{g'}{2}B^\mu \tag{2.26}$$

Hierbei ist

$$W^{(\pm)\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1^\mu \pm iW_2^\mu) \tag{2.27}$$

und

$$\tau_+ = \frac{1}{2}(\tau_1 + i\tau_2), \quad \tau_- = \frac{1}{2}(\tau_1 - i\tau_2). \tag{2.28}$$

Nach längerer Rechnung, siehe [7], wird der schwache Mischungswinkel θ_W durch folgende Beziehung definiert

$$\boxed{\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}}, \quad \sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}} \tag{2.29}$$

Daraus folgt dann

$$\boxed{A^\mu = B^\mu \cos\theta_W + W_3^\mu \sin\theta_W} \tag{2.30}$$

Das Feld Z^μ des neutralen schwachen Stroms muß orthogonal zu A^μ sein. Bis auf einen beliebigen Phasenfaktor gilt

$$\boxed{Z^\mu = -B^\mu \sin\theta_W + W_3^\mu \cos\theta_W} \tag{2.31}$$

2.5.2 Die Massen der W- und Z-Bosonen

Die einfachste Struktur, die es ermöglicht, den $W^\pm$- und den Z^0-Bosonen eine Masse zu verleihen, besteht aus komplexen Feldern ϕ^+ und ϕ^0, die ein Dublett bezüglich des schwachen Isospins bilden.

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \tag{2.32}$$

mit $I = 1/2$ und $Y = 1$.
Die Lagrange-Dichte des Higgsfeldes ist

$$L_{\text{Higgs}} = (\partial^\mu\Phi)^\dagger(\partial_\mu\Phi) - V(\Phi^\dagger,\Phi), \ V(\Phi^\dagger,\Phi) = -\mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda^2(\Phi^\dagger\Phi)^2 \tag{2.33}$$

wobei

$$\partial_\mu \to D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\vec{\tau}\vec{W}_\mu + i\frac{g'}{2} \tag{2.34}$$

Die gesamte Lagrange-Funktion lautet

$$\begin{aligned} L &= L_{\text{Higgs}} + L_{\text{Eich}} \\ &= (D^\mu\Phi)^\dagger(D_\mu\Phi) - V(\Phi^\dagger,\Phi) + \mu^2\Phi^\dagger\Phi - \lambda^2(\Phi^\dagger\Phi)^2 - \frac{1}{4}F^i_{\mu\nu}F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}f_{\mu\nu}f^{\mu\nu} \end{aligned}$$

mit den Feld-Tensoren:

$$F^i_{\mu\nu} = \partial_\mu W^i_\nu - g\epsilon_{ijk}W^j_\mu W^k_\nu \tag{2.35}$$

und

$$f_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \tag{2.36}$$

Die Lagrange-Funktion hat eine sehr wichtige Eigenschaft: L bleibt invariant bei lokalen $SU(2)$-Transformationen

$$\Phi(x) \to \Phi'(x) = \exp(i\frac{g}{2}\tau\beta(x))\Phi(x) \tag{2.37}$$

$$\vec{W}^\mu(x) \to \vec{W}'^\mu(x) = \vec{W}^\mu(x) - \partial^\mu\beta(x) - g[\beta(x)\times\vec{W}^\mu(x)] \tag{2.38}$$

Die beiden ersten Terme sind analog zum elektromagnetischen Fall. Neu ist der Term $\beta \times W^\mu$ der von der Nichtvertauschbarkeit der $SU(2)$-Transformationen kommt. L bleibt ebenfalls invariant bei lokalen $U(1)$-Transformationen:

$$\Phi(x) \to \Phi'(x) = exp(i\frac{g}{2}\tau\chi(x))\Phi(x) \tag{2.39}$$

$$B^\mu(x) \to B'^\mu(x) = B^\mu(x) - \partial^\mu\chi(x). \tag{2.40}$$

Es wird nun angenommen, dass der energetisch tiefste Zustand („das Vakuum“) eine von Null verschiedene Amplitude des neutralen Higgs-Feldes ergibt, während der Erwartungswert des geladene Higgs-Feldes verschwindet, da er dem Photon eine Masse geben würde.

$$\Phi_0 \equiv <\Phi_0> = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{2.41}$$

Nun wird ein Zustand in der Nähe des Grundzustandes betrachtet

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v+\eta(x) \end{pmatrix} \tag{2.42}$$

Durch Anwenden der kovarianten Ableitung und Einsetzten in die Lagrange-Dichte erhält man letzendlich

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

Aus dieser Gleichung entnimmt man:
(a) Es gibt ein neutrales Higgs-Teilchen, das H-Teilchen, mit der Masse

$$m_{\text{Higgs}} = \sqrt{2}\mu \tag{2.43}$$

(b) Die geladenen W-Bosonen haben eine Masse erhalten

$$M_W = \frac{gv}{2} \tag{2.44}$$

(c) Aus dem letzten Term in $\mathcal{L}$ kann man mit Hilfe von

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{4} |g'B - \mu - gW_{3\mu}|^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{g^2 v^2}{4\cos^2\theta_W} |Z_\mu|^2 \tag{2.45}$$

erkennen, dass auch das Z^0-Boson eine Masse erhält, die über den schwachen Mischungswinkel mit der W-Masse verknüpft ist.

$$M_Z = \frac{gv}{2\cos\theta_W} = \frac{M_W}{\cos\theta_W} \tag{2.46}$$

(d) Ein Masseterm für das elektromagnetische Feld kommt nicht vor, somit bleibt das Photon masselos.
Ein experimenteller Wert für die Massen der W- und Z-Bosonen sind [11]:

$$M_W = 80,403 \pm 0,029\,\text{GeV}, \quad M_Z = 91,1876 \pm 0,0021\,\text{GeV} \tag{2.47}$$

Um die Massen der geladenen Fermionen zu berechnen geht man äquivalent zu 2.5.2 vor. Die Lagrangefunktion für Elektronen und Neutrinos in Wechselwirkung mit den Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung und dem Higgs-Feld ist

$$L = L_{\text{Higgs}} + L_{\text{Eich}} + L_{\text{Lepton}} + L_{\text{Yukawa}} \tag{2.48}$$

wobei der Term L_{Yukawa} die so genannte Yukawa-Kopplung zwischen den Higgs-Skalaren und den Fermionen enthält

$$L_{\text{Yukawa}} = -\tilde{g}_e \left[\bar{R}(\Phi^\dagger L) + (\bar{L}\Phi)R \right]. \tag{2.49}$$

Die Elektronen erhalten somit die Masse

$$m_e = \tilde{g}_e \frac{v}{\sqrt{2}} \tag{2.50}$$

Die entsprechende Prozedur ist für alle geladenen Fermionen anzuwenden. Die Masse ist das Produkt der Kopplungskonstanten $\tilde{g}_f$ und des Vakuumerwartungswertes $\frac{v}{\sqrt{2}}$ des Higgs-Feldes. Man braucht daher genau so viele verschiedene Kopplungskonstanten, wie es verschiedene Lepton und Quark-Massen gibt.

$$\tilde{g}_f = \frac{m_f}{v/\sqrt{2}} \tag{2.51}$$

Es ist eine interessante Konsequenz, dass die Kopplung der Higgs-Teilchen an die geladenen Fermionen proportional zu ihrer Masse ist. Daher zerfällt das Higgs-Teilchen bevorzugt in die schwersten Quarks und Leptonen. Die größte Masse aller Fermionen, bei denen die Kinematik des Zerfalls erlaubt ist, besitzen die b-Quarks. Somit zerfällt das Higgs-Teilchen am liebsten in das b-Quark. Die Kopplungen des Higgs-Bosons an ein Fermion- oder massives Eichboson lauten [12]:

$$Hf\bar{f} = \frac{gm_f}{2M_W} \qquad HW^+W^- = gM_W \qquad HZZ = g\frac{M_Z}{\cos\theta_W} = gM_W \tag{2.52}$$

Da die Yukawa-Kopplungskonstanten aus den Fermionmassen extrahiert werden können, bleibt als einziger unbekannter Parameter die Masse des Higgs-Bosons, bzw. die Higgs-Kopplungskonstante λ. Alle anderen Paramter sind bekannt.

2.6 Die Produktion des Higgs-Bosons am Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider LHC bei Genf ist ein Proton-Proton Beschleuniger bei dem Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV erzeugt werden. Genauere Details und Beschreibungen sind dem Kapitel 3 zu entnehmen. Der Produktionsprozess des Higgsbosons mit dem größten Wirkungsquerschnitt ist die Gluonfusion, bei dem die Kopplung des Higgs-Bosons an die Gluonen hauptsächlich über eine Schleife mit umlaufenden Top-Quark erfolgt. Der große Wirkungsquerschnitt ist dabei durch die beiden stark wechselwirkenden Vertizes zu erklären. Ein weiterer, wichtiger Produktionsprozess ist die Vektorbosonfusion $qq \rightarrow qqH$. Er wird in dieser Arbeit ausschließlich betrachtet, wie in dem weiteren Kapitel 4.1 deutlich wird. Hier sind jedoch nur zwei schwach wechselnde Vertizes zusätzlich zur Higgs-Kopplung vorhanden, sodass der Wirkungsquerschnitt deutlich geringer ist, als für den ersten Kanal. Die Vektorbosonfusion besitzt dennoch die zweitgrößte Rate der Produktionsprozesse am LHC. In Abbildung 2.2 sind noch zwei weitere Produktionsprozesse eines Higgs-Bosons am LHC abgebildet. Es handelt sich hierbei um die Higgsstrahlung und die $t\bar{t}H$-Produktion, welche jedoch ebenfalls geringere Wirkungsquerschnitte besitzen. Die Wirkungsquerschnitte der Produktionsprozesse sind in 2.3 abgebildet und zeigen die Dominanz der Gluonfusion und der Vektorbosonfusion im Bereich von 100 bis 1000 GeV.

2.7 Der Zerfall des Higgs-Bosons

Da die Kopplungskonstante und somit der Wirkungsquerschnitt des Zerfalls des Higgs-Bosons in ein Fermionpaar proportional zum Massenquadrat des Fermions ist, siehe Gleichung 2.51 in Kapitel 2.5.2, ist der Zerfall des Higgs-Bosons in ein $b\bar{b}$-Quarkpaar der wichtigste fermionische Zerfallsprozess für $m_H < 2m_t$. Wie auch in Abbildung 2.4 erkennbar, folgt ihm der Zerfallssprozess $H \rightarrow \tau\tau$. Das Verzweigungsverhältnis im Bereich unter 130 GeV beträgt für leichte Higgs-Bosonen ungefähr $5 - 8\%$. Wie in der Abbildung 2.4 erkennbar, liegt das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des Higgs-Bosons in zwei Charmquarks oder zwei Gluonen ebenfalls

Abbildung 2.2: Produktionsprozesse eines Higgs-Bosons des Standardmodells am LHC: a) Gluonfusion b) Vektorbosonfusion c) Higgsstrahlung d) $t\bar{t}H$-Produktion [8].

noch im Prozentbereich, wohingegen der Zerfall in $s\bar{s}$-Quarkpaare oder Myonenpaare äußerst selten vorkommt. Der Zerfall in Bosonen ist ebenfalls möglich. Hierbei ist der Zerfall in ein W^+W^--Paar oder in ein Z^0Z^0-Paar besonders bedeutend, im Bereich $m_H > 135\,\text{GeV}$ vergleichbar mit dem Zerfall in ein $b\bar{b}$-Quarkpaar und ab $160\,\text{GeV}$ überaus dominant.

Abbildung 2.3: Produktionsprozesse eines Standardmodell-Higgs-Bosons am LHC. Die Berechnung erfolgte in „next to leading order“ der Störungstheorie [13], [14].

Abbildung 2.4: Verzweigungsverhältnisse eines Standardmodell-Higgs-Bosons als Funktion der Higgs-Bosonmasse [15], [16].

Kapitel 3

Der LHC und das ATLAS-Experiment

Die folgende Darstellung ist an die Werke [8] und [9] angelehnt. Eine ausführliche Beschreibung über den Large Hadron Collider findet sich in [17].

3.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider LHC beim europäischen Forschungslabor für Teilchenphysik, CERN, in Genf ist ein Proton-Proton-Beschleuniger, in dem Kollisionen bei bisher unerreichten Energien im TeV Bereich untersucht werden.
Mit einer Protonkollisionsenergie von 14 TeV werden elementare Reaktionen, also Reaktionen zwischen Quarks und Gluonen am LHC erzeugt. Der LHC-Beschleuniger liegt etwa 100 m unter der Erde und besitzt einen Umfang von 26,659 km [17]. Er kann mit Protonen oder Schwerionen betrieben werden, die zur Beschleunigung jeweils in zwei getrennte Vakuumröhren geführt und bei Erreichen der Endenergie im Zentrum der Detektoren zur Kollision gebracht werden. Der LHC wurde im Tunnel des zuvor existierenden, ehemaligen LEP-Beschleunigers aufgebaut.
Früher betrug die Luminosität typischerweise $10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. In den ersten drei Jahren wird die Luminösität des LHC bei ca. $10^33[cm^{-2}s^{-1}]$, die integrierte Luminosität bei ca. $10\,\mathrm{fb}^{-1}$ pro Jahr liegen. Die Luminosität des LHC soll nach circa vier Jahren Laufzeit die Design-Luminosität von $10^{34}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, und somit eine intergrierte Luminosität von $100[fb^{-1}]$ pro Jahr erlangen [17]. Diese hohe Luminosität wird dadurch erreicht, dass die Protonen wie oben schon erwähnt, mit Hilfe schon bestehender Beschleuniger auf 450 GeV vorbeschleunigt werden und dann in die beiden Vakuumröhren mit 2808 Protonenpaketen gefüllt werden, welche jeweils $1,15 \cdot 10^{11}$ Protonen enthalten. Die beschleunigten Protonpakete haben eine Länge von 7,5 cm und folgen einander im Abstand von zehn Hochfrequenzperioden, also 25 ns. Dabei finden im Mittel etwa 25 Proton-Proton Wechselwirkungen gleichzeitig statt, mit ca. 1600 den Detektor gleichzeitig durchquerenden geladenen und ebenso vielen neutralen Teilchen [8], [17]. Pro Sekunde muss der Detektor also Datenraten in der Größenordnung von Terabyte pro Sekunde verarbeiten.
Zu den wichtigsten Komponenten des Beschleunigers gehören die supraleitenden

Magnete, welche die Teilchen auf ihrer Bahn halten. Hier wurden etwa 1300 Dipolmagntete mit Feldstärken von 9 T entwickelt. Die Dipol- und Quadropolmagnete, die zur Fokussierung der Teilchen notwendig sind, arbeiten bei einer Temperatur von 1,9 K, das Hochfrequenzsystem bei einer Temperatur von 4,5 K und einer Frequenz von 400,8 MHz. Die Kühlung erfolgt durch flüssiges Helium [17].
Es existieren vier Wechselwirkungspunkte, an denen die Protonen zur Kollision gebracht werden. An ihnen befinden sich die Experimente ALICE, ATLAS, CMS und LHCb. ALICE ist ein Vielzweckdetektor, der auf die Kollisionen von Schwerionen und somit auf die Erforschung der Schwerionenphysik ausgelegt ist, wohingegen ATLAS und CMS als Vielteilchendetektoren für Proton-Proton Kollisionen ein breites Spektrum der Physik am LHC abdecken. Das LHCb Experiment, welches ebenfalls mit Proton-Proton Kollisionen arbeitet, ist auf die Messung der Eigenschaften von Hadronen mit Bottom-Quarks spezialisiert. Während für ALICE und LHCb schon existierende Experimentierhallen benutzt werden konnten, sind für die beiden größten Experimente ATLAS und CMS neue große Untergrundhallen errichtet worden. Mit mehr als 5000 Wissenschaftlern aus 46 Nationen ist das LHC Projekt die größte wissenschaftliche Anstrengung der Physik in der Grundlagenforschung [18].

3.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor, dessen Akronym für A Toroidal LHC Apparatus steht und zylinderförmig um den Protonenstrahl gebaut wurde, ist mit einer Länge von 42 m, einem Durchmesser von 22 m und einem Gewicht von 7000 t der größte bislang gebaute Detektor in der Elementarteilchenphysik. Da es sich bei ATLAS um einen Vielzweckdetektor handelt, werden hier mehrere charakteristischen Größen der Protonenkollision gemessen. Angefangen von der Impulsmessung geladener Teilchen in einem Magnetfeld, über die Messung der Energie von geladenen und neutralen Teilchen, wird die Gesamtenergie aller entstandenen Teilchen vermessen. Mit Hilfe der fehlenden transversalen Energie von nicht ausgeglichenen Impuls bzw. Energiebilanzen lässt sich dann auf Teilchen schließen, welche im Detektor nicht wechselwirken und somit ihre Energie nicht im Kalorimeter deponieren. Solche Teilchen sind z.B. die Neutrinos oder das leichteste, das supersymmetrische Teilchen. Im Folgenden werden die einzelnen Detektorkomponenten kurz beschrieben. Die Darstellung dieses Kapitels ist weiterhin an die Werke [8], [9] angelehnt. Eine ausführliche Beschreibung des Detektors und seines Physikpotentials findet sich in [19].

3.2.1 Das ATLAS Koordinatensystem und charakteristische Größen

Die im ATLAS Detektor gemessenen und im Weiteren verwendeten charakteristischen Größen der Protonkollision werden in diesem Abschnitt kurz erläutert und beschrieben. Zunächst muss das Koordinatensystem festgelegt werden. Die Strahlrichtung ist hierbei frei wählbar, wird aber in den meisten Fällen in z-Richtung definiert. Die x-Achse gibt dabei die Richtung vom Wechselwirkungspunkt zum

Abbildung 3.1: Der ATLAS-Detektor

Zentrum des LHC Rings an, während die y-Achse nach oben zeigt. Da das Magnetfeld entlang der Strahlrichtung zeigt und somit nur die transversale Impulskomponente messbar ist, wird bei Hadronkollidern meistens nur der transversale Impuls $p_T = \sqrt{(p_x)^2 + (p_y)^2}$ verwendet. Um die Lage des Teilchens im Detektor zu beschreiben, wird die Pseudorapidität η und der Azimutwinkel ϕ eingeführt, der den Winkel zwischen der x-Achse und der transversalen Projektion des Richtungsvektors des Teilchens beschreibt. Die Pseudorapidität ist definiert als:

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \tag{3.1}$$

wobei θ , den Polarwinkel zwischen der pos. z-Achse und der Flugrichtung des Teilchens darstellt. Desweiteren wird der Abstand R in der Pseudorapidität-Azimutwinkel Ebene als

$$R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \tag{3.2}$$

definiert.

Der ATLAS-Detektor ist aus drei Hauptkomponenten aufgebaut. Im Zentrum befindet sich der Innere Detektor, außerhalb des Solenoidmagneten sitzen Kalorimeter und das Myonsystem sowie die komplexen Datenannahme- und Triggersysteme. Diese drei Komponenten werden nun im Weiteren erläutert.

3.2.2 Der Innere Detektor

Der gesamte Innere Detektor besitzt eine Länge von 7 m, einen Durchmesser von 1,5 m und damit eine Abdeckung von $|\eta| < 2.5$. Er befindet sich in der Nähe des Wechselwirkungspunktes. Die Aufgabe des Inneren Detektors ist eine genaue Spurmessung geladener Teilchen. Um ebenfalls ihren Impuls zu messen, befindet sich der Innere Detektor in einem solenoiden Magnetfeld, dessen Feldstärke im Zentrum des Inneren Detektors 2 T beträgt. Der Innere Detektor besteht aus drei Komponenten, dem Pixeldetektor, dem Halbleiter-Spurdetektor (SCT) und einem Übergangsstrahlungsdetektor.
Der Pixeldetektor ist für die präzise Spurmessung konzipiert. Insgesamt besteht er aus 2200 Modulen, welche jeweils mit 61440 Pixeln besetzt sind. Diese sind im Zentralbereich in drei Lagen mit den Radien 5 cm, 10 cm und 13 cm und im Vorwärts- und Rückwärtsbereich auf je drei Scheiben angeordnet. Der Pixeldetektor liegt sehr nahe am Wechselwirkungspunkt, somit ist das Material einer hohen Strahlung ausgesetzt. Die innerste Lage ist daher austauschbar.
Die zweite Komponente des Inneren Detektors, der Siliziumstreifen Detektor ist weiter außen um den Pixeldetektor herum angebracht. Diese Streifen sind auf je neun Scheiben im Vorwärts und Rückwärtsbereich angeordnet und im Zentralbereich auf vier Doppellagen von Detektormodulen angebracht. Die Module auf den beiden Seiten einer Doppellage sind gegeneinander verkippt und ermöglichen so, die Messung der Koordinate senkrecht zur Streifenrichtung. Das Prinzip der Pixelsensoren und Siliziumstreifen ist das einer Diode. Bei Durchqueren des Halbleitermaterials von einem geladenen Teilchen kommt es durch Ionisation zu einer Ansammlung von Ladungsträgern, welche durch ein elektrisches Feld angezogen und ausgelesen werden können. Insgesamt stellen der Pixeldetektor und der Siliziumdetektor bis zu sieben Spurpunkte zur Verfügung.
Weitere Spurpunkte werden aus Kostengründen und aufgrund der Abschirmung des verwendeten Materials durch den Übergangstrahlungsdetektor TRT gewonnen. Er bietet typischerweise 36 weitere Spurpunkte pro Spur. Er besteht aus sogenannten „Straw Tubes“, welche einen Durchmesser von 4 mm besitzen. Die Röhren selber sind mit einem Gasgemisch aus Xenon (XE, 70%), Kohlendioxid ($C0_2$, 20%) und Kohlenstofffluorid (CF_4, 10%) gefüllt. Das Messprinzip der Straw Tubes ist vergleichbar mit dem einer Vieldrahtproportionalkammer. An jeder Röhre liegt eine negative Hochspannung an, während sich in der Mitte ein geerdeter Draht befindet. Im Zentralbereich sind etwa 5000 Straw Tubes in 73 Lagen angeordnet, während sich im Vorwärts und Rückwärtsbereich etwa drei „Räder“mit 4-8 Scheiben befinden. Zwischen den einzelnen „Straw Tubes“liegen strahlungsharte Folien, die bei Eintritt der Elektronen Übergangsstrahlung auslösen, welche in den „Straw Tubes“nachgewiesen werden kann. Außerhalb dieses gesamten Inneren Detektors befindet sich der Solenoidmagnet, gefolgt von dem Kryostat. Noch weiter außen sind die Kalorimeter zu finden. Für Myonen und Pionen kann die Spurauflösung des Inneren Detektors folgendermaßen beschrieben werden [9]:

$$\sigma\left(\frac{1}{p_T}\right) \sim 0,36 + \frac{13}{p_T\sqrt{\sin\theta}} \text{ in TeV}^{-1}$$
$$\sigma(\phi) \sim 0,075 + \frac{1.8}{p_T\sqrt{\sin\theta}} \text{ in mrad}$$
$$\sigma(\cot\theta) \sim 0,7\times 10^{-3} + \frac{2.0\times 10^{-3}}{p_T\sqrt{\sin^3\theta}}$$
$$\sigma(d_0) \sim 11 + \frac{73}{p_T\sqrt{\sin^3\theta}} \text{ in } \mu\text{m}$$

wobei d_0 als „transverse impact parameter"den kürzesten Abstand von Primärvertex zur Spur darstellt. p_T ist dabei in TeV anzugeben. Aufgrund von Bremsstrahlung ist die Auflösung für Elektronen schlechter.

3.2.3 Die Kalorimeter

Die Aufgabe der Kalorimeter ist die möglichst genaue Energiemessung der Photonen, Elektronen, Jets und der fehlenden Energie. Es können ebenfalls Informationen über die Art der Teilchen und ihre Richtung gewonnen werden. Das Kalorimeter gliedert sich in vier Teile: In das elektromagnetische Kalorimeter im Bereich $|\eta| < 3,2$, das zentrale hadronische Kalorimeter im Bereich $|\eta| < 1,7$, das hadronische Endkappenkalorimeter im Bereich $1,5 < |\eta| < 3,2$ und in ein Vorwärtskalorimeter im Vorwärts- und Rückwärtsbereich $3,1 < |\eta| < 4,9$. Alle Kalorimeter bestehen aus Absorbermaterial, welches eine Schauerbildung auslöst und eine Energiedeposition ermöglicht, sowie aus aktivem Material, welches diese Energiedeposition im Kalorimeter misst. Im elektromagnetischen Kalorimeter wird als Absorbermaterial Blei verwendet. Dadurch werden ankommende Elektronen abgebremst und erzeugen Bremsstrahlungsphotonen wodurch sich ein elektromagnetischer Schauer bildet. Das aktive Material im elektromagnetischen Kalorimter besteht aus flüssigem Argon. Die Schauerteilchen aus dem Absorber ionisieren das Argon und lassen freie Elektronen entstehen. Diese werden durch ein elektrisches Feld zu den Elektroden, die in Akkordeon-förmiger Struktur zur Abdeckung des gesamten Azimutwinkels aufgebaut sind, angezogen. Im Bereich $|\eta| < 1,8$ befindet sich vor dem elektromagnetischen Kalorimter ein *Presampler*, der den Energieverlust der Teilchen durch den, zwischen Innendetektor und Kalorimeter befindlichen Solenoidmagneten und Kryostaten, korrigieren soll. Für das elektromagnetische Kalorimeter wird eine Energieauflösung für Elektronen und Photonen von

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{10\%}{\sqrt{E}} \quad [GeV] \tag{3.3}$$

angenommen.
Für die Messung der Energie und der Richtung der Jets sowie der hadronischen Teilchen wird das elektromagnetische Kalorimeter zusammen mit dem hadronischen Kalorimeter verwendet. Das hadronische Kalorimeter im Zentralbereich $|\eta| < 1,7$ besteht abwechselnd aus Eisenabsorbern und Plastikszintillatoren (*Tiles*). Die, durch

den Durchgang der Teilchen durch das Absorbermaterial, erzeugte Kaskade von Teilchen erzeugen eine Anregung von Atomen in Szintillatormaterial. Die, durch die Abregung abgegebenen Photonen können dann durch Photovervielfacher vermehrt und in ein elektrisches Signal umgewandelt werden. Für den Endkappen und Vorwärtsbereich wird als aktives Material wiederum flüssiges Argon verwendet, da die Strahlendichte hier sehr hoch ist und flüssiges Argon eine größere Strahlenhärte aufweist. Die Vermessung der Jets mit einer großen Pseudorapidität, wird durch die Vorwärtskalorimeter möglich. Für Jets wird im Kalorimeter eine Auflösung von

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{50\%}{\sqrt{E}} + 3\% \quad [GeV] \tag{3.4}$$

erwartet. Die Auflösung der fehlenden Energie sollte bei niedriger Luminosität bei

$$\frac{\sigma\left(E_T^{miss}\right)}{E_T^{miss}} = 0,46 \cdot \sqrt{\sum E_T} \quad [GeV] \tag{3.5}$$

liegen.

3.2.4 Der Myondetektor

Die Aufgabe des Myondetektors ist die Identifizierung und Impulsmessung der Myonen. Diese sind minimalionisierende Teilchen, wechselwirken kaum hadronisch und können so als einzige Teilchen die Kalorimeter durchqueren und in das Myonsystem gelangen. Ein Teil dieses Myonsystems ist das Myonspektrometer, welches aus Driftkammern und Kathoden-Streifen-Kammern besteht. Mit Hilfe von supraleitenden Luftspulen wird ein torodiales Magnetfeld im Bereich von $|\eta| < 2,7$ erzeugt. Das Myonspektrometer misst hierbei die Ablenkung der Myonspuren und ermöglicht so die Impulsmessung der Myonen. Im Zentralbereich $|\eta| < 1$ sind die Driftkammern und Kathoden-Streifen-Kammern in drei Lagen angeordnet, an den Endkappen in vier Kammerbereiche. Die Driftkammern bestehen aus Aluminiumröhren mit 3 cm Durchmesser , welche mit einem Gasgemisch aus Argon (93%) und Kohlendioxid (7%) gefüllt sind. In den Röhren ist ein Wolfram-Rhenium-Draht mit 50 μm Durchmesser gespannt, mit dessen Hilfe die, beim Durchgang der Teilchen entstehenden Sekundärteilchen ausgelesen werden können. Da im Bereich $2 < |\eta| < 2,7$ die Anforderungen an das Myonsystem durch die große Ereignisrate besonders hoch sind, werden hier die Kathoden-Streifen-Detektoren eingesetzt. Sie erreichen eine Ortsauflösung von 60 μm. Die Kathoden-Streifen-Kammern sind Vieldraht-Proportionalkammern mit Wolfram-Rhenium-Drähten und einer Gasmischung aus Kohlendioxid (50%), Argon (30%) und Kohlenstofffluorid (20%) [8].
Für das Myonspektrometer wird im Bereich $|\eta| < 1,1$ eine Impulsauflösung von

$$\sigma_{p_T}/p_T < 2\% \quad \text{für} \quad p_T < 10\,\text{GeV} \quad \text{bis zu} \quad \sigma_{p_T}/p_T \sim 10\% \quad \text{für} \quad p_T < 1\,\text{TeV}, \tag{3.6}$$

erwartet.
Für den Bereich $|\eta| > 1,7$ sollte die Impulsauflösung bei

$$\sigma_{p_T}/p_T < 3,5\% \quad \text{für} \quad p_T < 10\,\text{GeV} \quad \text{bis zu} \quad \sigma_{p_T}/p_T \sim 9\% \quad \text{für} \quad p_T < 1\,\text{TeV} \tag{3.7}$$

liegen [19].

3.2.5 Das ATLAS Trigger-System

Der Large Hadron Collider besitzt eine „bunch crossing“-Frequenz von 40 MHz und eine Luminosität von $10^{34}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, wodurch alle 25 ns die beschleunigten Protonpakete an den Wechselwirkungspunkten aufeinandertreffen und bei jeder Kollision durchschnittlich 23 inelastische Proton-Proton-Kollisionen erwartet werden. Daraus resultiert eine Ereignisrate von fast1 GHz. Diese Ereignisrate ist deutlich zu hoch und macht das Aufzeichnen eines jeden Ereignisses unmöglich. Somit muss eine Auswahl einiger physikalisch interessanter Daten getroffen werden, welche der Aufzeichnung würdig sind. Bei dieser Auswahl hilft ein *Trigger*-System, welches die Ereignisraten insgesamt auf 100 Hz reduziert. Das *Trigger*-System des ATLAS-Detektors ist in drei Stufen unterteilt. Die erste *Trigger*-Stufe untersucht Regionen des Detektors, welche physikalisch interessante Ereignisse enthalten könnten. Es werden dabei sogenannte *Regions of Interest* gebildet und auf physikalisch markante Signaturen geachtet, wie z.B. ein hoher Transversalimpuls in den Myonenkammern. In dieser ersten Stufe wird die Ereignisrate bereits auf 75 kHz reduziert. Die Latenzzeit, also die Zeit von der Proton-Proton Kollision bis zur *Trigger*-Entscheidung beträgt hier weniger als $2,5\,\mu$s [20]. Anschließend werden die Informationen aus den interessanten Detektorregionen kombiniert, in den Auslesespeichern gelagert und letztendlich an die Selektionsalgorithmen der zweiten Stufe weitergereicht. Hier wird die Ereignisrate weiter auf 1 kHz gesenkt. Die Latenzzeit der zweiten Stufe beträgt etwa 1-10 ms [20].

Die dritte Stufe ist dann der eigentliche Ereignisfilter. Er führt mit Hilfe detaillierter Algorithmen und Ereignisrekonstruktionen die Ereignisselektion durch und wählt die aufzuzeichnenden Ereignisse aus. Passieren die Ereignisse den Filter dritter Stufe, so werden sie auf Langzeitdatenspeichern aufgezeichnet. Die dritte Stufe besitzt eine Latenzzeit von 1s [20].

Da ein Ereignis etwa 1,5 mByte Speicherplatz benötigt und letztendlich eine Ereignisrate von ca. 100 Hz den Filter passiert, muss die Datenaufnahme dennoch einige hundert MByte Daten pro Sekunde speichern.

Kapitel 4

Signal- und Untergrundprozesse

4.1 Der Signalprozess $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l^+l^- + 4\nu$

Der in dieser Arbeit betrachtete Prozess ist die Vektorbosonfusion mit dem Zerfallsprozess $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l^+l^- + 4\nu$. In der Vektorbosonfusion strahlen zwei Partonen des einlaufenden Protons jeweils ein Vektorboson W^+ und W^- oderjeweils ein Z^0 ab, welche dann zu einem Higgsboson fusionieren. Dieses Higgsboson zerfällt dann im Weiteren in zwei Tauleptonen, welche schließlich in ein Lepton und zwei Neutrinos zerfallen. Ein Taulepton zerfällt zu etwa 17,84% in ein Elektron und zu 17,36% in ein Myon [11]. Aufgrund der hohen Masse der $W^\pm$-Bosonen erhalten die zwei auslaufenden Quarks einen transversalen Impuls und werden als Jets im Vorwärts- sowie Rückwärtsbereich des Detektors nachgewiesen. Sie werden dann als Tagging-Jets bezeichnet. Da die im Prozess entstandenen Tauleptonen nur eine sehr geringe Lebensdauer besitzen, zerfallen diese noch im Strahlrohr und können somit nicht im Detektor nachgewiesen werden. In diesem Zerfallsprozess sind also nur die geladenen Leptonen aus dem Tau-Zerfall im Detektor nachweisbar, da die Neutrinos ladungsfrei sind und somit ebenfalls nicht im Detektor registriert werden können. Dennoch tragen die Neutrinos zur „fehlenden transversalen Energie“ bei. Dennoch können unter Berücksichtigung von Energie- und Impulserhaltung die Vierervektoren der Tauleptonen und damit die Higgs-Bosonmasse rekonstuiert werden (siehe Kapitel 5).
Die Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Massen des Higgsbosons sind in Tabelle 4.1 angegeben.

$M_H = 120\,\mathrm{GeV}$		Erwartete Ereignisse für $10\,\mathrm{fb}^{-1}$	Erwartete Ereignisse für $30\,\mathrm{fb}^{-1}$
$\sigma(qq \rightarrow Hqq \rightarrow \tau\tau \rightarrow ee + 4\nu)$	9,5 fb	95	285
$\sigma(qq \rightarrow Hqq \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu)$	9,0 fb	90	270
$\sigma(qq \rightarrow Hqq \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu)$	18,4 fb	184	552

Tabelle 4.1: Die Wirkungsquerschnitte der Verzweigungsverhältnisse für die verschiedenen betrachteten Signalprozesse [11] und die Anzahl der erwarteten Ereignisse für eine Luminosität $10\,\mathrm{fb}^{-1}$ und $30\,\mathrm{fb}^{-1}$.

4.2 Wichtige Untergrundprozesse

Als Untergrundprozesse werden alle Prozesse bezeichnet, die nicht der gesuchte Signalprozess sind, aber dennoch während der Analyse betrachtet werden. In der Analyse werden jedoch nur Prozesse berücksichtigt, die durch fast gleiche Endzustandsteilchen dem Signalprozess ähnlich sind und so mit dem eigentlichen Signal verwechselt werden können. Aufgabe der Analyseschnitte und Abschätzungen des Untergrundes ist es, Signal und Untergrund möglichst genau von einander zu trennen. In den Analysen der Vektorbosonfusion mit dem Zerfall $H \to \tau\tau \to ll + 4\nu$ werden vier dominante Untergrundprozesse beobachtet. Diese sind in Abbildung 4.2 dargestellt und werden im folgenden kurz beschrieben. Folgende Abkürzungen werden benutzt: j = Jet, QCD = Quantenchromodynamische Prozesse, EW = Elektroschwache Prozesse.

- Zjj
  Der wichtigste Untergrundprozess ist die Produktion eines Z^0-Bosons zusammen mit zwei Jets, bei dem das Z^0-Boson anschließend genau wie das Higgs-Boson leptonisch zerfällt. Dabei liefert der Zerfall $Z^0 \to \tau\tau \to ll + 4\nu$ den wesentlichen Beitrag, da Signal und Untergrund denselben Endzustand besitzen und in beiden Prozessen durch die Neutrinos viel fehlende Energie zu finden ist. Bei diesem Prozess unterscheidet man zwischen einem rein elektroschwachen Prozess, siehe Abbildung 4.2(b) und einem quantenchromodynamischen Prozess,siehe Abbildung 4.2(a). Der elektroschwache Prozess ist dem Signalprozess sehr ähnlich, was eine Massenrekonstruktion aus der fehlenden Energie nötig macht um auf ein Higgs-Boson oder ein Z^0-Boson im Zwischenzustand rückschließen zu können. Der quantenchromodynamische Prozess besitzt einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt und liefert den größten Beitrag für kleine Massen in der Nähe der Z^0-Resonanz.

- $t\bar{t}$
  In diesem Untergrundprozess wird ein $t\bar{t}$-Paar erzeugt, welches dann in zwei Bottom-Quarks und zwei $W^{\pm}$-Bosonen zerfällt, die wiederum leptonisch zerfallen können und so dem Signalprozess ähneln, siehe Abbildung 4.2(c). Die zwei entstandenen Bottomquarks können hier fälschlicherweise als Tagging-Jets identifiziert werden. Aber auch die Produktion zusätzlicher Jets ist möglich. Oberhalb von $M_H = 140\,\mathrm{GeV}$ ist dieser Prozess der dominante Untergrundprozess, siehe Kapitel 4.3. Wie in Kapitel 4.3 und 4.4 genauer erläutert wird in dieser Arbeit ausschließlich dieser Untergrundprozess untersucht.

- $WWjj$
  Als weiterer Untergrundprozess wird ebenfalls die Produktion eines W^+W^--Paares mit zwei Jets betrachtet. Das W^+W^--Paar kann hierbei wieder leptonisch zerfallen und somit wieder eine dem Signal ähnliche Signatur entstehen lassen. Bei diesem Untergrundprozess, siehe 4.2(d) ist sowohl die Produktion durch starke als auch durch elektroschwache Prozesse von Bedeutung.

Untergrund	Wirkungsquerschnitt (pb)
$Z \rightarrow \tau\tau + jj$ (QCD)	153
$Z \rightarrow \tau\tau + jj/jjj$ (elektroschwach)	1,693
$t\bar{t}$	833
$WWjj$	111,6

Tabelle 4.2: Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Untergründe [21]. Der Wirkungsquerschnitt für den Untergrund für $Z \rightarrow \tau\tau + jj/jjj$ (elektroschwach) gilt für zwei und drei Jets

In der Abbildung 4.2 ist eine Übersicht über die verschiedenen Wirkungsquerschnitte der Untergrundprozesse dargestellt.

Die Topologie des Endzustandes in der η-ϕ-Ebene ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

4.3 Prinzip der $t\bar{t}$-Untergrundabschätzung aus Daten

In der Abbildung 4.2 ist eine Übersicht über die verschiedenen Wirkungsquerschnitte der Untergrundprozesse dargestellt.
Wie bereits im Kapitel 4.2 der wichtigen Untergrundprozesse erwähnt, ist der Untergrund $t\bar{t}$ oberhalb von 120 GeV vergleichbar mit dem Untergrund Z^0+Jets und wird ab ca. 140 GeV der dominante Untergrundprozess für den Signalprozess $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l^+l^- + 4\nu$. In Abbildung 4.3 aus der CSC-Note der ATLAS Collaboration [22] ist für den Kanal $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l^+l^- + 4\nu$ Signal und Untergrund aus Analyse der Monte-Carlo Simulation abbgebildet. Hier lässt sich deutlich die Bedeutung des $t\bar{t}$-Untergrundes für Bereiche der Higgsbosonmasse größer 120 GeV erkennen. Trotz der Simulation von Untergrund und Signal besteht in den Daten weiterhin das Problem der Extraktion des Signals. Die Simulation bietet hier leider keine vetrauenswürdigen Ergebnisse, da z.B. durch die hohen systematischen Fehler der einzelnen Ereignisse die absolute Normierung aus der Theorie nicht eindeutig gegeben ist. Desweiteren ist die Rekonstraktionsgüte im Besonderen für $E_{T_{\mathrm{miss}}}$ in der Detektorsimulation unter Umständen schlecht beschrieben. Deshalb ist trotz der Simulation eine Bestimmung der einzelnen Untergründe aus Daten notwendig. Die Schwierigkeit der Extrahierung des Signals aus den Daten wird auch durch die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte ersichtlich. Der Wirkungsquerschnitt für den $t\bar{t}$-Untergrund beträgt $833 \cdot 10^3$ fb [23] während der Wirkungsquerschnitt für den Signalprozess lediglich 33 fb [24] beträgt.
Eine Methode zur Abschätzung des Zjj-Untergrundes aus einem Kontrolldatensatz wurde in [9] entwickelt und untersucht. Eine weitere Diskussion dieses Untergrundes ist in [25] zu finden. Diese Bachelorarbeit widmet sich ausschließlich der Analyse und der Entwicklung einer Methode zur Abschätzung des $t\bar{t}$-Untergrundes.

Abbildung 4.1: Ereignisdisplay der Vektorbosonfusion, [13], [14]

4.4 Grundidee der Untergrundabschätzung

Die Grundidee dieser Bachelorarbeit liegt in der Abschätzung des $t\bar{t}$-Untergrundes basierend auf dem Zerfall der Topquarks in zwei Bottomquarks und $W^{\pm}$-Bosonen, welche dann leptonisch zerfallen. Besonders bedeutend sind hierbei die zwei Bottomquarks, welche auch fälschlicherweise als Tagging-Jets des Signals identifiziert werden können. Da in dem betrachteten Signalprozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ keine Bottomquarks während des Zerfalls entstehen und die Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung eines b-Jets im Mittel 60% beträgt, die Fehlidentifikationen für Jets aus u, d, c, b-Quarks und Gluonen jedoch nur wenige Prozent ausmacht , sind Ereignisse mit erkannten b-Jets dem Untergrund zuzuordnen. Es ist jedoch erwähnenswert, dass die Erkennung der Jets aus b-Quarks nur bis $|\eta| < 2,5$ erfolgen kann, da sich nur in diesem Bereich die zur Identifikation benötigten Spurkammern befinden. Zu Beginn dieser Arbeit wird zunächst eine Standardanalyse durchgeführt. Ziel einer Standardanalyse ist es, mit Hilfe von Algorithmen und besonderen Selektionen den Signalprozess aus den , mit dem Detektor gewonnnenen Daten zu extrahieren und so Ereignisgrößen für Signal und Untergrund zu rekonstruieren. Diese Arbeit nutzt in der Standardanalyse zur Extraktion des Signalprozesses aus dem $t\bar{t}$-Untergrund die oben erläuterte These aus, dass Ereignisse mit identifizierten b-Jets dem Untergrund zuzuordnen sind.
In der Standardselektion wird ein Veto auf Ereignisse, in denen einer der „Tagging-

Abbildung 4.2: Mögliche Feynmangraphen für die wichtigsten Untergrundprozesse a) QCD-Produktion eines Z^0 mit zwei Jets b) Elektroschwache Produktion eines Z^0 mit zwei Jets c) Produktion eines $t\bar{t}$-Paares d) Elektroschwache Produktion eines W^+W^--Paares mit zwei Jets [8].

Jets" als b-Jet erkannt wird, angewendet. Dieser Analyseschnitt trägt im Weiteren den Namen b-Veto.
Die Selektion b-Veto akzeptiert somit nur Ereignisse mit

$$\text{Anzahl der b-Jets} = 0,$$

während eine gegenteilige Selektion mit dem Namen b-Tag für die Ereignisse

$$\text{Anzahl der b-Jets} > 0$$

verlangt. Das Kriterium b-Veto unterdrückt hauptsächlich den $t\bar{t}$-Untergrund. Um jedoch einen Kontrolldatensatz für den $t\bar{t}$-Untergrund aus Daten zu erzeugen, wird dieses Kriterium invertiert, d.h man verlangt, dass mindestens einer der beiden „Tagging-Jets" als b-Jet erkannt wird (b-Tag). Auf Grund der geringen Fehlidentifikationsrate, ist der Beitrag eines hypothetischen Higgs-Signals vernachlässigbar. Dieser Kontrolldatensatz trägt im Weiteren den Namen „Vorhersage des $t\bar{t}$-Untergrundes".
Um jedoch aus dem, aus den Daten gewonnen Kontrolldatensatz, auf die überlebenden Ereignisse des $t\bar{t}$-Untergrundes in der Standardanalyse zu schließen und somit die Größe des $t\bar{t}$-Untergrundes abzuschätzen, werden vier Annahmen benötigt:

- Das Higgs-Signal für den Zerfall $H \to \tau\tau \to ll + 4\nu$ ist oberhalb von 200 GeV vernachlässigbar.

Abbildung 4.3: Monte Carlo Vorhersagen für Signal und Untergrund für die Vektorbosonfusion im Kanal $H \rightarrow \tau\tau \quad \rightarrow ll + 4\nu$, $m_H = 120\,\text{GeV}$. Rot: Higgssignal, blau: Z+Jets Untergrund, grün: $t\bar{t}$-Untergrund. Die Kurve zeigt einen „Fit“ an die Summe der drei Verteilungen. Die Punkte sind Beispiele für wahre Daten, dabei wurde die Anzahl der Ereignisse der summierten Verteilung für jeden „Bin“ gewählt und auf einen ganzzahligen Wert gerundet. Die Fehler sind eine Kombination aus dem statistischen Fehler und dem systematischen Fehler aus der Normierung des Untergrundes, [22].

(Mit $\sigma = 2470fb$ für $M_H = 200\,\text{GeV}$ und $BR(H \rightarrow \tau\tau) = 0,00029$ sowie $BR(\tau\tau \rightarrow ll + 4\nu) = 0,1$ ergibt sich für eine Luminosität von $10fb^{-1}$ eine Anzahl von 0,7 produktiven Ereignissen. Mit einer Selektionseffizienz $\epsilon = 5\%$ beträgt die Anzahl lediglich nur noch 0,035 Ereignisse).

- Nach der Forderung, dass ein Jet als *b*-Jet erkannt ist, ist das Higgs-Signal vernachlässigbar gering.
- Die Form der Massenverteilung des $\tau\tau$-Paares ist für *b*-Veto- und für *b*-Tag-Datensäze gleich.
- Das Verhältnis von *b*-Tag Ereigniszahlen zu *b*-Veto Ereigniszahlen ist oberhalb und unterhalb von 200 GeV gleich.

Die Gültigkeit dieser Annahmen wird später noch genauer quantifiziert.

Kapitel 5

Massenrekonstruktion

Trotz der vier Neutrinos im Endzustand des Signalprozesses kann die invariante Masse der Tauleptonen und somit die Higgs-Bosonmasse rekonstruiert werden. Hierfür werden jedoch einige Annahmen benötigt:

- Die erste Näherung ist hier die kollineare Näherung. Sie besagt, dass die Flugrichtung der Tauleptonen mit der Flugrichtung ihrer Zerfallsprodukte übereinstimmt. Erklärt wird dies durch die ausreichend große Masse des Higgs-Bosons. Bei dem Zerfall des Higgs-Bosons mit einer Masse von ca. 120 GeV in zwei Tauleptonen, jeweils mit einer Masse von ca $m_\tau = 1,78\,\mathrm{GeV}$, erfahren die Zerfallsteilchen einen sehr großen relativistischen Lorentz-„Boost“. Man nimmt daher an, dass bei dem Tau-Zerfall alle drei Zerfallsteilchen stark nach vorne emittiert werden und somit die Flugrichtung der Tauleptonen und ihrer Zerfallprodukte nahezu parallel ist.

- Eine weitere Annahme ist, dass die gesamte fehlende transversale Energie ausschließlich von den vier Neutrinos im Endzustand des Prozesses hervorgerufen wird.

- Desweiteren wird angenommen, dass die Massen der Leptonen vernachlässigt werden können.

  Mit Hilfe dieser Annahmen lässt sich nun die invariante Masse des Tauleptonenpaares rekonstruieren. Für die Masse des Leptonenpaares wird der Impuls jedes Tauleptons als Vierervektoren benötigt. Seine Richtung erhält man mit Hilfe der kollinearen Näherung aus der beobachteten Richtung seiner Zerfallssteilchen, dem Myon oder Elektron, deren Flugrichtung ebenfalls der Richtung des Tauleptons entspricht. Der Betrag des Impulses des Tauleptons berechnet sich letztendlich aus der Summe seiner Zerfallsprodukte. Hierfür werden die Impulsbeträge des Tauneutrinos benötigt. Die Ermittlung dieser Beträge ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Mit Hilfe der kollinearen Näherung und dem gemessenen Vektor des fehlenden transversalen Impulses $\vec{p}_{T,miss}$ lassen sich die Impulsbeträge der jeweiligen Neutrinos durch die Projektion auf die bekannte Richtung rekonstruieren. Dabei muss die Linearkombination der transversalen Neutrinoimpulse gleich dem fehlenden transversalen Impuls sein.

Abbildung 5.1: Impulsdiagramm zur Rekonstruktion der vier Neutrinos des Tauzerfalls aus der fehlenden transversalen Energie. In der kollinearen Näherung sind die Impulse der Zerfallsprodukte des Tauleptons parallel zu dem Impuls des Tauleptons selbst. Die fehlende transversale Energie setzt sich nach Voraussetzung aus den Impulsen der vier Neutrinos aus den beiden Zerfällen zusammen. Da die Richtung der Tauneutrinos aus der kollinearen Näherung bekannt ist, lassen sich die Beträge der einzelnen Neutrinos durch die Projektion des fehlenden transversalen Impulses auf diese Richtung ermitteln [8].

Somit sind nun die Impulse aller Zerfallsprodukte bekannt und durch die Addition des Impulses von Myon bzw. Elektron und den zwei Neutrinos ergibt sich der Impuls des Tauleptons.

Zur mathematischen Beschreibung bedient man sich zweier Größen, welche den Anteil der Energie der Myonen an der Energien der Tauleptonen angeben.

$$x_1 = \frac{E_{\mathrm{lep1}}}{E_{\tau_1}} \text{ und } x_2 = \frac{E_{\mathrm{lep2}}}{E_{\tau_2}} \tag{5.1}$$

Da die Massen der Leptonen zu vernachlässigen sind, entsprechen x_1 und x_2 ebenfalls den Anteilen am Impuls bzw. an den einzelnen Impulskomponenten. Zur Berechnung von x_1 und x_2 verwendet man die Impulserhaltung in der transversalen Ebene:

$$\vec{p}_{T,\tau_1} + \vec{p}_{T,\tau_2} = \frac{\vec{p}_{T,\mathrm{lep1}}}{x_1} + \frac{\vec{p}_{T,\mathrm{lep2}}}{x_2} = \vec{p}_{T,\mathrm{lep1}} + \vec{p}_{T,\mathrm{lep1}} + \vec{p}_{T,\mathrm{miss}}. \tag{5.2}$$

Daraus folgt für die einzelnen Komponenten:

$$p_{x,\text{lep1}} + p_{x,\text{lep2}} + p_{x,\text{miss}} = \frac{p_{x,\text{lep1}}}{x_1} + \frac{p_{x,\text{lep2}}}{x_2} \tag{5.3}$$

$$\text{und:} \tag{5.4}$$

$$p_{y,\text{lep1}} + p_{y,\text{lep2}} + p_{y,\text{miss}} = \frac{p_{y,\text{lep1}}}{x_1} + \frac{p_{y,\text{lep2}}}{x_2} \tag{5.5}$$

$$\tag{5.6}$$

$$\Rightarrow x_1 = \frac{p_{x,\text{lep1}}}{p_{x,\text{lep1}} + p_{x,\text{lep2}} + p_{x,\text{miss}} - \frac{p_{x,\text{lep2}}}{x_2}} \tag{5.7}$$

$$\Rightarrow x_1 = \frac{p_{y,\text{lep1}}}{p_{y,\text{lep1}} + p_{y,\text{lep2}} + p_{y,\text{miss}} - \frac{p_{y,\text{lep2}}}{x_2}}. \tag{5.8}$$

Durch Gleichsetzen erhält man:

$$p_{y,\text{lep1}} \cdot \left(p_{x,\text{lep1}} + p_{x,\text{lep2}} + p_{x,\text{miss}} - \frac{p_{x,\text{lep2}}}{x_2} \right) = p_{x,\text{lep1}} \cdot \left(p_{y,\text{lep1}} + p_{y,\text{lep2}} + p_{y,\text{miss}} - \frac{p_{y,\text{lep2}}}{x_2} \right)$$

$$\Leftrightarrow p_{y,\text{lep1}} \cdot p_{x,\text{lep2}} + p_{y,\text{lep1}} \cdot p_{x,\text{miss}} - \frac{p_{y,\text{lep1}} \cdot p_{x,\text{lep2}}}{x_2} = p_{x,\text{lep1}} \cdot p_{y,\text{lep2}} + p_{x,\text{lep1}} \cdot p_{y,\text{miss}} - \frac{p_{x,\text{lep1}} \cdot p_{y,\text{lep2}}}{x_2}$$

$$\Leftrightarrow \frac{p_{x,\text{lep1}} \cdot p_{y,\text{lep2}} - p_{y,\text{lep1}} \cdot p_{x,\text{lep2}}}{x_2} = p_{x,\text{lep1}} \cdot p_{y,\text{lep2}} - p_{y,\text{lep1}} \cdot p_{x,\text{lep2}} + p_{x,\text{lep1}} \cdot p_{y,\text{miss}} - p_{y,\text{lep1}} \cdot p_{x,\text{miss}}$$

$$\Leftrightarrow x_2 = \frac{p_{x,\text{lep1}} \cdot p_{y,\text{lep2}} - p_{y,\text{lep1}} \cdot p_{x,\text{lep2}}}{p_{x,\text{lep1}} \cdot p_{y,\text{miss}} - p_{y,\text{lep1}} \cdot p_{x,\text{miss}} + p_{x,\text{lep1}} \cdot p_{y,\text{lep2}} - p_{y,\text{lep1}} \cdot p_{x,\text{lep2}}} \tag{5.9}$$

Für die Berechnung von x_1 geht man analog vor :

$$x_2 = \frac{p_{x,\text{lep2}}}{p_{x,\text{lep1}} + p_{x,\text{lep2}} + p_{x,\text{miss}} - \frac{p_{x,\text{lep1}}}{x_1}} \tag{5.10}$$

$$x_2 = \frac{p_{y,\text{lep2}}}{p_{y,\text{lep1}} + p_{y,\text{lep2}} + p_{y,\text{miss}} - \frac{p_{y,\text{lep1}}}{x_1}} \tag{5.11}$$

durch Gleichsetzen erhält man wiederum:

$$p_{y,\text{lep2}} \cdot \left(p_{x,\text{lep1}} + p_{x,\text{lep2}} + p_{x,\text{miss}} - \frac{p_{x,\text{lep1}}}{x_1} \right) = p_{x,\text{lep2}} \cdot \left(p_{y,\text{lep1}} + p_{y,\text{lep2}} + p_{y,\text{miss}} - \frac{p_{y,\text{lep1}}}{x_1} \right)$$

$$\Leftrightarrow p_{x,\text{lep2}} \cdot p_{y,\text{lep1}} + p_{x,\text{lep2}} \cdot p_{y,\text{miss}} - \frac{p_{x,\text{lep2}} \cdot p_{y,\text{lep1}}}{x_1} = p_{y,\text{lep2}} \cdot p_{x,\text{lep1}} + p_{y,\text{lep2}} \cdot p_{x,\text{miss}} - \frac{p_{y,\text{lep2}} \cdot p_{x,\text{lep1}}}{x_1}$$

$$\Leftrightarrow \frac{p_{x,\text{lep1}} \cdot p_{y,\text{lep2}} - p_{y,\text{lep1}} \cdot p_{x,\text{lep2}}}{x_1} = p_{x,\text{lep1}} \cdot p_{y,\text{lep2}} - p_{y,\text{lep1}} \cdot p_{x,\text{lep2}} + p_{y,\text{lep2}} \cdot p_{x,\text{miss}} - p_{x,\text{lep2}} \cdot p_{y,\text{miss}}$$

$$\Leftrightarrow x_1 = \frac{p_{x,\text{lep1}} \cdot p_{y,\text{lep2}} - p_{y,\text{lep1}} \cdot p_{x,\text{lep2}}}{p_{x,\text{lep1}} \cdot p_{y,\text{lep2}} - p_{y,\text{lep1}} \cdot p_{x,\text{lep2}} + p_{y,\text{lep2}} \cdot p_{x,\text{miss}} - p_{x,\text{lep2}} \cdot p_{y,\text{miss}}} \tag{5.12}$$

Die invariante Masse des Taupaares berechnet sich aus der Summe der Impulsvierervektoren der zwei Tauleptonen.

$$
\begin{aligned}
m_{\tau\tau}^2 &= E_H^2 - |p_H|^2 \\
&= (E_{\tau_1} + E_{\tau_2})^2 - |\vec{p}_{\tau_1} + \vec{p}_{\tau_2}|^2 \\
&= (p_{\tau_1}^\mu + p_{\tau_2}^\mu)^2 \\
&= 2(p_{\tau_1}^\mu \cdot p_{\tau_2}^\mu + m_\tau^2)
\end{aligned}
\tag{5.13}
$$

Da die Massen der Leptonen vernachlässigt werden sollen, gilt somit:

$$
m_{\tau\tau} \backsimeq \sqrt{2\frac{p_{\text{lep1}} \cdot p_{\text{lep2}}}{x_1 \cdot x_2}} \quad \text{mit } p_\tau^\mu = x \cdot p_{lep}^\mu \tag{5.14}
$$

$$
\backsimeq \frac{m_{\text{leplep}}}{\sqrt{x_1 x_2}} \tag{5.15}
$$

Wie man aus der Rechnung entnehmen kann, werden zur Massenrekonstruktion die Viererimpulsvektoren der Leptonen sowie die fehlende transversale Energie benötigt. Diese Methode zur Berechnung der Higgs-Bosonmasse ist jedoch nicht mehr möglich, wenn die Leptonen antiparallel in der transversalen Ebene emittiert werden. Dies kann näherungsweise vorkommen, wenn das Higgsboson keinen genügend großen Transversalimpuls besitzt. Anschaulich gesehen ist es nicht mehr möglich, durch eine Projektion des Vektors der fehlenden Energie auf die Richtung der Leptonen, die Impulsbeträge der Neutrinos eindeutig zu bestimmen, siehe Abbildung 5.2. Aus diesem Grund werden in der Analyse sowie in der Massenrekonstruktion, ein minimaler Zwischenwinkel von $\cos\phi_{\text{leplep}} > -0,9$ gefordert. Sollten die Leptonen parallel zueinander emittiert werden, ist eine Projektion ebenfalls nicht möglich, jedoch auch nicht notwendig, da in diesem Fall alle relevanten Impulse parallel liegen, und es für die Massenrekonstruktion unbedeutend ist, aus welchem Tauzerfall die Impulsbeträge stammen.

Abbildung 5.2: Impulsdiagramm zur Rekonstruktion der vier Neutrinos des Tauzerfalls aus dem fehlenden transversalen Impuls. Liegen die Leptonen antiparallel in der transversalen Ebene, lassen sich die Impulsbeträge der Neutrinos, die gemeinsam den Vektor des fehlenden transversalen Impulses ergeben, nicht mehr eindeutig rekonstruieren. Es ist immer möglich, auf die Beträge der Zerfallssteilchen einen festen Impulsbetrag zu addieren [8].

Kapitel 6

Analyse der Monte Carlo Datensätze

6.1 Detektorsimulation und Ereignisgeneration

Um detallierte Dektorsimulationen zu erhalten, ist ein Programm notwendig, welches unter Berücksichtigung der genauen Geometrie eines Detektors , das Verhalten von Teilchen beim Durchgang von Materie beschreibt. GEANT 4 [26] ist ein Programm, welches diese Aufgabe leistet. Die Simulation des ATLAS-Detektors wurde im Rahmen von ATLSIM [27] durchgeführt. Bei dieser vollen Detektorsimulation dauert jedoch die Simulation eines Ereignisses , je nach Rechnerleistung einige Minuten. Daher ist die Generierung und Simulation eines Datensatzes von mehreren Millionen Ereignissen sehr zeitaufwendig. In dieser Arbeit wurde deshalb ausschließlich das schnelle Simulationsprogramm des ATLAS-Detektors ATLFAST verwendet. ATLFAST [28] betrachtet nur sehr grundlegende Eigenschaften des Detektors. ATLFAST wurde jedoch mit Hilfe von repräsentativen Prozessen optimiert um die Ergebnisse der vollständigen Detektorsimulation ATLSIM möglichst gut zu beschreiben. Mit ATLFAST lassen sich im Gegensatz zu ATLSIM mehrere Millionen Ereignissse in kurzer Zeit prozessieren. Das Programm ATLFAST nimmt Teilchen auf „Truth Niveau " von einem Monte Carlo Generator und wendet auf diese Gaußsche Verschmierungen an, um die Antwort des Detektors zu simulieren. ATLFAST verschmiert dabei die Vierervektoren der Teilchen in Energie und den Winkeln ϕ und η.
Das von ATLFAST verwendete Signalereignis wird von dem Monte Carlo Generator HERWIG [29], [30] generiert, während der $t\bar{t}$-Untergrund mit Hilfe des Generators MC@NLO [31] erzeugt wird. Die Anzahl der Ereignisse für den $t\bar{t}$-Untergrund beträgt 47470000. Dies entspricht einer Luminosität von $56,98 fb^{-1}$. Für das Signal stehen 97900 Ereignisse zur Verfügung, welches eine Luminosität von $2966,7 fb^{-1}$ wiederspiegelt.
In dieser Arbeit soll nicht näher auf die genannten Programme und Generatoren eingegangen werden. Genaueres lässt sich den erwähnten Literaturangaben entnehmen.

6.2 Ereignisselektion

Um die Signalereignisse später aus den Daten zu selektieren werden auch schon in der Simulation einige Schnitte auf verschiedene Parameter angewendet. Ziel dieser Schnitte ist es, möglichst viele der $t\bar{t}$-Untergrundereignisse zu verwerfen um ein möglichst sauberes Higssignal zu extrahieren und das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu maximieren. In dieser Arbeit wurden zum größten Teil Schnitte von [21] verwendet. Die hier im Überblick aufgeführte Reihenfolge der Ereignisselektionen entspricht auch der Reihenfolge der Analyseschnitte in dem eigentlichen Programm der Standardanalyse .
Zu Beginn der Selektion werden die zwei Leptonen betrachtet, welche durch den Zerfall des Higgs-Bosons aber auch im Untergrund durch den Zerfall der beiden W-Bosonen entstehen. Dabei handelt es sich um Elektronen oder Myonen. Bei dem betrachteten Zerfall des Higgsbosons entstehen mindestens zwei geladene Leptonen. Da die beiden Leptonen mit dem größten Transversalimpuls und unterschiedlichen Ladungsvorzeichen aus den Tauzerfällen stammend angenommen werden, müssen diese die Bedingungen des Triggersystems erfüllen. Somit lautet der erste Selektionschnitt:

$$\text{Anzahl der Leptonen} \geq 2 \tag{6.1}$$

$$p_{T,l1} \geq 25\,\text{GeV} \tag{6.2}$$

$$p_{T,l2} \geq 10\,\text{GeV} \tag{6.3}$$

Als Tagging-Jets werden die Jets mit dem jeweils höchsten Transversalimpuls gewählt. Um diese auch als Jets zu erkennen, müssen die Tagging-Jets eine gewissen Wert für die transversal Energie überschreiten. Damit es sich um einen Signalprozess handeln kann werden ebenfalls zwei Jets gefordert. D.h:

$$\text{Anzahl der Jets} \geq 2 \tag{6.4}$$

$$p_{T,\text{jet1}} \geq 40\,\text{GeV} \tag{6.5}$$

$$p_{T,\text{jet2}} \geq 20\,\text{GeV} \tag{6.6}$$

Da sich die Leptonen des Signals im Zentralbereich des Detektors befinden, sollten die Leptonen zwischen den beiden Tagging-Jets liegen. Mit Hilfe der Variable η lässt sich der Schnitt dann auf folgende Weise darstellen:

$$\text{Min}(\eta_{\text{jet1}}, \eta_{\text{jet2}}) < \eta_{lep1} < \text{Max}(\eta_{\text{jet1}}, \eta_{\text{jet2}}) \tag{6.7}$$

$$\text{Min}(\eta_{\text{jet1}}, \eta_{\text{jet2}}) < \eta_{lep2} < \text{Max}(\eta_{\text{jet1}}, \eta_{\text{jet2}}) \tag{6.8}$$

Aufgrund der benötigten kollinearen Näherung für die Rekonstruktion der Masse des Taupaares werden einige Anforderungen an die Winkelverteilungen der beiden Leptonen gestellt. Auch für die Variablen x_1 und x_2 (siehe Kapitel 5) gibt es Einschränkungen. Nach deren Definition müsen die Werte zwischen 0 und 1 liegen. Für die oberen Grenzen von x_1 und x_2 wird für die Separation des Untergrundes die Forderung sogar noch etwas verschärft.

$$\cos \Delta\phi_{ll} > -0,9 \tag{6.9}$$

$$\Delta\phi_{ll} < 2,6 \tag{6.10}$$

$$0 \geq x_1 \geq 0,75 \tag{6.11}$$

$$0 \geq x_2 \geq 0,75 \tag{6.12}$$

wobei $\Delta\phi$ hier den Unterschied im Winkel ϕ zwischen den zwei Leptonen darstellt. Desweiteren wird für die Selektion des Higgssignals aus dem $t\bar{t}$-Untergrund ein weiterer Schnitt verwendet, der bereits in Kapitel 4.4 erwähnt wurde. Bei diesem Schnitt werden alle Ereignisse verworfen, bei denen einer der zwei „Tagging-Jets“ zuvor als b-Jet identifiziert wurde, da es sich dann nicht um das Higgssignal, sondern höchstwahrscheinlich um ein Ereignis des $t\bar{t}$-Untergrundes handelt. Somit wird als Schnitt gefordert:

$$\text{Anzahl der } b\text{-Jets} = 0 \quad (b\text{-Veto}), \tag{6.13}$$

die Jets müssen hierbei einen $p_T > 20\,\text{GeV}$ besitzen.
Da im Endzustand des Signalprozesses vier Neutrinos entstehen wird somit im Kalorimeter eine hohe fehlende Transversalenergie erwartet.

$$E_{T,\text{miss}} > 40\,\text{GeV} \tag{6.14}$$

Desweiteren werden im Signalprozess die Tagging-Jets in unterschiedlichen Hemisphären des Detektors erwartet. Deshalb sollte die Rapidität η des ersten und zweiten Tagging-Jets ein entgegengesetztes Vorzeichen besitzen.

$$\eta_{\text{jet1}} \cdot \eta_{\text{jet2}} < 0 \tag{6.15}$$

Dadurch, dass bei QCD-Prozessen durch Wechselwirkungen der Gluonen vermehrt Jets im Zentralbereich des Detektors entstehen, sollte im Signalprozess die Differenz der Pseudo-Rapiditäten $\Delta\eta_{\text{jet1,jet2}}$ der Tagging-Jets größer sein. Darum wird zur Unterdrückung des Untergrundes auf $\Delta\eta_{\text{jet1,jet2}}$ folgemdermaßen geschnitten:

$$\Delta\eta_{\text{jet1,jet2}} > 4,4 \tag{6.16}$$

Durch zusätzliche Jets im zentralen Detektorbereich bei QCD-Prozessen ist somit die invariante Masse der zwei Tagging-Jets im Mittel oder für gleiche Impulse der ursprünglichen Partonen kleiner als bei Signalprozessen. Es wird somit folgender Schnitt angewendet:

$$M_{\text{jet1,jet2}} > 700\,\text{GeV} \tag{6.17}$$

Desweiteren wird ein Schnitt auf die Winkelverteilung der Tagging-Jets angewendet. Dabei wird die Differenz der ϕ-Winkel zwischen den zwei Jets vorgegeben.

$$\Delta\phi_{\text{jet1,jet2}} < 2,2 \tag{6.18}$$

Ein weiterer Schnitt ist das zentrale Jet-Veto. Hierbei werden alle Ereignisse mit einem zusätzlichen Jet mit $p_T > 20\,\mathrm{GeV}$ und $|\eta| < 3,2$ verworfen.

$$|\eta_{\text{andere Jets}}| < 3,2 \tag{6.19}$$

Letztendlich wird ein Schnitt auf die rekonstruierte Masse des Taupaares angewendet. Mit Hilfe dieses Schnittes werden alle Ereignisse verworfen, die nicht in einem bestimmten Massenfenster um die hypothetische Masse des Higgs-Bosons liegen.

$$M_H - 10\,\mathrm{GeV} < M_{\tau\tau} < M_H + 10\,\mathrm{GeV} \tag{6.20}$$

bzw.

$$M_H - 20\,\mathrm{GeV} < M_{\tau\tau} < M_H + 20\,\mathrm{GeV} \tag{6.21}$$

Die Abbildungen 6.2 und 6.2 zeigen die Verteilungen der Variablen, die in der Schnittselektion verwendet wurden. Alle vorherigen Schnitte wurden jeweils angewendet. Die senkrechten Geraden mit Pfeilen zeigen jeweils den Akzeptanzbereich.

Abbildung 6.1: Verschiedene Observablen für Signal(gestrichelte blaue Linie) und $t\bar{t}$-Untergrund (durchgezogene schwarze Linie) für eine Masse des Higgs-Bosons von $M_H = 120\,\mathrm{GeV}$ und einer Luminosität von $10\,\mathrm{fb}^{-1}$. Die Anzahl der Signalereignisse wurde hier um den jeweils angegebenen Faktor skaliert. Die senkrechten Geraden mit Pfeilen zeigen jeweils den Akzeptanzbereich.

Abbildung 6.2: Verschiedene Observablen für Signal(gestrichelte blaue Linie) und $t\bar{t}$-Untergrund (durchgezogene schwarze Linie) für eine Masse des Higgs-Bosons von $M_H = 120\,\mathrm{GeV}$ und einer Luminosität von $10\,\mathrm{fb}^{-1}$. Die Anzahl der Signalereignisse wurde hier um den jeweils angegebenen Faktor skaliert. Die senkrechten Geraden mit Pfeilen zeigen jeweils den Akzeptanzbereich.

In der Tabelle 6.1 ist der Verlauf der Analyseschnitte für den Signal und $t\bar{t}$ Untergrundprozess für eine Luminosität von $10\,\mathrm{fb}^{-1}$ gezeigt. Demnach bleiben vor Schnitt des zentralen Jet-Vetos noch 14 Signalereignisse und 206 Ereignisse des $t\bar{t}$-Untergrundes übrig

Art des Schnittes	Anzahl der Ereignisse für den Untergrund $t\bar{t}$	Anzahl der Ereignisse für das Signal
ohne Schnitt	8330000	330
N_{lep}, $p_{T,\mathrm{lep1}}$, $p_{T,\mathrm{lep2}}$	305939 ± 227	$198,4 \pm 0,5$
N_{jet}, $p_{T,\mathrm{jet1}}$, $p_{T,\mathrm{jet2}}$	268586 ± 214	$136,3 \pm 0,5$
η_{lep1}, η_{lep2}	58486 ± 101	$101,2 \pm 0,5$
$\cos(\Delta\phi_{ll}), \Delta\phi_{ll}$	45960 ± 90	$82,9 \pm 0,5$
x_1, x_2	5951 ± 32	$39,4 \pm 0,3$
b-Veto	2663 ± 22	$38,2 \pm 0,3$
$E_{T,\mathrm{miss}}$	2395 ± 21	$38,2 \pm 0,3$
$\eta_{\mathrm{jet1}} \cdot \eta_{\mathrm{jet2}}$	1898 ± 18	$35,7 \pm 0,3$
$\Delta\eta_{\mathrm{jet1,jet2}}$	375 ± 8	$22,9 \pm 0,3$
$M_{\mathrm{jet1,jet2}}$	295 ± 7	$19,0 \pm 0,2$
$\Delta\phi_{\mathrm{jet1,jet2}}$	206 ± 6	$14,3 \pm 0,2$
$\eta_{\mathrm{andere\ Jets}}$	22 ± 2	$12,7 \pm 0,2$
$M_{\tau\tau} \pm 10\,\mathrm{GeV}$	$1,1 \pm 0,4$	$3,2 \pm 0,1$
oder $M_{\tau\tau} \pm 20\,\mathrm{GeV}$	$2,2 \pm 0,6$	$3,4 \pm 0,1$

Tabelle 6.1: Verlauf der Analyseschnitte für den Signalprozess $H \to \tau\tau \to ll + 4\nu$ mit der Masse $M_H = 120\,\mathrm{GeV}$ und für den $t\bar{t}$-Untergrundprozess für eine Luminosität von $10\,\mathrm{fb}^{-1}$. N steht hier für die Anzahl der Leptonen bzw. Jets. Die angegebenen Fehler sind Binomialfehler.

6.3 b-Veto/b-Tag Selektion

Wie bereits in dem Kapitel 4.4 erwähnt, liegt die Grundidee der Methode zur Abschätzung des Untergrundes in einer bestimmten Selektion der Ereignisse. Mit Hilfe dieser Selektion ist es möglich einen Kontrolldatensatz für den $t\bar{t}$-Untergrund zu erstellen, mit dem der Untergrund nicht nur aus der Simulation der Standardanalyse des Untergrundes sondern aus Daten abgeschätzt werden kann. In diesem Kapitel soll der entscheidende Schnitt, mit b-Veto und b-Tag bezeichnet, beschrieben werden.

Es widmet sich nicht nur der Erklärung des Schnittes, sondern auch dem Vergleich der Histogramme verschiedenster Observablen aus den zwei Datensätzen mit b-Veto und mit b-Tag und dem genauen Vergleich dieser Ereigniszahlen in tabellarischer Form. Darüber hinaus werden daraus entstandene Fragen und Probleme aufgegriffen und es wird versucht Lösungen für Diese zu finden.

6.3.1 Genauere Erläuterung des Schnittes

Anstelle des in Kapitel 6.2 erläuterten und in der Standardselektion verwendeten Schnittes b-Veto wird dieses durch das komplementäre Kriterium, dass mindestens ein Jet als b-Jet erkannt wird, ersetzt. Im Weiteren wird diese Selektion mit b-Tag bezeichnet. Wie bereits in Kapitel 4.4 und Schnitt 6.13 erwähnt, bedeuten diese beiden Selektionen folgendes:

- b-Veto Selektion:
  Anzahl der b-Jets $= 0$
  Nur Ereignisse bei denen kein b-Jet identifiziert wurde, durchlaufen die weitere Analyse. Alle Ereignisse mit mindestens einem erkannten b-Jet werden verworfen.

- b-Tag Selektion:
  Anzahl der b-Jets>0
  Nur Ereignisse mit mindestens einem erkannten b-Jet durchlaufen die weitere Analyse. Alle Ereignisse ohne einen identifizierten b-Jet werden verworfen.

Durch diese zwei entgegengesetzten Selektionen erfüllt jedes Ereignis entweder die b-Veto oder die b-Tag Forderung. Somit wird das Sample in zwei verschiedene Datensätze, also in zwei Zweige unterschiedlicher Ereignisse aufgeteilt. Mit jedem dieser Datensätze wird dann die weitere, noch ausstehende Analyse fortgeführt.

6.3.2 Vergleich der Observablen

Für beide Samples lassen sich nun Histogramme mit unterschiedlichen Observablen füllen und die Abhängigkeit dieser Observablen von der Identifikation eines erkannten b-Jets untersuchen. Dabei wird zwischen zwei Arten von Histogrammen unterschieden:
Zunächst werden Histogramme mit Observablen, die in der Selektion verwendet wurden dargestellt. Desweiteren werden dann Histogramme, welche die invariante Masse des Taupaares nach der jeweiligen Selektion zeigen, untersucht.
In Abbildung 6.3 und 6.4 sind die verschiedenen Observablen nach der Aufteilung in ein b-Veto oder b-Tag Sample dargestellt.
In den Abbildungen ist erkennbar, dass die Form der Verteilungen für b-Veto und b-Tag besonders für Observablen wie E_T^{miss} oder η(Jet1+Jet2) stark voneinander abweicht. Auch davon abgeleitete Observablen wie $\Delta\eta$(Jet1+Jet2) oder $\eta(\text{Jet1}) \cdot \eta(\text{Jet2})$ zeigen Unterschiede in den Verteilungen.
Dabei sind für die Histogramme η(Jet1+Jet2) und $\Delta\eta$(Jet1+Jet2) die Observablen von η(Jet2) bzw. $\Delta\eta$(Jet2) in dasselbe Histogramm wie für η(Jet1) bzw. $\Delta\eta$(Jet1) gefüllt worden.

Lediglich die Observablen der Leptonen, wie z.B η(Lepton1+Lepton2) oder $\Delta\phi$(Lepton1+Lepton2), deren Histogramme nach dem selben Prinzip wie oben erwähnt gefüllt wurden, sind für die Verteilungen b-Veto und b-Tag in der Form konsistent. Eine tiefere Diskussion, der in Abbildung 6.3 und 6.4 dargestellten Histogramme wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels geführt. In Abbildung 6.5 sind zunächst die Massenhistogramme für das b-Veto- und das b-Tag-Sample im Bereich von 0-1500 GeV aufgeführt, welche jeweils vor dem dort benannten Schnitt gefüllt wurden. Auch hier sind Unterschiede in der Form der Verteilungen zwischen b-Veto und b-Tag sichtbar, auf die in Abschnitt 6.3.3 genauer eingegangen wird. Tabelle 6.2 zeigt den Verlauf der Anzahl der Ereignisse für das b-Veto und das b-Tag Sample für jede Selektion für den Untergrundprozess $t\bar{t}$. In Tabelle 6.3 wurde dieser Verlauf nach der b-Veto und b-Tag Selektion noch in Abhängigkeit von der Masse des Taupaares dargestellt. Dabei wurden die Ereigniszahlen nach der in Kapitel 4.4 erläuterten Grundidee der Untergrundabschätzung in Bereiche für $0 \leq M_{\tau\tau} \leq 200\,\text{GeV}$ und $200 \leq M_{\tau\tau} \leq 200\,\text{GeV}$ aufgeteilt. Desweiteren ist der für die spätere Berechnung des Kontrolldatensatzes notwendige Quotient der Ereigniszahlen aus dem b-Veto-Sample zu dem b-Tag-Sample für $M_{\tau\tau} \leq 200\,\text{GeV}$ und für $M_{\tau\tau} \geq 200\,\text{GeV}$ aufgeführt.

Abbildung 6.3: Verschiedene Observablen nach der Aufteilung in ein b-Veto (schwarze durchgezogene Linie) bzw. b-Tag Sample (rote gestrichelte Linie). Alle Histogramme sind auf 1 normiert.

Abbildung 6.4: Verschiedene Observablen nach der Aufteilung in ein b-Veto (schwarze durchgezogene Linie) bzw. b-Tag Sample (rote gestrichelte Linie). Alle Histogramme sind auf 1 normiert.

Abbildung 6.5: Massenhistogramme im Bereich von 0 GeV - 1500 GeV, gefüllt vor bzw. nach jedem Schnitt, nach der Aufteilung in ein b-Veto (schwarze durchgezogene Linie) bzw. b-Tag Sample (rote gestrichelte Linie). Alle Histogramme sind auf 1 normiert. Oben links: vor Schnitt 6.14, oben rechts: nach Schnitt 6.14, 2. Reihe links: nach Schnitt 6.15, 2. Reihe rechts: nach Schnitt 6.16, 3. Reihe links: nach Schnitt 6.17, 3. Reihe rechts: nach Schnitt 6.18, unten links : nach Schnitt 6.19.

Damit die Methode der Abschätzung des $t\bar{t}$-Untergrundes perfekt funktioniert wird

Abbildung 6.6: Massenhistogramme im Bereich von 60 GeV - 200 GeV, gefüllt vor bzw. nach jedem Schnitt, nach der Aufteilung in ein *b*-Veto (schwarze durchgezogene Linie) bzw. *b*-Tag Sample (rote gestrichelte Linie). Alle Histogramme sind auf 1 normiert. Oben links: vor Schnitt 6.14, oben rechts: nach Schnitt 6.14, 2. Reihe links: nach Schnitt 6.15, 2. Reihe rechts: nach Schnitt 6.16, 3. Reihe links: nach Schnitt 6.17, 3. Reihe rechts: nach Schnitt 6.18, unten links : nach Schnitt 6.19.

Art des Schnittes	Anzahl der Ereignisse für das b-Veto Sample	Anzahl der Ereignisse für das b-Tag Sample
b-Veto/b-Tag	2663 ± 22	3181 ± 24
$E_{T,\mathrm{miss}}$	2395 ± 21	2787 ± 22
$\eta_{\mathrm{jet1}} \cdot \eta_{\mathrm{jet2}}$	1898 ± 18	2048 ± 19
$\Delta\eta_{\mathrm{jet1,jet2}}$	375 ± 8	167 ± 5
$M_{\mathrm{jet1,jet2}}$	295 ± 7	116 ± 5
$\Delta\phi_{\mathrm{jet1,jet2}}$	206 ± 6	74 ± 4
$\eta_{\mathrm{andere\ Jets}}$	22 ± 2	18 ± 2

Tabelle 6.2: Verlauf der Analyseschnitte für den Untergrundprozess $t\bar{t}$ für eine Luminosität von $10fb^{-1}$ für das b-Veto-Sample, d.h mit keinem b-Jet, und für das b-Tag-Sample, d.h mit mindestens einem b-Jet. Die angegebenen Fehler sind Binomialfehler.

Cut	# b-Veto	# b-Tag	$\frac{\#b-Veto_{<200GeV}}{\#b-Tag_{<200GeV}}$	# b-Veto	# b-Tag	$\frac{\#b-Veto_{>200GeV}}{\#b-Tag_{>200GeV}}$
	$0 \leq M_{\tau\tau} \leq 200\,\mathrm{GeV}$			$200 \leq M_{\tau\tau} \leq 1500\,\mathrm{GeV}$		
vor $E_{T,\mathrm{miss}}$	1032	1328	$0,78 \pm 0,01$	1364	1460	$0,93 \pm 0,01$
nach $E_{T,\mathrm{miss}}$	1255	1464	$0,75 \pm 0,01$	1408	1517	$0,93 \pm 0,01$
nach $\eta_{\mathrm{jet1}} \cdot \eta_{\mathrm{jet2}}$	779	931	$0,84 \pm 0,02$	1119	1117	$1,00 \pm 0,02$
nach $\Delta\eta_{\mathrm{jet1,jet2}}$	135	63	$2,1 \pm 0,1$	241	103	$2,3 \pm 0,1$
nach $M_{\mathrm{jet1,jet2}}$	100	42	$2,4 \pm 0,2$	195	74	$2,6 \pm 0,2$
nach $\Delta\phi_{\mathrm{jet1,jet2}}$	64	25	$2,6 \pm 0,3$	142	49	$2,9 \pm 0,2$
nach $\eta_{\mathrm{andere\ Jets}}$	8	6	$1,3 \pm 0,3$	14	11	$1,2 \pm 0,2$

Tabelle 6.3: Links: Anzahl der Ereignisse für eine Luminosität von $10fb^{-1}$ nach jedem Schnitt für das b-Veto und das b-Tag Sample, im Bereich von 0 bis 200 GeV sowie im Bereich von 200 bis 1500 GeV. Rechts: Verhältnis der Ereigniszahlen des b-Veto Samples zum b-Tag Sample im Bereich von 0 bis 200 GeV sowie im Bereich von 200 bis 1500 GeV. Die angegebenen Fehler sind Binomialfehler.

eine Übereinstimmung der Verhältnisse der Ereigniszahlen des b-Veto Samples zum b-Tag Sample im Bereich von 0- 200 GeV sowie im Bereich von 200 -1500 GeV innerhalb der angegebenen Fehler benötigt. Wie man jedoch in Tabelle 6.3 erkennen kann, ist diese Übereinstimmung innerhalb der Fehler nicht gegeben. Die oberen drei Histogramme in Tabelle 6.3 weichen sogar bis zu 19,4% voneinander ab. Für die unteren vier Histogramme ist jedoch lediglich eine maximale Abweichung von ca. 10,3% zu finden. Dies bedeutet, dass eine der zu Beginn in Kapitel 4.4 beschriebenen Annahmen über den $t\bar{t}$-Untergrund nicht der Wahrheit entspricht. Da jedoch, wie in Kapitel 4.4 bereits erläutert und in dem folgenden Kapitel 7.1 genauer beschrieben, die Annahme einer Übereinstimmung der Verhältnisse von b-Tag zu b-Veto Ereigniszahlen oberhalb und unterhalb von 200 GeV zwingend erforderlich für die Berechnung der Vorhersage mit Hilfe des b-Tag Datensatzes ist und lediglich das Massenhistogramm $M_{\tau\tau}$ nach dem letzten Schnitt große Bedeutung besitzt, kann die Berechnung im Weiteren mit einer Unsicherheit von ca. 10% durchgeführt werden, siehe Kapitel 7.1. Dennoch sollte nicht außer Acht gelassen werden, dass diese Berechnung aus einer großzügigen Annahme entstanden ist.

6.3.3 Bewertung der Übereinstimmung mittels des Kolmogorovtests

Um die Abhängigkeit einiger Parameter von der b-Veto bzw. b-Tag Selektion genauer zu überprüfen, sollen die einzelnen Histogramme in den Abbildungen 6.3, 6.4, 6.5 und 6.6 genauer betrachtet werden. Solange keine Abhängigkeit eines Parameters mit der Identifizierung eines b-Quarks besteht, müssen auch die auf 1 normierten Verteilungen für b-Veto-Datensätze sowie für b-Tag-Datensätze miteinander konsistent sein, also innerhalb der Statistik die gleiche Form besitzten. Diese Überprüfung lässt sich am besten mit Hilfe des sogenannten Kolmogorovtests durchführen. Dieser, auch in dem Programm ROOT implementierte Test, überprüft zwei verschiedene Histogramme auf ihre Gleichheit und gibt letztlich einen Wert für die Wahrscheinlichkeit der Übereinstimmung dieser zwei Histogramme bzw. Verteilungen zurück. Die Methodik dieser Überprüfung und weitere Details über den Kolmogorovtest sind dem Werk [32] zu entnehmen. Auch ohne die Ergebnisse des Kolmogorovtests bereits vorliegen zu haben, wird durch die Histogramme in Abbildung 6.3 und 6.4 deutlich, dass die übereinandergelegten Histogramme für die verschiedenen Observablen der Analyse des b-Tag und des b-Veto-Samples innerhalb der Fehlerbalken nicht übereinstimmen. Diese Tatsache ist allein aus der genaueren Betrachtung der Verteilungen ersichtlich. Lediglich die Massenhistogramme bedürfen einer genaueren Überprüfung durch den Kolmogorovtest, da sie auf den ersten Blick konsistent wirken. In Tabelle 6.3.3 sind die Ergebnisse des Kolmogorovtests für die Massenhistogramme nach jedem Analyseschnitt dargestellt. Es wird erkennbar, dass die Wahrscheinlichkeit der Übereinstimmung der einzelnen Histogramme um den Wert von 95% statistisch schwanken. Dabei ist zu beachten, dass die Histogramme korreliert sind. Daraus lässt sich folgern:
Die Form der Massenverteilungen $M_{\tau\tau}$ aus dem b-Veto- und dem b-Tag-Sample im Bereich zwischen $60 - 200\,\mathrm{GeV}$ *ist statistisch konsistent.*

Histogramm	Wahrscheinlichkeit für Übereinstimmung
vor $E_{T,\text{miss}}$	0,508
nach $E_{T,\text{miss}}$	0,919
nach $\eta_{\text{jet1}} \cdot \eta_{\text{jet2}}$	0,917
nach $\Delta\eta_{\text{jet1,jet2}}$	0,978
nach $M_{\text{jet1,jet2}}$	0,633
nach $\Delta\phi_{\text{jet1,jet2}}$	0,585
nach $\eta_{\text{andere Jets}}$	0,981

Tabelle 6.4: Wahrscheinlichkeit für die Übereinstimmung der Histogramme aus dem b-Tag und dem b-Veto Sample für die einzelnen Schnitte nach Anwendung des Kolmogorovtests.

Für die Massenverteilungen im Bereich von $0-1500$ GeV kann eine Übereinstimmung der Form nicht mit Sicherheit angegeben werden, da die Wahrscheinlichkeiten des Kolmogorovtests sehr kleine Werte zwischen 0% und 25% aufweisen. Lediglich für das Massenhistogramm nach dem letzten Schnitt wird mit Hilfe des Kolmogorovtests eine Wahrscheinlichkeit von 90% berechnet. Jedoch ist die Gleichheit der Form der Massenverteilungen im gesamten Bereich von $0-1500$ GeV, wie in Kapitel 4.4 kurz erwähnt, eine Voraussetzung für die spätere Berechnung der Vorhersage.

6.3.4 Problem der Übereinstimmung/offene Fragen

In diesem Kapitel werden nun die bisher erbrachten Ergebnisse gesammelt und noch einmal in Kurzform aufgelistet. Insbesondere widmet sich dieses Kapitel jedoch den entstandenen Problemen und offenen Fragen, welche durch die Einführung der b-Tag Selektion erkennbar wurden und den zuvor gemachten Annahmen, teilweise widersprechen. Insgesamt wurden zur Überprüfung der zuvor gemachten Annahmen zur Abschätzung des Untergrundes bisher zwei Analysen durchgeführt. Die erste Analyse widmete sich hierbei der Normierung der b-Tag sowie der b-Veto Kurve und überprüfte das Verhältnis der erwarteten Ereignisse im Bereich zwischen 0 und 200 GeV, sowie im Bereich von 200 bis 1500 GeV. Die zweite Analyse überprüfte die Übereinstimmung der Form der Verteilungen der invarianten Tautaumasse und der Selektionsgrößen für die beiden Selektionskriterien. Die Ergebnisse sind hier noch einmal in Kurzform aufgelistet.

- Die Verhältnisse der beiden Verteilungen b-Tag und b-Veto im Bereich kleiner 200 GeV und größer 200 GeV zueinander sind nicht völlig identisch. Die Quotienten für die ersten vier Histogramme nach der b-Veto/b-Tag Selektion weichen im Maximum um ca. 19,4% voneinander ab. Die Verhältnisse der Massenhistogramme der letzten drei Schnitte unterscheiden sich maximal noch um ca. 10,3%.

- Die Überprüfung der Übereinstimmung in der Form der Verteilungen ergab folgendes: Die Verteilungen der Schnittgrößen als auch der invarianten Tautaumasse im gesamten Bereich von 0 bis 1500 GeV weisen signifikante Unterschiede auf. Die Massenverteilung für $60 < M_{\tau\tau} < 200$ GeV sind innerhalb der statistischen Fluktuationen miteinander konsistent.

Diese Ergebnisse werfen jedoch einige Fragen auf:

- Warum ist die Form der Verteilung für das b-Veto und b-Tag Sample für einfache Schnittvariablen wie p_T und η der beiden Tagging-Jets nicht identisch (siehe Abbildung 6.4)? Eine unterschiedliche Form der Verteilungen spricht für eine Abhängigkeit der Parameter von der b-Veto bzw. b-Tag Selektion, also einer Abhängigkeit der Parameter von der Identifikation eines b-Jets.

- Warum ist ist die Form der Massenhistogramme nur im Bereich von 60-200 GeV nach dem Kolmogorovtest wirklich identisch?

- Warum ist das Verhältnis der selektierten Ereigniszahlen zwischen 0-200 GeV und zwischen 200-1500 GeV des b-Tag und des b-Veto Samples nur auf einem Niveau von 10 bis 20% miteinander verträglich?

Vor allem die erste Frage bereitet hierbei Probleme, da Observablen wie die fehlende transversale Energie oder die η-Verteilung der Jets prinzipiell nicht von der Identifikation als b-Jet abhängen sollten. Um diese, aber auch die anderen Fragen genauer zu untersuchen, wird nun im Folgenden versucht, mögliche Ursachen für diese Unterschiede zu finden und neue Erkenntnisse zu gewinnen.

6.3.5 Mögliche Ursachen

Dieses Unterkapitel befasst sich mit den möglichen Ursachen, welche im Unterkapitel 6.3.4 aufgelistst wurden. Hierbei werden zunächst lediglich verschiedene Ursachen und Gründe für die Probleme erwähnt und beschrieben. Die genaue Untersuchung der aufgestellten Ursachen wird im nächsten Abschnitt vollzogen.
Die Unterschiede in der p_T- und η-Verteilungen zwischen der b-Veto und der b-Tag Selektion liegen vielleicht in der p_T- und η-Abhängigkeit der b-Quark Identifikation begründet. Sollte diese Effizienz der b-Jet Erkennung nach ihrer Untersuchung eine solche Abhängigkeit bestätigen, würde dies eine Erklärung für die Unterschiede in den Histogrammen nach der b-Veto und b-Tag Selektion liefern.
Ein weiterer Verdacht liegt auf der Anzahl der erkannten b-Jets allgemein. Hierbei stellt sich die Frage, ob die Unterschiede in den Histogrammen nur zwischen dem b-Veto und b-Tag Sample oder auch zwischen der Anzahl der identifizierten b-Jets$_{(0,1,2)}$ untereinander weiterhin bestehen.
Ebenfalls lässt sich eine Ursache in der Identifikation der b-Jets, also im b-Tagging, vermuten. Es stellt sich hierbei die Frage inwiefern die erkannten b-Jets wirklich aus b-Quarks stammen und ob Fehlidentifikationen möglich sind. Als letzte Ursache ist auch eine unterschiedliche Kalibration der Energien zwischen b-Jets und anderen Jets in der Simulation denkbar, welche sich natürlich auch auf den Transversalimpuls

und die η-Verteilung der Jets auswirken könnte. Diese Kalibration kann jedoch nicht in meiner Arbeit überprüft werden. Somit beschränke ich meine Untersuchungen auf die ersten drei genannten Ursachen.

6.3.6 Suche nach Ursachen/Versuch der Problemlösung

Effizienz der b-Jet Erkennung

Auf der Suche nach dem Grund für die unterschiedliche Form der Histogramme für p_T und η der Jets, wird nun die Effizienz der Erkennung der b-Jets in dem Simulationsprogramm ATLFAST genauer betrachtet. Hierbei wird die Effizienz mit Hilfe einer Schleife berechnet, welche einerseits die Anzahl der Jets mit $p_T > 20GeV$ und $|\eta| < 2.5$ ausgiebt, sowie andererseits die Anzahl der Jets, die als b-Quarks erkannt wurden ausgibt. Die Effizienz berechnet sich nun aus dem Verhältnis dieser beiden Ereigniszahlen. Würde eine Abhängigkeit der Effizienz von der η und p_T-Verteilung der Jets bestehen, so dürfte die Effizienz aufgetragen gegenüber η bzw. p_T der Jets keine Konstante ergeben. Die Untersuchung ergab jedoch letztendlich:
Die Effizienz der Erkennung der b-Jets ist in der schnellen Detektorsimulation ATLFAST unabhängig von η oder p_T der Jets. Somit gibt diese Untersuchung keine Erklärung für die unterschiedlichen Histogramme dieser Parameter.

Anzahl der identifizierten b-Jets

Um weitere Klarheit über die Abhängigkeit einiger Paramter wie p_T und η von der Identifikation eines b-Jets zu erlangen, wird nun ein weiterer Schnitt eingeführt der das Programm nach der bisherigen Aufteilung in die zwei Datensätze b-Veto und b-Tag den Ereigniszweig b-Tag nochmalig in zwei weitere Datensätze unterteilt. Hierbei handelt es sich um die Unterscheidung zwischen der Identifikation genau eines und der Identifikation von 2 b-Jets. Dabei wird anstelle der ersten Bedingung Anzahl der b-Jets > 0, zwei andere, sich ausschließende, Bedingungen eingeführt:

$$\text{Anzahl der b-Jets} = 1 \text{ oder Anzahl der b-Jets} = 2 \ .$$

Alle Ereignisse, die bisher nur dem b-Veto Datensatz angehörten, gliedern sich nun weiter auf. Dennoch bleibt auch die alte Struktur erhalten, da alle vorherigen Histogramme, die sich nur in der Aufteilung, b-Veto oder b-Tag unterschieden, weiterhin in <u>beiden</u> neuen Zweigen gefüllt werden. Es wird erhofft, mehr Erkenntnis über die Unterschiede der einzelnen Verteilungen zu gewinnen. Mit dieser Aufteilung lässt sich die Frage beantworten, ob die verschiedenen Formen der Verteilungen nicht nur in der Identifikation eines b-Jets, sondern auch in der Anzahl der b-Jets, zu finden sind. In Abbildung 6.7 und 6.8 sind einige ausgewählte Histogramme abgebildet, welche die Ergebnisse dieser veränderten Aufteilung zeigen. Es ist leicht zu erkennen, dass die in Abschnitt 6.3.4 angesprochenen Unterschiede der Verteilungen weiterhin existent sind. Die scheinbare Abhängigkeit der Verteilungen von der Identifikation eines b-Jets sind nicht nur zwischen den Verteilungen b-Tag und b-Veto zu finden, sondern auch innerhalb der b-Tag Analyse zwischen der Anzahl der identifizierten b-Jets existent. Dabei sind die Unterschiede zwischen dem b-Veto und dem b-Tag

Abbildung 6.7: Verschiedene Observablen nach der Aufteilung in ein b-Veto (schwarze durchgezogene Linie) bzw. 3 b-Tag Samples mit Anzahl der b-Jets $>$ 0 (rote gestrichelte Linie), Anzahl der b-Jets $= 1$ (grüne gestrichelte Linie) und Anzahl der b-Jets $= 2$ (türkise durchgezogene Linie). Alle Histogramme sind auf 1 normiert.

Abbildung 6.8: Verschiedene Observablen nach der Aufteilung in ein b-Veto (schwarze durchgezogene Linie) bzw. 3 b-Tag Samples mit Anzahl der b-Jets $>$ 0 (rote gestrichelte Linie), Anzahl der b-Jets $= 1$ (grüne gestrichelte Linie) und Anzahl der b-Jets $= 2$ (türkise durchgezogene Linie). Alle Histogramme sind auf 1 normiert.

Sample mit der Anzahl der b-Jets $= 2$ deutlich größer als zuvor, während die b-Tag Verteilung mit der Anzahl der b-Jets>0 und der Anzahl der b-Jets $= 1$ fast übereinander liegen. Daraus lässt sich schließen, dass eine Abhängigkeit von der Anzahl der b-Jets existiert. Desweiteren wird deutlich, dass die Anzahl der Ereignisse für die b-Tag Verteilung mit 2 b-Jets wesentlich geringer ist als die Anzahl der Ereignisse für die b-Tag Verteilung mit einem b-Jet. Das Sample b-Tag mit der Anzahl der b-Jets¿0 wird somit von dem Sample mit einem b-Jet dominiert.

Änderung im b-Tagging

Dieses Unterkapitel beinhaltet einen neuen Versuch, die Unterschiede in den Histogrammen zwischen den b-Veto und b-Tag Verteilungen doch noch zu verstehen. Dieser Versuch besteht aus einer Änderung im b-Tagging. Bisher wurden in dem Programm ATLFAST b-Jets durch einen Parameter „bJetWeight " definiert. Dieser Parameter trägt in ATLFAST bei Identifikation eines b-Jets nur einen Wert. Bei einem Wert „bJetWeight" $= 100$ wird der betrachtete Jet als ein b-Jet identifiziert. Hierbei können jedoch Fehlidentifikationen entstehen, d.h. Jets können fälschlicherweise als b-Jets erkannt werden. In der Simulation besteht jedoch die Möglichkeit diese Fehlidentifikationsrate genauer zu untersuchen. dabei handelt es sich nicht um eine Änderung des b-tagging Algorithmus, sondern man nutzt die, in den N-Tupeln enthaltenen wahren Parameter der Ereignisse (Monte Carlo Truth) um die Güte des b-Tagging Algorithmus zu überprüfen und auszuwerten.
Bisher wurde in der Analyse die Anzahl der b-Jets eines Ereignisses allein durch diesen einzigen Paramter „bJetWeight" bestimmt. Mit Einbeziehung der Monte Carlo Truth Studie unterzieht sich nun jeder angebliche b-Jet einer weiteren Überprüfung. Hierbei wird nun ein weiterer, wahrer Parameter, die PDGID, untersucht. Dieser Parameter gibt den Flavour eines Quarks wieder. Für einen b-Jet beträgt dieser Wert $PDGID = \pm 5$. Mit dieser weiteren Bedingung in der Schleife zur Bestimmung der Anzahl der b-Jets, werden nun nur noch Jets aus wirklichen b-Quarks als b-Jets identifiziert. Das Ergebnis der zu Hilfe Nahme der „Monte Carlo Truth Studie" ist in Abbildung 6.9 zu sehen. Leider hat auch dieser Versuch die Unterschiede in den Histogrammen zwischen b-Veto und b-Tag nicht aufgehoben. Weiterhin existieren Unterschiede, deren Ursache in dieser Arbeit nicht mehr geklärt werden können.

Abbildung 6.9: Verschiedene Observablen nach der Aufteilung in ein b-Veto (schwarze durchgezogene Linie) bzw. 3 b-Tag Samples mit Anzahl der b-Jets > 0 (rote gestrichelte Linie), Anzahl der b-Jets $= 1$ (grüne gestrichelte Linie) und Anzahl der b-Jets $= 2$ (türkise durchgezogene Linie). Das b-Tagging erfolgte mit Hilfe der „Monte Carlo Truth Studie“. Alle Histogramme sind auf 1 normiert.

Kapitel 7

Demonstration der Anwendung auf Daten

Wie bereits in 4.4 geschildert, bietet die Monte Carlo Simulation keine vertrauenswürdigen Antworten auf die Größe des $t\bar{t}$-Untergrundes, da die absolute Normierung aus der Theorie nicht ausreichend und die Rekonstruktionsgüte im Besonderen für E_T^{miss} unter Umständen schlecht beschrieben wurde. Deshalb ist trotz der Simulation eine Abschätzung des $t\bar{t}$-Untergrundes aus Daten für die Higgs-Suche notwendig. Trotz der, in Kapitel 6.3.4, 6.3.6 und 6.3.6 erläuterten Probleme und offenen Fragen, welche sich während der Analyse des $t\bar{t}$-Untergrundes ergeben haben, sowie keiner zufriedenstellenden Antworten, behandelt dieses Kapitel nun die Anwendung der in Kapitel 6.2 beschriebenen Ereignisselektionen auf und die Abschätzung des $t\bar{t}$-Untergrundes aus Daten.
Anstelle der alleinigen Verwendung der Selektion b-Veto in der Standardselektion zur Extraktion des Signals aus den echten Daten kann mit Hilfe der inversen Bedingung b-Tag ein Kontrolldatensatz für die Größe des Untergrundes berechnet werden, welcher letztendlich von den selektierten Ereignissen subtrahiert wird, um so das Signal zu extrahieren. Die Beschreibung der Berechnung dieses Kontrolldatensatzes, welcher im Folgenden auch Vorhersage genannt wird und der Vergleich mit der b-Veto Verteilung aus der Simulation des Untergrundes sind der Bestandteil dieses letzten Kapitels.

7.1 Durchführung der Untergrundabschätzung u. Berechnung der Vorhersage des Untergrundes

Für die Berechnung des oben erwähnten Kontrolldatensatzes mit Hilfe der b-Tag Bedingung müssen, wie bereits in Kapitel 4.4 erwähnt einige Annahmen gemacht werden, welche in diesem Kapitel alle, direkt oder indirekt, mit in die Rechnung eingehen. Zum besseren Verständnis werden diese Annahmen hier im Folgenden noch einmal aufgelistet und kurz erläutert.

- Das Higgs-Signal für den Zerfall $H \to \tau\tau \to ll + 4\nu$ ist oberhalb von 200 GeV vernachlässigbar.

- Nach der Forderung, dass ein Jet als b-Jet erkannt ist, ist das Higgs-Signal vernachlässigbar gering.
- Die Form der Massenverteilung des $\tau\tau$-Paares ist für b-Veto- und für b-Tag-Datensäze gleich.
- Das Verhältnis von b-Tag Ereigniszahlen zu b-Veto Ereigniszahlen ist oberhalb und unterhalb von 200 GeV gleich.

Die erste Annahme erhält ihre Berechtigung durch den in Kapitel 4.4 erläuterten kleinen Wirkungsquerschnitt für $M_H > 200\,\text{GeV}$, die kleinen Verzweigungsverhältnisse und die daraus resultierenden verschwindend geringen Ereigniszahlen für den Signalprozess oberhalb von 200 GeV. Auch die zweite Annahme scheint gerechtfertigt. Sie besagt, dass es sich bei einem Ereignis mit bei einer Identifikation eines b-Jets, sehr wahrscheinlich nicht um einen Signalprozess handeln kann, da b-Jets im Prozess der Higgsbosonfusion nicht vorkommen und die Fehlidentifikationsrate für b-Jets nur wenige Prozent beträgt.
Die dritte Annahme setzt voraus, dass die Form der Massenverteilung der beiden Verteilungen b-Veto und b-Tag unabhängig von der Identifikation eines b-Jets ist. Diese Annahme bereitete in der Analyse, siehe Kapitel 6.3.4 Probleme und konnte nicht bestätigt werden. Sie stellt deshalb die Quelle eines systematischen Fehlers dar.
Auch die letzte Annahme wurde überprüft. Jedoch konnte die Annahme, dass der Normierungsfaktor von b-Veto Datensatz zu b-Tag Datensatz oberhalb und unterhalb von 200 GeV konsistent ist, ebenfalls nicht genau bestätigt werden.
Dennoch wird mit diesen Annahmen nun die Berechnung der Vorhersage des $t\bar{t}$-Untergrundes durchgeführt.
Zur Berechnung wird zunächst der Normierungsfaktor von b-Veto Ereigniszahlen zu b-Tag Ereigniszahlen oberhalb von 200 GeV gewonnen. Diese wurden bereits für alle Massenhistogramme zu jedem Schnitt in Tabelle 6.3 dargestellt (die natürliche obere Grenze stellte hierbei die Grenze des Histogramms dar). Da sich in diesem Bereich gemäß Annahme kein Higgssignal befindet, ist dies der wahre Normierungsfaktor zwischen den Datensätzen des Untergrundes mit erkannten b-Jets und den Datensätzen der unerkannten b-Jets. Nun multipliziert man die Verteilung b-Tag unterhalb von 200 GeV, in der sich auch in den wahren Daten kein Higgssignal verbirgt, mit dem zuvor berechneten Normierungsfaktor oberhalb von 200 GeV. Man erhält somit eine Abschätzung für den $t\bar{t}$-Untergrund aus wahren Daten. Diese Abschätzung entspricht, wenn alle Annahmen ohne Einschränkung gelten, der, durch die Simulation erlangten b-Veto Verteilung unterhalb von 200 GeV. In Formel (7.1) und (7.2) ist die genaue Berechnung dieser Abschätzung noch einmal in mathematischer Schreibweise dargestellt.

$$\text{Normierungsfaktor } K = \frac{\int\limits_{200\,\text{GeV}}^{1400\,\text{GeV}} N_{b\text{-Veto}}(m_{\tau\tau})dm_{\tau\tau}}{\int\limits_{200\,\text{GeV}}^{1400\,\text{GeV}} N_{b\text{-Tag}}(m_{\tau\tau})dm_{\tau\tau}} \tag{7.1}$$

Anzahl der Ereignisse der Massenverteilung $m_{\tau\tau} < 200\,\text{GeV}$:

$$N_{b\text{-Veto}}^{<200\,\text{GeV}}(m_{\tau\tau}) = K \cdot N_{b\text{-Tag}}^{<200\,\text{GeV}}(m_{\tau\tau}) \tag{7.2}$$

wobei N die Anzahl der Ereignisse für die Massenverteilung des Taupaares darstellt. In der folgenden Abbildung 7.1 sind die berechnete Vorhersage sowie die entsprechende b-Veto Verteilung für jeden Schnitt in einem Histogramm übereinandergelegt.

7.1.1 Vergleich von Vorhersage und b-Veto Kurve

In Abbildung 7.1 ist erkennbar, dass die berechnete Vorhersage als Kontrolldatensatz mit der b-Veto Verteilung aus der Analyse zu Beginn der Schnitte nicht identisch ist, sondern in ihrer Höhe und Form leicht variieren. Hierbei gibt die Vorhersage im Bereich zwischen ca. 60 GeV bis 300 GeV zunächst einen deutlich größeren Wert als Untergrund wieder als die aus der Analyse stammende Verteilung b-Veto. Betrachtet man jedoch den Verlauf der Histogramme für spätere Schnitte, so wird deutlich, dass die beiden Verteilungen sich an einander annähren. Bei dem letzten Schnitt, dem Zentralen Jet-Veto, verschwindet der Höhenunterschied gänzlich. Die beiden Histogramme liegen innerhalb ihrer Fehlerbalken übereinander. Dies bedeutet, es besteht eine Übereinstimmung innerhalb der statistischen Unsicherheit aus der limitierten Ereigniszahl.
Diese lässt sich mit Hilfe von Abbildung 7.2 genauer überprüfen. Diese Abbildung zeigt nur den Bereich bis 250 GeV der Histogramme, da eine gute Übereinstimmung der Ereigniszahlen, jedoch nicht die Form der Verteilungen im Bereich oberhalb von 200 GeV per Konstruktion aus der Rechnung folgt. Die Form der Verteilungen für $m_\tau\tau$ für die Vorhersage und für b-Veto des $t\bar{t}$-Untergrundes oberhalb von 200 GeV varriert jedoch auf Grund der Ungenauigkeiten der zuvor gemachten Annahmen weiterhin leicht.
In diesem Kapitel wurde nun eine Methodik zur Erstellung des Kontrolldatensatzes mit Hilfe des b-Tag Datensatzes vorgestellt und eine Abschätzung des Untergrundes durch die Vorhersage vorgenommen. Mit Hilfe des Kontrolldatensatzes lässt sich auch mit echten Daten eine Abschätzung bzw. Vorhersage des $t\bar{t}$-Untergrundes durchführen. Der folgende Abschnitt widmet sich der Extraktion der Verteilung des Higgs-Bosons.

7.1.2 Extraktion der Signalverteilung

Nach der Abschätzung eines Untergrundes aus den Daten ist es bedeutend, welchen Beitrag die Größe des Untergrundes auf die Anzahl der selektierten Ereigniszahlen leistet. In dieser Arbeit soll das Higgssignal aus dem überlagernden Untergrund $t\bar{t}$ extrahiert werden. Um das Higgssignal aus den wahren Daten zu bestimmen, wird letztendlich die Massenverteilung der Vorhersage für den $t\bar{t}$-Untergrund von der Massenverteilung aus den Analyseschnitten der b-Veto Selektion des $t\bar{t}$-Untergrundes + dem Higgssignal, subtrahiert. Nach dieser Subtraktion sollten lediglich Signalereignisse verbleiben durch die ein Überschuss an Ereignissen bei 120 GeV erwartet wird.

Abbildung 7.1: Massenhistogramme der berechneten Vorhersage des Untergrundes (schwarze durchgezogene Linie) und der b-Veto-Verteilung des $t\bar{t}$-Untergrundes aus der Analyse (grüne gestrichelte Linie) im Bereich von 0 GeV - 1500 GeV für eine Luminosität von $10 fb^{-1}$. Oben links: vor Schnitt 6.14, oben rechts: nach Schnitt 6.14, 2. Reihe links: nach Schnitt 6.15, 2. Reihe rechts: nach Schnitt 6.16, 3. Reihe links: nach Schnitt 6.17, 3. Reihe rechts: nach Schnitt 6.18, unten links : nach Schnitt 6.19.

Abbildung 7.2: Massenhistogramme der berechneten Vorhersage des Untergrundes (schwarze durchgezogene Linie) und der b-Veto Verteilung des $t\bar{t}$-Untergrundes aus der Analyse (grüne gestrichelte Linie) im Bereich von 0 GeV - 250 GeV für eine Luminosität von $10\,\mathrm{fb}^{-1}$. Oben links: vor Schnitt 6.14, oben rechts: nach Schnitt 6.14, 2. Reihe links: nach Schnitt 6.15, 2. Reihe rechts: nach Schnitt 6.16, 3. Reihe links: nach Schnitt 6.17, 3. Reihe rechts: nach Schnitt 6.18, unten links : nach Schnitt 6.19.

Um die Massenverteilung für das Higgsboson nach der Analyse aus den echten Daten in der Simulation richtig darzustellen, werden zunächst das Higgssignal und der b-Veto Datensatz des Untergrundes aus der Analyse addiert. Da in dieser Arbeit lediglich der $t\bar{t}$ Untergrund behandelt wird, genügt es nur den Datensatz nach der Analyse für $t\bar{t}$ auf das Signal zu addieren. Zur besseren Erkennung des Signals wurden diese Rechungen alle mit Verteilungen für eine Luminosität von $30\,\mathrm{fb}^{-1}$ anstatt wie zuvor für $10\,\mathrm{fb}^{-1}$ durchgeführt.
In Abbildung 7.3 ist zunächst die Verteilung für das Higgssignal summiert mit der b-Veto Verteilung des $t\bar{t}$-Untergrundes aus der Analyse dargestellt. Desweiteren wurde die Abschätzung des Untergrundes in das selbe Histogramm, über diese Verteilung gelegt. Eine Subtraktion dieses Untergrundes wurde hier noch nicht vorgenommen.
In Abbildung 7.4 ist nun auch die Subtraktion des zuvor abgeschätzten $t\bar{t}$-Untergrundes von der Massenverteilung der selektierten Ereignisse dargestellt. Hier wurde diese Subtraktion für die Histogramme für jeden Schnitt nach der b-Veto/b-Tag Selektion durchgeführt. Es ist erkennbar, dass lediglich für das Histogramm nach dem Zentralen Jet Veto , Schnitt 6.19 eine Massenkurve bei 120 GeV erscheint.
Dies wurde bereits durch Kapitel 7.1.1 und die Histogramme in Abbildung 7.1 und 7.2 angedeutet. Hier bestand lediglich für die Verteilungen nach dem letzten Schnitt eine Übereinstimmung innerhalb der statistischen Unsicherheit aus der limitierten Ereigniszahl. Dieser Zustand wirkt sich nun auch auf die Histogramme zur Extraktion des Signals in Abbildung 7.3 aus. Hier ist wie durch Abbildung 7.1 und 7.2 erwartet nur nach dem letzten Schnitt ein Massenpeak bei ca. 120 GeV erkennbar.

Abbildung 7.3: Massenhistogramme der Summe aus Signal und b-Veto Verteilung des $t\bar{t}$-Untergrundes aus der Analyse (schwarze durchgezogene Linie) sowie Abschätzung des $t\bar{t}$-Untergrundes (grüne gestrichelte Linie), für eine Luminosität von $30fb^{-1}$ im Bereich von 60-200 GeV. Oben links: vor Schnitt 6.14, oben rechts: nach Schnitt 6.14, 2. Reihe links: nach Schnitt 6.15, 2. Reihe rechts: nach Schnitt 6.16, 3. Reihe links: nach Schnitt 6.17, 3. Reihe rechts: nach Schnitt 6.18, unten links : nach Schnitt 6.19.

Abbildung 7.4: Massenhistogramme der Summe aus Signal und b-Veto Verteilung des $t\bar{t}$-Untergrundes aus der Analyse minus der Abschätzung des $t\bar{t}$-Untergrundes, für eine Luminosität von $30 fb^{-1}$ im Bereich von 60-200 GeV. An die letzte Verteilung wurde eine Gaußfunktion angepasst. Oben links: vor Schnitt 6.14, oben rechts: nach Schnitt 6.14, 2. Reihe links: nach Schnitt 6.15, 2. Reihe rechts: nach Schnitt 6.16, 3. Reihe links: nach Schnitt 6.17, 3. Reihe rechts: nach Schnitt 6.18, unten links : nach Schnitt 6.19.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Der in dieser Arbeit betrachtete Signalprozess war die Vektorbosonfusion mit dem Zerfallsprozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$. Dabei wird das Higgs-Boson im Standardmodell mit einer Masse von $M_H = 120\,\mathrm{GeV}$ angenommen. Um das Signal eines Higgs-Bosons aus der Vektorbosonfusion aus den Daten des ATLAS-Detektors zu bestimmen, ist eine genaue Kenntnis der Untergrundprozesse wichtig. Diese Arbeit widmete sich allein der Untersuchung des Untergrundprozesses $t\bar{t}$.
In diesem Untergrundprozess wird ein $t\bar{t}$-Paar erzeugt, welches dann in zwei Bottomquarks und $W^{\pm}$-Bosonen zerfällt, die wiederum leptonisch zerfallen und so dem Signalprozess ähneln.
Um das Higgssignal aus den Daten möglichst gut extrahieren zu können, wurde zunächst eine Standardanalyse programmiert, welche das Signal durch angewandte Schnitte aus [21] von dem Untergrund trennen soll. Einer dieser Schnitte war die Bedingung b-Veto, welche fordert, dass keiner der Jets als von einem b-Quark stammend identifiziert werden soll.
Die Abschätzung des Untergrundes aus der Analyse unterliegt der Genauigkeit der Monte Carlo- und Detektorsimulation. Somit wurde erstmalig eine Methode zur Abschätzung des $t\bar{t}$-Untergrundes aus Daten entwickelt. Die Grundidee dieser Untergrundabschätzung basiert auf dem Zerfall der Topquarks in zwei Bottomquarks und $W^{\pm}$-Bosonen. Besonders bedeutend sind hierbei die Bottomquarks. Anhand einiger Annahmen und einer besonderen Selektion, welche nicht b-Veto sondern die inverse Forderung b-Tag (Anzahl der b-Jets > 0) berücksichtigt, wurde ein Kontrolldatensatz für den $t\bar{t}$-Untergrund erstellt. Hierbei wurde das Verhältnis der Massenhistogramme von b-Tag zu b-Veto oberhalb von $200\,\mathrm{GeV}$ bestimmt.
Die Ergebnisse und Histogramme aus der Standardanalyse der Simulation ermöglichten eine erste Abschätzung von Signal und $t\bar{t}$-Untergrund. Die Masse des Higgsbosons war nach der Standardanalyse bei $120\,\mathrm{GeV}$ deutlich zu erkennen.
Es traten jedoch auch grundsätzliche Probleme bei der Korrektheit der Annahmen auf, da einige Histogramme z.B für p_T und η der Jets Abhängigkeiten von der Selektion b-Veto bzw. b-Tag (Anzahl der b-Jets>0) zeigten.
Bevor mit der neuen Methode der eigentlichen Abschätzung des $t\bar{t}$-Untergrundes aus Daten begonnen werden konnte, wurde versucht Ursachen für die Unterschiede in diesen Histogrammen zu finden.

Eine der Ursachen wurde in der Abhängigkeit der Effizienz der Erkennung der b-Jets von p_T bzw. η der Jets angenommen. Doch die Überprüfung der Effizienz der Erkennung der b-Jets ergab keinerlei Abhängigkeiten zu p_T oder η.
Desweiteren wurde der b-Tag Datensatz weiter in die Anzahl der b-Jets aufgeteilt. Die Form der Verteilungen der grundlegenden Observablen blieben jedoch weiterhin für die verschiedenen Anzahlen der b-Jets unterschiedlich.
Ebenfalls wurde die Ursache im b-Tagging vermutet. Da zuerst die Identifikation der b-Jets lediglich über den Parameter „BJetWeight“ bestimmt wurde, welcher auch Fehlidentifikationen ermöglichte, wurde für die Jets eine weitere Abfrage des Flavours eingeführt und somit eine „Monte Carlo Truth Studie“ zur überprüfung der b-Tagging-Performance in ATLFAST durchgeführt. Nur Jets aus wirklichen b-Quarks wurden nun auch als b-Jet definiert. Dennoch konnten auch mit dieser Methode die scheinbare Abhängigkeit von p_T und η der Jets und Leptonen von der Anzahl der b-Jets nicht aufgehoben werden. Desweiteren ist eine unterschiedliche Kalibration der Energien zwischen b-Jets und anderen Jets in der Simulation denkbar, welche sich auch auf den Transversalimpuls und die η-Verteilung der Jets auswirken könnte. Da die Kalibration hier nicht überprüft werden konnte ließ sich diese Frage konnte in meiner Bachelorarbeit nicht mehr klären.
Da jedoch die Massenhistogramme von b-Veto und b-Tag besonders im Bereich von 60 GeV-200 GeV gut übereinstimmen (Kolmogorovtest), konnte die Abschätzung des Untergrundes mit Hilfe des Datensatzes b-Tag trotzdem durchgeführt werden.
Dieser abgeschätzte Untergrund, der in der Simulation zu dem b-Veto Sample des $t\bar{t}$-Untergrundes konsistent sein sollte, unterschied sich zum Teil von der b-Veto Kurve. Dieser Unterschied wurde den Unsicherheiten der zuvor gemachten, und nur teilweise überprüften Annahmen zugeschrieben. Nach dem letzten Schnitt ließ sich jedoch der Untergrund innerhalb der statistischen Fluktuationen abschätzen.
Zum Abschluss der Arbeit wurde der abgeschätzte Untergrund von dem Datensatz des Signals und dem, darauf addierten Datensatz b-Veto, also den $t\bar{t}$ Ereignissen nach der Standardanalyse, subtrahiert. Die Massenberechnung ergab für das Massenhistogramm nach dem zentralen Jet-Veto ein Massenpeak in der Nähe der Higgsmasse $M_H = 120\,\text{GeV}$. Somit wurde eine Methode gefunden die Größe des $t\bar{t}$-Untergrundes abzuschätzen und schließlich die, durch die Standardanalyse selektierten Ereignisse von dem $t\bar{t}$-Untergrund zu extrahieren.

Literaturverzeichnis

[1] S. L. Glasgow. Nucl. phys 22, 1961.

[2] S. Weinberg. Phys. lett. 19, 1967.

[3] A. Salam. Elementary particle theory. ed. N. Svartholm (Almquist und Wiksells, Stockholm, 1968).

[4] P. W. Higgs. Phys. lett. 12, 1964.

[5] P. W. Higgs. Phys. rev. 155, 1966.

[6] P. W. Anderson. *Phys. Rev.*, 112:1900–1916, 1958.

[7] Peter Schmüser. *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Number 3-540-58486-2. Springer Verlag, 1995.

[8] Iris Rottländer. Studie zum Entdeckungspotential für ein Higgs-Boson aus Vektorbosonfusion mit leptonischem Zerfall für das ATLAS-Experiment am LHC, April 2005. BONN-IB-2005-03.

[9] Martin Schmitz. Studie zur Bestimmung des Untergrundes aus Daten und der Higgs-Boson-Masse in Vektorbosonfusion mit $H- > \tau\tau- > \mu\mu + 4\mu$ mit dem ATLAS-Detektor am LHC, Januar 2006. BONN-IB-2006-07.

[10] Michael Spira and Peter M. Zerwas. ELECTROWEAK SYMMETRY BREAKING and HIGGS PHYSICS. hep-ph/9803257.

[11] W. M. Yao et al. *J. Phys.*, G33:1–1232, 2006.

[12] Markus Schumacher. Suche nach neutralen Higgs-Bosonen mit dem OPAL-Detektor bei LEP2, 1999. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn. BONN-IR-99-19.

[13] U. Aglietti et al. Tevatron-for-LHC Report: Higgs. 2006. hep-ph/0612172.

[14] T. Hahn, S. Heinemeyer, F. Maltoni, G. Weiglein, and S. Willenbrock. SM and MSSM Higgs boson production cross sections at the Tevatron and the LHC. 2006. hep-ph/0607308.

[15] Michael Spira. QCD effects in Higgs physics. *Fortsch. Phys.*, 46:203–284, 1998. hep-ph/9705337.

[16] A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira. *Comput. Phys. Commun.*, 108:56–74, 1998. hep-ph/9704448.

[17] O. Bruning (Ed.) et al. LHC design report, Vol. 1: The LHC main ring, June 2004. CERN-2004-003-V-1.

[18] Teilchenphysik in Deutschland, Projektträger DESY. `http://www.weltderphysik.de/de/184.php`.

[19] ATLAS Collaboration. The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider. *submitted to JINST*, 2008.

[20] Holger von Radziewski. Trigger Considerations for the Measurement of $B_s^0 \rightarrow D_s^- a_1^+$ with the ATLAS Experiment, December 2007. SI-HEP-2008-05, CERN-THESIS-2008-029.

[21] ATLAS Collaboration. VBF Higgs To Tau Tau. `https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/VBFHTauTau`.

[22] The ATLAS Collaboration. Search for the Standard Model Higgs boson via Vector Boson Fusion production process in the di-tau channels with ATLAS. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2008-000, CERN, Geneva, in preparation 2008.

[23] D. Rebuzi, M. Schumacher et al. Cross sections for standard model processes to be used in the atlas csc notes. ATL-COM-PHYS-2008-077.

[24] B. Mellado and D. Rebuzzi et al. Higgs Production Cross-Sections and Branching Ratios for the ATLAS Higgs Working Group . ATL-COM-PHYS-2007-024.

[25] N. Moeser. Untersuchung des Entdeckungspotenzials schwerer neutraler Higgsbosonen im Zerfallskanal Neutralino 2 + Neutralino 2 > Neutralino 1 + Neutralino 1 + 4 Leptonen mit dem ATLAS-Detektor, 2006. BONN-IB-2006-07.

[26] S. Agostinelli et al. Geant4 – a simulation toolkit. *Nucl. Instr. Meth. A*, 506:250–303, Juli 2003.

[27] G. Folger and G. Cosmo. `http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/DOCUMENTS/ATLSIM/Manuel/main_manuel.html`.

[28] L.Poggioli E. Richter-Was, D. Froidevaux. Atlfast 2.0: A fast simulation package for atlas. ATL-PHYS-98-131.

[29] G.Marchesini and B.R.Webber. Nucl. Phys. **B310**, 1988.

[30] G.Marchesini et al. Comput. Phys. Commun. **67**, 1992.

[31] S.Frixione, and B.R. Webber. J.High Energy Phys. **06**, 2002.

[32] H.Tøfte A.G. Frodesen, O. Skjeggestad. Probability and statistics in partical physics. *Universitätsvorlage 79*, page 448.

Danksagung

Mit der Anfertigung dieser Bachelorarbeit habe ich einen Einblick in die experimentelle Teilchenphysik und den derzeitigen Forschungungsstand erhalten. Ich habe viele bereichernde Erfahrungen sammeln können und das Leben als Wissentschaftler kennengelernt. Für die Anfertigung dieser Bachelorarbeit habe ich viel Unterstüzung und Hilfe erhalten. Ich möchte mich deshalb an dieser Stelle dafür bedanken.
Besonders danke ich Prof. Dr. Markus Schumacher für die Möglichkeit diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe anfertigen zu können, für das aktuelle Thema und besonders für das entgegengebrachte Vertrauen und die freundschaftliche Unterstützung, die ich in dieser Zeit erhalten habe. Desweiteren gilt mein Dank Dr. Matthew Beckingham, der mir während der gesammten Zeit mit Rat und Tat zur Seite stand und immer ein offenes Ohr für meine Fragen und Probleme hatte. Mein Dank gilt auch Holger von Radziewski und Thorsten Stahl, die mir ebenfalls bei vielen Fragen behilflich waren. Bei Ihnen bedanke ich mich besonders für das Korrekturlesen meiner Arbeit. Desweiteren bedanke ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe für die schöne Atmosphäre, den Zusammenhalt und die vielen interessanten Diskussionen, die mir viel Spaß bereitet haben.
Ein ganz besonderer Dank gilt meinem Freund Jochen Peters und meiner Familie, die mir während meines gesamten Studiums großen Rückhalt und Unterstützung boten. Danke, dass ihr jederzeit für mich da wart!

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate und Ergebnisse anderer kenntlich gemacht habe.

....

(Ort) (Datum) (Unterschrift)