



BERGISCHE UNIVERSITÄT WUPPERTAL
FAKULTÄT FÜR
Mathematik und Naturwissenschaften
FACHGRUPPE PHYSIK

Sensitivitätsstudien zur Suche nach Top-Quark-Higgs-Boson-Produktion durch flavour-ändernde neutrale Ströme am Large Hadron Collider

Thesis zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science (B.Sc.)
im Studiengang Physik
der Bergischen Universität Wuppertal

vorgelegt von Oliver Thielmann

Erstgutachter: Herr Prof. Dr. Wolfgang Wagner
Zweitgutachter: Herr Dr. PD Frank Ellinghaus

Fertigstellung: 3. Januar 2018



1 Einführung

Das Standardmodell ist das wohl am meisten untersuchte Modell in der Teilchenphysik, welches nicht nur mit beachtlicher Präzision nachgewiesen werden kann und bisher allen Tests standgehalten hat, sondern auch Vorhersagen treffen konnte, welche erst Jahrzehnte später experimentell überprüft werden konnten. Doch auch wenn das Standardmodell vielfach bestätigt wurde, so existieren Hinweise darauf, dass das Standardmodell nur auf niedrigen Energieskalen die Physik zutreffend beschreibt. Auch die Gravitationskraft, welche von der allgemeinen Relativitätstheorie beschrieben wird, ist nicht im Standardmodell implementiert. Die String-Theorie, welche versucht, das Standardmodell mit der allgemeinen Relativitätstheorie in Einklang zu bringen, lässt sich bisher nicht experimentell überprüfen. Auch gibt es ungeklärte Fragen, zum Beispiel bezüglich dunkler Materie oder dunkler Energie, welche das Standardmodell zum jetzigen Zeitpunkt nicht beantworten kann.

Ein interessanter Punkt, welcher bisher seitens des Standardmodells (SM) nahezu verboten ist, sind zum Beispiel seltene Zerfälle des Top-Quarks in ein anderes, ebenfalls positiv geladenes Quark. Solche Prozesse werden als flavour-ändernde neutrale Ströme bezeichnet und sind stark unterdrückt. An dieser Stelle setzen sogenannte Beyond-Standardmodell-Theorien an, welche versuchen, bestimmte Aspekte auf noch höheren Energieskalen der Physik besser als das Standardmodell zu beschreiben. Dies ist auch das Thema dieser Studie: Es soll mit Hilfe der Erweiterung „TopFCNC“ des Standardmodells untersucht werden, wie am besten nach einem solchen Signal am ATLAS-Detektor am LHC gesucht werden kann, sollte die Beyond-Standardmodell-Theorie zutreffen.

Die Bachelorarbeit ist wie folgt gegliedert: Zunächst werden die theoretischen Grundlagen erläutert, woraufhin der Aufbau und die Funktionsweise des LHC und insbesondere des ATLAS-Detektors besprochen wird. Anschließend wird erklärt, wie die Daten, welche zur Auswertung und zur Suche nach dem Signal verwendet werden, erzeugt werden. Der Hauptteil der Arbeit bildet das Kapitel der Sensitivitätsstudien, wo der beste Kanal zur Suche nach den flavour-ändernden neutralen Strömen bestimmt wird.

Bei der Suche des gesuchten Kanals, welcher von verschiedenen Hintergrundprozessen überlagert wird, geht es darum, mittels Schnitten auf verschiedene Variablen die Anzahl der Signalereignisse gegenüber den Hintergrundereignissen (unter bestimmten Voraussetzungen) zu maximieren.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	II
2	Theoretische Grundlagen	1
2.1	Teilchen und Interaktionen im Standardmodell	1
2.1.1	Feynman-Diagramme und Vorhersagen	3
2.2	Das Top-Quark	5
2.2.1	Besonderheiten des Top-Quarks	6
2.2.2	Die Suche nach BSM-Theorien	6
2.2.3	GIM-Mechanismus	6
2.3	Die Suche nach FCNCs	8
3	LHC und ATLAS	9
3.1	Large Hadron Collider	9
3.1.1	Vorbeschleuniger	9
3.1.2	Aufbau und Funktionsweise des LHC	10
3.2	Der ATLAS-Detektor	12
3.2.1	Aufbau des Detektors	13
3.2.2	Das Koordinatensystem	16
3.2.3	Rekonstruierte Objekte und Messgrößen	17
3.3	Die Suche nach Signalen	21
3.3.1	Trennungsstärke	22
4	Simulation von physikalischen Ereignissen	23
4.1	Simulationkette	23
4.1.1	Madgraph	24
4.1.2	Pythia8	25
4.1.3	Delphes	25
4.2	Top-FCNC Modell	26
4.3	Signal-Generation	28
4.4	Untergrunderzeugung	31
5	Sensitivitätsstudien	33
5.1	Endzustände der Prozesse	33
5.2	Signifikanzen nach der Vorauswahl	34
5.2.1	$h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$	34
5.2.2	$h \rightarrow W^+W^- \text{ leptonisch}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$	35
5.2.3	$h \rightarrow W^+W^- \text{ leptonisch}, t \text{ hadronisch}$	36
5.2.4	$h \rightarrow ZZ \text{ leptonisch}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$	36

5.2.5	$h \rightarrow ZZ$ leptonisch, t hadronisch	37
5.2.6	Zusammenfassung der Signifikanzen	38
5.3	Optimierung zusätzlicher Schnitte	39
5.3.1	Fehlende transversale Energie	39
5.3.2	Transversale Masse	41
5.3.3	Führender transversaler Jetimpuls	42
5.3.4	ΔR der b -Jets	44
5.3.5	Invariante Masse	45
5.4	Finale Ergebnisse	46
6	Zusammenfassung	49
7	Literatur	50
	Abbildungsverzeichnis	52

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird oberflächlich das Standardmodell mit all seinen Teilchen und insbesondere das Top-Quark erläutert. Anschließend werden Feynman-Diagramme verwendet, um theoretische Wirkungsquerschnitte von gegebenen Prozessen zu bestimmen. Auch die Ursache für die Unterdrückung von flavour-ändernden neutralen Strömen im Standardmodell wird besprochen.

2.1 Teilchen und Interaktionen im Standardmodell

In Abbildung 2.1 sind die wichtigen Daten von allen Elementarteilchen des Standardmodells festgehalten.

Drei Generationen der Materie (Fermionen)					
	I	II	III		
Masse →	2,3 MeV	1,275 GeV	173,07 GeV	0	125,9 GeV
Ladung →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
Spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
Name →	u up	c charm	t top	γ Photon	H Higgs Boson
Quarks	4,8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d down	95 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s strange	4,18 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b bottom	0 0 1 g Gluon	
	<2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν_e Elektron-Neutrino	<0,19 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ Myon-Neutrino	<18,2 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ Tau-Neutrino	91,2 GeV 0 1 Z⁰ Z Boson	
	0,511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e Elektron	105,7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ Myon	1,777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ Tau	80,4 GeV ±1 1 W[±] W Boson	Eichbosonen

Abbildung 2.1: Elementarteilchen des Standardmodells [7].

Wie in Abbildung 2.1 zu erkennen, sind die Fermionen, also Teilchen mit halbzahligem Spin, unterteilt in Quarks und Leptonen, welche jeweils drei Familien haben.

Dem gegenüber stehen die Bosonen mit ganzzahligen Spins. Nahezu die gesamte, im Universum vorkommende bekannte Materie besteht dabei aus der ersten Familie der Quarks und Leptonen, da Protonen und Neutronen aus zwei Up- und einem Down-Quark bzw. einem Up und zwei Down-Quarks bestehen. Atome und alle Elemente sind somit eine Kombination aus den Up- und Down-Quarks und Elektronen. Die restlichen Fermionen kommen vor allem in astrophysikalischen Ausnahmefällen, oder aber in Beschleunigerexperimenten vor.

Zu bemerken ist, dass es von den Quarks und Leptonen noch jeweils Antiteilchen gibt, welche sich in Masse, Spin, Zerfallsbreite oder ähnlichen Eigenschaften nicht unterscheiden, in den Ladungsquantenzahlen allerdings genau entgegengesetzt geladen sind.

Die Quarks können mittels der starken, schwachen und elektromagnetischen Kraft mit anderen Teilchen wechselwirken, die ungeladenen Leptonen nur über die schwache Wechselwirkung, die geladenen Leptonen über die schwache und elektromagnetische. Die Gravitationskraft wird in der Elementarteilchenphysik nicht berücksichtigt, da diese durch die allgemeine Relativitätstheorie beschrieben wird und diese nicht im Standardmodell enthalten ist. Zudem sind die Auswirkungen der Gravitationskraft auf elementarer Ebene so verschwindend gering, dass diese ohne Probleme vernachlässigt werden kann. Das Z-Boson und die beiden W-Bosonen sind die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung; das W^+ -Boson ist das Antiteilchen des W^- -Bosons, das Z-Boson ist sein eigenes Antiteilchen. Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, welche die Farbladung transportieren, sind die Gluonen. Die Farbladung ist die „Ladung“ der starken Wechselwirkung und wird häufig mit rot, grün und blau bezeichnet. Zu den drei Farben kommen die drei Antifarben antirot, antigrün und antiblau der Antiteilchen, wobei sich drei unterschiedliche Farben bzw. Antifarben, aber auch eine Farbe und die entsprechende Antifarbe zu „Weiß“ addieren, also nach außen hin ungeladen erscheinen. Da die starke Wechselwirkung, anders als zum Beispiel die elektromagnetische Wechselwirkung, mit der Entfernung zunimmt, können freie Teilchen nur farbneutral sein. Das Austauschteilchen der elektromagnetischen Kraft ist das Photon. Das Higgsfeld ist im Standardmodell der Grund, weswegen alle massebehafteten Teilchen eine Masse besitzen; das Higgs Boson ist ein angeregter Zustand dieses Higgsfeldes.

Das Standardmodell selbst ist die Errungenschaft der Physik bis zum 21. Jahrhundert. Es beschreibt die Teilchenphysik mit beachtlicher Präzision und konnte Vorhersagen, wie zum Beispiel die Existenz des Higgs Boson, machen, welches erst Jahrzehnte nach der Vorhersage experimentell bestätigt werden konnte. Das Standardmodell weiter zu bestätigen bzw. zu erweitern, ist eine wichtige Aufgabe der Teilchenphysik.

2.1.1 Feynman-Diagramme und Vorhersagen

Feynman-Diagramme sind ein nützliches Mittel, um Prozesse zu veranschaulichen und diese auch mathematisch zu beschreiben. Dabei spielt die Ordnung des Diagramms eine wichtige Rolle: Die Ordnung entspricht der Komplexität des Feynman-Diagramms, wobei leading order (kurz LO, zu deutsch: führende Ordnung) der simpelsten Form von Interaktionen zwischen den Teilchen entspricht. Vertices sind Punkte in Feynman-Diagrammen, wo drei oder mehr Teilchen miteinander interagieren. Die Komplexität eines Feynman-Diagrammes bestimmt sich nach der Anzahl der Vertices, somit hat LO die minimale Anzahl an Vertices. Oftmals hat die leading order auch die größte Auswirkung auf den Wirkungsquerschnitt des Prozesses. Komplexere Feynman-Diagramme sind (je nach Anzahl der Vertices) mit next-to-leading order (kurz NLO, zu deutsch: nächst führende Ordnung), NNLO etc. betitelt.

Ein Beispiel für ein Feynman-Diagramm ist in Abbildung 2.2 ersichtlich, welches exemplarisch die Streuung von zwei Elektronen mittels eines Photons zeigt. Innere Linien nennt man Propagatoren und deuten ausgetauschte Teilchen an. Diese sind nicht beobachtbar und somit können mehrere Feynman-Diagramme mit gleichen ein- und auslaufenden Teilchen aber unterschiedlichen Propagatoren existieren, über die, für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes, summiert wird.

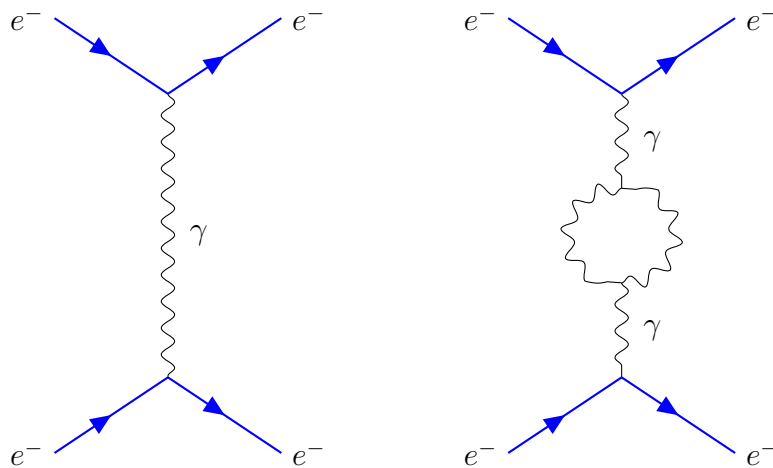


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramme für die Streuung von zwei Elektronen durch ein virtuelles Photon. Links: führende Ordnung, Rechts: nächst führende Ordnung

Das Übergangsmatrixelement $\langle i | \mathcal{M} | f \rangle$ für einen Prozess vom Zustand $|i\rangle$ nach $|f\rangle$ ist dabei in führender Ordnung gegeben durch

$$\langle i|\mathcal{M}|f \rangle = \mathcal{M}_{f,i} \propto \frac{1}{q^2} \cdot \prod_i \sqrt{\alpha_i} \quad (2.1)$$

mit q dem Impulsübertrag und α der Kopplungskonstante. Mittels Fermis goldener Regel in Gleichung (2.2) lässt sich ein Zusammenhang zwischen dem Übergangsmatrixelement und dem Wirkungsquerschnitt finden:

$$\sigma = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot |\mathcal{M}_{f,i}|^2 \cdot \rho, \quad (2.2)$$

wobei σ der Wirkungsquerschnitt und ρ der Phasenraumfaktor ist. Für σ gilt der Zusammenhang in Gleichung (2.3)

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma, \quad (2.3)$$

mit L der Luminosität und $\frac{dN}{dt}$ der Ereignisrate.

Dabei ist die Luminosität L ein Maß für die Anzahl der Interaktionen an einem Beschleuniger und der Wirkungsquerschnitt σ ein Maß für die Wahrscheinlichkeit eines Prozesses, stattzufinden. Die Übergangsamplitude für eine Streuung von zwei Elektronen durch ein Photon ist, wie in dem exemplarischen Feynman-Diagramm in Abbildung 2.2 zu erkennen, proportional zu α , mit $\alpha \approx \frac{1}{137}$ der elektromagnetischen Kopplungskonstanten. Bei NLO oder noch höheren Ordnungen nimmt die Anzahl der Vertices zu, was bei der elektromagnetischen Wechselwirkung zu nur geringen Problemen führt, da die Beiträge bei steigender Potenz von α immer kleiner werden. So kann man bis zur gewünschten Genauigkeit die entsprechende Ordnung der Feynman-Diagramme berechnen. Allerdings bereiten höhere Ordnungen vor allem in der starken Wechselwirkung Probleme, da die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung abhängig von der Energie der beteiligten Teilchen ist und bei „geringen“ Energien in der Größenordnung von 1 ist. Dadurch können NLO oder noch höhere Ordnungen einen genauso großen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt leisten, wie die führende Ordnung. Die Genauigkeit bei simulierten Prozessen wird durch die Komplexität der Diagramme und der Rechenleistung begrenzt.

2.2 Das Top-Quark

Mit einer Masse von $(173,1 \pm 0,6)$ GeV [3] (in der Elementarteilchenphysik werden Massen und Impulse in natürlichen Einheiten mit $c = 1$ angegeben) ist das Top-Quark mit Abstand das schwerste von den sechs Quarks im Standardmodell, gefolgt vom Bottom-Quark mit $4,18^{+0,04}_{-0,03}$ GeV [3] und dem Charm-, Strange-, Down- und Up-Quark, deren Massen zwischen ca. 2 MeV und 1,3 GeV [3] liegen.

Der weitere Zerfall des Top-Quarks wird im Standardmodell durch die unitäre Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (kurz: CKM-Matrix) bestimmt. Aufgrund dessen, dass die Masseneigenzustände der Quarks nicht mit den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung übereinstimmen, entsteht eine Mischung der Quarkflavours. Diese Mischung wird durch die CKM-Matrix beschrieben:

$$\begin{bmatrix} |d' > \\ |s' > \\ |b' > \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} |d > \\ |s > \\ |b > \end{bmatrix}$$

Die Elemente der CKM-Matrix sind, nach aktuellem Stand der Forschung, folgende:

$$|V_{ij}| = \begin{bmatrix} 0,97427 & 0,22534 & 0,00351 \\ 0,22520 & 0,97344 & 0,04120 \\ 0,00867 & 0,04040 & 0,999146 \end{bmatrix}$$

[4] .

Das W-Boson koppelt an die Dubletts

$$\begin{pmatrix} |u > \\ |d' > \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} |c > \\ |s' > \end{pmatrix} \text{ und } \begin{pmatrix} |t > \\ |b' > \end{pmatrix},$$

sodass beim Bestimmen des Masseneigenzustandes nach dem Austausch mit einem W-Boson eine gewisse Wahrscheinlichkeit besteht, dass ein Quark nicht immer in seinen bevorzugten Partner zerfällt.

Zu beachten ist, dass die CKM-Matrix lediglich die Übergänge eines Up-Type-Quarks in ein Down-Type-Quark oder umgekehrt beschreibt, nicht aber die Übergänge von einem Up-Type-Quark in ein anderes Up-Type-Quark.

2.2.1 Besonderheiten des Top-Quarks

Das Top-Quark ist das schwerste uns bekannte Elementarteilchen und deswegen von spezieller Bedeutung. Die große Masse des Top-Quarks bedeutet einerseits eine sehr kurze mittlere Lebensdauer von ca. $5 \cdot 10^{-25}\text{s}$, andererseits eine starke Yukawa-Kopplung, also eine starke Kopplung an das Higgs-Boson.

Die Auswirkung der kurzen mittleren Lebensdauer des Top-Quarks ist, dass ein Hadronisieren (also das Bilden von Hadronen) äußerst unwahrscheinlich stattfindet und das Top-Quark somit „quasi-frei“ ist. Dies ist von speziellem Interesse, da dadurch direkt der Zerfall des Top-Quarks untersucht werden kann, und nicht der Zerfall von Hadronen, welche ein Top-Quark enthalten.

Auch die starke Kopplung an das Higgs-Boson ist interessant, da dieses das zuletzt entdeckte Elementarteilchen ist, und somit Mittelpunkt vieler aktueller Forschungen ist.

2.2.2 Die Suche nach BSM-Theorien

Auch wenn das Standardmodell eine große Errungenschaft der letzten Jahrzehnte ist, so deuten immer mehr Hinweise darauf hin, dass das Standardmodell die Physik nur auf gewissen Energieskalen zutreffend beschreibt. Um eine Theorie zu entwickeln, welches die Physik auf noch größeren Energieskalen korrekt beschreibt, sind neue Theorien notwendig: Theorien jenseits des Standardmodells (beyond the Standard model, BSM).

Die Entwicklung und die experimentelle Überprüfung solcher BSM-Theorien ist eine wichtige Aufgabe der Teilchenphysik. Auch diese Studie überprüft die Existenz und Nachweismöglichkeiten einer neuen Theorie, welche das Standardmodell um sogenannte FCNCs erweitern könnte.

2.2.3 GIM-Mechanismus

Im Standardmodell sind flavour-ändernde neutrale Ströme (flavour-changing neutral currents, FCNCs) in LO generell nicht möglich und in NLO stark unterdrückt. Die Unterdrückung der FCNCs in NLO wird durch den sogenannten GIM-Mechanismus erklärt. Dieser lässt sich gut am Zerfall des K^0 -Mesons veranschaulichen. Der Zerfallskanal $K^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$ ist nämlich stark unterdrückt,

$$\frac{\Gamma(K^0 \rightarrow \mu^- \mu^+)}{\Gamma_{total}(K^0)} < 1,5 \cdot 10^{-6} \quad (2.4)$$

was man zu der Zeit der Entdeckung nicht erklären konnte. 1970 postulierten Glas-
 how, Iliopoulos und Maiani (GIM) das, zu dieser Zeit noch nicht entdeckte, Charm-
 Quark. Dieses konnte die starke Unterdrückung des Kanals folgender Maßen erklä-
 ren:

Durch das Charm-Quark ist ein weiteres Feynman-Diagramm möglich, welches die
 gleichen ein- und auslaufenden Teilchen besitzt, und somit müssen die Übergangs-
 matrixelemente der beiden Prozesse aufaddiert werden, um die Wahrscheinlichkeit
 des Zerfalls zu bestimmen. Die beiden Feynman-Diagramme sind in Abbildung 2.3
 ersichtlich.

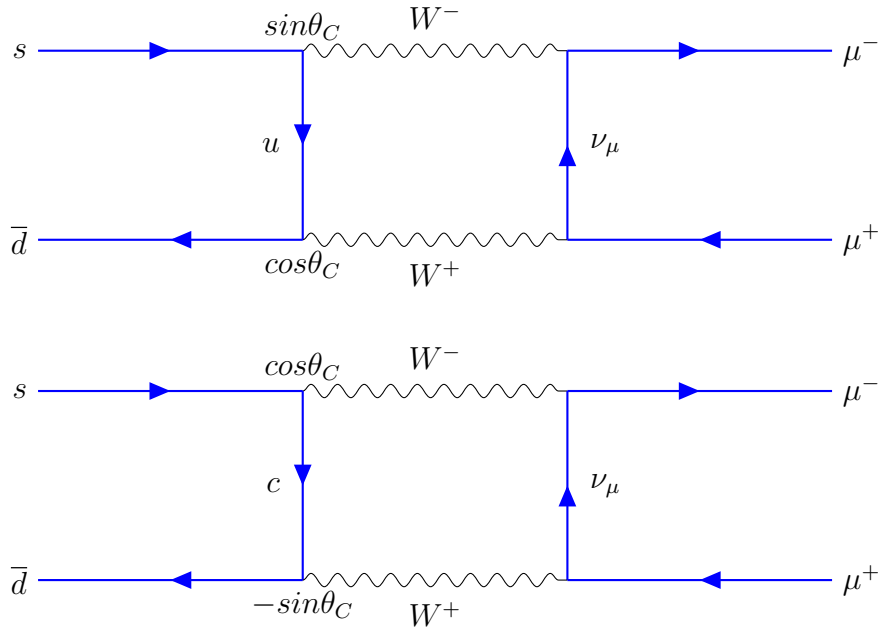


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramme für den Zerfall des K^0 -Mesons in zwei Myonen.

Beim Berechnen der Übergangsamplitude ergibt sich für den einen Übergang ein
 negatives Vorzeichen gegenüber dem jeweils anderen und eine daraus resultierende
 destruktive Interferenz, welche den Zerfall des K^0 -Mesons in zwei Myonen nahezu
 vollständig unterdrückt. [22, Seite 4]

Dieser Mechanismus ist auch dafür verantwortlich, dass die Zerfallswahrscheinlich-
 keit für FCNCs im Zerfall des Top-Quarks mit dem Higgs-Boson als neutraler Strom

in der Größenordnung 10^{-12} - 10^{-15} [1] unterdrückt ist, was schließlich diese Studie motiviert.

2.3 Die Suche nach FCNCs

Allgemein lässt sich in vielen verschiedenen Sektoren nach FCNCs suchen. Ein FCNC-Prozess im Top-Quark-Zerfall ist allerdings besonders mit dem Higgs-Boson als neutraler Strom von Interesse. Dies liegt unter anderem an der starken Kopplung vom Top-Quark an das Higgs-Boson, da sich dadurch das Verzweigungsverhältnis vom Prozess $t \rightarrow H + u/c$ durch BSM-Interaktionen stärker erhöht, als bei anderen FCNC-Prozessen.

3 LHC und ATLAS

Im folgenden Kapitel wird der Aufbau und die Funktionsweise des LHC und insbesondere des ATLAS-Detektors mit all seinen Bestandteilen beschrieben.

3.1 Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (kurz LHC) ist der weltweit größte Teilchenbeschleuniger mit einer Schwerpunktsenergie von zur Zeit $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. In dem knapp 27 Kilometer langen Tunnel werden Protonen in zwei verschiedenen Röhren in jeweils entgegengesetzter Richtung beschleunigt und von supraleitenden Magneten auf einer Kreisbahn gehalten, bis diese an verschiedenen Positionen zur Kollision gebracht werden. Jedoch müssen die Protonen vorbeschleunigt werden, und können nicht ruhend in den LHC eingespeist werden.

3.1.1 Vorbeschleuniger

Um den Aufbau des LHC mitsamt seinen Vorbeschleunigern zu verstehen, ist Abbildung 3.1 nützlich.

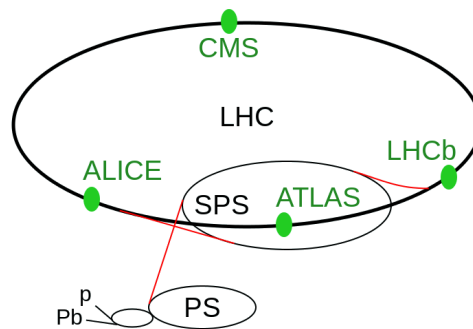


Abbildung 3.1: Aufbau des LHC mit seinen Vorbeschleunigern und den vier verschiedenen Experimenten CMS, ALICE, LHCb und ATLAS [8].

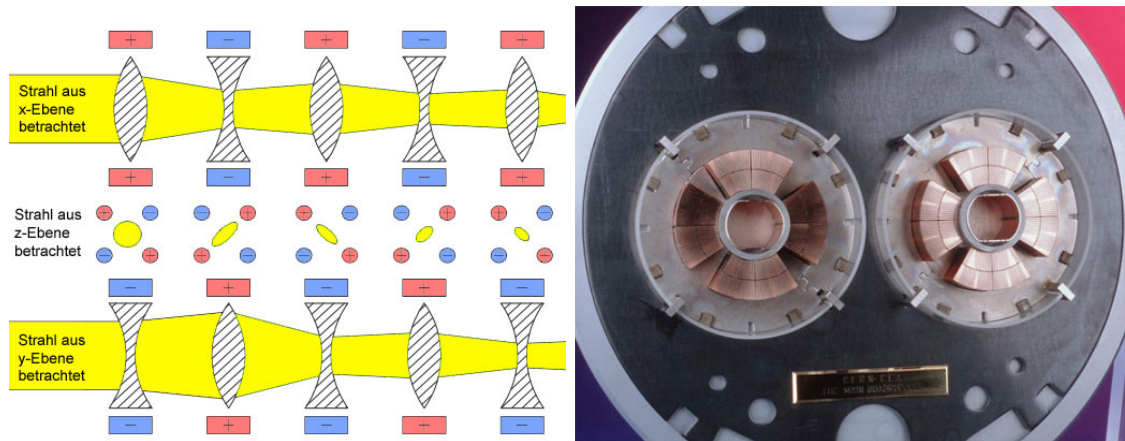
Zunächst werden praktisch ruhende Protonen in einem Linearbeschleuniger, welcher lediglich aus einer Spannungsdifferenz auf einer gewissen Strecke besteht, auf eine Energie von 50 MeV beschleunigt. Anschließend werden die Protonen in drei

verschiedene Synchrotron-Beschleuniger, dem Proton Synchrotron Booster (PSB), dem Proton Synchrotron (PS) und dem Super Proton Synchrotron (SPS) auf ca. 450 GeV beschleunigt, bevor diese in den LHC eingespeist werden können.

Die Funktionsweise eines Synchrotrons ist folgende: Die Teilchen werden mittels eines Magnetfeldes in einem Ring mit konstantem Radius gehalten und werden in diesem Ring auf kurzen geraden Strecken beschleunigt. Durch die Zunahme an Geschwindigkeit muss die Magnetfeldstärke der Elektromagneten stetig mit zunehmen, um die Teilchen auf dem konstanten Radius zu halten. Haben die Teilchen eine gewisse Obergrenze an Energie erreicht, welche typischerweise durch die maximale Magnetfeldstärke oder aber durch die Synchrotronstrahlung begrenzt wird, werden diese in den nächst-größeren Beschleunigerring geschickt. Haben die Protonen auch den SPS durchlaufen, werden diese in verschiedene Richtungen in den LHC gespeist.

3.1.2 Aufbau und Funktionsweise des LHC

Die knapp 27 Kilometer lange Vakuumröhre des LHC ist in zwei kleinere Röhren unterteilt, in denen die Protonen in unterschiedlicher Richtung den Ring durchlaufen. Durch insgesamt 1232 supraleitende, also ohne elektrischen Widerstand leitende, Dipolmagnete werden die Protonen auf ihrer Bahn im Kreis gehalten. Mittels Quadrupolmagneten wird der Protonenstrahl fokussiert, welcher ansonsten aufgrund der gleichen Ladung der Protonen und der ständigen Abweichung der Protonen von der Sollbahn stetig auseinander driften würde. Quadrupolmagneten sind Magneten mit insgesamt vier Polen, wobei die jeweils gegenüberliegenden Pole gleich ausgerichtet sind. Durch diese Anordnung der Pole entsteht eine fokussierende Wirkung in einer Richtung, wiederum aber eine defokussierende Wirkung in der Richtung, senkrecht zu der fokussierenden. Aus diesem Grund müssen für eine Fokussierung in alle Richtungen mehrere Quadrupolmagnete mit alternierender Polung hintereinander geschaltet werden, vergleiche Abbildung [3.2](#).



(a) Schematische Darstellung der Wirkung von Quadrupolen auf einen Protonenstrahl. (b) Verwendete Quadrupolmagneten am LHC

Abbildung 3.2: Quadrupole am LHC [10].

Es werden auch Magnete mit einer noch höheren Anzahl an Polen am LHC zwecks der Stabilisierung des Strahls verwendet, auf die an dieser Stelle aber nicht weiter eingegangen wird.

Es bleibt zu erwähnen, dass die Protonen nicht, wie bisher angedeutet, als gleichmäßiger Strahl in den LHC eingespeist werden, sondern zu „Paketen“ mit jeweils ca. 115 Milliarden Protonen zusammengefasst werden. Diese Pakete wiederum werden zu „Zügen“, also einer Aneinanderreihung von vielen Paketen, zusammengefasst, wobei auch zwischen den einzelnen Zügen ein gewisser Abstand besteht. Der Sinn der Zusammenfassung von Protonen zu Paketen liegt in der Beschleunigung, da ein kontinuierlicher Strahl von Protonen nicht beschleunigt werden könnte, ohne dass auch immer ein gewisser Teil des Strahls abgebremst werden würde. Die Pakete werden aus konstruktionsgründen zu Zügen zusammengefasst (maximal 288 Pakete pro Zug), um zum Beispiel eine Umschaltzeit zwischen den jeweiligen Zügen zu gewinnen, falls man den Strahl nicht weiter auf einer Kreisbahn halten, sondern entsorgen möchte.

Die Beschleunigung der Protonpakete geschieht mittels sogenannter Hohlraumresonatoren, deren Funktionsweise mit Hilfe Abbildung 3.3 veranschaulicht wird.

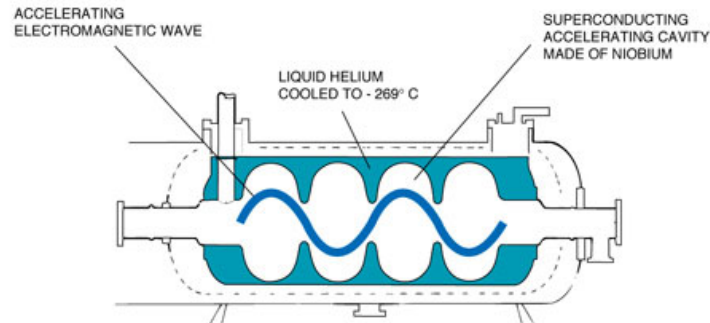


Abbildung 3.3: Schematische Zeichnung eines Hohlraumresonators am LHC [11].

Im Innenraum des Hohlraumresonators wird eine elektromagnetische stehende Welle erzeugt, welche als blaue Welle in Abbildung 3.3 dargestellt wird. Schwingt die stehende Welle mit einer Frequenz, sodass die ankommenden Pakete von Protonen immer ein anziehendes Feld vor sich sehen, so werden diese in der gesamten Strecke des Hohlraumresonators (außer in den Knotenpunkten der stehenden Welle) beschleunigt. Durch die Resonanz werden Beschleunigungen von bis zu $5,5 \text{ MV m}^{-1}$ [11] erreicht. Da im LHC die Protonen bereits beim Einspeisen eine Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit besitzen, und die zugeführte Energie nahezu vollständig in einem Massenzuwachs der Protonen resultiert, können die Hohlraumresonatoren am LHC mit einer konstanten Frequenz von 400,8 MHz [11] betrieben werden.

3.2 Der ATLAS-Detektor

In diesem Kapitel wird der Aufbau und die Funktionsweise des ATLAS-Detektors besprochen.

3.2.1 Aufbau des Detektors

Der schematische Aufbau des ATLAS-Detektors ist in Abbildung 3.4 zu erkennen.

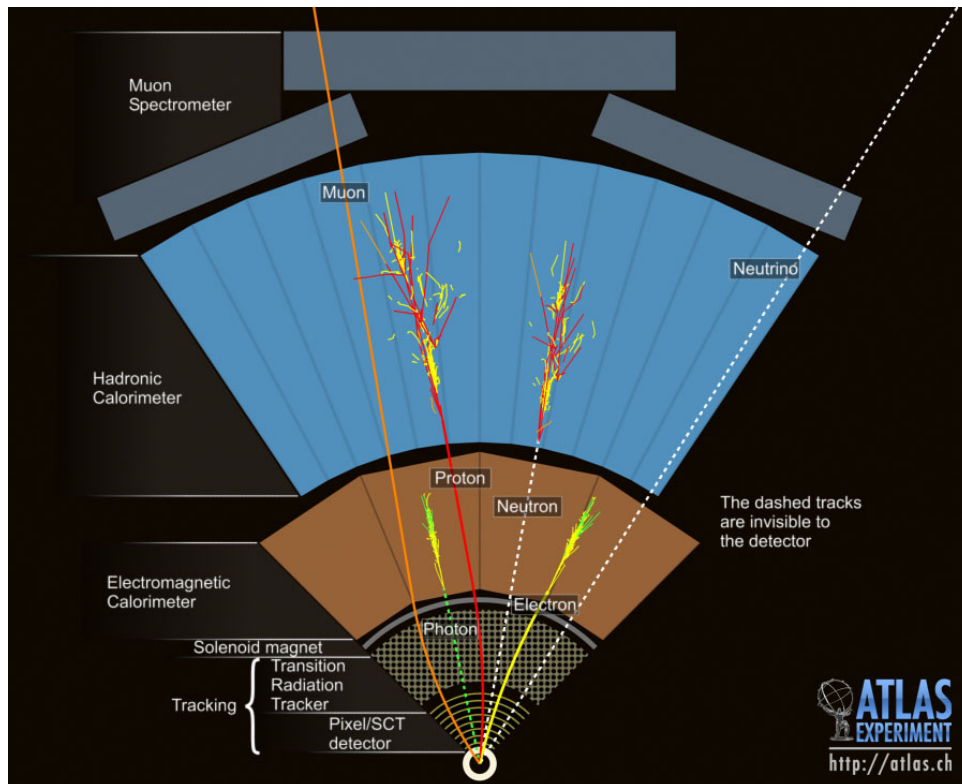


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau des ATLAS-Detektors am LHC [12].

Die Abbildung zeigt einen kegelförmigen Schnitt des Detektors in der transversalen Ebene, die Strahlröhre verläuft durch die Bildebene und ist am unteren Bildrand zu erkennen. Unmittelbar über der Strahlröhre ist der innere Detektor abgebildet, welcher verantwortlich für die Spurverfolgung ist. Außerhalb des inneren Detektors sind Kalorimeter installiert, welche die Energie der Teilchen bestimmen sollen. In Abbildung 3.4 gestrichelte Linien deuten Teilchen an, welche in dem jeweiligen Abschnitt des Detektors nicht erfasst werden können.

Die einzelnen Bestandteile des ATLAS-Detektors werden im folgenden diskutiert.

Der Pixeldetektor

Der Pixeldetektor ist der innerste Detektor des ATLAS-Detektors und besteht aus insgesamt $90 \cdot 10^6$ einzelnen Pixeln, angeordnet in vier verschiedenen Zylindern und Endkappen um die Strahlachse herum. Jeder Pixel ist ein rechteckiger $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ Halbleiterdetektor, und kann somit vor allem geladene Teilchen aufspüren, welche Elektron-Loch-Paare beim Durchqueren erzeugen, die wiederum einen Stromimpuls verursachen. Auch ungeladene Teilchen wie Hadronen können durch Stöße mit den Atomrümpfen einen Stromimpuls verursachen, was allerdings weitaus unwahrscheinlicher ist, wodurch ungeladene Teilchen für den Pixeldetektor praktisch nicht detektierbar sind [13].

Der Silizium-Streifen-Detektor

Der Silizium-Streifen-Detektor (Semi Conductor Tracker, SCT) besteht aus insgesamt 4088 einzelnen Halbleiter-Streifen, mit jeweils 768 Auslesemodule pro Streifen. Die Menge an Auslesemodule pro Streifen erhöht die Genauigkeit des SCT, sodass die Spur des Teilchens genauer vermessen werden kann. Die Streifen sind in acht Lagen um die Strahlachse herum angeordnet und sind gegeneinander um $40 \mu\text{rad}$ verdreht, was zusätzlich eine genauere Spurrekonstruktion erlaubt. Auch der SCT kann lediglich geladene Teilchen detektieren und rekonstruieren. [13]

Transition Radiation Tracker

Der Transition Radiation Tracker (TRT) ist der äußerste von den inneren Detektoren, und besteht aus einer Anordnung von kleinen Driftrohren, welche in einem Polyethylenschaum eingebettet sind.

Geladene Teilchen emittieren beim Übergang von zwei Medien mit unterschiedlichen elektrischen Permittivitäten Strahlung. Die Intensität der freigesetzten Strahlung ist dabei proportional zu $E m^{-1} c^{-2}$ [14, Seite 747], was es erlaubt, bei späterer Messung der Energie des Teilchens, Rückschlüsse auf die Masse zu schließen. Somit können vor allem Elektronen sehr gut registriert werden, da diese mit Abstand die leichtesten elektrisch geladenen Teilchen sind und sich somit stark von anderen unterscheiden.

Die freiwerdende Übergangsstrahlung im Polyethylenschaum wird in der Anordnung von Driftrohren registriert. In einer Driftröhre ist ein Draht gespannt, zwischen dem Draht und der Außenwand der Röhre liegt eine Spannung derart an, dass der Draht positiv geladen ist. Zudem ist die Röhre mit einem sogenannten

Zählgas gefüllt. Fliegt ein geladenes Teilchen durch die Driftröhre, so ionisiert dieses einige Atome des Zählgases, sodass Elektronen frei werden. Diese werden durch die Spannungsdifferenz zwischen dem Draht und dem Gehäuse in Richtung Draht beschleunigt, wobei die freigesetzten Elektronen wiederum Atome ionisieren und es dadurch zu einem Lawinen-Effekt kommt. Durch die Verstärkung des elektrischen Signals durch den Lawinen-Effekt ergibt sich ein messbarer Strom. Durch mehrere Driftrohre hintereinander geschachtelt lässt sich eine Flugbahn rekonstruieren. [9, Seite 416]

Solenoid Magnet

Der innere Detektor wird von einem Solenoid Magneten umschlossen. Ein Solenoid Magnet ist eine lange Spule, welche im Inneren ein nahezu homogenes Magnetfeld erzeugt. Im Fall des ATLAS-Detektors wird ein 2 T starkes Magnetfeld erzeugt, wodurch bewegte Ladungen die Lorentzkraft $\vec{F}_L = m \cdot \vec{v} \times \vec{B} = \vec{p} \times \vec{B}$ erfahren. Dies führt zu einer Helixflugbahn. Mittels des Pixel-Detektors, des Silizium-Streifen-Detektors und dem TRT wird die gekrümmte Flugbahn der geladenen Teilchen rekonstruiert, wodurch, bei bekanntem Magnetfeld, der Impuls der Teilchen bestimmt werden kann.

Elektromagnetisches Kalorimeter

Nach dem Solenoid-Magneten folgt das elektromagnetische Kalorimeter, welches die Energie von Elektronen, Positronen und Photonen bestimmen soll. Das im ATLAS-Detektor verbaute elektromagnetische Kalorimeter besitzt eine Akkordeon-Struktur, welche mit einer Sandwich-Struktur erklärt werden kann. In einem solchen Kalorimeter wechseln sich Absorberschichten und Szintillatorschichten in jeweils konstanter Dicke ab. In den Absorberschichten, welche typischerweise aus einem Material mit hoher Kernladungszahl bestehen, sollen die geladenen Teilchen abgebremst werden, sodass diese Photonen emittieren. Diese wiederum produzieren e^+/e^- -Paare, welche wieder abgebremst werden usw. Dadurch entsteht eine Kaskade von Teilchen, welche sich solange fortsetzt, bis die Energie der emittierten Photonen unter eine kritische Energie fällt, sodass keine weiteren Teilchen mehr erzeugt werden können. Mit regelmäßigen Einschüben von Szintillatorschichten werden die Schauer von Teilchen registriert. Dabei ist die Stärke des elektrischen Signals in den Szintillatoren proportional zur Energie des Schauers, sodass dadurch die Energie des initiierten Teilchens ermittelt werden kann.

Hadronisches Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter funktioniert analog zum elektromagnetischen, allerdings ist der Wirkungsquerschnitt für hadronische Wechselwirkungen deutlich kleiner als der Wirkungsquerschnitt für die Bildung elektromagnetischer Schauer von Elektronen, Positronen und Photonen, sodass das hadronische Kalorimeter, auf Kosten der Genauigkeit, deutlich größer als das elektromagnetische ist.

Luftspulen-Magnetsystem und Myonenspektrometer

Der äußerste Teil des ATLAS-Detektors ist ein Spulensystem (nicht in Abbildung 3.4 verzeichnet) und eine Driftkammerkonstruktion. Das Spulensystem erzeugt ein Magnetfeld, welches eine Biegeleistung von (3–8) Tm erreicht, wodurch Myonen, welche nicht in den Kalorimetern gestoppt werden konnten, ein weiteres mal abgelenkt werden. Die Driftkammern registrieren die gekrümmte Bahn der Myonen und können somit mit höherer Genauigkeit den Impuls der Myonen bestimmen. Zudem erhält man durch das Myonenspektrometer die Information, ob ein geladenes Teilchen im inneren Detektor ein Myon oder ein anderes Teilchen war.

3.2.2 Das Koordinatensystem

Für die Messungen wird am ATLAS-Detektor ein Koordinatensystem verwendet, bei dem die z-Achse der Strahlröhre entspricht, und die x- und y-Achse jeweils senkrecht zu dieser ist. Der Ursprung wird im Kollisionspunkt gewählt, sodass die x- und y-Achse eine transversale Ebene aufspannen. Um die Richtung und Geschwindigkeit eines Teilchens zu beschreiben, wird der Winkel ϕ , die Rapidität y und die Pseudorapidität η verwendet. Der Azimutwinkel ϕ entspricht dem Winkel, den die Projektion der Teilchenspur auf die transversale Ebene und die y-Achse miteinander einschließen. Die Rapidität ist definiert als

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (3.1)$$

Die Pseudorapidität ist ein Maß für den Winkel, den das Teilchen mit dem Strahlrohr einschließt, und folgender Maßen definiert:

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\alpha}{2} \right) \right] \quad (3.2)$$

wobei α dem Polarwinkel entspricht. Für masselose Teilchen entspricht die Pseudorapidität der Rapidität.

Abbildung 3.5 zeigt die Position von ausgewählten Winkeln mit Hilfe der Pseudorapidität.

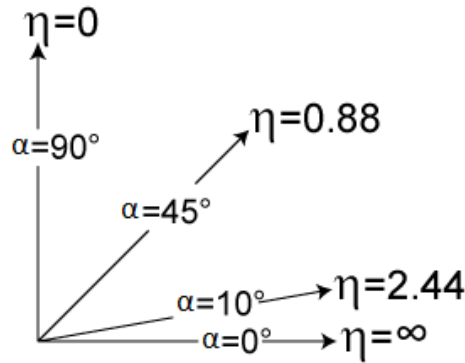


Abbildung 3.5: Ausgewählte Winkel, angegeben mit Hilfe der Pseudorapidität[15].

Der Sinn hinter der Einführung von neuen Messgrößen ist, dass manche von diesen lorentzinvariant unter Transformationen entlang der z-Richtung sind, und somit sinnvoll bei hochrelativistischen Betrachtungen sind. Die Pseudorapidität ist interessant, da bei der Angabe des Polarwinkels mit der Pseudorapidität der Fluss von Teilchen pro Intervall näherungsweise konstant ist.

Darüber hinaus ist die Verwendung der transversalen Ebene am ATLAS-Detektor von speziellem Interesse, da die Protonen vor dem Stoß nahezu keinen Impuls in der transversalen Ebene besitzen. Durch Impulserhaltung müssen sich somit nach dem Stoß alle transversalen Impulse zu Null addieren.

3.2.3 Rekonstruierte Objekte und Messgrößen

Der Aufbau des Detektors erlaubt es, verschiedene Messgrößen von Teilchen und andere Objekte zu bestimmen, welche nützlich für spätere Auswertungen sind. Diese sind im Folgenden erläutert.

Neutrinos

Neutrinos haben die Eigenschaft, äußerst wenig mit ihrer Umwelt zu wechselwirken, da sie selber elektrisch neutral sind und keine Farbladung besitzen. Sie nehmen somit nur an schwachen Wechselwirkungen teil. Aus diesem Grund ist es für den

ATLAS-Detektors nicht möglich, Neutrinos direkt zu messen. Allerdings gibt es eine Möglichkeit, die Anwesenheit von mindestens einem Neutrino indirekt nachzuweisen:

Da beide Protonenstrahlen vor der Kollision einen vernachlässigbaren Impuls senkrecht zur Strahlrichtung besitzen, müssen sich auch nach der Kollision die Summe aller Impulse zu Null addieren. Sind bei der Kollision allerdings ein oder mehrere Neutrinos entstanden, welche vom Detektor nicht registriert werden können, so addieren sich die Impulse aller gemessenen Teilchen (außer in äußerst seltenen Fällen bei dem alle Neutrinos exakt entgegengesetzt weg fliegen) nicht mehr zu Null. Dieser fehlende Impuls bzw. Energie wird mit E_T^{miss} (Missing Transverse Momentum, deutsch: fehlender transversaler Impuls) betitelt und ist eine nützliche Messgröße für spätere Auswertungen.

***b*-Jet**

Ein *b*-Jet ist ein Jet (ein kegelförmiges Teilchenbündel, welches als Folge der Schau-erentwicklung der Hadronisierung entsteht), welcher durch ein Bottom-Quark ausgelöst wurde. Durch eine „Rückverfolgung“ der entstandenen Teilchen in einem Jet ist es möglich, den Ursprungspunkt eines Jets zu ermitteln, vergleiche dafür Abbildung 3.6.

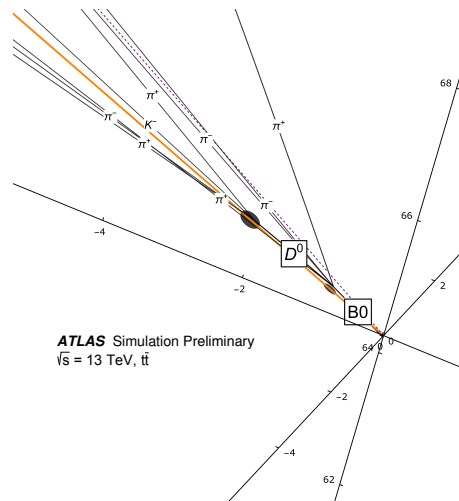


Abbildung 3.6: Illustration eines simulierten B^0 -Meson Zerfalls [18]. Die Punkte deuten wichtige Vertices im Zerfall an. Die Einheiten der Achsen sind in Millimeter angegeben.

Die Positionen der Vertices erlauben Rückschlüsse auf die Art des Teilchens, welches den Jet initiiert hat. Entstehen in einer primären, harten Wechselwirkung *b*-Quarks,

so bilden diese b -Hadronen, die eine mittlere Lebensdauer von ca. 1,5ps besitzen. Aufgrund ihres hohen Impulses und der Zeitdilatation fliegen diese b -Hadronen häufig noch mehrere Millimeter, bis sie zerfallen. Durch den späteren Zerfall der b -Hadronen entstehen zusätzliche Vertices, außerhalb des Kollisionspunktes, was eine Identifikation als b -Jet ermöglicht (vgl. Abbildung 3.6).

Da Bottom-Quarks weniger häufig (aufgrund der hohen Masse) als leichtere Quarks durch Abstrahlungen entstehen, sind b -Jets ein nützliches Kriterium um Signale und Untergründe zu unterscheiden.

Light-Jet

Ein Light-Jet ist ein Jet, ausgelöst durch ein leichtes Quark. Unter leichten Quarks versteht man das Up-, Down- und Strange-Quark. Light-Jets haben keinen Vertex außerhalb des Kollisionspunktes und so zeigen alle Trajektorien der entstandenen Teilchen zurück auf den Punkt der ursprünglichen Proton-Proton-Kollision. Unter anderem dadurch lassen sich Light- und b -Jets unterscheiden, was eine wichtige Hilfe zur Unterscheidung von Signalen und Untergründen darstellt.

Die Anzahl der Light-Jets selber dient jedoch oftmals nicht als nützliche Hilfe zur Unterscheidung zwischen Signal und Untergrund, da diese je nach Ereignis stark variieren kann.

Transversaler Impuls

Der transversale Impuls p_T eines Teilchens ist der Impuls in der transversalen Ebene, er berechnet sich demnach zu $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$.

Transversale Masse

Die transversale Masse ist eine Größe, die für rekonstruierte Teilchen berechnet wird, die teilweise in nicht nachweisbare Teilchen zerfallen. Im Standardmodell sind dies Teilchen, die in Neutrinos zerfallen. Die Definition der transversalen Masse m_T ist in Gleichung (3.3) zu erkennen.

$$m_T = \sqrt{2 \cdot p_T^{(1)} \cdot p_T^{(2)} \cdot (1 - \cos(\phi_2 - \phi_1))} \quad (3.3)$$

wobei $p_T^{(1)}$ bzw. $p_T^{(2)}$ der transversale Impuls des ersten bzw. zweiten Tochterteilchens und $\phi_2 - \phi_1$ der Azimutwinkel in der transversalen Ebene zwischen den beiden Teilchen ist. Zu beachten ist, dass diese Gleichung nur für masselose oder näherungsweise für leichte Teilchen gilt. Da die transversale Masse jedoch lediglich für Neutrinos und Elektronen/Myonen verwendet wird, ist deren Masse gegenüber den entsprechenden Impulsen ($\geq 20 \text{ GeV}$) vernachlässigbar.

Winkeldistanz

Die Winkeldistanz ΔR ist ein Maß für den Öffnungswinkel zwischen zwei Teilchen und berechnet sich nach Gleichung (3.4).

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} \quad (3.4)$$

wobei $\Delta\phi$ dem Winkel zwischen den beiden Teilchen in der transversalen Ebene und $\Delta\eta$ der Differenz der beiden Öffnungswinkel zur Strahlachse, angegeben durch die Pseudorapidität, entspricht.

Invariante Masse

Die invariante Masse M ist die Ruhemasse eines Teilchens. Diese lässt sich auch für zwei Tochterteilchen berechnen, um auf die Ruhemasse des Mutterteilchens zu schließen. Für den zweiten Fall berechnet sich die invariante Masse nach Gleichung (3.5).

$$M = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|^2} \quad (3.5)$$

Die invariante Masse lässt sich verwenden, um zu überprüfen, ob ein gewisses Teilchen im Prozess vorgekommen ist, auch wenn die Zerfallsprodukte sich unter Umständen mit denen von anderen Prozessen überschneiden.

3.3 Die Suche nach Signalen

Die Strategie, die hinter der Suche nach seltenen Signalen, welche von Untergründen überlagert werden, steckt, ist die Suche nach Unterschieden zwischen diesen. Eine wichtige Größe um die Qualität eines Signals zu beurteilen, ist die Signifikanz, welche in Gleichung (3.6) definiert ist.

$$S = \frac{N_{\text{Signal}}}{\sqrt{N_{\text{Signal}} + N_{\text{Untergrund}}}} \quad (3.6)$$

wobei N_{Signal} bzw. $N_{\text{Untergrund}}$ die Anzahl von gemessenen Signal- bzw. Untergrundeignissen ist. Um die Signifikanz einer Messung zu verbessern, muss durch gezieltes „Schneiden“ auf eine Messgröße, d.h. Verwerfen von Daten ober-/unterhalb einer gewissen Grenze, das Verhältnis zwischen den Signal- bzw. Untergrundeignissen verbessert werden. Anschaulich erklärt wird dieses Verfahren am folgenden Beispiel:

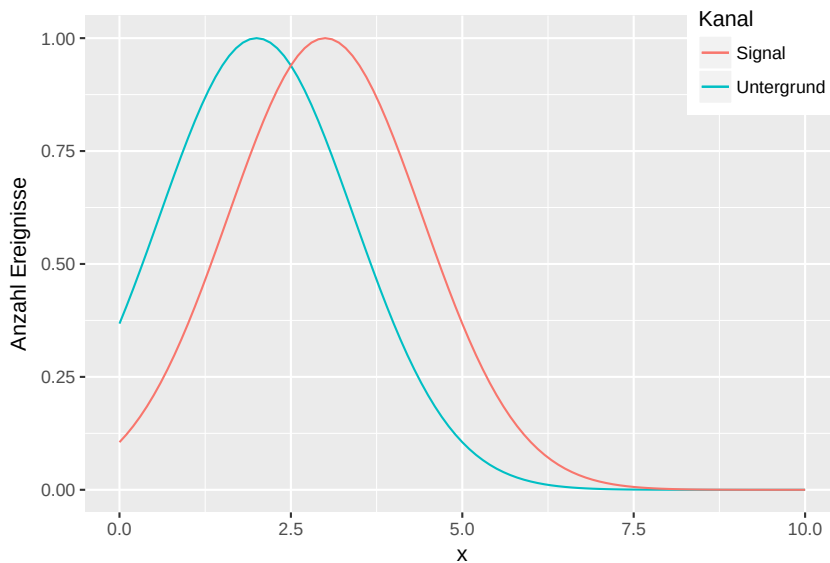


Abbildung 3.7: Exemplarische Verteilung von einem Signal und einem Untergrund. Die Anzahl der Ereignisse kann dabei beliebig skaliert sein. Die x-Achse stellt eine beliebige Messgröße dar.

Wird nun zum Beispiel auf $x = 2,5$ geschnitten und man behält nur die Daten oberhalb des Schnittes, so wird die Anzahl der Untergrundeignisse deutlich stärker reduziert, als die Anzahl der Ereignisse vom Signal. Nach diesem Verfahren werden Schnitte auf die verschiedensten Messgrößen optimiert, sodass die Signifikanz

S maximiert wird. Ist die Signifikanz maximiert, hat man die optimalen Schnitte gefunden, um nach einem Signal zu suchen. Ein nützliches Maß, um die Güte einer Observablen zu quantifizieren, ist die Trennungsstärke (engl.: Discriminating Power) D .

3.3.1 Trennungsstärke

Die Trennungsstärke D gibt an, wie stark sich Signal und Untergrund bezüglich einer Observablen unterscheiden.

Wird für eine Observable der Schnitt kontinuierlich variiert, und die Untergrundeffizienz (der Quotient aus Ereignissen oberhalb/unterhalb des Schnitts und den totalen Ereignissen) gegen die Signaleffizienz aufgetragen, ergibt sich eine Kurve im $[0, 1] \times [0, 1] \subset \mathbb{R} \times \mathbb{R}$ -Raum. Die Trennungsstärke ist in diesen Studien definiert als die Fläche zwischen der sich ergebenden Kurve und der Diagonalen zwischen den Punkten $(0,0)$ und $(1,1)$. Der Wertebereich der Trennungsstärke ist somit $D \in [0; 0,5]$ und je höher die Trennungsstärke ist, desto besser ist die Observable zur Unterscheidung von Signal und Untergrund. Bei $D = 0$ unterscheiden sich das Signal und der Untergrund bezüglich der Observablen gar nicht, bei $D = 0,5$ haben Signal und Untergrund keine Ereignisse mit dem gleichen Wert der Observable.

Darüber hinaus ist die Trennungsstärke eine interessante Größe, da sie auch angibt, ob die Entscheidung, die Ereignisse oberhalb bzw. unterhalb des Schnitts zu behalten, korrekt war. Liegt nämlich die Kurve für die Untergrundeffizienz gegen die Signaleffizienz oberhalb der Diagonalen, werden prozentual mehr Ereignisse vom Untergrund behalten als vom Signal. Dies ist kontraproduktiv für die Optimierung der Signifikanz.

4 Simulation von physikalischen Ereignissen

Das Standardmodell ist bereits mit beachtlicher Genauigkeit nachgewiesen worden. Physikalische Simulationen von Ereignissen gewähren dabei die Möglichkeit, Daten mit größeren Schwerpunktsenergien oder anderen Aspekten zu erzeugen, aber auch neue Modelle zu erproben und diese mit realen Daten vom LHC zu vergleichen. Auch bei diesen Studien werden Daten simuliert, die nicht dem Standardmodell, sondern einer Erweiterung des Standardmodells folgen. Damit soll untersucht werden, wie man am besten nach einem solchen Signal suchen sollte, träfe dieses Modell zu.

Um die, für die Studien nötigen, Datensätze zu generieren, werden verschiedene Schritte unternommen, welche im Folgenden erläutert werden.

4.1 Simulationkette

Die Simulationskette, um die Ereignisse zu erzeugen, ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

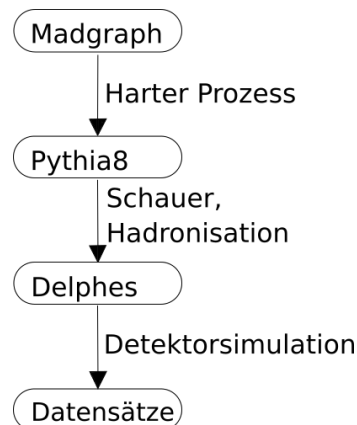


Abbildung 4.1: Dargestellt ist die Simulationskette, um die verwendeten Datensätze zu erzeugen.

Die Ereignisse werden als harter Prozess, also die Kollision selber, mit Hilfe von Madgraph [19], einem Matricelementgenerator, erzeugt. Wurde die gewünschte Anzahl

an Ereignissen in der gewünschten Ordnung erzeugt, folgt ein Partonschauer, also die Abstrahlung von Teilchen, und eine Hadronisation durch das Programm Pythia8, was in dem entsprechenden Abschnitt erläutert wird. Nach einer Detektorsimulation durch Delphes sind die Datensätze fertig zur Auswertung.

4.1.1 Madgraph

Zunächst werden die Datensätze mit 500 000 Ereignissen mit dem Monte-Carlo-Generator Madgraph erzeugt. Dieser berechnet für definierte Anfangs- und Endzustände den Wirkungsquerschnitt aller in Frage kommenden Prozesse nach Abschnitt 2.1.1. Auch werden die Datensätze produziert, was bedeutet, dass Madgraph Eigenschaften wie Impuls, Flugrichtung, Energie usw. für alle Teilchen bildet.

Dabei wird jede mögliche Kopplung im Modell einem Operator mit Koeffizienten zugeschrieben, welche verwendet werden, um den Lagrangian des Prozesses zu berechnen.

Wie bereits angedeutet können in Madgraph verschiedene Modelle geladen werden, sodass man nicht nur nach dem Standardmodell Datensätze erzeugen kann, sondern auch nach selbst modifizierten Modellen, wo neue Vertices und neue Kopplungen implementiert werden können. Auf diese Weise können exotische Modelle getestet, und die Suche nach solchen Modellen simuliert werden. Ein exemplarisches Feynman-Diagramm für die Produktion der Signale ist in Abbildung 4.2 zu erkennen.

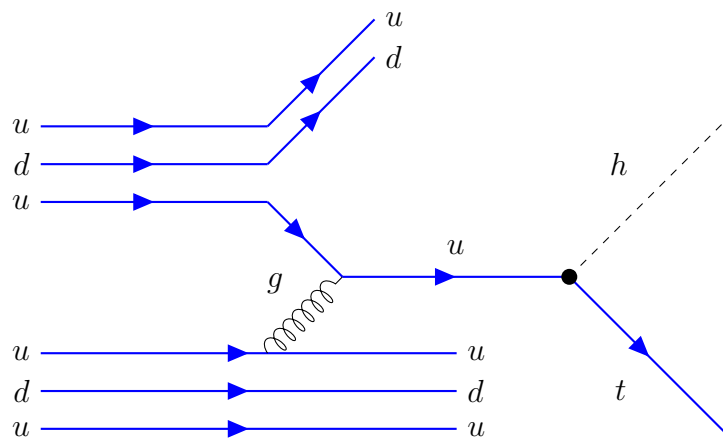


Abbildung 4.2: Exemplarisches Feynman-Diagramm für den Stoß von zwei Protonen, welche die Signatur des Signals erzeugen.

Der schwarze Punkt entspricht dabei dem FCNC-Vertex.

In dieser Studie werden die Signalsamples mit einer Erweiterung [5] des Standardmodells erzeugt. Durch dieses effektive Feldtheorie-Modell werden dem Standardmodell Vertices hinzugefügt, die einen Übergang zwischen Up-Type-Quarks in Leading Order erlauben, welche im Standardmodell verboten sind. Die Untergrunddatensätze werden mit dem Standardmodell erzeugt, da zu erwarten ist, dass das bisher nicht entdeckte Modell nur einen verschwindend geringen Anteil der Ereignisse ausmacht.

Die mit Madgraph generierten Ereignisse werden mit Pythia8 weiterverarbeitet.

4.1.2 Pythia8

Pythia8 [20] ist ein Monte-Carlo-Ereignisgenerator, der unter anderem dazu verwendet wird, um Ereignisse, welche von Madgraph produziert worden sind, zu „schauern“ (engl.: shower) und zu hadronisieren. Es kann auch verwendet werden, um Zerfälle von schweren Teilchen durchzuführen, die zum Beispiel nicht mit Madgraph möglich sind.

Unter Showering versteht man den Prozess, bei dem weitere Teilchen den Ereignissen hinzugefügt werden. Diese Gluon-Abstrahlungen spalten sich wieder in Quarks auf, welche wiederum abstrahlen können, bis die Energie für solche Prozesse zu gering wird.

Aus der Theorie ist bekannt, dass nicht-farbneutrale Teilchen in der Natur nicht frei existieren können. Aus diesem Grund findet nach dem Shower die Hadronisierung statt, bei dem Programme wie Pythia8 versuchen, alle Quarks nach dem Showern zu Hadronen zusammenzufügen. Durch diesen Prozess entstehen unter anderem sogenannte Jets, welche durch einzelne Quarks ausgelöst werden. Diese Quarks strahlen Gluonen ab, welche wiederum andere Teilchen erzeugen, sodass ein Kegel von Teilchen in eine Richtung abgestrahlt wird.

4.1.3 Delphes

Sind die Datensätze von Pythia8 geshowert und hadronisiert worden, werden die Daten in einer Detektorsimulation weiter verarbeitet. Da ein Detektor nur zum Beispiel eine begrenzte Auflösung besitzt oder durch den Aufbau keine Teilchen nahe des Strahlrohrs messen kann, werden die Datensätze in Delphes [21] simuliert. Dabei wird ein Setup verwendet, was dem ATLAS-Detektor entspricht.

Eine Detektorsimulation simuliert unter anderem die Signalverfolgungseffizienz der entstandenen Teilchen: Je größer deren Pseudorapidität ist, desto schwieriger wird es für den Detektor, die Teilchen nachzuweisen. Des Weiteren existiert eine Obergrenze

des Detektors für die Pseudorapidität, Teilchen überhaupt nachzuweisen zu können, welche durch das Strahlrohr selbst gegeben ist. Auch der Impuls und die Energie der Teilchen wird in Abhängigkeit von der Pseudorapidität „verschmiert“, sodass eine realistischere Verteilung der Observablen entsteht.

Um eine realistischere Abschätzung der Nachweiseffizienz von b -Jets geben zu können, wird die sogenannte „ b -Jet-Tagging-Efficiency“ (ϵ_b) verwendet, die angibt, mit welcher Effizienz die b -Jets identifiziert werden sollen. Jedoch sinkt mit wachsendem ϵ_b auch die Möglichkeit, Light-Jets zurückzuweisen, sodass z.B. bei $\epsilon_b = 100\%$ alle Jets als b -Jets identifiziert werden, auch alle Light-Jets. Somit muss ein guter Kompromiss zwischen b -Jet-Tagging-Efficiency und Light-Jet-Rejection gefunden werden. In diesen Studien wird eine Effizienz von $\epsilon_b = 70\%$ verwendet.

Ein entscheidender Nachteil der Detektorsimulation ist allerdings, dass unter anderem keine Fake-Leptonen aus Jets erzeugt werden können. Dies führt zu verfälschten Ergebnissen, da in der Realität fälschlicher Weise Jets als Leptonen identifiziert werden können. Auf diesen Nachteil wird später noch einmal eingegangen, da er Konsequenzen für spätere Ergebnisse hat.

Ein realer Detektor speichert nicht alle gemessenen Daten, sondern nur vermeintlich interessante. Aus diesem Grund haben auch Detektorsimulationen wie Delphes sogenannte „Trigger“, welche für diese Studien auf folgende Werte gesetzt sind.

- $\min(p_T)$ für Jets: 20 GeV
- $\min(p_T)$ für Leptonen: 10 GeV
- $|\eta| \leq 4.5$ für Jets
- $|\eta| \leq 2.5$ für Leptonen

Ein Ereignis im Detektor muss innerhalb der Akzeptanz des Triggers liegen, um weiter verarbeitet zu werden.

4.2 Top-FCNC Modell

Das verwendete Modell für die Erzeugung der Signalsamples ist das Top-FCNC Modell [5]. Dieses Modell beinhaltet dimension-sechs Operatoren. Der Lagrangian $\mathcal{L}$ des Modells berechnet sich also nach Gleichung (4.1).

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \frac{1}{\Lambda^2} \cdot \sum C^{(6)} \cdot O^{(6)} \quad (4.1)$$

Dabei ist $\mathcal{L}_{SM}$ der Lagrangian des Standardmodells, Λ die verwendete Massenskala und $C^{(6)}$ die zu den dimension-six Operatoren $O^{(6)}$ gehörigen Koeffizienten. Das reduzierte Set, um das Modell vollständig beschreiben zu können, beinhaltet 22 unterschiedliche Koeffizienten, welche jeweils einen links- und rechtshändigen Anteil besitzen, also 44 Koeffizienten insgesamt. Die Koeffizienten sind dabei frei wählbar und ermöglichen es nicht nur, bestimmte Kopplungen zwischen Teilchen zu erlauben bzw. zu verbieten, sondern auch die Stärke der Kopplung zu variieren. Die Kopplungen, die man durch die Erweiterung des Standardmodells erhält, erlauben FCNCs zwischen den Quarks. Bei diesen Studien sollen FCNCs bei der Produktion von Top-Quarks in Assoziation mit einem Higgs-Boson beobachtet werden, sodass nur die Koeffizienten für die Vertices in Abbildung 4.3 ungleich Null gesetzt werden.

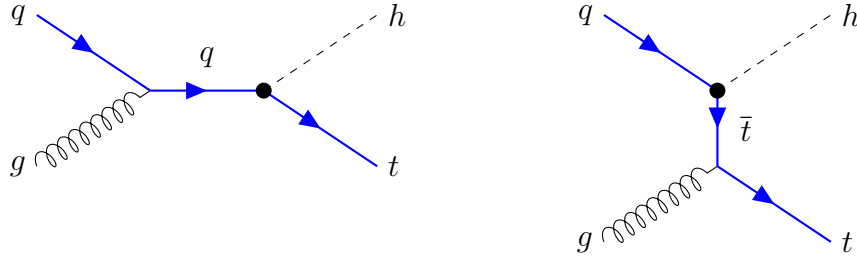


Abbildung 4.3: Mögliche Prozesse bei der Produktion von einem Top-Quark mit dem Higgs-Boson als neutraler Strom mittels FCNC-Vertices. Dabei deuten die schwarzen Punkte die BSM-Interaktionen an.

Um nur diese Vertices zu erlauben, werden alle Parameter außer $RCtphi$ und $RCtphi$, in der Parameterkarte des Modells auf Null gesetzt, sodass jegliche andere Interaktionen verboten sind. Die Parameter $RCtphi$ (für die rechtshändige Interaktion zwischen dem Top-Quark, dem Up-Quark und dem Higgs-Boson), $RCtphi$ (für die rechtshändige Interaktion zwischen dem Top-Quark, dem Charm-Quark und dem Higgs-Boson) und die Massenskala Λ werden auf die folgenden Werte gesetzt:

$$RCtphi = 3.6 \quad (4.2)$$

$$RCtphi = 3.6 \quad (4.3)$$

$$\Lambda = 1000 \quad (4.4)$$

Dabei wurde die Massenskala nicht von ihrem Standardwert verändert, und die beiden Parameter für die Kopplungen werden auf ihre aktuellen experimentell bestimmten oberen Ausschlussgrenzen von 3,6 gesetzt [6]. Die Massenskala gibt an, bis zu welcher Schwerpunktenenergie das Modell Gültigkeit hat.

Da das Top-Quark und das Higgs-Boson nur eine sehr kurze Lebensdauer haben, sodass diese zerfallen bevor sie im Detektor registriert werden können, kann man im Detektor lediglich deren Zerfallsprodukte messen. Aus diesem Grund werden verschiedene Zerfallskanäle betrachtet.

Aus verschiedenen technischen Gründen ist es allerdings nicht möglich, mit dem TopFCNC Modell in Madgraph den weiteren Zerfall des Higgs-Bosons in ein b - und $\bar{b}$ -Quark zu simulieren, weshalb dieser mit Pythia8 durchgeführt wird. Zudem sind NLO-Berechnungen in dieser Studie nicht möglich, da diese zu rechenintensiv sind. Auch treten verschiedene technische Probleme bei der NLO-Berechnung auf, welche jedoch nicht weiter besprochen werden sollen.

4.3 Signal-Generation

Es werden folgende Signaldatensätze mit den Parametern aus Gleichung (4.4) erzeugt:

- $p p \rightarrow t h, (h \rightarrow b \bar{b}), t \text{ semi-leptonisch}$
- $p p \rightarrow t h, (h \rightarrow W^+ W^-, W \text{ leptonisch}), t \text{ semi-leptonisch}$
- $p p \rightarrow t h, (h \rightarrow W^+ W^-, W \text{ leptonisch}), t \text{ hadronisch}$
- $p p \rightarrow t h, (h \rightarrow Z Z, Z \text{ leptonisch}), t \text{ semi-leptonisch}$
- $p p \rightarrow t h, (h \rightarrow Z Z, Z \text{ leptonisch}), t \text{ hadronisch}$

Ein „leptonischer Zerfall“ eines Teilchens bedeutet, dass die Zerfallsprodukte aus Leptonen bestehen. Beispielsweise ist ein semi-leptonischer Zerfall eines Top-Quarks folgender: $t \rightarrow W^+ b, W^+ \rightarrow l^+ \nu_l$ mit $l^+ = e^+/\mu^+/\tau^+$. Dem gegenüber steht ein hadronischer Zerfall, bei dem die Zerfallsprodukte aus Quarks bestehen.

Dabei wird aus technischen Gründen der Zerfall $h \rightarrow b\bar{b}$ mit Pythia8 durchgeführt, alle anderen mit Madgraph. Zu beachten ist, dass jeweils auch der Paarprozess $p p \rightarrow \bar{t} h$ bei jedem oben aufgelisteten Prozess erzeugt wird, mit dem analogen weiteren Zerfall.

Allerdings werden die Wirkungsquerschnitte, welche für weitere Untersuchungen verwendet werden, folgender Maßen berechnet:

Zunächst werden die Wirkungsquerschnitte für die Prozesse $p p \rightarrow t h$ bzw. $p p \rightarrow \bar{t} h$ mittels Madgraph mit den entsprechenden oberen Limits auf den Parametern berechnet. Die Wirkungsquerschnitte belaufen sich auf folgende Werte:

$$\sigma_{th} = 3,234 \text{ pb} \quad (4.5)$$

$$\sigma_{\bar{t}h} = 0,6699 \text{ pb} \quad (4.6)$$

Zu beachten ist, dass der Wirkungsquerschnitt für den Prozess $p p \rightarrow t h$ fast fünfmal so groß ist, wie der Wirkungsquerschnitt für den Prozess $p p \rightarrow \bar{t} h$. Erklärt werden kann das dadurch, dass bei Proton-Proton-Kollisionen für den Prozess $p p \rightarrow t h$ die benötigten Up-Quarks als Valenzquarks vorhanden sind, und für den Prozess $p p \rightarrow \bar{t} h$ See-Quarks benötigt werden.

Anschließend werden die Zerfallswahrscheinlichkeiten $\frac{\Gamma_{x \rightarrow y}}{\Gamma_{total}}$ aus Tabelle 4.1 verwendet, um den Wirkungsquerschnitt mit den Zerfallswahrscheinlichkeiten für den entsprechenden Prozess zu multiplizieren, und somit den totalen Wirkungsquerschnitt für den entsprechenden Prozess zu erhalten.

Tabelle 4.1: Zerfallswahrscheinlichkeiten für ausgewählte Prozesse, um die totalen Wirkungsquerschnitte der Signalprozesse zu berechnen [4][16][17].

Zerfall	$\Gamma_{x \rightarrow y} / \Gamma_{total}$	Zerfall	$\Gamma_{x \rightarrow y} / \Gamma_{total}$
$h \rightarrow W^+ W^-$	21,86 %	$Z \rightarrow l^+ l^-$	10,1 %
$h \rightarrow Z Z$	2,692 %	$t \rightarrow W^+ b$	99,8 %
$h \rightarrow b \bar{b}$	57,76 %	$W^+ \rightarrow l^+ \nu_l$	33,3 %
–	–	$W^+ \rightarrow q q$	66,6 %

So berechnet sich zum Beispiel die Wahrscheinlichkeit für den Prozess $p p \rightarrow t h, (h \rightarrow b \bar{b}), t \text{ semi-leptonisch}$ folgender Maßen:

$$\sigma_{total} = \sigma_{th} \cdot 0,5776 \cdot 0,998 \cdot \frac{1}{3} + \sigma_{\bar{t}h} \cdot 0,5776 \cdot 0,998 \cdot \frac{1}{3} = 0,7516 \text{ pb} \quad (4.7)$$

Alle Wirkungsquerschnitte mit der zugehörigen Anzahl zu erwartender Ereignisse bei $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ sind in Tabelle 4.2 ersichtlich. Dabei berechnen sich die zu erwartende Anzahl an Ereignissen N nach $N = L \cdot \sigma$, mit der Luminosität L und dem totalen Wirkungsquerschnitt σ .

Tabelle 4.2: Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Signalkanäle und die zu erwartende Anzahl an Ereignissen für $L = 100 \text{ fb}^{-1}$.

Channel	Wirkungsquerschnitt σ/pb	N
$h \rightarrow b \bar{b}, t \text{ leptonisch}$	0,7501	75 010
$h \rightarrow W^+ W^-, W \text{ leptonisch}, t \text{ leptonisch}$	0,03166	3 166
$h \rightarrow W^+ W^-, W \text{ leptonisch}, t \text{ hadronisch}$	0,06332	6 333
$h \rightarrow Z Z, Z \text{ leptonisch}, t \text{ leptonisch}$	$3,573 \cdot 10^{-4}$	36
$h \rightarrow Z Z, Z \text{ leptonisch}, t \text{ hadronisch}$	$7,146 \cdot 10^{-4}$	71

Zu erkennen ist, dass der Kanal mit $h \rightarrow b \bar{b}$ die höchste Anzahl an zu erwartenden Ereignissen besitzt, jedoch auch eine Signatur, für die eine hohe Anzahl von Untergrundereignissen zu erwarten ist. Dem entgegen steht der Kanal $h \rightarrow Z Z, Z \text{ leptonisch}, t \text{ leptonisch}$, welcher eine einmalige Signatur von fünf Leptonen besitzt, jedoch eine sehr geringe Anzahl von Ereignissen.

Zusammenhang zwischen Kopplungskonstante und Wirkungsquerschnitt

In diesem Abschnitt wird qualitativ der Zusammenhang zwischen dem Koeffizienten eines Operators und dem daraus resultierendem Wirkungsquerschnitt für den jeweiligen Prozess diskutiert.

Zu diesem Zwecke werden alle Koeffizienten bis auf einen einzigen (in diesem Fall der Koeffizient RCtphi , welcher die Kopplung zwischen dem Vertex des Top-Quarks, des Up-Quarks und des Higgs-Bosons beschreibt) auf Null gesetzt, der Koeffizient RCtphi variiert und mittels Madgraph der Wirkungsquerschnitt für den Prozess $pp \rightarrow th$ ermittelt.

Die ermittelten Daten werden in Abbildung 4.4 graphisch dargestellt und gefittet.

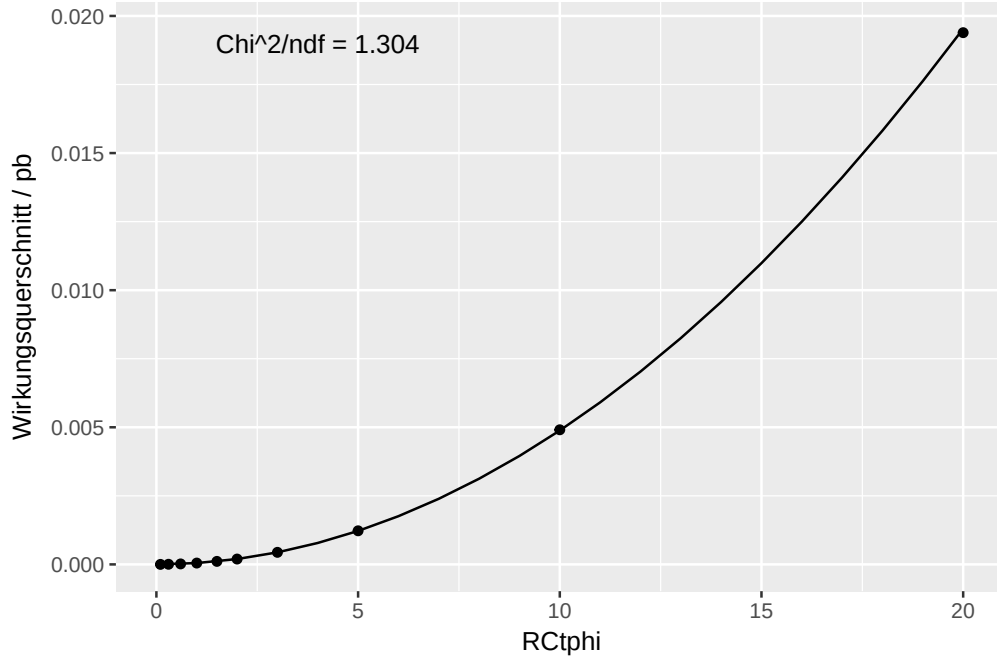


Abbildung 4.4: Dargestellt ist der Wirkungsquerschnitt für den Prozess $pp \rightarrow th$ bei variierendem Koeffizienten für die Kopplung. Gefittet wird eine Funktion $f(x) = a \cdot x^2$.

Zu erkennen ist ein quadratischer Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnittes eines Prozesses und dem dafür verantwortlichen Koeffizienten.

Dies entspricht der Erwartung, da nach Gleichung (4.1) ein linearer Zusammenhang zwischen dem Koeffizienten und dem Lagrangian folgt. Der Lagrangian ist linear im Matricelement $M_{f,i}$ für den Übergang enthalten, und das Matricelement trägt nach Fermis Goldener Regel in Gleichung (2.2) quadratisch zur Übergangsrate bei. Insgesamt folgt also ein quadratischer Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt und dem Koeffizienten des Operators, was die Beobachtung bestätigt.

4.4 Untergrunderzeugung

Die Datensätze der verschiedenen Untergrundprozesse werden mit Hilfe des Standardmodells ohne Erweiterungen erzeugt, sodass ein realitätsnaher Untergrund am LHC simuliert wird.

Es werden folgende Untergründe in LO simuliert:

- $p p \rightarrow t \bar{t} \text{ di} - \text{leptonisch}$
- $p p \rightarrow t \bar{t} \text{ semi} - \text{leptonisch}$
- $p p \rightarrow W^+ W^- \text{ di} - \text{leptonisch}$
- $p p \rightarrow Z + \text{jets}, Z \rightarrow l^+ l^-$
- $p p \rightarrow Z W, Z \rightarrow l^+ l^-$
- $p p \rightarrow Z Z, Z \rightarrow l^+ l^-, Z \rightarrow \text{all all}$

Wobei bei „+jets“ ein oder zwei Jets inbegriffen sind.

Die sich ergebenden totalen Wirkungsquerschnitte mitsamt den entsprechend zu erwartenden Ereignissen bei $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ sind in Tabelle 4.3 festgehalten. Dabei werden die Wirkungsquerschnitte verwendet, welche von Madgraph selber ausgegeben werden.

Tabelle 4.3: Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Untergrundkanäle und die zu erwartenden Ereignisse für $L = 100 \text{ fb}^{-1}$.

Channel	Wirkungsquerschnitt σ/pb	N
$t \bar{t} \text{ dileptonisch}$	51, 12	5 112 000
$t \bar{t} \text{ semileptonisch}$	204, 4	20 440 000
$W^+ W^- \text{ dileptonisch}$	6, 88	688 000
$Z + \text{jets}, Z \text{ leptonisch}$	1 063	106 300 000
$Z W, Z \text{ leptonisch}$	2, 495	249 500
$Z Z, Z \rightarrow l^+ l^-, Z \rightarrow \text{all all}$	0, 0949	9 490

Im folgenden werden verschiedene Analyseszenarien betrachtet und deren Sensitivität verglichen.

5 Sensitivitätsstudien

In diesem Kapitel wird die Herangehensweise und die Ergebnisse vorgestellt. Dabei werden Unterschiede in den Verteilungen von Observablen zwischen Signal- und Untergrundprozesse untersucht und anschließend Schnitzszenarien betrachtet.

5.1 Endzustände der Prozesse

Wodurch sich die verschiedenen Signale gegenüber den Untergründen am meisten unterscheiden, lässt sich gut an den Endzuständen des harten Prozesses erkennen. Diese sind für alle Signale und Untergründe in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Tabelle 5.1: Endzustände der harten Signal- und Untergrundprozesse.

	Kanal	b -Jets	Light-Jets	Leptonen	Neutrinos
Signale	$h \rightarrow b \bar{b}, t \text{ lept.}$	3	0	1	1
	$h \rightarrow b \bar{b}, t \text{ hard.}$	3	2	0	0
	$h \rightarrow W^+ W^-, W \text{ lept.}, t \text{ lept.}$	1	0	3	3
	$h \rightarrow W^+ W^-, W \text{ lept.}, t \text{ hadr.}$	1	2	2	2
	$h \rightarrow Z Z, Z \text{ lept.}, t \text{ lept.}$	1	0	5	1
	$h \rightarrow Z Z, Z \text{ lept.}, t \text{ hadr.}$	1	2	4	0
Hintergründe	$t \bar{t} \text{ dilept.}$	2	0	2	2
	$t \bar{t} \text{ semilept.}$	2	2	1	1
	$W^+ W^- \text{ dilept.}$	0	0	2	2
	$Z + \text{jets}, Z \text{ lept.}$	0	1 oder 2	2	0
	$Z W, Z \text{ lept.}$	0	0 oder 2	3 oder 2	1 oder 0
	$Z Z, Z \rightarrow l^+ l^-, Z \rightarrow \text{all all}$	0	0 oder 2	4 oder 2	0 oder 2

Um die Signifikanz für ein Signal zu maximieren, ist es in den meisten Fällen am effektivsten, die Vorauswahl der Ereignisse auf genau die Anzahl der b -Jets und Leptonen zu beschränken. Ob dies auch bei den hier behandelten Signalen der Fall ist, und welches Signal die beste Signifikanz hat, wird in den nächsten Unterkapiteln behandelt. Zu beachten ist, dass Objekte durch die Akzeptanz des Detektors nicht registriert werden können, oder zusätzliche Teilchen beim Schauern entstehen können, sodass sich die Endzustände von Signal- und Untergrundprozessen überschneiden können.

5.2 Signifikanzen nach der Vorauswahl

In diesem Abschnitt werden die Anzahl der Ereignisse und die Signifikanzen der jeweiligen Kanäle vorgestellt, nachdem die Vorauswahl, also die Beschränkung auf Ereignisse, die eine gewisse Anzahl an b -Jets und Leptonen haben, vorgenommen wurden. b -Jets sind kegelförmige Teilchenschauer, ausgelöst durch ein Bottom-Quark; unter Leptonen werden die geladenen Leptonen Elektron, Myon und Tau zusammengefasst.

5.2.1 $h \rightarrow b\bar{b}, t$ semi – leptonisch

Um die bestmögliche Signifikanz für das Signal $h \rightarrow b\bar{b}, t$ semi – leptonisch zu erhalten, werden nur Ereignisse gezählt, die genau drei b -Jets und genau ein Lepton haben. Die resultierende Anzahl an zu erwartenden Ereignissen für das Signal und für die Untergründe sind in Tabelle 5.2 festgehalten.

Tabelle 5.2: Resultierende Anzahl an Ereignissen bei genau drei b -Jets und genau einem Lepton für den Prozess $h \rightarrow b\bar{b}, t$ semi – leptonisch und allen Untergründen. Dabei steht $N_{\text{Ereignisse}}$ für die Anzahl der Ereignisse nach der Vorauswahl und N_{total} für die Gesamtanzahl an Ereignissen vor der Vorauswahl.

Kanal	$N_{\text{Ereignisse}}$	$N_{\text{Ereignisse}}/N_{\text{total}}$ in %
$h \rightarrow b\bar{b}, t$ semi – leptonisch	3 536	4,7
$t \bar{t}$ dileptonisch	26 643	0,52
$t \bar{t}$ semileptonisch	211 268	1,0
$W^+ W^-$ dileptonisch	0	0
$Z + \text{jets}, Z$ leptonisch	2 338	0,0022
$Z W, Z$ leptonisch	2,0	0,0008
$Z Z, Z \rightarrow l^+ l^-, Z \rightarrow \text{all all}$	0,038	0,0004

Die Signifikanz, welche sich nach Gleichung (3.6) berechnet, beträgt für dieses Signal und der entsprechenden Vorauswahl von genau drei b -Jets und genau einem Lepton

$$S = 7,161 \quad (5.1)$$

Zu erkennen ist, dass sich die Signifikanz gegenüber dem Signal ohne eine Vorauswahl auf die Anzahl der b -Jets und Leptonen von $S \approx 6,53$, wie erwartet, verbessert hat.

Jedoch ist auffällig, dass kein Ereignisse vom Untergrund $W^+ W^-$ dileptonisch am Detektor gemessen wird. Dies lässt auf eine unzureichende Anzahl an Ereignissen im Sample schließen, da mit einer hinreichend großen Statistik immer ein prozentualer Anteil jedes Kanals gemessen werden müsste. Dieses Verhalten der Untergründe wird auch bei vielen anderen Kanälen beobachtet. Darüber hinaus ist zu beachten, dass auf eine Fehlerbetrachtung in dieser Studie verzichtet wird, sodass der prozentuale Fehler bei Kanälen mit wenigen Ereignissen einen signifikanten Unterschied machen könnte.

5.2.2 $h \rightarrow W^+ W^-$ leptonisch, t semi – leptonisch

Um die bestmögliche Signifikanz für das Signal $h \rightarrow W^+ W^-$ leptonisch, t semi – leptonisch zu erhalten, werden nur Ereignisse gezählt, die genau ein b -Jet und genau drei Leptonen haben. Die resultierende Anzahl an Ereignissen für das Signal und für die Untergründe sind in Tabelle 5.3 festgehalten.

Tabelle 5.3: Resultierende Anzahl an Ereignissen bei genau ein b -Jet und genau drei Leptonen für den Prozess $h \rightarrow W^+ W^-$ leptonisch, t semi – leptonisch und allen Untergründen.

Kanal	$N_{\text{Ereignisse}}$	$N_{\text{Ereignisse}}/N_{\text{total}}$ in %
$h \rightarrow W^+ W^-$ leptonisch, t semi – leptonisch	94	3,0
$t \bar{t}$ dileptonisch	22 738	0,45
$t \bar{t}$ semileptonisch	4 415	0,022
$W^+ W^-$ dileptonisch	9,6	0,0014
$Z + \text{jets}$, Z leptonisch	8 716	0,0082
$Z W$, Z leptonisch	99	0,040
$Z Z$, $Z \rightarrow l^+ l^-$, $Z \rightarrow \text{all all}$	19	0,20

Die Signifikanz, welche sich nach Gleichung (3.6) berechnet, beträgt für dieses Signal und der entsprechenden Vorauswahl von genau einem b -Jet und genau drei Leptonen

$$S = 0,49 \quad (5.2)$$

Dass sich die Signifikanz gegenüber dem Kanal $h \rightarrow b\bar{b}$, t semi – leptonisch um ein Vielfaches verschlechtert hat, liegt vor allem an der Anzahl der Ereignisse, welche beim Kanal $h \rightarrow b\bar{b}$ um ein Vielfaches größer ist.

5.2.3 $h \rightarrow W^+W^-$ leptonisch, t hadronisch

Um die bestmögliche Signifikanz für das Signal $h \rightarrow W^+W^-$ leptonisch, t hadronisch zu erhalten, werden nur Ereignisse gezählt, die genau ein b -Jet und genau zwei Leptonen haben. Die resultierende Anzahl an Ereignissen für das Signal und für die Untergründe sind in Tabelle 5.4 festgehalten.

Tabelle 5.4: Resultierende Anzahl an Ereignissen bei genau ein b -Jet und genau zwei Leptonen für den Prozess $h \rightarrow W^+W^-$ leptonisch, t hadronisch und allen Untergründen.

Kanal	$N_{\text{Ereignisse}}$	$N_{\text{Ereignisse}}/N_{\text{total}}$ in %
$h \rightarrow W^+W^-$ leptonisch, t hadronisch	408	6,4
$t \bar{t}$ dileptonisch	512 110	10,0
$t \bar{t}$ semileptonisch	259 059	1,3
$W^+ W^-$ dileptonisch	943	0,14
$Z + \text{jets}$, Z leptonisch	557 862	0,52
$Z W$, Z leptonisch	1 833	0,73
$Z Z$, $Z \rightarrow l^+ l^-$, $Z \rightarrow \text{all all}$	32	0,34

Die Signifikanz, welche sich nach Gleichung (3.6) berechnet, beträgt für dieses Signal und der entsprechenden Vorauswahl von genau einem b -Jet und genau zwei Leptonen

$$S = 0,35 \quad (5.3)$$

Zu erkennen ist, dass der hadronische Zerfall des Top-Quarks eine schlechtere Signifikanz ergibt, als der leptonische.

5.2.4 $h \rightarrow ZZ$ leptonisch, t semi-leptonisch

Um die bestmögliche Signifikanz für das Signal $h \rightarrow ZZ$ leptonisch, t semi-leptonisch zu erhalten, werden nur Ereignisse gezählt, die genau ein b -Jet und genau fünf Leptonen haben. Die resultierende Anzahl an Ereignissen für das Signal und für die Untergründe sind in Tabelle 5.5 festgehalten.

Tabelle 5.5: Resultierende Anzahl an Ereignissen bei genau ein b -Jet und genau fünf Leptonen für den Prozess $h \rightarrow ZZ$ leptonisch, t semi – leptonisch und allen Untergründen.

Kanal	$N_{\text{Ereignisse}}$	$N_{\text{Ereignisse}}/N_{\text{total}}$ in %
$h \rightarrow ZZ$ leptonisch, t semi – leptonisch	0, 10	0, 27
$t \bar{t}$ dileptonisch	0	0
$t \bar{t}$ semileptonisch	0	0
$W^+ W^-$ dileptonisch	0	0
$Z + \text{jets}$, Z leptonisch	0	0
$Z W$, Z leptonisch	0	0
$Z Z$, $Z \rightarrow l^+ l^-$, $Z \rightarrow \text{all all}$	0, 02	0, 0002

Die Signifikanz, welche sich nach Gleichung (3.6) berechnet, beträgt für dieses Signal und der entsprechenden Vorauswahl von genau einem b -Jet und genau fünf Leptonen

$$S = 0, 29 \quad (5.4)$$

Auffällig ist, dass nahezu kein Untergrundkanal Ereignisse beiträgt, was zum einen an der mangelnden Statistik liegen mag. Ein anderer entscheidender Grund liegt jedoch auch an der Detektorsimulation Delphes, da diese, wie bereits erwähnt, nicht in der Lage ist, Fake-Leptonen aus Jets zu erzeugen. Da dies jedoch am LHC vorkommen kann, wird die tatsächliche Signifikanz noch geringer sein. Darüber hinaus sind die Fehler der Untergründe nicht bekannt, welche zu einer weiteren Verschlechterung des Kanals $h \rightarrow ZZ$ leptonisch, t semi – leptonisch führen könnten.

Zudem sind weniger als $N_{\text{Ereignisse}} = 0, 1$ Ereignisse in den $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ zu erwarten, also weniger als ein Ereignis in etlichen Jahren Datensammlung am LHC, wodurch eine weitere Auswertung dieses Signals unmöglich wird.

5.2.5 $h \rightarrow ZZ$ leptonisch, t hadronisch

Um die bestmögliche Signifikanz für das Signal $h \rightarrow ZZ$ leptonisch, t hadronisch zu erhalten, werden nur Ereignisse gezählt, die genau ein b -Jet und genau vier Leptonen haben. Die resultierenden Anzahl an Ereignissen für das Signal und für die Untergründe sind in Tabelle 5.5 festgehalten.

Tabelle 5.6: Resultierende Anzahl an Ereignissen bei genau ein b -Jet und genau vier Leptonen für den Prozess $h \rightarrow ZZ$ leptonisch, t hadronisch und allen Untergründen.

Kanal	$N_{\text{Ereignisse}}$	$N_{\text{Ereignisse}}/N_{\text{total}}$ in %
$h \rightarrow ZZ$ leptonisch, t hadronisch	0,45	0,63
$t \bar{t}$ dileptonisch	164	0,0032
$t \bar{t}$ semileptonisch	123	0,0006
$W^+ W^-$ dileptonisch	0	0
$Z + \text{jets}$, Z leptonisch	213	0,0002
$Z W$, Z leptonisch	3,0	0,0012
$Z Z$, $Z \rightarrow l^+ l^-$, $Z \rightarrow \text{all all}$	2,7	0,028

Die Signifikanz, welche sich nach Gleichung (3.6) berechnet, beträgt für dieses Signal und der entsprechenden Vorauswahl

$$S = 0,02 \quad (5.5)$$

Zu erkennen ist, dass die Untergründe für diesen Kanal realistischer verteilt sind, sodass auch die Signifikanz vertrauenswürdiger erscheint. Jedoch wird immer noch weniger als 1 Ereignis in $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ erwartet, weswegen von einer weiteren Betrachtung dieses Signals abgesehen wird.

5.2.6 Zusammenfassung der Signifikanzen

Eine Zusammenfassung der Signifikanzen und den Ereignissen aller Signale ist in Tabelle 5.7 ersichtlich.

Tabelle 5.7: Zusammenfassung der Ereignisse und der sich ergebenden Signifikanz aller Signale nach deren individuellen Vorauswahl auf die Anzahl der b -Jets und Leptonen.

Kanal	$N_{\text{Ereignisse}}$	S
$h \rightarrow b\bar{b}$, t semi – leptonisch	3 536	7,161
$h \rightarrow W^+ W^-$ leptonisch, t semi – leptonisch	94	0,49
$h \rightarrow W^+ W^-$ leptonisch, t hadronisch	408	0,35
$h \rightarrow ZZ$ leptonisch, t semi – leptonisch	0,10	0,29
$h \rightarrow ZZ$ leptonisch, t hadronisch	0,45	0,02

Zu erkennen ist, dass das Signal $h \rightarrow b\bar{b}$ am erfolgversprechendsten scheint, was vor allem an der Zahl der Signalereignisse liegt. Auch die Auswahl der betrachteten Untergründe kann eine Rolle für die Signifikanz der einzelnen Kanäle spielen, da die Anzahl der Untergrundereignisse direkt in die Formel für die Signifikanz geht.

Zu beachten ist allerdings, dass die Signifikanz, welche unter anderem von der Anzahl der Untergrundereignisse abhängig ist, somit auch abhängig von der Wahl der betrachteten Untergründe ist. Da zwangsweise nicht alle relevanten Untergründe von allen Signalen betrachtet werden können, sind die Signifikanzen für die Signale mit einem zusätzlichen systematischen Fehler behaftet.

Eine große Anzahl an zu erwartenden Ereignissen im Kanal $h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi-leptonisch}$ ist von besonderem Interesse, da somit eine größere Anzahl an darauffolgenden Schnitten stattfinden kann. Des Weiteren wird von einer weiteren Betrachtung der $h \rightarrow ZZ$ -Kanäle abgesehen, da die zu erwartende Anzahl der Ereignisse zu gering sind.

Aus diesem Grund werden im nächsten Kapitel nur noch die Kanäle $h \rightarrow b\bar{b}$ und $h \rightarrow W^+W^-$ betrachtet, und an diesen weitere Schnitte optimiert.

5.3 Optimierung zusätzlicher Schnitte

Im folgenden Abschnitt werden die ausgewählten Signalkanäle weiter untersucht, um die Signifikanz mit Hilfe von zusätzlichen Schnitten zu verbessern. Alle weiter untersuchten Kanäle mit den jeweiligen Ergebnissen für die Schnitte sind in den verschiedenen Tabellen für jede untersuchte Observable festgehalten. Für die Auswertung und Ermittlung sinnvoller Schnitte wird ein selbst geschriebenes C++-Skript benutzt, welches Root-Libraries [23] verwendet. Dieses liest die Ereignisse der Datensätze ein und füllt ein Histogramm mit einer gegebenen Observablen. Anschließend bestimmt das Skript die Trennungstärke D zwischen Signal und Untergrund und ermittelt den Schnitt, welcher zur höchsten Signifikanz führt.

Um zu verdeutlichen, wie die Trennungstärke und der beste Schnitt für eine Observable ermittelt wird, werden exemplarisch einige Verteilungen erläutert.

5.3.1 Fehlende transversale Energie

In Tabelle 5.8 sind die Ergebnisse der Studie für die fehlende transversale Energie festgehalten.

Tabelle 5.8: Die Trennungsstärke D , die Anzahl der Ereignisse innerhalb des Schnittes N und die Signifikanz S für die ausgewählten Kanäle gegenüber der Observablen Fehlende transversale Energie (E_T^{miss}).

Kanal	D	Schnitt	N	S
$h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi} - \text{lept.}$	0,0018	$\geq 0 \text{ GeV}$	3 536	7,161
$h \rightarrow W^+W^- \text{ lept.}, t \text{ semi} - \text{lept.}$	0,10	$\geq 30 \text{ GeV}$	88,98	0,50
$h \rightarrow W^+W^- \text{ lept.}, t \text{ hadr.}$	0,14	$\geq 20 \text{ GeV}$	401	0,36

In Abbildung 5.1 ist die Ausgabe des verwendeten Skripts für den Kanal $h \rightarrow W^+W^- \text{ leptonisch}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$ zu sehen.

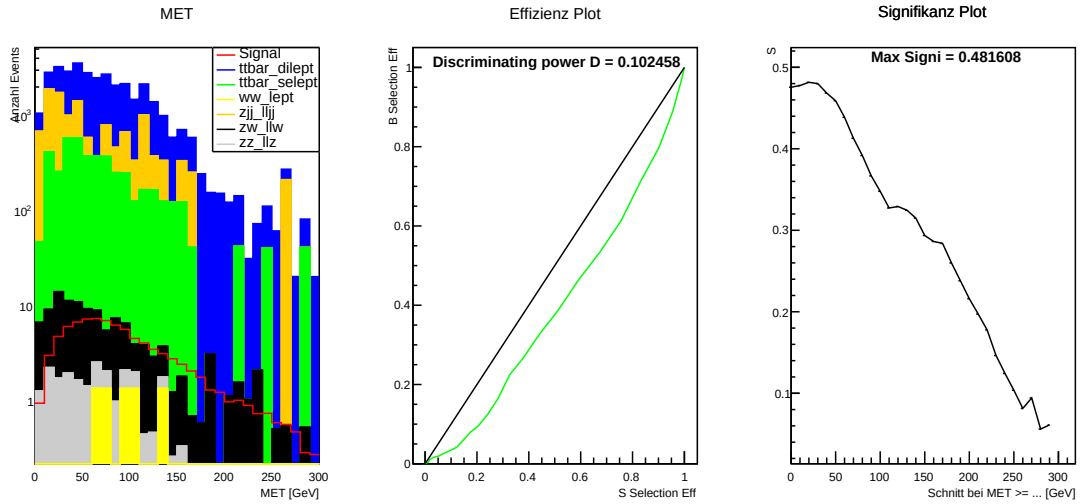


Abbildung 5.1: Exemplarische Ausgabe für den Kanal $h \rightarrow W^+W^- \text{ leptonisch}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$ und der Observablen E_T^{miss} . Links: Stackplot der betrachteten Kanäle. Mitte: Graph zur Berechnung der Trennungsstärke. Rechts: Graph zur Bestimmung des besten Schnittes mittels der Signifikanz.

Auf der linken Seite ist die Verteilung aller Untergründe als Stackplot aufaddiert und das Signal als Shapeplot zu erkennen. Dabei wird das Signal auf die Anzahl der erwarteten Ereignisse normiert. Die x-Achse reicht nur bis zu einer Energie von $\max(E_T^{\text{miss}}) = 300 \text{ GeV}$, weil für den Plot nur Daten bis zu diesem Wert verwendet werden. Zwar existieren auch Ereignisse mit noch höherer fehlender transversalen Energie, jedoch ist die Verteilung bei höheren Werten nicht mehr statistisch korrekt, sodass zufällig einzelne Peaks im Signifikanz Plot entstehen. Dies hat keine physikalische Ursache, sondern liegt an der endlichen Anzahl von verwendeten Ereignissen.

Allerdings werden, um die Anzahl der Ereignisse im Schnitt und die daraus resultierende Signifikanz zu berechnen, alle Ereignisse verwendet; auch welche mit einer höheren fehlenden transversalen Energie als 300 GeV. Aus diesem Grund kann sich die im Plot angegebene Signifikanz mit der in der Tabelle angegebenen unterscheiden, die korrekt berechnete Signifikanz ist in der Tabelle angegeben.

In der Mitte ist ein Effizienz Plot zu erkennen, bei dem die Auswahleffizienz des Untergrundes gegen die Auswahleffizienz des Signals aufgetragen wird. Die Trennungstärke ist die Fläche zwischen der grünen Kurve und der schwarzen Diagonalen und ein Maß für die Diskrepanz zwischen Signal und Untergrund.

Auf der rechten Seite ist der Signifikanz Plot abgebildet, welcher die Signifikanz für jeden möglichen Schnitt gegen den jeweiligen Schnitt aufträgt. Der höchste Wert der Signifikanz gibt den optimalen Schnitt an.

Die Auswertung der Tabelle 5.8 ergibt, dass ein Schnitt bei dem Signal $h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi-leptonisch}$ auf die fehlende transversale Energie nicht sinnvoll ist, da sich das Signal und der Untergrund kaum unterscheiden. Durch einen Schnitt würden im Verhältnis immer gleich viele Signal- wie Untergrundevents verworfen, was jedoch eine geringere Signifikanz bedeutet. Bei den Signalen $h \rightarrow W^+W^- \text{ leptonisch}$ und $h \rightarrow W^+W^- \text{ hadronisch}$ erscheint ein Schnitt sinnvoll. Dies entspricht der Erwartung, da bei den Kanälen $h \rightarrow W^+W^-$ zwei bzw. drei Neutrinos entstehen, was zu einem höheren Erwartungswert für die fehlende transversale Energie führt. Bei dem Kanal $h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi-leptonisch}$ entsteht lediglich ein Neutrino, wodurch sich dieser Kanal bezüglich der Observablen nicht genug vom Untergrund unterscheidet.

5.3.2 Transversale Masse

In diesem Abschnitt soll die transversale Masse des W-Bosons, welches im Top-Zerfall entsteht, bestimmt werden. Dabei soll die transversale Masse mittels einem Lepton und dem Neutrino, also E_T^{miss} , bestimmt werden. Da das Top-Quark lediglich bei zwei der drei Signalen leptonisch zerfällt, werden auch nur diese betrachtet. Zudem sind beim Zerfall $h \rightarrow W^+W^- \text{ leptonisch}, t \text{ semi-leptonisch}$ mehrere Leptonen und Neutrinos vorhanden, weswegen das Lepton mit dem größten transversalen Impuls und die gesamte fehlende transversale Energie für die Berechnung verwendet wird.

Da in die transversale Masse die fehlende transversale Energie eingeht, wird überprüft, ob ein Schnitt auf die transversale Masse einen Schnitt bei E_T^{miss} ersetzen kann.

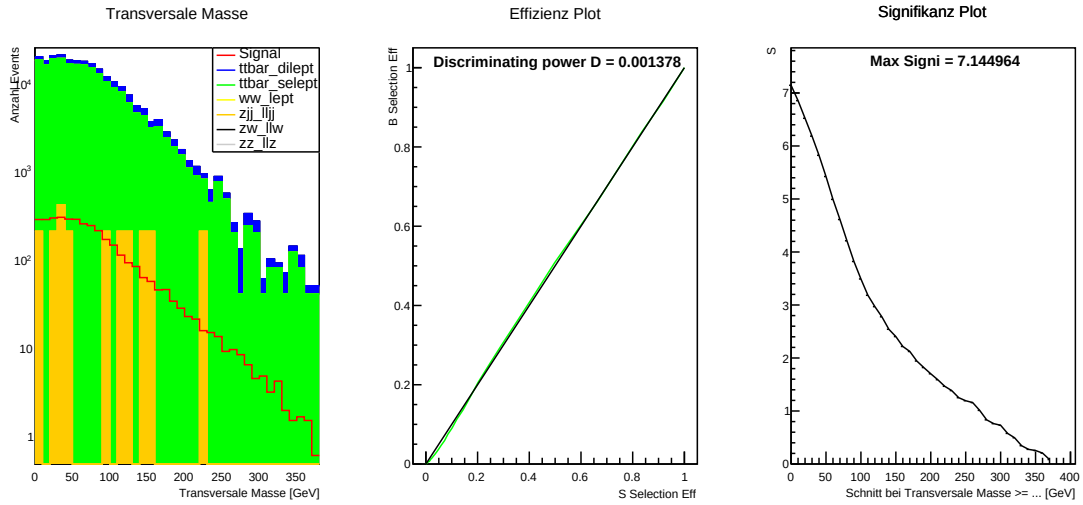


Abbildung 5.2: Exemplarische Ausgabe für den Kanal $h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi-leptonisch}$ und der transversalen Masse. Links: Stackplot der betrachteten Kanäle. Mitte: Graph zur Berechnung der Trennungsstärke. Rechts: Graph zur Bestimmung des besten Schnittes mittels der Signifikanz.

Zu sehen ist, dass sich die Signifikanz stetig verschlechtert. Dieses Verhalten ließ sich auch bei dem Kanal $h \rightarrow W^+W^- \text{ leptonisch}$ beobachten. Der Grund dafür ist die zu geringe Trennungsstärke, welche dafür sorgt, dass immer der gleiche Anteil Signal wie Untergrund weggeschnitten wird. Eine mögliche Ursache für die geringe Trennungsstärke könnte sein, dass auch im Untergrund W-Bosonen vorkommen, welche nahezu die gleiche transversale Masse besitzen, wie die Bosonen vom Signal.

5.3.3 Führender transversaler Jetimpuls

In der Tabelle 5.9 sind die Ergebnisse für die Observable „führender transversaler Jetimpuls“ zu erkennen. Dabei wird der Schnitt auf die fehlende transversale Energie verwendet, um nach dem besten Schnitt für den führenden transversalen Jetimpuls zu suchen, sodass die Schnitte aufeinander aufbauen.

Tabelle 5.9: Die Trennungsstärke D , die Anzahl der Ereignisse innerhalb des Schnittes N und die Signifikanz S für ausgewählte Kanäle, gegenüber der Observablen „Führender transversale Jetimpuls“.

Kanal	D	Schnitt	N	S
$h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi} - lept.$	0,057	$\geq 0 \text{ GeV}$	3 536	7,161
$h \rightarrow W^+W^- \text{ lept.}, t \text{ semi} - lept.$	0,024	$\geq 0 \text{ GeV}$	89	0,50
$h \rightarrow W^+W^- \text{ lept.}, t \text{ hadr.}$	0,17	$\geq 60 \text{ GeV}$	379	0,38

In Abbildung 5.3 ist die Ausgabe des verwendeten Skripts für den Kanal $h \rightarrow W^+W^- \text{ leptonisch}, t \text{ hadronisch}$ zu erkennen.

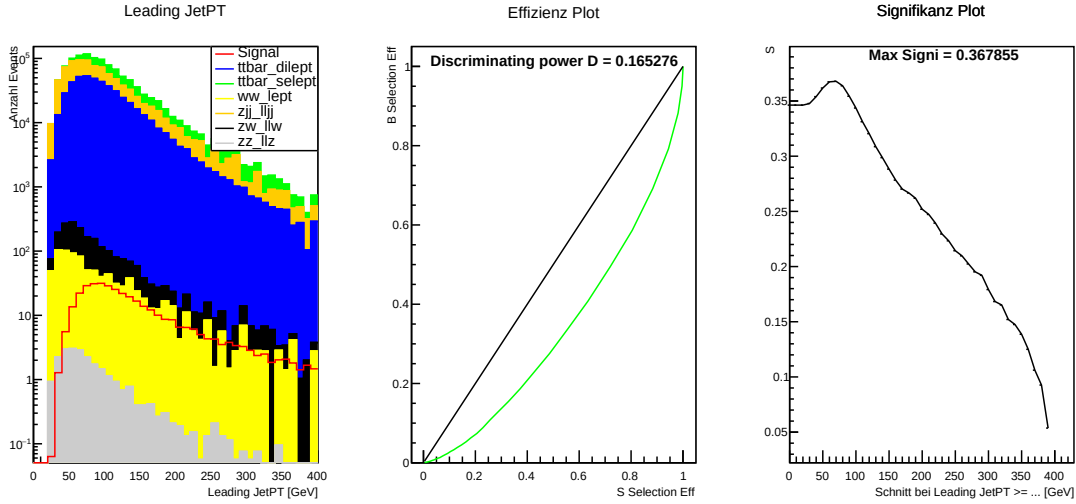


Abbildung 5.3: Exemplarische Ausgabe für den Kanal $h \rightarrow W^+W^- \text{ leptonisch}, t \text{ hadronisch}$ und dem führenden transversalen Jetimpuls. Links: Stackplot der betrachteten Kanäle. Mitte: Graph zur Berechnung der Trennungsstärke. Rechts: Graph zur Bestimmung des besten Schnittes mittels der Signifikanz.

Aus Tabelle 5.9 kann man schließen, dass es lediglich bei dem Kanal $h \rightarrow W^+W^- \text{ leptonisch}, t \text{ hadronisch}$ zu einer Verbesserung der Signifikanz kommt. Auch wurde überprüft, ob es sinnvoll ist, die Daten unterhalb eines bestimmten Wertes für ein Signal zu behalten, jedoch ist auch dies nicht der Fall.

Interessant zu sehen ist, dass die Verteilung der transversalen Impulse erst ab 20 GeV beginnt, was durch die Detektorsimulation zu erklären ist. Wie bereits besprochen, ist einer der Schnitte für den Trigger des Detektors ein transversaler Impuls eines Jets von mehr als 20 GeV, sodass Objekte mit weniger transversalem Impuls nicht weiter verarbeitet werden.

5.3.4 ΔR der b -Jets

Für den Kanal $h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$ wird überprüft, ob ein Schnitt auf ΔR eine Verbesserung der Signifikanz bewirkt, weil erwartet wird, dass die b -Jets, die aus dem Higgs entstehen, einen kleineren Öffnungswinkel besitzen, als zum Beispiel die b -Jets des $t\bar{t}$ Untergrundes. Die Resultate sind in Tabelle 5.10 ersichtlich.

Tabelle 5.10: Die Trennungsstärke D , die Anzahl der Ereignisse innerhalb des Schnittes N und die Signifikanz S für $h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$, gegenüber der Observablen ΔR .

Kanal	D	Schnitt	N	S
$h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$	0,01	$\leq 6,25$	3 533	7,162

In Abbildung 5.4 ist die Ausgabe des verwendeten Skripts zu sehen. Die b -Jets, welche zur Rekonstruktion des Öffnungswinkel ΔR verwendet werden, sind dabei immer die b -Jets, welche den meisten und zweitmeisten transversalen Impuls besitzen. Diese werden so gewählt, da erwartet wird, dass der b -Jet, welcher durch den Zerfall des Top-Quarks entsteht, weniger transversalen Impuls besitzt als die b -Jets vom Higgs-Boson.

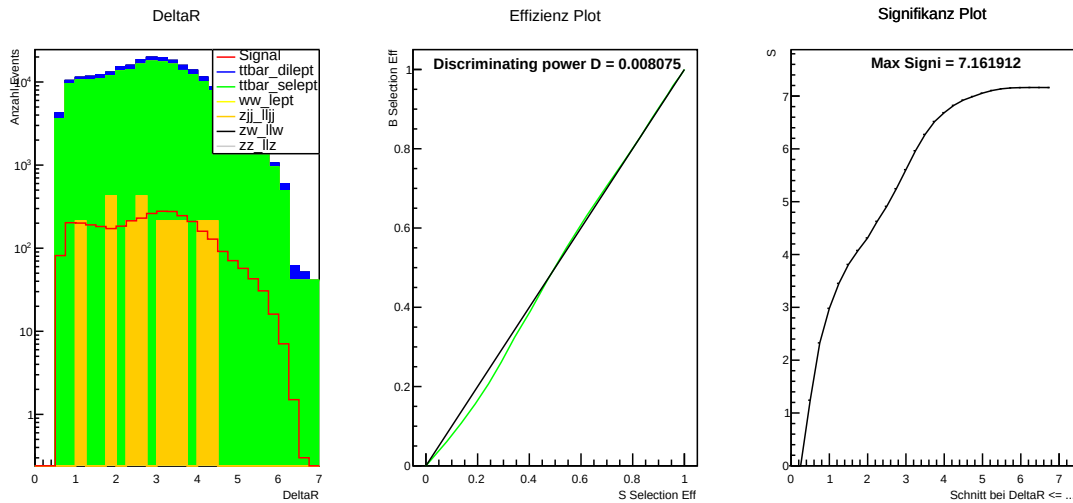


Abbildung 5.4: Ausgabe für den Kanal $h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$ und der Observablen ΔR als Stackplot.

Es ist zu erkennen, dass sich der Öffnungswinkel zwischen den beiden b -Jets mit dem meisten transversalen Impuls nicht so gut wie erwartet dazu eignet, Signal

vom Untergrund zu trennen. Auch wenn sich ein gewisses lokales Maximum bei $\Delta R = 0,75$ erahnen lässt, ist dies nicht differenzierend genug für einen sinnvollen Schnitt. Zudem ist ein globales Maximum in der Verteilung bei $\Delta R = 3,25 \approx \pi$ zu erkennen, was bedeutet, dass die meisten verwendeten Jets in entgegengesetzter Richtung Wegfliegen. Eine Mögliche Ursache dafür könnte sein, dass die b -Jets mit dem meisten transversalen Impuls nicht immer bzw. häufig genug vom Higgs-Boson stammen, und somit oftmals der Öffnungswinkel zwischen den „falschen“ b -Jets ermittelt wird. Um dies zu vermeiden, könnte untersucht werden, ob sich ein differenzierenderes Maximum bei kleinen Winkeln bildet, wenn lediglich b -Jets zur Rekonstruktion verwendet werden, die einen sehr hohen transversalen Impuls haben. Dies weiter zu untersuchen ist jedoch aus Zeitgründen nicht mehr in dieser Studie möglich.

5.3.5 Invariante Masse

Die letzte Observable, die in dieser Studie betrachtet wird, ist die invariante Masse des Higgs-Bosons. Dabei wird versucht, diese durch zwei b -Jets beim Kanal $h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$ zu rekonstruieren, da bei der Verteilung der invarianten Masse ein Maximum um die Higgsmasse $m_h \approx 125 \text{ GeV}$ erwartet wird. Bei der Betrachtung der invarianten Masse wird der vorher ermittelte Schnitt auf die Winkeldistanz beibehalten.

Die Ausgabe des Skripts ist in Abbildung 5.5 zu erkennen.

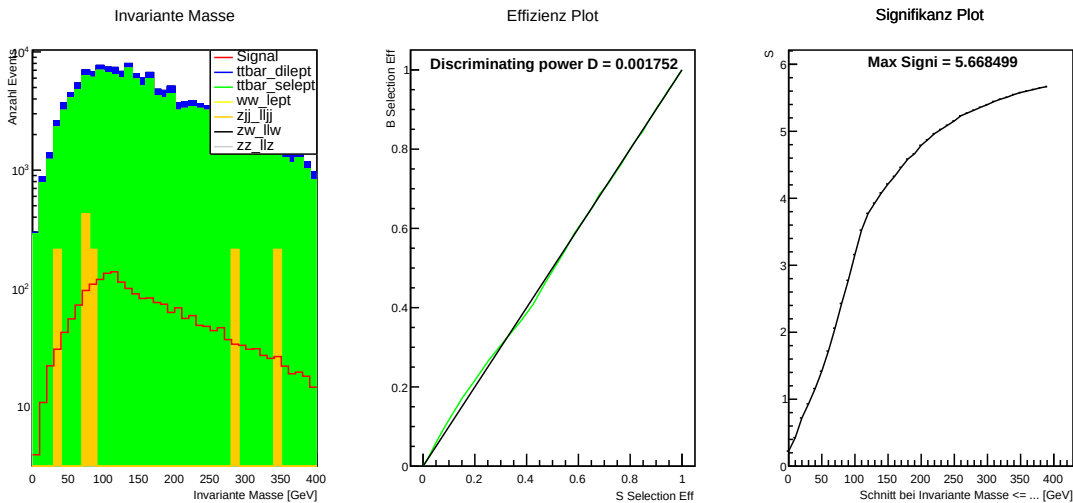


Abbildung 5.5: Ausgabe für den Kanal $h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$ und der invarianten Masse von zwei b -Jets als Observable, dargestellt als Stackplot.

Dabei werden immer die b -Jets für die Rekonstruktion des Higgs-Bosons ausgewählt, die am meisten transversalen Impuls besitzen, da erwartet wird, dass die b -Jets vom Higgs-Boson im Mittel mehr Energie besitzen als die b -Jets vom Top-Quark.

Zu erkennen ist, dass die Verteilung des Signals, wie erwartet, ein Maximum um 125 GeV besitzt. Allerdings ist die Verteilung der Untergründe um diesen Massenbereich auch sehr ausgeprägt, sodass sich kein Schnittfenster um die Higgsmasse herum finden ließ, welches zu einer Verbesserung der Signifikanz geführt hätte.

5.4 Finale Ergebnisse

Ein Blick auf die Kanäle $h \rightarrow ZZ \text{ leptonisch}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$ und $h \rightarrow ZZ \text{ leptonisch}, t \text{ hadronisch}$ zeigt, dass weniger als 1 Ereignis in $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ nach der Vorauswahl auf die Anzahl der b -Jets und Leptonen erwartet wird, was eine weitere Betrachtung unmöglich macht.

Für die Kanäle $h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$, $h \rightarrow W^+W^- \text{ leptonisch}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$ und $h \rightarrow W^+W^- \text{ leptonisch}, t \text{ hadronisch}$ ergeben sich folgende Anzahlen an Signalereignissen und Signifikanzen:

Tabelle 5.11: Zusammenfassung der Ereignisse und der sich ergebenden Signifikanz der besten drei Signale nach der individuellen Vorauswahl auf die Anzahl der b -Jets und Leptonen.

Kanal	$N_{\text{Ereignisse}}$	S
$h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$	3 536	7, 161
$h \rightarrow W^+W^- \text{ leptonisch}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$	94	0, 49
$h \rightarrow W^+W^- \text{ leptonisch}, t \text{ hadronisch}$	408	0, 35

Nach weiterer Optimierung von verschiedenen Observablen ergibt sich folgender Schnitt für den Kanal $h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi} - \text{leptonisch}$:

- ΔR der führenden b -Jets $\leq 6, 25$

Die daraus resultierende Anzahl an Ereignissen und die Signifikanz ergibt sich zu

$$N_{\text{Ereignisse}} = 3\,533 \quad S = 7, 162 \quad (5.6)$$

Es zeigt sich, dass für diesen Kanal keine ausschlaggebenden Schnitte gefunden werden konnten.

Für den Kanal $h \rightarrow W^+W^-$ *leptonisch, t semi – leptonisch* ist der einzige Schnitt folgender:

- $E_T^{miss} \geq 30$

Die Anzahl an Ereignissen und die Signifikanz belaufen sich auf

$$N_{Ereignisse} = 89 \quad S = 0,50 \quad (5.7)$$

Zu erkennen ist, dass sich ein Schnitt auf die fehlende transversale Energie für diesen Kanal als nützlich herausgestellt hat.

Für den Kanal $h \rightarrow W^+W^-$ *leptonisch, t hadronisch* sind die besten Schnitte folgende:

- $E_T^{miss} \geq 20$
- $LeadingJetp_T \geq 60$

Die Anzahl an Ereignissen und die Signifikanz betragen nach den Schnitten:

$$N_{Ereignisse} = 379 \quad S = 0,38 \quad (5.8)$$

Es zeigt sich, dass für diesen Kanal die meisten Schnitte gefunden worden sind, wodurch sich der größte Zuwachs in der Signifikanz ergibt.

Vergleicht man die Signifikanzen der jeweiligen Kanäle mit den Signifikanzen nach den Schnitten auf die Anzahl der b -Jets und Leptonen, so stellt man fast, dass der Kanal $h \rightarrow b\bar{b}, t$ *semi – leptonisch* am wenigsten auf die untersuchten Schnitte angesprochen hat.

6 Zusammenfassung

In dieser Studie wird untersucht, mit welchem Kanal am besten nach einem Top-Higgs-assozierten FCNC-Prozess am ATLAS-Detektor gesucht werden sollte.

Dazu werden zunächst Standardmodell Untergrunddatensätze mit Madgraph erzeugt, welche mit Pythia8 geschauert und hadronisiert, und durch die Detektorsimulation Delphes simuliert werden. Analog werden auch Signale von einer Top-Higgs-Produktion erzeugt, allerdings mit einer Erweiterung des Standardmodells, dem TopFCNC-Modell. Dabei wird der FCNC-Beitrag nur in der Produktion betrachtet, die Zerfälle des Top-Quarks und des Higgs-Bosons werden entsprechend des Standardmodells simuliert.

Insgesamt werden fünf verschiedene Kanäle untersucht, wobei sich herausstellt, dass die zu erwartende Anzahl an Ereignissen für den Zerfall $h \rightarrow ZZ$ *leptonisch* zu gering sind, um weiter beachtet zu werden. Somit werden für die Kanäle $h \rightarrow b\bar{b}, t$ *semi-leptonisch*, $h \rightarrow W^+W^-$ *leptonisch, t semi-leptonisch* und $h \rightarrow W^+W^-$ *leptonisch, t hadronisch* Schnitte optimiert, um die Signifikanz, ein Maß für die Güte eines Signals gegen den Untergrund, zu maximieren.

Die Signifikanzen der Signalprozesse betragen nach der Vorauswahl auf die entsprechende Anzahl von Leptonen und b -Jets folgende:

- $h \rightarrow b\bar{b}, t$ *semi-leptonisch*: $S = 7,161$
- $h \rightarrow W^+W^-$ *leptonisch, t semi-leptonisch*: $S = 0,49$
- $h \rightarrow W^+W^-$ *leptonisch, t hadronisch*: $S = 0,35$

Durch die Optimierung von Schnitten auf verschiedenen Observablen ergeben sich folgende Signifikanzen:

- $h \rightarrow b\bar{b}, t$ *semi-leptonisch*: $S = 7,162$
- $h \rightarrow W^+W^-$ *leptonisch, t semi-leptonisch*: $S = 0,50$
- $h \rightarrow W^+W^-$ *leptonisch, t hadronisch*: $S = 0,38$

sodass der Kanal $h \rightarrow b\bar{b}, t$ *semi-leptonisch* der erfolgversprechendste ist.

Festgehalten werden sollte jedoch, dass die Signale nur mit einer gewissen Auswahl von Untergründen in führender Ordnung simuliert werden, wodurch ein systematischer Fehler in den Ergebnissen entsteht.

7 Literatur

- [1]: B. Mele, S. Petrarca, and A.Soddu, A New Evaluation of the $t \rightarrow cH$ Decay Width in the Standard Model, <https://arxiv.org/abs/hep-ph/9805498>.
- [2]: G. Eilam, J. Hewett, and A. Soni, Rare Decays of the Top Quark in the Standard and Two Higgs <https://journals.aps.org/prd/pdf/10.1103/PhysRevD.44.1473>
- [3]: Masse der Quarks: http://pdg.lbl.gov/2017/listings/contents_listings.html
- [4]: Elemente der CKM-Matrix:
<https://journals.aps.org/prd/pdf/10.1103/PhysRevD.86.010001> Seite 852-853
- [5],[6]: Top-FCNC Modell und Limits: <https://arxiv.org/pdf/1412.7166.pdf>
- [7]: Elementarteilchen des Standardmodells: Von MissMJderivative work: Polluks (talk) <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=11307906> Aufgerufen am 09.08.17.
- [8]: Aufbau des LHC von
https://de.wikipedia.org/wiki/Large_Hadron_Collider#/media/File:LHC_02.svg
Aufgerufen am 10.08.17
- [9]: Povh und Rith: Teilchen und Kerne. Verlag: Springer Spektrum, 9. Auflage 2014. ISBN: 978-3-642-37821-8
- [10]: Quadrupol-Bilder: <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=quadrupol> Aufgerufen am 10.08.17
- [11]: Schematischer Hohlraumresonator:
<http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=kavitaet> Aufgerufen am 10.08.17.
- [12]: Schematischer ATLAS-Detektor Aufbau:
http://stanford.edu/group/stanford_atlas/4Particle%20Collision%20and%20Detection
Aufgerufen am 10.08.17
- [13]: Aufbau des ATLAS-Detektors: <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=atlas>
Aufgerufen am 10.08.17
- [14]: Jackson: Classical Electrodynamics, De Gruyter Verlag, 5. überarbeitete Auflage, ISBN: 978-3-11-033446-3
- [15]: Abgewandelt aus: <https://de.wikipedia.org/wiki/Pseudorapidity%C3%A4t> Aufgerufen am 11.08.17
- [16]: Yellow Report:
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CERNYellowReportPageBR> Aufgerufen am 13.08.17
- [17]: Particle Data Group: http://pdg.lbl.gov/2017/listings/contents_listings.html
- [18]: Illustration eines b -Jets:
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/FTAG-2017-004/> Aufgerufen am 14.08.17
- [19]: Matrixelementgenerator MadGraph5: <https://arxiv.org/pdf/1106.0522.pdf>

-
- [20]: Pythia8: <https://arxiv.org/pdf/0710.3820.pdf>
[21]: Dephes: <https://arxiv.org/pdf/0903.2225.pdf>
[22]: GIM-Mechanismus: <https://arxiv.org/pdf/1303.6154.pdf>
[23]: Root: <https://arxiv.org/pdf/1508.07749.pdf>

Abbildungsverzeichnis

2.1	Elementarteilchen des Standardmodells [7].	1
2.2	Feynman-Diagramme für die Streuung von zwei Elektronen durch ein virtuelles Photon. Links: führende Ordnung, Rechts: nächst führende Ordnung	3
2.3	Feynman-Diagramme für den Zerfall des K^0 -Mesons in zwei Myonen.	7
3.1	Aufbau des LHC mit seinen Vorbeschleunigern und den vier verschiedenen Experimenten CMS, ALICE, LHCb und ATLAS [8].	9
3.2	Quadrupole am LHC [10].	11
3.3	Schematische Zeichnung eines Hohlraumresonators am LHC [11].	12
3.4	Schematischer Aufbau des ATLAS-Detektors am LHC [12].	13
3.5	Ausgewählte Winkel, angegeben mit Hilfe der Pseudorapidität[15].	17
3.6	Illustration eines simulierten B^0 -Meson Zerfalls [18]. Die Punkte deuten wichtige Vertices im Zerfall an. Die Einheiten der Achsen sind in Millimeter angegeben.	18
3.7	Exemplarische Verteilung von einem Signal und einem Untergrund. Die Anzahl der Ereignisse kann dabei beliebig skaliert sein. Die x-Achse stellt eine beliebige Messgröße dar.	21
4.1	Dargestellt ist die Simulationskette, um die verwendeten Datensätze zu erzeugen.	23
4.2	Exemplarisches Feynman-Diagramm für den Stoß von zwei Protonen, welche die Signatur des Signals erzeugen.	24
4.3	Mögliche Prozesse bei der Produktion von einem Top-Quark mit dem Higgs-Boson als neutraler Strom mittels FCNC-Vertices. Dabei deuten die schwarzen Punkte die BSM-Interaktionen an.	27
4.4	Dargestellt ist der Wirkungsquerschnitt für den Prozess $pp \rightarrow th$ bei variierendem Koeffizienten für die Kopplung. Gefittet wird eine Funktion $f(x) = a \cdot x^2$	31
5.1	Exemplarische Ausgabe für den Kanal $h \rightarrow W^+W^-$ <i>leptonisch, t semi-leptonisch</i> und der Observablen E_T^{miss} . Links: Stackplot der betrachteten Kanäle. Mitte: Graph zur Berechnung der Trennungsstärke. Rechts: Graph zur Bestimmung des besten Schnittes mittels der Signifikanz.	40

5.2	Exemplarische Ausgabe für den Kanal $h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi-leptonisch}$ und der transversalen Masse. Links: Stackplot der betrachteten Kanäle. Mitte: Graph zur Berechnung der Trennungsstärke. Rechts: Graph zur Bestimmung des besten Schnittes mittels der Signifikanz.	42
5.3	Exemplarische Ausgabe für den Kanal $h \rightarrow W^+W^- \text{ leptonisch}, t \text{ hadronisch}$ und dem führenden transversalen Jetimpuls. Links: Stackplot der betrachteten Kanäle. Mitte: Graph zur Berechnung der Trennungsstärke. Rechts: Graph zur Bestimmung des besten Schnittes mittels der Signifikanz.	43
5.4	Ausgabe für den Kanal $h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi-leptonisch}$ und der Observablen ΔR als Stackplot.	44
5.5	Ausgabe für den Kanal $h \rightarrow b\bar{b}, t \text{ semi-leptonisch}$ und der invarianten Masse von zwei b -Jets als Observable, dargestellt als Stackplot.	45

Name, Vorname:

Erklärung

gem. § 14 Abs. 7 Prüfungsordnung vom 15.04.2013

Hiermit erkläre ich, dass ich die von mir eingereichte Abschlussarbeit (Bachelor-Thesis) selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Stellen der Abschlussarbeit, die anderen Werken dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, in jedem Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht habe.

.....
Datum

.....
Unterschrift

Erklärung

Hiermit erkläre ich mich damit einverstanden, dass meine Abschlussarbeit (Bachelor-Thesis) wissenschaftlich interessierten Personen oder Institutionen und im Rahmen von externen Qualitätssicherungsmaßnahmen des Studienganges zur Einsichtnahme zur Verfügung gestellt werden kann.

Korrektur- oder Bewertungshinweise in meiner Arbeit dürfen nicht zitiert werden.

.....
Datum

.....
Unterschrift