

# Universität Bonn

## Physikalisches Institut

### Beobachtung von $W$ - und $Z$ -Bosonen und Abschätzung des $W$ +Jets und QCD-Untergrundes in der Top-Quark-Paarproduktion mit dem ATLAS-Detektor

Serpil Sezer

$W$ +jets and QCD multijet events are the main backgrounds for top quark pair production in the decay channel with muons and jets in the final state. In this thesis a study of a data-driven estimation of  $W$ +jets and QCD backgrounds is presented. Three different data-driven methods are introduced. For the estimation of the QCD background the matrix method is used. For the  $W$ +jets estimation two methods, one based on the  $W/Z$  ratio and the other on the Berends scaling are performed to cross-check each other. The analyses are based on an integrated luminosity of  $32 \text{ pb}^{-1}$  of proton-proton collision data, taken by the ATLAS experiment at the LHC at a centre-of-mass energy of 7 TeV. The estimated number of events in data is compared to and found to be consistent with the Monte Carlo prediction.

Physikalisches Institut der  
Universität Bonn  
Nußallee 12  
D-53115 Bonn



BONN-IB-2012-08  
April 2012



# Universität Bonn

## Physikalisches Institut

### **Beobachtung von $W$ - und $Z$ -Bosonen und Abschätzung des $W$ +Jets und QCD-Untergrundes in der Top-Quark-Paarproduktion mit dem ATLAS-Detektor**

Serpil Sezer

Dieser Forschungsbericht wurde als Diplomarbeit von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen.

Angenommen am: 14.06.2011  
Referent: Prof. Dr. Ian C. Brock  
Koreferent: Prof. Dr. Jochen Dingfelder



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theorie</b>	<b>3</b>
2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	3
2.2. Das Top-Quark . . . . .	5
2.2.1. Top-Quark-Produktion . . . . .	5
2.2.2. Zerfallskanäle . . . . .	8
2.3. $W$ - und $Z$ -Bosonen . . . . .	10
<b>3. Das ATLAS-Experiment am Large Hadron Collider</b>	<b>11</b>
3.1. Der Large Hadron Collider . . . . .	11
3.2. Der ATLAS-Detektor . . . . .	12
3.2.1. Der innere Detektor . . . . .	13
3.2.2. Das Kalorimetersystem . . . . .	15
3.2.3. Das Myonsystem . . . . .	17
3.2.4. Das ATLAS-Triggersystem . . . . .	17
<b>4. Software und Datensätze</b>	<b>21</b>
4.1. Simulation . . . . .	21
4.1.1. Ereignisgenerierung . . . . .	21
4.1.2. Detektorsimulation . . . . .	23
4.1.3. Digitalisierung . . . . .	23
4.1.4. Verwendete MC-Datensätze . . . . .	23
4.2. Verwendete ATLAS-Datensätze . . . . .	24
4.3. ATLAS-Datenformate . . . . .	24
<b>5. Rekonstruktion physikalischer Objekte</b>	<b>25</b>
5.1. Jets . . . . .	25
5.1.1. Elektronen . . . . .	26
5.1.2. Myonen . . . . .	26
5.1.3. Fehlende transversale Energie ( $E_T^{\text{miss}}$ ) . . . . .	27
<b>6. Ereignisselektion</b>	<b>29</b>
6.1. Allgemeine Kriterien . . . . .	29
6.2. Selektion der rekonstruierten Objekte . . . . .	30
6.2.1. Myonen . . . . .	30
6.2.2. Jetselektion . . . . .	31
6.2.3. Dreieckschnitt . . . . .	33
6.2.4. Selektion und Beobachtung des $Z$ -Bosons . . . . .	35

<b>7. Datenbasierte Untergrundabschätzungen</b>	<b>41</b>
7.1. Abschätzung des W+Jets-Untergrundes . . . . .	41
7.1.1. W/Z-Verhältnis . . . . .	41
7.1.2. Berends-Skalierung . . . . .	42
7.2. QCD-Untergrundabschätzung . . . . .	44
7.2.1. Matrix-Methode . . . . .	45
<b>8. Zusammenfassung</b>	<b>51</b>
<b>Anhang</b>	<b>52</b>
<b>A. Daten und Monte Carlo</b>	<b>53</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>59</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>61</b>

# Kapitel 1.

## Einleitung

Der Large Hadron Collider (LHC), der im Jahr 2008 am Europäischen Kernforschungszentrum CERN<sup>1</sup> in Betrieb genommen wurde, bringt Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV zur Kollision. Mit Hilfe des LHCs sollen einige wichtige Fragen der Teilchenphysik beantwortet werden. Dazu zählt die Suche nach dem Higgs-Boson und nach neuer Physik sowie die präzise Messung von Eigenschaften bereits bekannter Teilchen, z.B. der  $W$ -,  $Z$ -Bosonen und des Top-Quarks, das am LHC in großer Anzahl erzeugt wird. Einige Eigenschaften des im Jahr 1995 am Tevatron entdeckten Top-Quarks konnten nur mit begrenzter statistischer Präzision aufgrund der kleineren Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 1,96$  TeV bestimmt werden. Mit der höheren Schwerpunktsenergie und Luminosität am LHC können Eigenschaften wie z.B. der Wirkungsquerschnitt, die Masse oder die Spinkorrelation von Top-Quarks hingegen genauer untersucht werden.

Es gibt verschiedene Zerfallskanäle, mit denen die Eigenschaften von Top-Quarks untersucht werden können. Einer der wichtigsten dieser Kanäle ist der Zerfall in ein Myon und Jets. Dieser ermöglicht einerseits eine hohe Statistik und andererseits eine gute Selektierbarkeit. Durch die Forderung nach einem Myon wird eine starke Unterdrückung des Untergrundes ermöglicht. Der hadronische Anteil des Zerfalls erlaubt die volle Rekonstruktion eines Top-Quarks, die bereits in vorherigen Analysen durchgeführt wurde [1, 2, 3]. Wegen der von ATLAS gesammelten Datenmenge ist nicht nur die Beobachtung von Top-Quarks möglich, sondern auch die präzise Vermessung seiner Eigenschaften, so dass es notwendig ist, die Untergrundprozesse des Top-Quarks zu verstehen und zu quantifizieren.

Die Hauptuntergründe der Top-Quark-Paarproduktion bilden QCD- und  $W$ +Jets-Ereignisse. In dieser Analyse wird der leptonische Zerfallskanal von  $W$ +Jets- und  $Z$ +Jets-Ereignissen mit Myonen im Endzustand untersucht, der zu den Hauptuntergründen gehört. In dieser Arbeit wurden über die Beobachtung der  $W$ - und  $Z$ -Bosonen die Abschätzungen der  $W$ +Jets- und QCD-Untergründe vorgenommen. Es wurden insgesamt drei verschiedene Methoden verwendet, um diese dominanten Untergründe aus Daten zu bestimmen. Zur Bestimmung des  $W$ +Jets-Untergrundes wurden zwei verschiedene Methoden, das  $W/Z$ -Verhältnis und die Berends-Skalierung, verwendet. Beide Methoden verwenden das Verhältnis der Produktionsraten der beiden Vektorbosonen. Dies hat den Vorteil, dass die dominanten systematischen Effekte entfallen, da sie für  $W$ - und  $Z$ -Boson identisch sind. Zur Bestimmung des QCD-Untergrundes wird die sogenannte Matrix-Methode benutzt.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgeteilt: In Kapitel 2 werden zunächst die für diese Arbeit relevanten theoretischen Grundlagen dargestellt. Nach einer Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik wird auf die Produktion und den Zerfall des Top-Quarks am LHC eingegangen. Kapitel 3 gibt einen Überblick über den LHC sowie das ATLAS-Ex-

---

<sup>1</sup>Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire

periment und seinen Aufbau. In Kapitel 4 werden Monte-Carlo-Simulationen und die verwendeten Monte-Carlo-Generatoren kurz beschrieben. In Kapitel 5 wird die Rekonstruktion von Teilchen erläutert. In Kapitel 6 wird die Ereignisselektion, die für diese Analyse verwendet wird, vorgestellt. In Kapitel 7 werden die Methoden und die Ergebnisse der QCD- und  $W$ +Jets-Untergrundabschätzungen beschrieben. Abschließend enthält Kapitel 8 die Zusammenfassung.



# Kapitel 2.

## Theorie

### 2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die fundamentalen Teilchen und ihre Wechselwirkungen untereinander [4]. Die Teilchen werden in Fermionen mit Spin 1/2 und Bosonen mit Spin 1 unterteilt. Die Fermionen werden weiterhin in Quarks und Leptonen aufgeteilt.

Leptonen:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Quarks:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Für jedes Elementarteilchen existiert ein entsprechendes Antiteilchen. Das Antiteilchen hat entgegengesetzte Ladung, besitzt aber die gleiche Masse, den gleichen Spin und das gleiche magnetische Moment.

**Leptonen** Insgesamt gibt es sechs verschiedene Typen von Leptonen, die sich aufgrund ihrer physikalischen Eigenschaften in drei Familien aufteilen. Die Leptonen sind in Tabelle 2.1 aufgelistet. Das leichteste geladene Lepton ist das Elektron ( $e$ ). Die anderen beiden geladenen Leptonen sind das Myon ( $\mu$ ) und das Tau ( $\tau$ ). Sie unterscheiden sich vom Elektron durch ihre viel größere Masse und Lebensdauer. Alle haben negative elektrische Ladung. Zu jedem geladenen Lepton existiert ein ungeladenes Lepton, welches man Neutrino nennt. Sie werden mit  $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$  bezeichnet und wechselwirken kaum mit der übrigen Materie; daher sind sie sehr schwer nachzuweisen. Sie sind elektrisch neutral und besitzen eine sehr kleine Masse. Alle Leptonen wechselwirken über die schwache Wechselwirkung. Die Leptonen, die elektrische Ladung tragen, unterliegen außerdem der elektromagnetischen Wechselwirkung. Leptonen besitzen keine Farbladung, deswegen tauschen sie keine Gluonen aus und unterliegen nicht der starken Wechselwirkung.

**Quarks** Analog zu dem Leptonen lassen sich auch die Quarks in drei Familien aufteilen. Einige Ihrer Eigenschaften sind in Tabelle 2.2 aufgelistet. Die erste Familie besteht aus den leichtesten Quarks, nämlich  $u$  (up) und  $d$  (down), die zweite aus  $s$  (strange) und  $c$  (charm), die dritte aus den schwersten Quarks  $b$  (bottom) und  $t$  (top).  $d$ ,  $s$  und  $b$  tragen eine elektrische

Lepton	El. Ladung [e]	Ruhemasse [ MeV/c <sup>2</sup> ]	Lebensdauer [ s]
Elektron $e$ (1897)	-1	0,511	stabil
Myon $\mu$ (1937)	-1	105,66	$2,2 \cdot 10^{-6}$
Tau $\tau$ (1975)	-1	1777	$3,4 \cdot 10^{-13}$
Neutrino $\nu_e$ (1953)	0	$< 0,46 \cdot 10^{-4}$	stabil
Neutrino $\nu_\mu$ (1962)	0	$< 5,0$	stabil
Neutrino $\nu_\tau$ (2000)	0	$< 164$	stabil

Tabelle 2.1.: Elektrische Ladung, Ruhemasse und Lebensdauer der Leptonen im Standardmodell. Die Jahre ihrer experimentellen Entdeckung sind in Klammern angegeben [5, 6].

Ladung von  $-\frac{1}{3}e$ , während  $u$ ,  $c$  und  $t$  eine elektrische Ladung von  $+\frac{2}{3}e$  haben. Die Quarks besitzen neben elektrischer Ladung auch Farbladung. Alle Quarks kommen in drei verschiedenen Farbladungszuständen vor.

Teilchen können in der Natur nur als farbneutrale Teilchen, sogenannte Bindungszustände, direkt beobachtet werden. Man nennt diese Bindungszustände Hadronen. Hadronen unterteilen sich in Baryonen und Mesonen; Baryonen sind aus drei Quarks oder Antiquarks und Mesonen aus einem Quark-Antiquark-Paar zusammengesetzt. Die Kraft zwischen Quarks ist in diesen Zuständen sehr stark. Quarks können nicht als freie Teilchen vorkommen; diese Eigenschaft nennt man Einschluss („Confinement“) der Quarks.

Mit kleiner werdendem Abstand nimmt die Stärke der Kraft zwischen den Quarks ab. Damit ist die Wechselwirkung zwischen den Quarks kleiner und verschwindet asymptotisch. In diesem Fall können die Quarks innerhalb von Hadronen als „frei“ angesehen werden; dies wird als asymptotische Freiheit („Asymptotic freedom“) bezeichnet.

Quark	El. Ladung [e]	Ruhemasse [ GeV/c <sup>2</sup> ]
Up (1972)	+2/3	0,004
Down (1972)	-1/3	0,007
Strange (1972)	-1/3	0,15
Charm (1974)	+2/3	1,5
Bottom (1977)	-1/3	4,7
Top (1995)	+2/3	172

Tabelle 2.2.: Elektrische Ladung, Ruhemasse und Lebensdauer der drei Familien von Quarks im Standardmodell. Die Jahre ihrer experimentellen Entdeckung sind in Klammern angegeben [5, 6].

**Wechselwirkungen und Austauscheteilchen** Im Standardmodell werden drei fundamentale Wechselwirkungen beschrieben, die jeweils durch Austauscheteilchen vermittelt werden: Die elektromagnetische, die starke und die schwache Wechselwirkung. Eine Übersicht befindet sich in Tabelle 2.3

Die zwischen elektrisch geladenen Teilchen wirkende elektromagnetische Kraft wird durch das Photon ( $\gamma$ ) vermittelt. Es ist elektrisch neutral und masselos und besitzt daher eine unendliche Reichweite. Die starke Wechselwirkung wirkt auf alle Teilchen, die eine Farbladung besitzen. Sie bindet die Quarks aneinander und wird über acht masselose Gluonen vermit-

telt, die genau wie Quarks Farbladung tragen. Die schwache Wechselwirkung erlaubt den Übergang zwischen den Familien von Leptonen und Quarks. Sie wirkt auf sehr kleinen Abständen, da ihre Austauscheteilchen, die  $W$ - und  $Z$ -Bosonen, eine große Masse besitzen.

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Masse in [MeV/ $c^2$ ]	El. Ladung [e]	Reichweite [m]
El. mag. WW	Photon	0	0	unendlich
Starke WW	Gluon	0	0	unendlich
Schwache WW	$W^\pm$ -Bosonen	80,3	$\pm 1$	$10^{-16}$
	$Z$ -Boson	91,2	0	$10^{-16}$
Gravitation <sup>1</sup>	Graviton	0	0	$10^{-5}$

Tabelle 2.3.: Fundamentale Wechselwirkungen. Die Gravitation wird hier der Vollständigkeit halber aufgelistet, wird allerdings im Standardmodell nicht berücksichtigt [5, 6].

Da sich diese Arbeit hauptsächlich mit der Abschätzung von Untergründen der Top-Quark-Quark-Produktion beschäftigt, wird in den folgenden Abschnitten näher auf Eigenschaften des Top-Quarks sowie die Produktion und den Zerfall eingegangen.

## 2.2. Das Top-Quark

Das Top-Quark wurde im Jahr 1995 [7, 8] am Tevatron bei Chicago entdeckt. Das Tevatron ist ein Proton-Antiproton-Collider mit einer Schwerpunktsenergie von 1,96 TeV [9].

Das Top-Quark ist das schwerste Teilchen, das bisher entdeckt wurde. Nach aktuellen Messungen beträgt seine Masse [6]

$$m_t = 172,0 \pm 0,9 \pm 1,3 \text{ GeV}/c^2. \quad (2.3)$$

Das Top-Quark kann aufgrund der kurzen Lebensdauer von etwa  $0,5 \cdot 10^{-24}$  s als freies Teilchen beobachtet werden. Es zerfällt so schnell, dass es keinen Bindungszustand eingehen kann [10, 11]. Das Top-Quark ist wichtig für die Überprüfung des Standardmodells, zur Einschränkung der Masse des bis jetzt unentdeckten Higgs-Bosons und als Untergrund bei der Suche nach neuer Physik. Am LHC werden Top-Quarks entweder über die starke Wechselwirkung als Paare von Top-Antitop-Quarks ( $t\bar{t}$ ) oder über die schwache Wechselwirkung einzeln als sogenannte Single-Top-Quarks erzeugt.

### 2.2.1. Top-Quark-Produktion

**$t\bar{t}$ -Paar-Produktion:** Bei Hadronkollisionen wie am LHC wird das Top-Quark hauptsächlich durch die starke Wechselwirkung erzeugt. Top-Quark-Paare können entweder durch Quark-Antiquark-Annihilation oder durch Gluon-Gluon-Fusion entstehen. Am Tevatron dominiert Quark-Antiquark-Annihilation mit einem Anteil von 85%. Am LHC wird aufgrund der höheren Schwerpunktsenergie von 7 TeV die Gluon-Gluon-Fusion mit einem Anteil von 90% dominanter als die Quark-Antiquark-Annihilation mit 10%. Die Top-Quark-Paarproduktion hat einen großen Wirkungsquerschnitt und kleine Untergründe, daher ist sie sehr rele-

vant für die Untersuchung der Physik des Top-Quarks. Die dazugehörigen Feynmandiagramme in führender Ordnung sind in Abbildung 2.1 dargestellt.

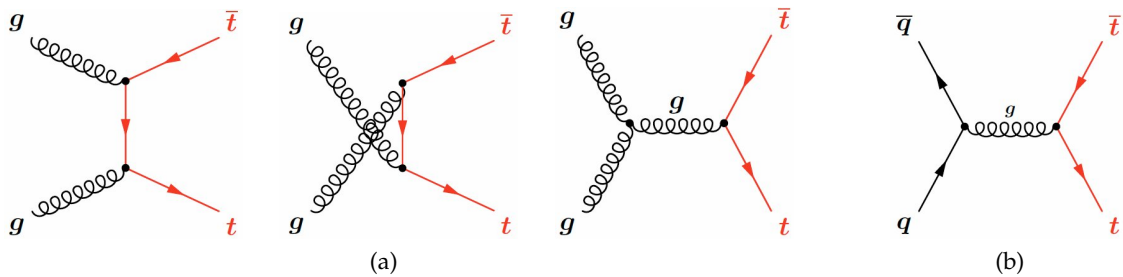


Abbildung 2.1.: Top-Quark-Paarproduktion durch (a) Gluon-Fusion und (b) Quark-Antiquark-Annihilation [12].

In Tabelle 2.4 ist der totale Wirkungsquerschnitt für die Top-Quark-Paarproduktion am Tevatron und am LHC angegeben und in Abbildung 2.2 ist die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Prozesse für beide Beschleuniger zu sehen. Man sieht für den totalen Wirkungsquerschnitt für alle Prozesse einen leichten Anstieg mit steigender Schwerpunktsenergie. Der Wirkungsquerschnitt für  $t\bar{t}$ -Prozesse am LHC ist zwei bis drei Größenordnung höher als bei Tevatron. Die  $W$ - und  $Z$ -Wirkungsquerschnitte sind zwei Größenordnung höher als der des  $t\bar{t}$ -Prozesses. Das Verhältnis zwischen  $W$ - und  $Z$ -Wirkungsquerschnitt bleibt konstant über einen großen Bereich von Schwerpunktsenergie. Der Anstieg ist nicht so steil wie bei  $t\bar{t}$ -Prozesse.  $t\bar{t}$ -Prozesse steigt mit der Schwerpunktsenergie stark an. Am LHC liefern  $t\bar{t}$ -Prozesse einen größeren Beitrag im Gegensatz zu Tevatron.

Experiment	$\sigma$ [pb]
Tevatron ( $\sqrt{s} = 1,96$ TeV)	$6,9^{+0,46}_{-0,64}$
LHC ( $\sqrt{s} = 7$ TeV)	$165^{+11}_{-16}$
LHC ( $\sqrt{s} = 10$ TeV)	$374^{+18}_{-33}$
LHC ( $\sqrt{s} = 14$ TeV)	$827^{+27}_{-63}$

Tabelle 2.4.: Wirkungsquerschnitt für Top-Quark-Paarproduktion am Tevatron und am LHC bei verschiedenen Schwerpunktsenergien [14].

**Single-Top-Quark:** Top-Quarks können auch durch die schwache Wechselwirkung erzeugt werden, allerdings nicht paarweise, sondern einzeln. Hierbei koppelt das Top-Quark an ein Bottom-Quark und ein  $W$ -Boson. Die dazugehörigen Feynmandiagramme sind in Abbildung 2.3 dargestellt.

Man unterscheidet drei Fälle der Single-Top-Quark-Produktion:

- s-Kanal: Zwei Quarks erzeugen ein  $W$ -Boson, das in ein Bottom-Quark und ein Top-Quark zerfällt.
- t-Kanal: Ein virtuelles  $W$ -Boson wandelt ein Bottom-Quark in ein Top-Quark um.

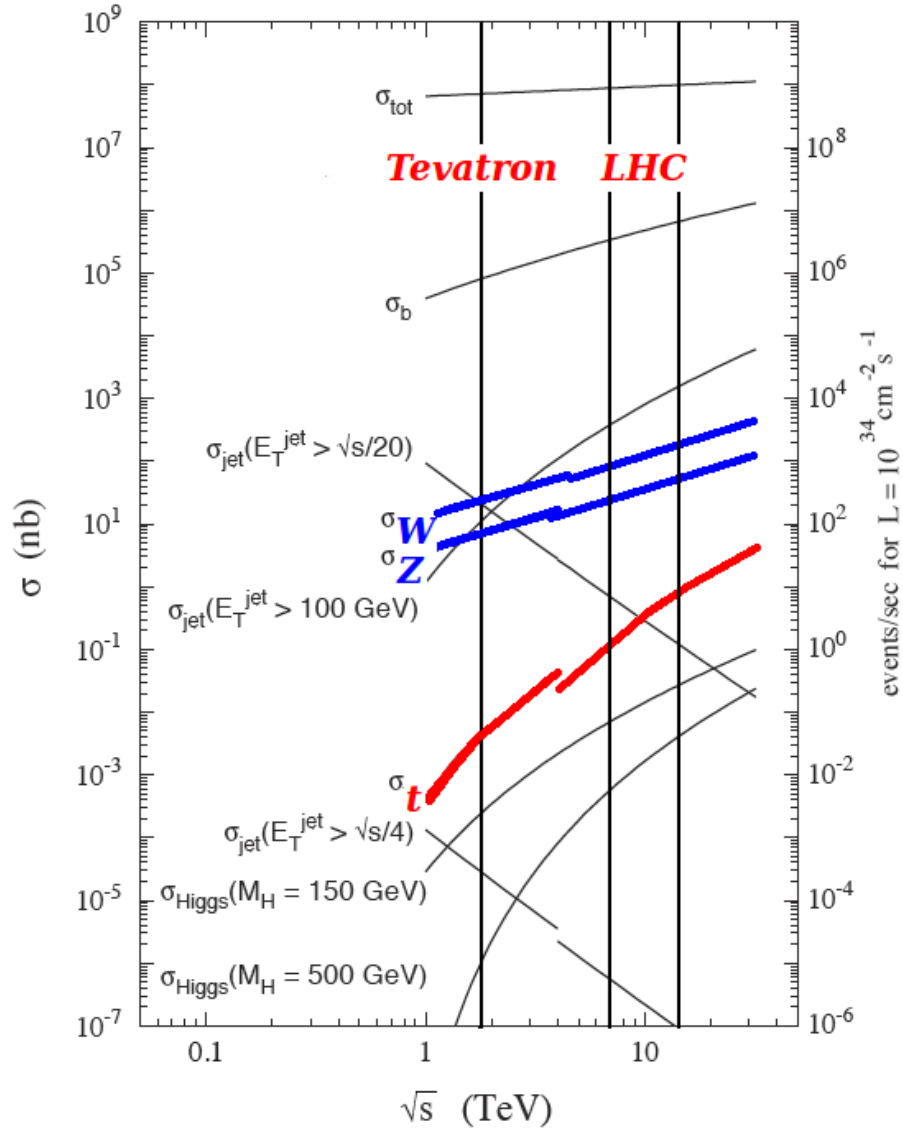


Abbildung 2.2.: Wirkungsquerschnitt verschiedener Prozesse in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Die blaue Kurve bezeichnet die Top-Quark-Paarproduktion. Die Produktion von W- und Z-Bosonen werden rot markiert. Die drei vertikalen Linien zeigen die Schwerpunktsenergie von Tevatron und LHC (7 TeV bzw. 14 TeV). Der Sprung in der Kurve des Top-Quark-Wirkungsquerschnittes wird durch die unterschiedlichen kollidierenden Hadronen verursacht [13].

- Assoziierte Produktion: In diesem Kanal werden durch ein Bottom-Seequark<sup>2</sup> und ein Gluon ein Top-Quark und ein reelles  $W$ -Boson erzeugt.

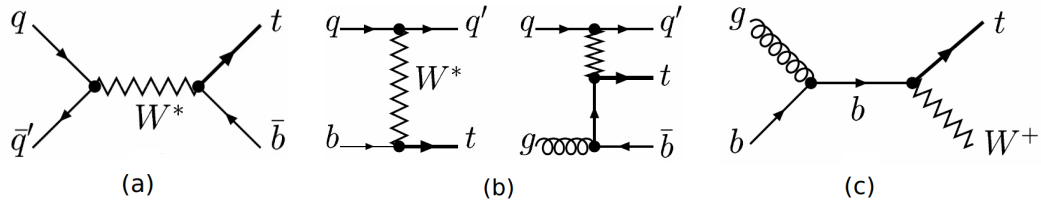


Abbildung 2.3.: Feynman-Diagramme zur Produktion von einzelnen Top-Quarks im (a) s-Kanal, im (b) t-Kanal und (c) für die assoziierte Produktion [12].

### 2.2.2. Zerfallskanäle

Das Top-Quark zerfällt fast ausschließlich in ein  $W$ -Boson und ein Bottom-Quark wie in Abbildung 2.4 dargestellt.

$$t \rightarrow W^+ + b \quad (2.4)$$

$$\bar{t} \rightarrow W^- + \bar{b} \quad (2.5)$$

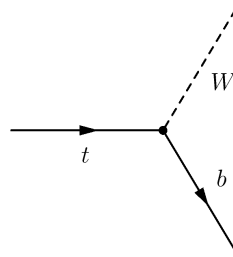


Abbildung 2.4.: Top-Quark-Zerfall.

Der anschließende Zerfall des  $W$ -Bosons ist für die Topologie eines Top-Quark-Ereignisses entscheidend. Das  $W$ -Boson kann entweder in ein Paar von Leptonen oder in ein Quark-Antiquark-Paar zerfallen. Man unterscheidet daher folgende Kanäle:

- Dileptonischer Kanal: Beide  $W$ -Bosonen zerfallen leptonisch. Dieser Kanal hat ein geringes Verzweigungsverhältnis von 11% (s. auch Abb. 2.5). Aufgrund der klaren Signatur ist dieser Kanal am besten vom Untergrund zu unterscheiden, andererseits wegen des kleinen Verzweigungsverhältnisses schwer zu beobachten.

<sup>2</sup>See-Quarks entstehen als Quark-Antiquark-Paare durch Gluon-Splitting im Proton und annihilieren sofort wieder.

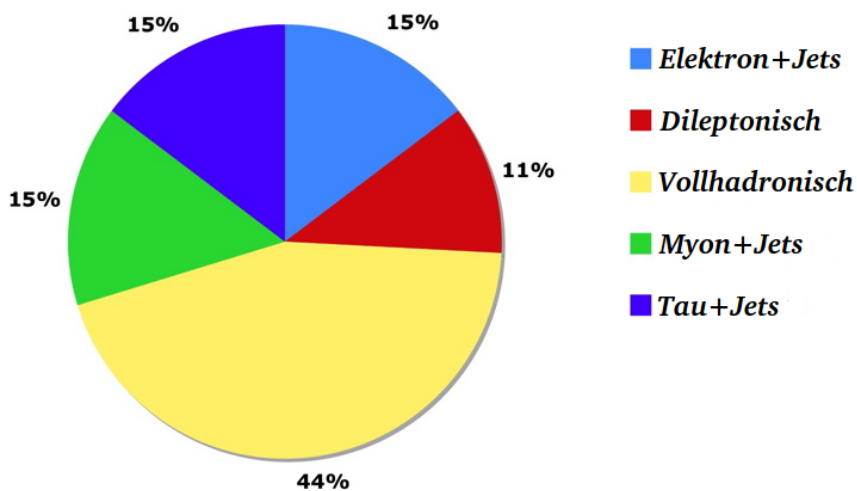


Abbildung 2.5.: Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall von  $t\bar{t}$ -Paaren [15].

- Vollhadronischer Kanal: Beide  $W$ -Bosonen zerfallen hadronisch mit einem hohen Verzweigungsverhältnis von 44%. Es entstehen zwei Bottom- und vier leichte Quarks. Dieser Kanal hat einen hohen Untergrund aus QCD-Ereignissen, der es schwierig macht,  $t\bar{t}$ -Ereignisse auszuwählen.
- Lepton+Jets-Kanal: Ein  $W$ -Boson zerfällt leptonisch und das andere hadronisch. Dieser Kanal hat ein hohes Verzweigungsverhältnis von 45%. Er hat außerdem geringe Untergründe und eine hohe Statistik, deswegen ist dieser Zerfallskanal gut geeignet, um  $t\bar{t}$ -Ereignisse zu untersuchen. Er ist in Abbildung 2.6 dargestellt.

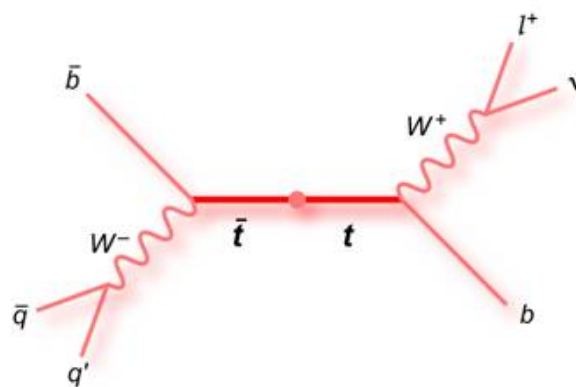


Abbildung 2.6.: Schematische Darstellung des  $t\bar{t}$ -Zerfalls im Lepton+Jets-Kanal [12].

### 2.3. $W$ - und $Z$ -Bosonen

Die  $W$ - und  $Z$ -Bosonen wurden im Jahr 1983 am CERN an den Experimenten UA1 und UA2 entdeckt. Das  $W$ -Boson besitzt eine Masse von  $80,403 \pm 0,029$  GeV [16], das  $Z$ -Boson hat eine Masse von  $91,1876 \pm 0,0021$  GeV [16].  $W$ -Bosonen sind elektrisch geladen, sie besitzen entweder positive oder negative Ladung.  $Z$ -Bosonen sind elektrisch neutral.

Die geladenen Vektorbosonen  $W^+$  und  $W^-$  sind – wie bereits erwähnt – Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung und wurden durch den Prozess

$$p + \bar{p} \rightarrow W^\pm + X \quad (2.6)$$

zwischen Protonen und Antiprotonen entdeckt.  $X$  steht hier für ein beliebiges weiteres Teilchen. Nach dem  $W$ -Boson wurde auch das  $Z$ -Boson durch den Prozess

$$p + \bar{p} \rightarrow Z + X \quad (2.7)$$

entdeckt. Das  $W$ -Boson zerfällt leptonisch gemäß

$$W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e \quad \text{und} \quad W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e \quad \text{mit} \quad (BR = 10,9 \pm 0,4)\%, \quad (2.8)$$

$$W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{und} \quad W^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad \text{mit} \quad (BR = 10,2 \pm 0,5)\%, \quad (2.9)$$

$$W^+ \rightarrow \tau^+ + \nu_\tau \quad \text{und} \quad W^- \rightarrow \tau^- + \bar{\nu}_\tau \quad \text{mit} \quad (BR = 11,3 \pm 0,8)\%. \quad (2.10)$$

Das  $Z$ -Boson zerfällt in ein Lepton-Antilepton-Paar oder hadronisch:

$$Z \rightarrow e^+ + e^- \quad \text{mit} \quad (BR = 3,663 \pm 0,008)\%, \quad (2.11)$$

$$Z \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad \text{mit} \quad (BR = 3,367 \pm 0,013)\%, \quad (2.12)$$

$$Z \rightarrow \tau^+ + \tau^- \quad \text{mit} \quad (BR = 3,360 \pm 0,015)\%, \quad (2.13)$$

$$Z \rightarrow \nu_{e,\mu,\tau} + \bar{\nu}_{e,\mu,\tau} \quad \text{mit} \quad (BR = 20,01 \pm 0,16)\%, \quad (2.14)$$

$$Z \rightarrow \text{hadronisch} \quad \text{mit} \quad (BR = 69,90 \pm 0,15)\%. \quad (2.15)$$

Die  $W$ - und  $Z$ -Bosonen können indirekt durch ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen werden, da beide Bosonen eine kurze Lebensdauer ( $< 10^{-24}$  s) haben. Aufgrund der Erzeugung von Jets durch die hadronischen Zerfälle sind die leptonischen Zerfälle wegen ihrer klaren Signatur von experimentellem Interesse, obwohl die hadronischen Zerfälle wesentlich häufiger auftreten.



## Kapitel 3.

# Das ATLAS-Experiment am Large Hadron Collider

### 3.1. Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) [17] ist ein ringförmiger Teilchenbeschleuniger am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf. Er hat einen Umfang von ca. 27 km und befindet sich in ca. 100 m Tiefe in dem Tunnel, der für den Large-Elektron-Positron-Beschleuniger (LEP) verwendet wurde.

Am LHC werden Protonen in entgegengesetzter Richtung beschleunigt und zur Kollision gebracht. Die Protonstrahlen werden mit einer Rate von bis zu 40 MHz zur Kollision gebracht und von 9300 Magneten auf ihrer Bahn gehalten. Die supraleitenden Magneten werden mittels flüssigen Heliums auf 1,9 K gekühlt. Der LHC wurde im Herbst 2008 in Betrieb genommen. Die ersten Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 900 GeV wurden im November 2009 erfolgreich durchgeführt und erste Ereignisse wurden von den Detektoren aufgenommen. Die ersten Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV fanden am 30. März 2010 statt. Das Ziel am LHC ist es, eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV und eine instantane Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  zu erreichen. Die Luminosität eines Speicherrings ergibt sich aus der Anzahl der Teilchen in den aufeinander treffenden Paketen und ist wie folgt definiert:

$$L = \frac{N_a N_b f}{4\pi\sigma_x\sigma_y}. \quad (3.1)$$

$f$  ist die Umlauffrequenz eines Teilchenpaketes,  $N_a$  und  $N_b$  die Anzahl der Protonen pro Paket,  $\sigma_x$  und  $\sigma_y$  bezeichnen die jeweilige Ausdehnung der Teilchenpakete senkrecht zum Strahl.

Die Ereignisrate  $\dot{N}$  eines speziellen Prozesses ist wie folgt definiert:

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

Dabei ist  $\sigma$  der Wirkungsquerschnitt des Prozesses.

An vier Punkten, an denen die Protonstrahlen kollidieren, befinden sich die vier großen Detektoren ATLAS, CMS, ALICE und LHCb sowie zwei kleinere Detektoren TOTEM und LHCf. In Abbildung 3.1 sind der LHC und die Lage der vier großen Experimente schematisch dargestellt.

- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) und CMS (Central Muon Solenoid) sind Vielzweckdetektoren, die einen großen Bereich der stattfindenden physikalischen Prozesse untersuchen können.

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment) dient hauptsächlich der Untersuchung von Quark-Gluon-Plasma, das bei Kollisionen von Bleikernen entsteht.
- LHCb untersucht  $b$ -Quark-Zerfälle und CP-Verletzung.

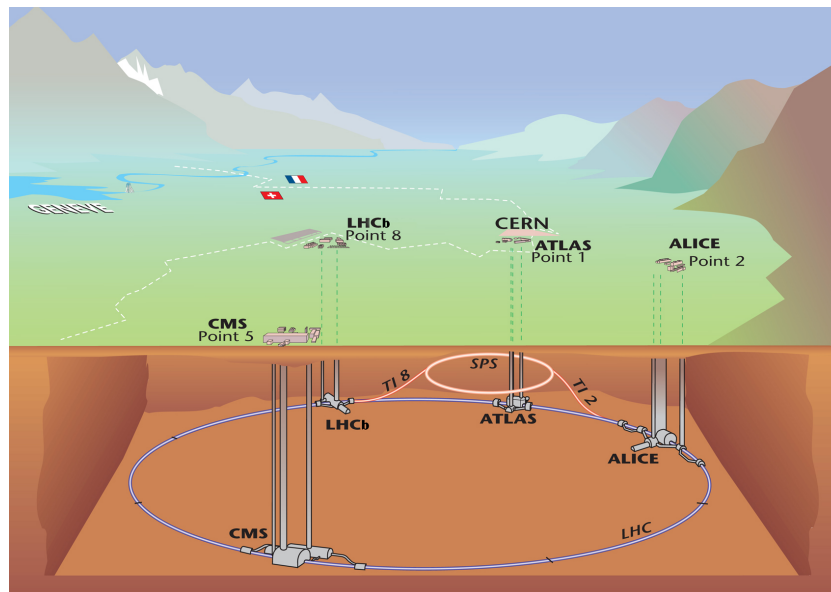


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung des Large Hadron Colliders und die Lage der vier großen Detektoren [18].

### 3.2. Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor ist mit einer Länge von 42 m, einem Durchmesser von 22 m und einem Gewicht von 7000 Tonnen der größte der vier Detektoren. Sein Aufbau ist in Abbildung 3.2 zu sehen.

Das ATLAS-Koordinatensystem ist ein rechtshändiges Koordinatensystem, bei dem die drei Achsen in kartesischen Koordinaten  $(x, y, z)$  wie folgt definiert sind :

- Die positive  $x$ -Achse zeigt vom Wechselwirkungspunkt zum Zentrum des LHC-Rings.
- Die positive  $y$ -Achse zeigt nach oben.
- Die  $x$ - $y$  Ebene steht senkrecht zur Strahlachse.
- Die  $z$ -Achse zeigt in Richtung der Protonenstrahlen.

Der Azimutwinkel  $\phi$  wird in der  $x$ - $y$  Ebene um die Strahlrichtung gemessen; die positive  $x$ -Achse entspricht  $\phi = 0$ . Der Polarwinkel  $\theta$  wird gegenüber der Strahlrichtung gemessen und

bei  $\theta = 0$  ist die  $z$ -Achse positiv. Eine sehr gebräuchliche Größe ist die Rapidität  $y$ , die sich unter Lorentztransformationen additiv verhält:

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

Eine gute Näherung für die Rapidität ist die Pseudorapidität im Fall  $p \gg m$ , z.B. bei Leptonen. Sie ist definiert als

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (3.4)$$

Differenzen von Pseudorapiditäten  $\eta$  wird bei der Hadronkollider häufiger verwendet als der Polarwinkel  $\theta$ , da die Pseudorapidität invariant unter Lorentz-Boosts ist.

Anhand dieser Größen können Abstände in der  $\eta - \phi$ -Ebene im ATLAS-Detektor durch

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (3.5)$$

angegeben werden.

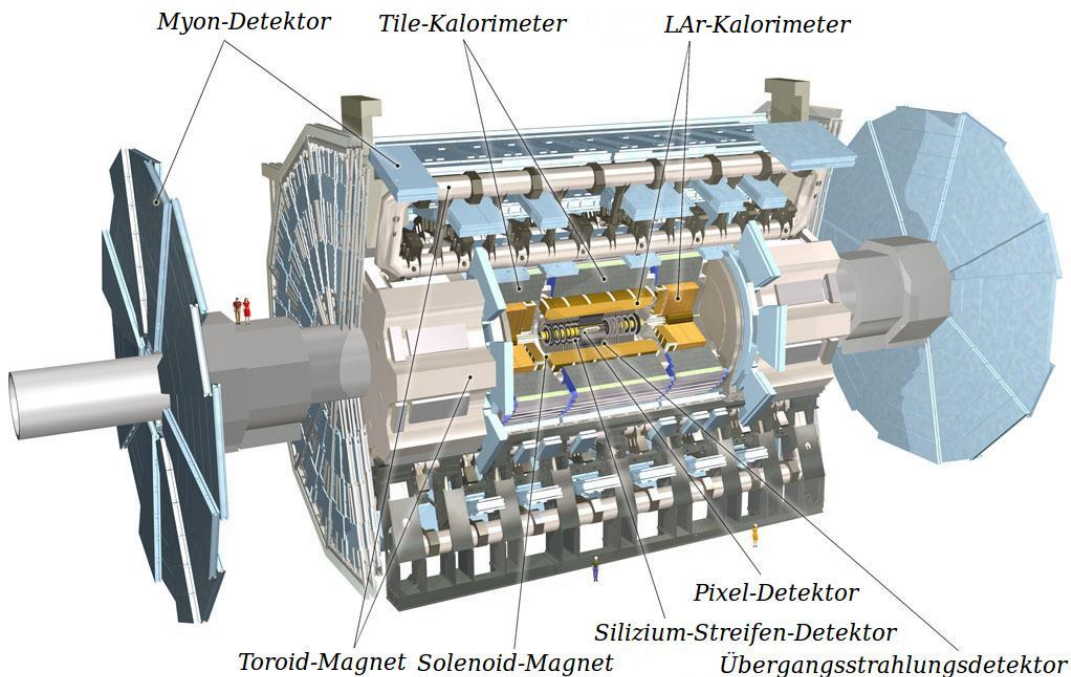


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung des ATLAS-Detektors [18].

Die für diese Arbeit relevanten Komponenten werden im Folgenden kurz beschrieben. Eine vollständige Beschreibung des ATLAS-Detektors findet sich in [19].

### 3.2.1. Der innere Detektor

Der innere Detektor befindet sich in einem Magnetfeld von 2 T, das von einem supraleitenden Solenoidmagneten erzeugt wird. Aufgrund des Magnetfeldes ist die Spur eines geladenen

Teilchens, das durch den Detektor fliegt, gekrümmt, so dass der Impuls und die Ladung des Teilchens anhand des Krümmungsradius bestimmt werden können. Der innere Detektor hat einen Radius von 1,15 m und eine Länge von 7 m. Er besteht aus drei Subkomponenten: dem Pixel-Detektor, dem Silizium-Streifen-Detektor und dem Übergangsstrahlungsdetektor. Der Aufbau des inneren Detektors ist in Abbildung 3.3 zu sehen.

Der innere Detektor besteht aus drei räumlichen Einheiten: dem Barrelteil, der zylindersymmetrisch um die Strahlachse angeordnet ist, und den beiden Endkappen, die sich in beiden Richtungen entlang der Strahlachse daran anschließen.

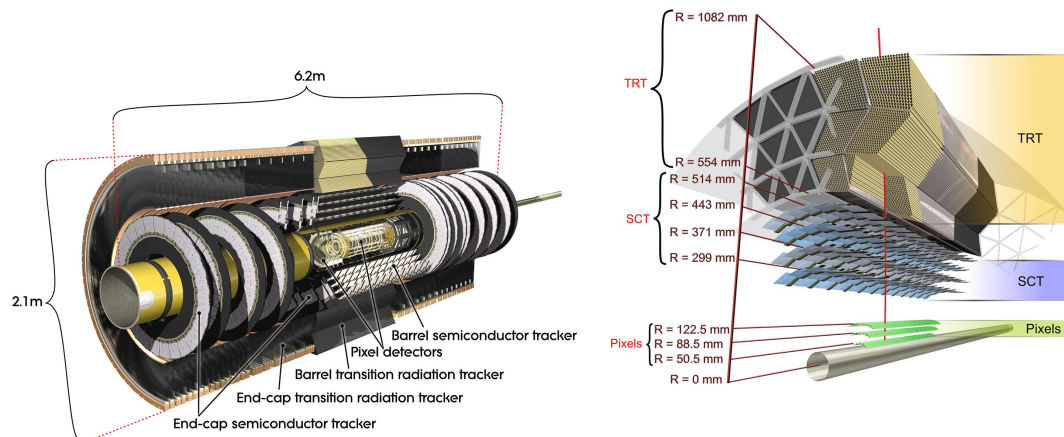


Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung des inneren Detektors.[18].

**Pixel-Detektor** Der Pixel-Detektor bildet die innerste Komponente des inneren Detektors mit einem Abstand der ersten Lage von ca. 5 cm zur Strahlachse. Er hat die höchste Granularität und damit die beste Auflösung. Im Zentralbereich in der Region  $|\eta| \leq 1,7$  des Detektors, besteht er aus drei um die Strahlachse angeordneten zylindrischen Lagen. Der Vorwärtsbereich deckt den Bereich  $1,7 < |\eta| < 2,5$  ab und ist auf jeder Seite in fünf Scheiben eingeteilt. Der Pixel-Detektor ermöglicht hochpräzise Messungen durch Stoßpunkts des Teilchens mit einer Genauigkeit von wenigen Mikrometern. Die Spuren werden im Zentralbereich mit einer Auflösung von  $10 \mu\text{m}$  in  $r-\phi$ - und  $115 \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung gemessen.

**Der Silizium-Streifen-Detektor** Der Silizium-Streifen-Detektor (Semi-Conductor-Tracker, SCT) schließt an den Pixel-Detektor ab einem radialen Bereich von  $r = 30 \text{ cm}$  an. Er besteht aus einem Zentralbereich innerhalb von  $|\eta| \leq 1,4$  und einem Endkappenbereich innerhalb von  $1,4 < |\eta| < 2,5$ . Beim SCT werden Streifen als Kathode verwendet, da die Fläche zu groß ist, um ihn mit Pixelsensoren auszustatten. Im zentralen Bereich besteht er aus acht Lagen Siliziumstreifenmodulen, die in einem Abstand von ca.  $80 \mu\text{m}$  angeordnet sind.

**Der Übergangsstrahlungsdetektor** Die dritte Komponente des inneren Detektors ist der Übergangsstrahlungsdetektor (Transition Radiation Tracker, TRT). Der Zentralbereich des Detektors deckt die Region  $|\eta| \leq 0,7$  und der Endkappenbereich die Region  $0,7 < |\eta| < 2,5$  ab.

Der TRT ist aus 4 mm dicken Röhren, die mit einer  $Xe CO_2$ -Gasmischung gefüllt sind, aufgebaut. Diese sind in einem radialen Abstand zwischen 56 cm und 103 cm parallel zur Strahlachse angeordnet. Zwischen den einzelnen Röhren befinden sich Polypropylen-Fasern, die als Übergangsstrahlungsmaterial dienen. Beim Durchgang von geladenen Teilchen mit relativistischen Geschwindigkeiten durch zwei Medien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten wird Übergangsstrahlung erzeugt, deren Intensität proportional zum Lorentz-Faktor  $\gamma$  ist. Dieser kann gemäß  $\gamma = E/m$  zur Unterscheidung von Teilchen genutzt werden. Der TRT misst in der Regel 36 Spurpunkte.

### 3.2.2. Das Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem bestimmt die Energie, die Position und die Richtung der neutralen oder geladenen Teilchen (z.B. Elektronen, Photonen, Jets usw.), die in den Kollisionen erzeugt werden. Wenn Teilchen in das Kalorimeter eindringen, wechselwirken sie mit dem Detektormaterial und deponieren so ihre Energie. Aufgrund der unterschiedlichen Reichweite von Elektron und Hadronen besteht das Kalorimetersystem aus einem elektromagnetischen Kalorimeter und einem hadronischen Kalorimeter. Alle Kalorimeter, die bei ATLAS verwendet werden, sind sogenannte Sampling-Kalorimeter, die aus einem passiven Absorbermaterial (z.B. Fe, Pb, U) und einem aktiven Detektormaterial (z.B. flüssiges Argon oder Plastikszintillatoren) bestehen. Der schematische Aufbau des ATLAS-Kalorimetersystems ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Die Kalorimeter decken den Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| \leq 4,9$  ab.

**Elektromagnetisches Kalorimeter (EM)** Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus einem zylindrischen Zentralteil ( $|\eta| < 1,475$ ), der um die Strahlachse angeordnet ist, und den beiden Endkappen ( $1,375 < |\eta| < 3,2$ ). Im Bereich von  $1,37 < |\eta| < 1,52$  befindet sich eine Lücke im Detektor, weshalb dieser hier nicht empfindlich ist. Das Kalorimeter misst die Energie von Elektronen und Photonen, die mit dem Material elektromagnetisch, hauptsächlich über Bremsstrahlung und Paarbildung, wechselwirken. Im gesamten elektromagnetischen Kalorimeter wird Blei als passiver Absorber verwendet, mit dem einlaufende Elektronen und Photonen wechselwirken. Die durch diese Wechselwirkung entstehenden Teilchenschauer werden in flüssigem Argon, welches als aktives Material verwendet wird, nachgewiesen. Die Auflösung hängt von der  $\eta$ -Position und von Teilchentyp ab. Beispielsweise wird die Auflösung für das Elektron.

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{9.3\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.56\%[GeV], \quad \text{for } \eta = 0.3 \quad (3.6)$$

und

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{19.4\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.43\%[GeV], \quad \text{for } \eta = 1.65 \quad (3.7)$$

erwartet.

**Hadronisches Kalorimeter** Die Hadronen passieren das elektromagnetische Kalorimeter ohne wesentliche Energieverlust. Das hadronische Kalorimeter befindet sich direkt hinter dem elektromagnetische Kalorimeter und misst die Energie von hadronischen Teilchen wie

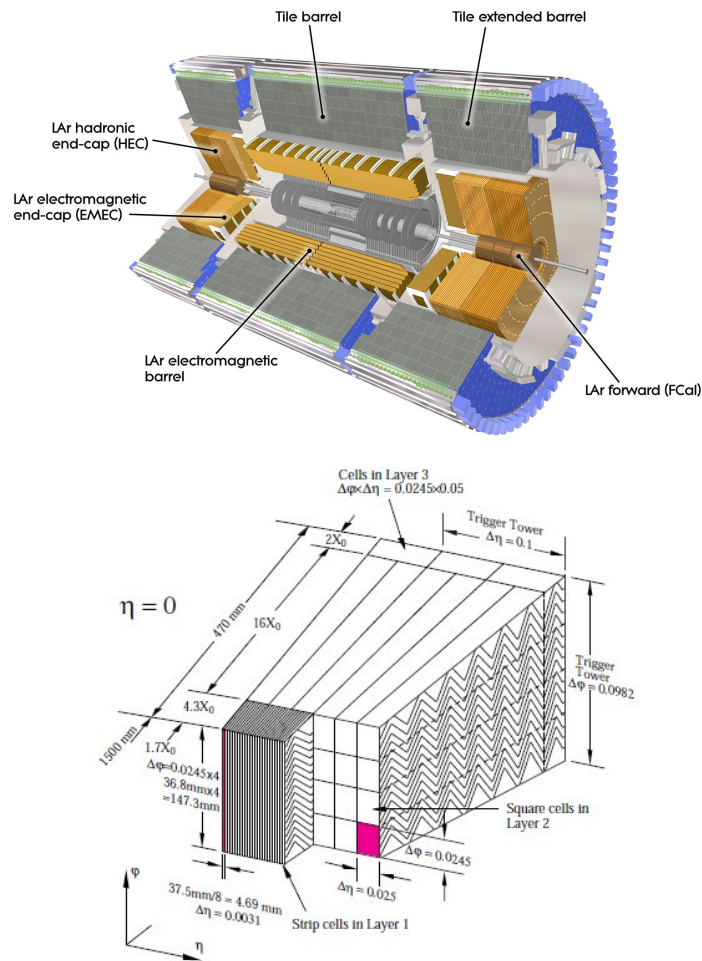


Abbildung 3.4.: Schematische Darstellung des ATLAS Kalorimeters[18].

z.B. Pionen und Kaonen. Es besteht aus drei Subdetektoren: einem Plattenkalorimeter, einem Endkappen- und einem Vorwärtskalorimeter (FCal). Im Plattenkalorimeter wird Eisen als Absorbermaterial eingesetzt und die Teilchenschauer werden mit Szintillatorplatten nachgewiesen. Das Plattenkalorimeter deckt den Bereich von  $|\eta| < 1,7$  ab. Das Endkappen-Hadronkalorimeter deckt den Bereich von  $1,5 \leq |\eta| \leq 3,2$  ab. In ihm wird flüssiges Argon als aktives Material und Kupferplatten als passiver Absorber verwendet. Das FCal deckt den die Region  $3,2 \leq |\eta| \leq 4,9$  ab und verwendet flüssiges Argon als aktives Detektormaterial. Die Auflösung von hadronischen Kalorimeter ist schlechter als die Auflösung des elektromagnetischen Kalorimeter. Für die Auflösung wird einen typischen Wert von etwa

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{60\%}{\sqrt{E}} [GeV] \quad (3.8)$$

erwartet. Die Auflösung von fehlende transversalen Energie wird auf

$$\sigma(E_T^{\text{miss}}) = (0,53 \text{ to } 0,57) \times \sqrt{\sum E_T = 20 \text{ to } 2000 [GeV]} \quad (3.9)$$

### 3.2.3. Das Myonsystem

Myonen haben eine größere Masse als Elektronen. Deswegen ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung viel geringer. Da das Myon ein Lepton ist, kann es nicht stark mit der Materie des Detektors wechselwirken. Deswegen sind sie die einzigen geladenen Teilchen, die den gesamten Detektor passieren. Das Myonsystem befindet sich im äußersten Bereich des ATLAS-Detektors und arbeitet ähnlich wie das Spursystem im inneren Detektor. Es verfügt über ein separates Magnetfeld zur Ablenkung der Myonen. Allerdings ist das Magnetfeld im Myon-System in konzentrischen Kreisen um die Strahlröhre des Beschleunigers aufgebaut, wohingegen das Magnetfeld im inneren Detektor parallel zum Protonenstrahl ausgerichtet ist. Dadurch erreicht man eine gute Impulsmessung und damit die Möglichkeit, Myonen zu identifizieren.

Das Myonsystem ermöglicht die Impulsbestimmung innerhalb der Region  $|\eta| \leq 2,7$  und besteht aus vier verschiedenen Typen von Detektoren. Die Monitored Drift Tubes (MDTs) sind für die präzise Orts- und Impulsmessung von Myonen verantwortlich und bestehen aus mehreren Schichten von gasgefüllten Driftrohren. Im Vorwärtsbereich werden Cathode Strip Chambers (CSCs) statt MDTs verwendet, da die Strahlenbelastung in diesem Bereich für die MDTs zu hoch ist. Sie besitzen eine gute Auflösung von  $50 \mu\text{m}$  und große Auslesezeiten. Resistive Plate Chambers (RPCs) im Zentralbereich und Thin Gap Chambers (TGCs) im Endkappenbereich dienen als Triggerkammern des Myonspektrometers und befinden sich innerhalb von  $|\eta| \leq 2,7$ . Sie besitzen eine Zeitauflösung von  $1 \text{ ns}$  und kleinere Ortsauflösungen.

### 3.2.4. Das ATLAS-Triggersystem

Nach einer Proton-Proton-Kollision bei hoher Schwerpunktsenergie entstehen hunderte von Teilchen. Die Kreuzungsrate liegt bei  $40 \text{ MHz}$ . Aufgrund der riesigen Anzahl von Ereignissen innerhalb kürzester Zeit können nicht alle Daten gespeichert werden. Mit Hilfe des Triggersystems soll die Entscheidung getroffen werden, welche Daten ausgewählt und gespeichert und welche verworfen werden. Bei der maximalen Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  wird eine Datenrate von ca.  $1 \text{ GHz}$  erwartet. Durch den Trigger soll diese Rate auf ein Maß von  $200 \text{ Hz}$  reduziert werden. Das Triggersystem wird wie in Abbildung 3.5 dargestellt in drei Stufen aufgeteilt: Level-1-Trigger, Level-2-Trigger und Event-Filter. Level-2 Trigger- und Event-Filter werden zusammen als High-Level-Trigger (HLT) bezeichnet. Jedes Trigger-Level verfeinert die Entscheidungen der vorherigen Stufen.

Der hardwarebasierte **Level-1-Trigger (LVL1)** ist die erste Stufe des Triggersystems bei ATLAS. Die Detektorinformationen aus den Kalorimetern sowie aus den beiden Myon-Triggerkammern des Myonspektrometers werden genutzt, um die Ereignisrate von  $40 \text{ MHz}$  auf  $75 \text{ kHz}$  zu reduzieren.

Die Reduktion der Ereignisrate auf  $75 \text{ kHz}$  geschieht innerhalb von  $2,5 \mu\text{s}$ . Die Ereignisse, die aufgrund der Kriterien des LVL1-Triggers als interessant eingestuft werden, werden ausgewählt und an die Auslesespeicher weitergeleitet. Die restlichen Daten werden nicht mehr verwendet und verworfen. Der **Level-2-Trigger (LVL2)** ist die zweite Stufe des Triggersystems und basiert auf Software. In LVL1 werden die sogenannten „Regions of Interest“ (RoI) markiert. Die Informationen von RoI werden an LVL2-Trigger übergeben, der eine erhöhte

Granularität und Präzision von RoI verwendet, um die Datenrate von die 75 kHz auf 2 kHz innerhalb von 40 ms zu reduzieren.

Der **Event-Filter (EF)** ist die letzte Stufe des Triggersystems. Er ist ebenso software-basiert und trifft die letzte Entscheidung, ob ein Ereignis für die weitere Analyse verwendet wird. Durch den EF wird die Datenrate innerhalb von 2 s auf 200 Hz reduziert. Nachdem die Ereignisse den EF passiert haben, werden sie gespeichert und können für spätere Physikanalysen verwendet werden.



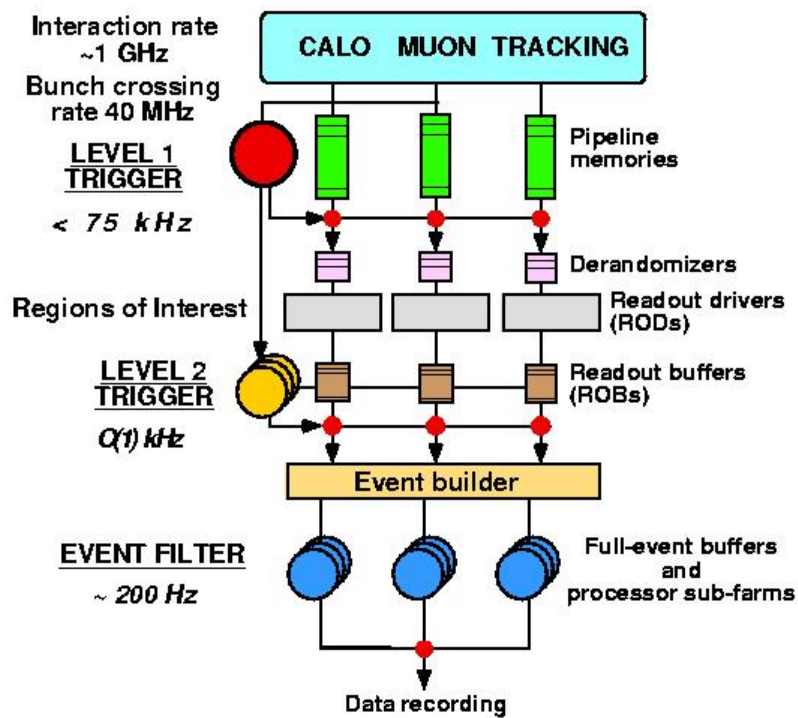


Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung des ATLAS-Triggersystems [20].



# Kapitel 4.

## Software und Datensätze

### 4.1. Simulation

Zur Erzeugung von Ereignissen mit einer realistischen Detektorsimulation sind folgende Schritte notwendig:

- Ereignisgenerierung
- Detektorsimulation
- Digitalisierung
- Rekonstruktion

Die Rekonstruktion ist für Monte-Carlo und Daten gleich und wird in Kapitel 5 erklärt.

#### 4.1.1. Ereignisgenerierung

Die Simulation von Proton-Proton-Kollisionen am ATLAS-Experiment wird in mehreren Schritten durchgeführt. Diese sind schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt und im Folgenden aufgezählt:

- Es werden Partonen ausgewählt, die im sogenannten harten Streuprozess miteinander wechselwirken, und das Matrixelement des zugehörigen Feynmangraphen wird berechnet.
- Beim Streuprozess werden zwei auslaufende Teilchen erzeugt, welche weiterhin miteinander wechselwirken.
- Schauer von Quarks und die Abstrahlung von Gluonen werden modelliert (Partonschauer).
- Aufgrund des Confinements hadronisieren die einzelnen Quarks.
- Die entstandenen instabilen Teilchen zerfallen in beobachtbare Teilchen.

Mit MC-Generatoren können Ereignisse im kinematischen Bereich des Beschleunigerexperiments generiert werden. Die MC-Generatoren liefern Informationen über die Teilchen, wie z.B. deren Viererimpulse. Eine detaillierte Übersicht der MC-Generatoren für Hadron-Kollisionen befindet sich in [22]. Die folgenden Generatoren werden verwendet, um die in dieser Analyse untersuchten Prozesse zu simulieren:

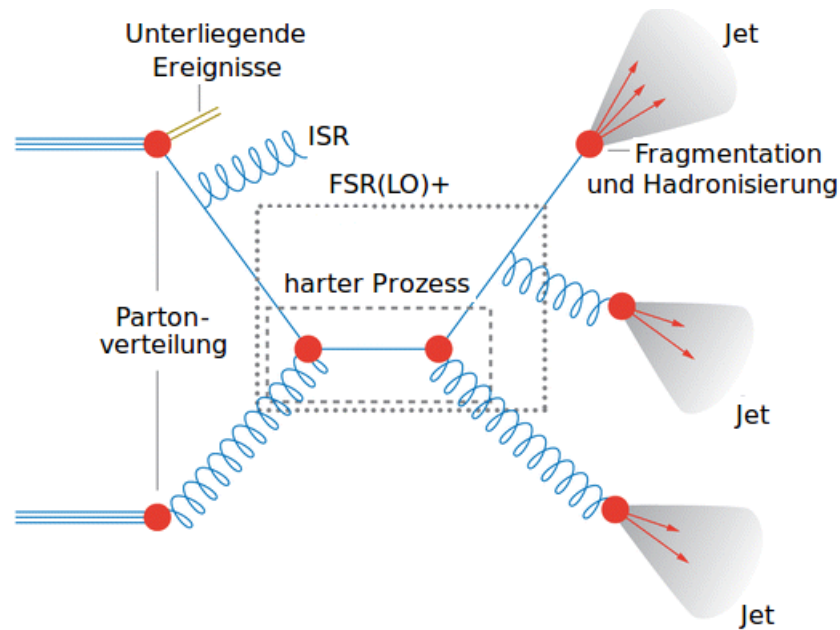


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung eines typischen Prozesses inklusive Abstrahlung im Anfangs- (ISR) und Endzustand (FSR) und Hadronisierung [21].

**ALPGEN:** Der ALPGEN-Generator [23] wird für die Simulation von Ereignissen mit hohen Jet-Multiplizitäten bei der Kollision von Hadronen verwendet; er generiert die Ereignisse in führender Ordnung. Zur Simulation der Hadronisierung sowie der Abstrahlung im Anfangs- oder Endzustand (ISR: Initial State Radiation bzw. FSR: Final State Radiation) kann dann entweder PYTHIA oder HERWIG verwendet werden.

**MC@NLO:** Der MC@NLO-Generator [24] kann Prozesse bis zur nächst-führenden Ordnung (next-to-leading-order, NLO) berechnen. Ereignisse mit vielen Jets können beschrieben werden. Nachdem Ereignisse von MC@NLO erzeugt worden sind, werden sie an HERWIG weitergegeben, um Partonschauer zu generieren und um die Hadronisierung der Partonen zu simulieren.

**HERWIG:** HERWIG [25] ist ein Partonschauergenerator, der den harten Prozess in führender Ordnung berechnet. Er kann eine Vielzahl physikalischer Prozesse simulieren. HERWIG kann Ereignisse mit Hilfe implementierter LO-Matrixelemente, Partonschauer, Teilchenzerfälle und Mehrfach-Wechselwirkungen vollständig generieren.

**PYTHIA:** PYTHIA [26] ist wie HERWIG ein Vielzweck-MC-Generator für Teilchenkollisionen bei sehr hohen Energien. Dabei kann PYTHIA im Gegensatz zu HERWIG auf eine größere

Anzahl simulierbarer Prozesse zurückgreifen. PYTHIA führt die Erzeugung der harten Wechselwirkung, den Zerfall der Wechselwirkungsprodukte und die Schauerentwicklung durch.

**JIMMY:** JIMMY [27] ist für die Simulation von Mehrfach-Wechselwirkungen und unterliegenden Ereignissen ("Underlying Event") zuständig. Bei einem unterliegenden Ereignis handelt es sich um die Partonen, die nicht an der harten Wechselwirkung beteiligt sind. Die sind Restwechselwirkungen zwischen den anderen Konstituenten der beiden Protonen die an den Wechselwirkung teilnehmen. JIMMY ist eine Erweiterung des HERWIG-Generators und kann verschiedene Partonstreuungsprozesse in Hadron-Hadron-, Photon-Photon- oder Photon-Hadron-Ereignissen generieren.

#### 4.1.2. Detektorsimulation

Nachdem die Ereignisse inklusive ihrer Zerfälle simuliert worden sind, werden die Vierervektoren aller Teilchen an die Detektorsimulation übergeben. Die Simulation wird mit Hilfe von GEANT4 [28, 29] durchgeführt. Es generiert sogenannte Hits, welche Informationen über Position der Teilchen, die den Detektor passieren, und ihre in verschiedenen Komponenten deponierte Energie liefern. Eine detaillierte Konfigurationsdatei liefert eine genaue Beschreibung der Geometrie des ATLAS-Detektors und gewährleistet somit eine hohe Genauigkeit der simulierten Prozesse [30].

#### 4.1.3. Digitalisierung

Die Digitalisierung ist ein weiterer Schritt bei der MC-Produktion. Sie erfolgt direkt nach der Detektorsimulation und simuliert die Detektorantwort und das Auslesen der Daten. Dabei werden die von GEANT4 gelieferten Informationen in sogenannte Digits umgewandelt, die den Ausgabesignalen des Detektors, z.B. Spannungen und Zeiten, entsprechen.

#### 4.1.4. Verwendete MC-Datensätze

Die für diese Analyse verwendeten MC-Datensätze unterteilen sich in den  $t\bar{t}$ -Signal-Datensatz sowie  $W$ - und  $Z$ -Boson-Datensätze und einen Single-Top-Quark-Datensatz für die Simulation von Untergrundereignissen. Sie werden im Folgenden kurz beschrieben:

- Top-Quark-Paar- und Single-Top-Quark-Produktion wurden mit Hilfe des MC-Generators MC@NLO simuliert. Der harte Prozess der  $t\bar{t}$ -Produktion wird in der QCD in nächstführender Ordnung berechnet, so dass reale und virtuelle Korrekturen auf Matrixelement-Ebene enthalten sind. Als Partondichteverteilung wird CTEQ6M [31] verwendet. Der Partonschauer, die Fragmentationen und die Hadronisierung werden mit HERWIG simuliert, die Simulation unterliegender Ereignisse wird durch das Programmpaket JIMMY vorgenommen.
- Für die Produktion der  $W$ +Jets- und  $Z$ +Jets-Ereignisse, in denen viele Jets vorkommen, wurde ALPGEN in Verbindung mit HERWIG verwendet. Die unterliegenden Ereignisse wurden mit Hilfe von JIMMY erzeugt.
- Die Diboson-Ereignisse ( $WW$ ,  $ZZ$ ,  $WZ$ ) wurden von ALPGEN generiert und von HERWIG mit JIMMY aufgeschauert.

- QCD-Untergrundereignissen werden aus Daten bestimmt.

Alle für diese Analyse verwendeten MC-Datensätze sind mit ihren jeweiligen Wirkungsquerschnitten in Anhang C aufgelistet.

## 4.2. Verwendete ATLAS-Datensätze

ATLAS-Daten werden in Einheiten von sogenannten „Luminosity-Blocks“ (LB) aufgenommen. Die Qualität der aufgenommenen Daten wird durch sogenannte Daten-Qualitäts-Flags (DQ-Flag) beschrieben. Sie geben an, ob die Subdetektoren und die Trigger während der Daten-Aufnahme richtig funktionierten. Jedem Subdetektor und jedem LB wird eine DQ-Flag zugeordnet. Es gibt drei Typen von DQ-Flags: rot, gelb und grün. Grün indiziert, dass ein Subdetektor während der Datennahme des entsprechenden LBs gut funktionierte. Für die Analyse in dieser Arbeit werden LBs benutzt, deren Flags für den inneren Detektor, die Kalorimeter und den Myonspektrometer grün sind, um eine hohe Qualität der Objektrekonstruktion sicherzustellen. In der Analyse werden die Daten-Perioden G-I aus dem Jahr 2010 verwendet. Für jede Periode wird eine sogenannte „Good Run List“ (GRL) basierend auf den oben genannten Bedingungen produziert. Die integrierte Luminosität der verwendeten Datensätze beträgt nach der GRL-Selektion  $\mathcal{L} = 32 \text{ pb}^{-1}$ . Im Anhang sind die weitere Details zu den Datensätzen aufgelistet.

## 4.3. ATLAS-Datenformate

Die aus dem Trigger gelieferten Daten können in verschiedenen Datenformaten gespeichert und bearbeitet werden:

**Raw Data Objects (RDO):** Die RDOs sind der erste Schritt nach dem Ereignisfilter (vgl. Unterabschnitt 3.2.4). Die von ihm zurückgegebenen Ereignisse, die sogenannten Rohdaten, werden im RDO-Format gespeichert.

**Event Summary Data (ESD):** Weiterhin werden die Daten von RDOs nach der Rekonstruktion im ESD-Format gespeichert und können unmittelbar analysiert werden.

**Analysis Object Data (AOD):** In der Regel werden die Daten zusätzlich im AOD-Format gespeichert. Hier werden nur die Objekte, die für die jeweilige Analyse interessant sind, behalten.

Die Daten werden entweder in diesem Datenformat analysiert oder sie werden in einem N-Tupel<sup>1</sup> gespeichert und bearbeitet. Für die Analyse in dieser Arbeit wurde ein bereits vorhandenes N-Tupel verwendet, das mit einem internen Programm von der ATLAS-Top-Gruppe in Bonn erzeugt wurde [32].

---

<sup>1</sup>Als N-Tupel wird hier ein Datenformat mit einer Größe von wenigen Kilobytes pro Ereignis bezeichnet.

# Kapitel 5.

## Rekonstruktion physikalischer Objekte

Für physikalische Objekte wie Jets, Elektronen und Myonen sowie für die fehlende transversale Energie existieren spezielle Rekonstruktionsalgorithmen. Im Folgenden wird die Rekonstruktion verschiedener Objekte diskutiert, die sowohl für die Top-Quark-Paarproduktion als auch deren Untergründe besonders relevant sind.

### 5.1. Jets

Jets sind Teilchenbündel, die durch hochenergetische Quarks oder die Abstrahlung von Gluonen entstehen. In Jets befinden sich Teilchen wie Pionen, Kaonen, aber auch Baryonen wie Protonen. Aufgrund der Teilchenzusammensetzung unterscheiden sich die Signaturen der Jets im Detektor voneinander. Fast alle Teilchen in Jets deponieren ihre gesamte Energie im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter. Deswegen sind diese beiden Kalorimeter sehr wichtig, um Jets zu untersuchen. Es gibt eine Vielzahl von Jet-Algorithmen, die dazu dienen, aus den gegebenen Messwerten Jets zu rekonstruieren. In dieser Analyse wird der sogenannte „Anti- $k_T$ -Algorithmus“ benutzt[33], der standardmäßig von der ATLAS-Top-Quark-Gruppe verwendet wird.

**Anti- $k_T$ -Algorithmus** Als Eingangsgrößen dienen sogenannte Kalorimeter-Cluster. Diese Cluster resultieren aus der iterativen Kombination von Kalorimeterzellen, deren Energie signifikant oberhalb einer gewissen Rauschschwelle liegt. Für alle Paare von Kalorimeter-Clustern wird ein Abstandsmaß  $d_{ij}$  berechnet, das wie folgt definiert ist:

$$d_{ij} = \min(p_{T,i}^{-2}, p_{T,j}^{-2}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2}. \quad (5.1)$$

Weiterhin ist für ein einzelnes Cluster  $i$ ,  $d_{ii}$  definiert als

$$d_{ii} = p_{T,i}^{-2}. \quad (5.2)$$

Daraufhin wird der minimale Abstand  $d_{ij}$  betrachtet und eine Fallunterscheidung vorgenommen:

- Für  $i \neq j$  werden  $i$  und  $j$  zu einem neuen Cluster zusammengefügt,
- für  $i = j$  wird das Objekt  $i$  vom Algorithmus als Jet zurückgeliefert und nicht weiter verwendet.

### 5.1.1. Elektronen

Elektronen sind elektrisch geladen und hinterlassen daher Spuren im inneren Detektor. Sie schauen im elektromagnetischen Kalorimeter auf. Elektronen werden mit einem kalorimeterbasierten Algorithmus rekonstruiert, der zuerst nach einem Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter sucht und diesen mit einer passenden Spur im inneren Detektor kombiniert. Dabei soll die Spur innerhalb eines Bereichs von  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,05 \times 0,1$  des Energieclusters liegen. Außerdem wird verlangt, dass der Impuls der Spur zur Energie des Clusters kompatibel ist, d.h. dass das Verhältnis  $E/p$  nicht größer als 10 ist.

### 5.1.2. Myonen

Myonen passieren sämtliche Detektorkomponenten, da sie aufgrund ihrer hohen Masse wenig Energie durch Bremsstrahlung verlieren und kaum mit dem Detektormaterial wechselwirken. Die wichtigste Detektorkomponente für die Myonrekonstruktion bildet daher das außen liegende Myonspektrometer, welche die Spur des Myons registriert und vermisst. Aufgrund der Signale im Myonspektrometer besitzen Myonen folglich eine sehr klare Signatur. Die Rekonstruktion von Myonen basiert auf Informationen aus dem Myonspektrometer, dem inneren Detektor und dem Kalorimeter. Myonen können bei ATLAS mittels dreier verschiedener Algorithmen rekonstruiert werden:

- Der *Standalone-Myon-Algorithmus* basiert ausschließlich auf Informationen aus dem Myon-Spektrometer.
- Die kombinierten Myonen werden durch Informationen aus dem innerem Detektor und dem Myon-Spektrometer identifiziert. Die Spuren aus den beiden Detektorkomponenten müssen energetisch und räumlich miteinander übereinstimmen, damit eine kombinierte Myonspur gebildet werden kann. Dieser Algorithmus wird solange durchgeführt, bis keine Kombination aus einer Spur im innerem Detektor und einer im Myon-Spektrometer mehr möglich ist. Die Myonen, die in dieser Arbeit verwendet werden, sind kombinierte Myonen.
- Für Myonen, die mit dem Spektrometer-Tagged-Algorithmus rekonstruiert werden, werden zuerst Spuren im inneren Detektor gesucht, die dann mit zusätzlichen Informationen entweder aus dem Kalorimeter oder dem Myon-Spektrometer kombiniert werden.

**Non-Prompt-Myonen und Fake-Myonen** Als prompte Myonen werden Myonen aus dem Zerfall von Teilchen, die direkt aus dem harten Prozess der Streuung von Partonen aus den Protonen entstehen, bezeichnet. Im Gegensatz dazu gibt es „Non-Prompt-Myonen“, die aus den folgenden Prozessen entstehen:

- Von  $b$ - und  $c$ -Quarks stammende Zerfälle,
- frühe  $\pi/K$ -Zerfälle, in denen das Myon im inneren Detektor nachgewiesen wird,
- späte  $\pi/K$ -Zerfälle, die auftreten, wenn das Myon aus einem solchen Zerfall nicht im inneren Detektor gefunden wird,
- Myonen, die ursprünglich von Schauern im Kalorimeter kommen.



Fake-Myonen sind Objekte, die fälschlicherweise als Myonen rekonstruiert werden:

- „punch-throughs“, d.h. Schauer, die nicht vollständig im Kalorimeter enthalten sind.
- „sail-throughs“, die auftreten, wenn ein Teilchen, das kein Myon ist, das Kalorimeter durchquert und im Myon Spektrometer registriert wird.

### 5.1.3. Fehlende transversale Energie ( $E_T^{\text{miss}}$ )

Neutrinos hinterlassen keine Spuren im Detektor und werden nicht vom Kalorimeter registriert, da sie nicht mit dem Detektormaterial wechselwirken. Daher entsteht fehlende transversale Energie: Vor der Kollision haben die beiden Protonen näherungsweise keinen Transversalimpuls und somit muss nach der Kollision die Summe der Transversalimpulse aller Zerfallsteilchen näherungsweise Null ergeben. Die kalorimeterbasierte Definition verwendet die negative Vektorsumme der Kalorimeterzellen in der  $xy$ -Ebene:

$$E_x^{\text{miss},\text{Cal}} = - \sum_{i=1}^{N_{\text{cell}}} E_i \sin \theta_i \cos \phi_i \quad \text{und} \quad E_y^{\text{miss},\text{Cal}} = - \sum_{i=1}^{N_{\text{cell}}} E_i \sin \theta_i \sin \phi_i, \quad (5.3)$$

wobei  $E_i$ ,  $\theta_i$  und  $\phi_i$  die Zellenenergien, Polarwinkel und Azimutwinkel sind.  $E_x = - \sum E_x$  und  $E_y = - \sum E_y$  sind die im Detektor gemessenen Energien.

Weiterhin werden die Korrekturen für Energieverlust im Kryostaten hinzugefügt. Zusätzlich wird auch die Energie aller Myonen aufaddiert, sie haben nur einen kleinen Teil ihrer Energie im Kalorimeter deponiert. Anschließend berechnet sich der Betrag der fehlenden Energie durch Addition der unterschiedlichen Terme:

$$E_{x,y}^{\text{miss}} = E_{x,y}^{\text{miss},\text{Cal}} + E_{x,y}^{\text{miss},\text{Cryo}} + E_{x,y}^{\text{miss},\text{Myon}}. \quad (5.4)$$

- Für den Kalorimeter-Term selektiert der Algorithmus genau die Zellen, die zu rekonstruierten topologischen Cluster-Zellen gehören. So lässt sich vor allem der Beitrag von Untergrundrauschen vermindern.
- Der zweite Term ist der Kryostat-Term:

$$E_{x,y}^{\text{miss},\text{Cryo}} = - \sum_{i=1}^{N_{\text{cell}}} E_{x,y}^{\text{Cryo}}. \quad (5.5)$$

Der Kryostat befindet sich zwischen ECAL und HCAL; besonders hadronische Schauer verlieren dort ihre Energie.

- Der Beitrag zur fehlenden Energie durch die Impulse der rekonstruierten Myonen errechnet sich wie folgt:

$$E_{x,y}^{\text{miss},\text{Myon}} = - \sum_{i=1}^{N_{\text{cell}}} E_{x,y}^{\text{Myon}}. \quad (5.6)$$

Dabei werden im Bereich von  $|\eta| < 2,5$  nur kombinierte Myonen verwendet. Somit wird der Beitrag von rekonstruierten Fake-Myonen wesentlich verkleinert. Die fehlende transversale Energie  $E_T^{miss}$  ist definiert als:

$$E_T^{miss} = \sqrt{(E_x^{miss})^2 + (E_y^{miss})^2}. \quad (5.7)$$

Für die Parametrisierung der Auflösung für  $E_T^{miss}$  kann folgende Funktion benutzt werden:

$$\sigma(E_x, E_y) \approx 0.5 \otimes \sqrt{\sum E_T[\text{GeV}]}. \quad (5.8)$$

Die fehlende transversale Energie  $E_T^{miss}$  ist wichtig für die Untersuchung der Physik vieler Kanäle, wie z.B. den  $W$ -Zerfall, den semileptonischen Zerfall des Top-Quarks und für die Suche nach dem Higgs-Boson und Supersymmetrie.

# Kapitel 6.

## Ereignisselektion

In diesem Kapitel wird die Selektion von Ereignissen beschrieben. Die leptonischen Zerfallskanäle von  $W$ +Jets- und  $Z$ +Jets-Ereignissen mit Myonen im Endzustand wurden in dieser Analyse untersucht. In Top-Quark-Studien spielt die Produktion von  $W$ - und  $Z$ -Bosonen in Assoziation mit Jets eine wichtige Rolle:  $W$ +Jets-Ereignisse liefern einen großen Beitrag zum Untergrund im Vergleich zu dem Beitrag der  $Z$ +Jets-Ereignisse.  $Z$ -Bosonen sind dagegen viel reiner zu selektieren als  $W$ -Bosonen, da sie in zwei geladene Leptonen zerfallen und somit keine fehlende transversale Energie entsteht. Andererseits haben beide Bosonen ähnliche Eigenschaften, deswegen kann man die  $Z$ +Jets-Ereignisse verwenden, um eine präzise Untersuchung von  $W$ +Jets-Ereignissen als Untergrund in der Top-Quark-Paar-Produktion zu ermöglichen. Die Methode, die in dieser Arbeit verwendet wurde, um  $W$ +Jets-Untergründe abzuschätzen, benutzt die Verhältnisse der Produktionsraten der beiden Bosonen. Hierfür wurden gezielt  $Z$ +Jets-Ereignisse ausgewählt; ihre Selektion sowie die Methode werden später beschrieben. Der zweite große Untergrund ist QCD-Untergrund, der für die Top-Quark-Paar-Produktion aus Daten mit Hilfe der Matrix-Methode abgeschätzt wurde.

### 6.1. Allgemeine Kriterien

Zuächst werden Daten mit Hilfe von Myon-Triggern, wie unten beschrieben, vorselektiert. Außerdem wird verlangt, dass ein rekonstruiertes isoliertes Myon mit einem Transversalimpuls von  $p_T > 20$  GeV existiert und dass die fehlende transversale Energie  $E_T^{miss}$  mindestens 25 GeV beträgt. Mit diesen Schnitten werden sowohl  $W$ +Jets-Untergründe als auch Signalergebnisse von Top-Quark-Paaren mit  $\mu$ +Jets-Endzuständen angereichert.

In Abbildung 6.1 ist die Jetmultiplizität in Daten und MC-Simulation für die unterschiedlichen Ereignistypen dargestellt. Die verschiedenen Monte-Carlo-Prozesse und der aus Daten abgeschätzte QCD-Anteil sind in unterschiedlichen Farben dargestellt. Für die Daten wurde schwarze Punkte verwendet. Die schraffierte Fläche markiert den Fehler des QCD-Beitrags. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Vorhersagen ist sehr gut. Für Top-Quark-Paar-Kandidaten wird eine höhere Jetmultiplizität erwartet als für die Untergrundprozesse. Daher können anhand dieser Verteilung nun zwei Regionen wie folgt definiert werden: Die sogenannte Signalregion (SR) wird mit Signal, d.h. Ereignissen mit Top-Quark-Paaren, angereichert. Im Gegensatz dazu dominieren Untergrundereignisse in der sogenannten Kontrollregion (CR), in der daher die Untergrundbeiträge gemessen werden können. Top-Quark-Paar-Ereignisse im  $\mu$ +Jets-Kanal sind durch die Anwesenheit von einem isolierten Myon mit hohem Transversalimpuls, mindestens vier Jets und hoher fehlender transversaler Energie gekennzeichnet. In Abbildung 6.1 ist zu sehen, dass die ersten beiden Bins (kein bzw. ein

Jet im Ereignis) fast frei von Signal, hier  $t\bar{t}$ , sind. Deswegen werden diese als Kontrollregion definiert. Andererseits werden die Signal-Ereignisse ab dem fünften Bin dominanter. Dieser Bereich wird als Signalregion bezeichnet. Der Beitrag von  $W$ +Jets-Ereignissen nimmt mit steigender Jetmultiplizität ab. Im Vergleich zum Signal und zu  $W$ +Jets-Ereignissen sind andere Untergrundeignisse wie z.B. Diboson- und  $Z$ +Jets-Ereignisse stark unterdrückt. QCD-Untergrund ist in allen Bins zu sehen; sein Beitrag nimmt mit steigender Jetmultiplizität ab, trotzdem stellt er immer noch einen signifikanten Anteil in der Signalregion dar.

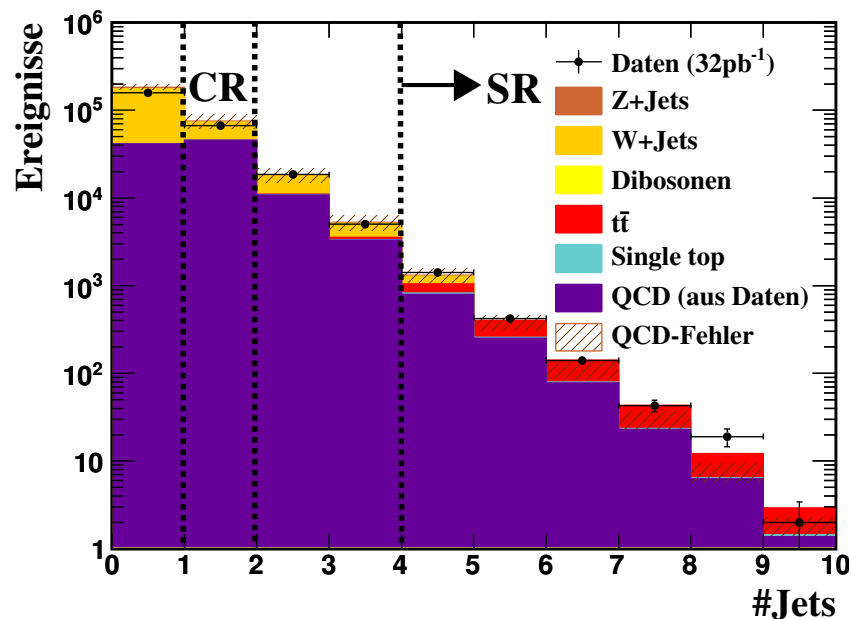


Abbildung 6.1.: Verteilung der Jetmultiplizität nach der  $W \rightarrow \mu\nu$ +Jets-Selektion für Daten sowie alle beitragenden MC-Prozesse. Es wird die logarithmisch Skala benutzt, damit auch kleine Beiträge zu erkennen sind.

## 6.2. Selektion der rekonstruierten Objekte

### 6.2.1. Myonen

**Myon-Trigger** Für Myonen, die aus dem Zerfall von Top-Quarks entstehen, ist es erforderlich, einen geeigneten Trigger auszuwählen. Es wurden drei verschiedene Trigger in der Analyse verwendet.

Im Fall von Daten wurden die Trigger EF\_Mu13 für die Perioden G1-G5 und EF\_Mu13\_tight für die Perioden G6-I benutzt. Für die Monte-Carlo-Simulationen wurde der EF\_Mu10\_MSonly<sup>1</sup>-Trigger ausgewählt.

<sup>1</sup>Der Begriff „MSonly“ im Namen des Triggers bedeutet, dass für die Triggerentscheidung nur Informationen aus dem Myonspektrometer verwendet wurden; es war also nicht erforderlich, dass der Myon-Kandidat auch eine Spur im inneren Detektor besaß.

**Myonselektion** Für die endgültige Selektion werden ausschließlich kombinierte Myonen verwendet. Der Transversalimpuls dieser Myonen soll höher als 20 GeV sein, um effizient Myonen aus massiven  $W$ -Zerfällen auszuwählen. Eine Erhöhung der Schwelle von 20 GeV auf höhere Werte würde die Signaleffizienz zu stark verringern. Die Myonen sollen weiterhin aus dem Pseudorapiditätsbereich  $|\eta| < 2,5$  stammen, da die zuständigen Detektorkomponenten diesen Bereich gut abdecken.

**Myon-Isolationskriterium** Für die Myonisation gibt es zwei Möglichkeiten: Zum einen wird die Kalorimeterisolation verwendet. Sie wird als die totale transversale Energie im Kalorimeter in einem  $\eta - \phi$ -Kegel um das Myon mit einem Kegelpadius von  $\Delta R = 0,3$  definiert. Dazu wird der Energieverlust  $E_T^\mu$  des Myons abgezogen. Diese Art der Isolationsenergie im Kalorimeter ist allgemein definiert als

$$etconeXX = \sum E_T^{\Delta R=0.XX} - E_T^\mu \quad (6.1)$$

mit  $XX = \{10, 20, 30, \dots\}$ .

Die zweite Möglichkeit ist die spurbasierte Isolation, die über die Summe der Transversalimpulse der Spuren im inneren Detektor innerhalb eines Kegels mit Radius  $\Delta R = 0,3$  um das Myon definiert ist:

$$ptconeXX = \sum p_T^{\Delta R=0.XX}. \quad (6.2)$$

Die Anforderungen an Kalorimeter- und Spurisolation werden in dieser Analyse kombiniert verwendet:

- $etcone30 < 4$  GeV,
- $ptcone30 < 4$  GeV.

Zur Unterdrückung von Myonen innerhalb von Jets, die von  $b$ - und  $c$ -Quarks stammen, werden die Myonen entfernt, deren Entfernung  $\Delta R$  zum nächsten Jet kleiner als 0,4 ist.

Als Kontrollverteilungen sind der Transversalimpuls, die Pseudorapidität und der Azimutwinkel in den Abbildungen 6.2, 6.3 und 6.4 dargestellt. Alle Verteilungen zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation.

### 6.2.2. Jetselektion

In der Analyse wurden ausschließlich Jets, die einen Transversalimpuls von mehr als 25 GeV haben, verwendet. Die Jets im Endzustand der Top-Quark-Paar-Produktion haben höhere Impulse als die Jets in den Untergrundprozessen, da die Energie-Skala eines Top-Quark-Paar-Ereignisses höher ist, weil zwei massive Top-Quarks mit einer Masse von je 172,5 GeV beteiligt sind. Der minimale Jet-Impuls soll gleichzeitig allerdings nicht größer als 25 GeV sein, da sonst eine zu große Anzahl von Ereignissen verloren geht.

Für die Selektion von  $W$ - und  $Z$ +Jets-Ereignissen wird kein expliziter Schnitt auf die Anzahl der Jets angewendet. Nur in diesem Punkt unterscheidet sich diese Selektion von der für  $t\bar{t}$ -Ereignisse. Dort werden mindestens vier Jets verlangt, was der Ereignistopologie entspricht. Zur weiteren Separation von  $t\bar{t}$ -Ereignissen wird auch auf die Anzahl der Jets aus  $b$ -Zerfällen geschnitten. Auch dies wird hier nicht verwendet, beeinflusst die Ergebnisse jedoch nicht.

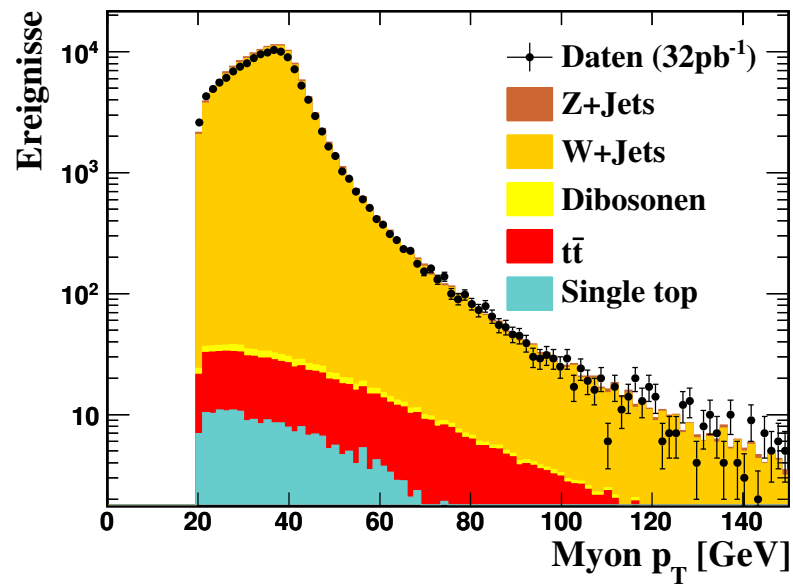


Abbildung 6.2.: Verteilung des Myon-Transversalimpulses nach der  $W \rightarrow \mu\nu$ +Jets-Selektion für Daten sowie alle beitragenden MC-Prozesse.

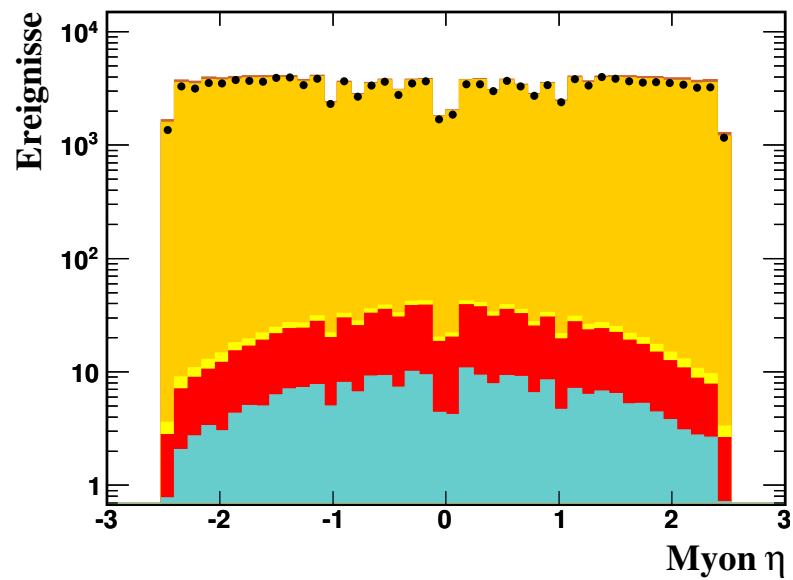


Abbildung 6.3.: Verteilung der Myon-Pseudorapidität nach der  $W \rightarrow \mu\nu$ +Jets-Selektion für Daten sowie alle beitragenden MC-Prozesse. Für die Legende siehe Abb. 6.2.

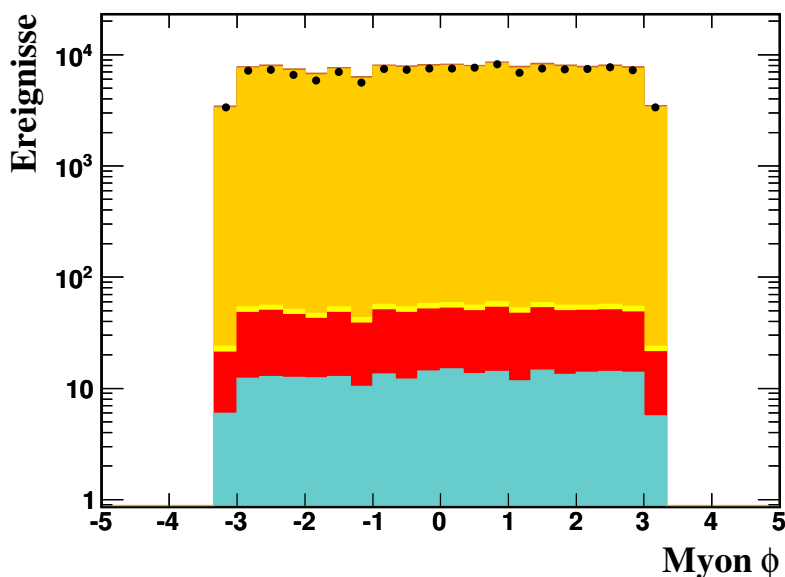


Abbildung 6.4.: Verteilung des Myon-Azimetwinkels nach der  $W \rightarrow \mu\nu + \text{Jets}$ -Selektion für Daten sowie alle beitragenden MC-Prozesse. Für die Legende siehe Abb. 6.2.

### 6.2.3. Dreieckschnitt

QCD-Untergrund kann durch Schnitte auf zwei geeignete Variablen unterdrückt werden; diese werden im sogenannten Dreieckschnitt kombiniert. In Ereignissen, in denen  $W$ -Bosonen auftreten, sollte die Verteilung der rekonstruierten transversalen Masse  $M_T^W$ , die aus der fehlenden Transversalenergie und dem Lepton-Transversalimpuls berechnet wird<sup>2</sup>, ein Maximum bei der  $W$ -Boson-Masse zeigen. Die transversale Masse wird verwendet, weil die Rekonstruktion der invarianten Masse für das  $W$ -Boson nicht möglich ist. Bei QCD-Ereignissen sollte hingegen kein solches Maximum zu sehen sein.

Die rekonstruierte transversale Masse sollte daher Ereignisse mit  $W$ -Bosonen von solchen mit Multijets trennen können. Man kann zusätzlich eine weitere Eigenschaft der Ereignisse ausnutzen: In Multijet-Ereignissen ist die fehlende transversale Energie gering, da es keine Neutrinos aus massiven Vektorboson-Zerfällen gibt, sondern nur aus viel leichteren Hadronzerfällen. Daher wird die Korrelation zwischen der rekonstruierten transversalen  $W$ -Masse und der fehlenden transversalen Energie für QCD- und für Signal-Ereignisse untersucht. In den Abbildungen 6.5, 6.6 und 6.7 sind drei zweidimensionale Verteilungen von  $E_T^{miss}$  und  $M_T^W$  zu sehen: Bei der ersten Verteilung handelt es sich um die Darstellung für Daten; es ist eine klare Korrelation über den gesamten Wertebereich von  $M_T^W$  und  $E_T^{miss}$  zu erkennen. In der MC-Simulation (Abbildung 6.6) befinden sich die Ereignisse dagegen hauptsächlich im Bereich von  $M_T^W > 40$  GeV und  $E_T^{miss} < 25$  GeV. Die Monte-Carlo-Simulation beinhaltet  $t\bar{t}$ -, Single-Top-Quark-,  $W + \text{Jets}$ -,  $Z + \text{Jets}$ - und Diboson-Prozesse. In Abbildung 6.7 ist die Differenz von Daten und MC (d.h. die Differenz der beiden vorhergehenden Verteilungen) dargestellt. Sie entspricht im Wesentlichen den in der Simulation fehlenden QCD-Ereignissen. Die Ereignisse konzentrieren sich hauptsächlich auf den Bereich von  $E_T^{miss} < 25$  GeV und

<sup>2</sup> $M_T^W = \sqrt{2 \cdot p_T^\mu \cdot E_T^{miss} \cdot (1 - \cos(\phi_\mu - \phi_{E_T^{miss}}))}$

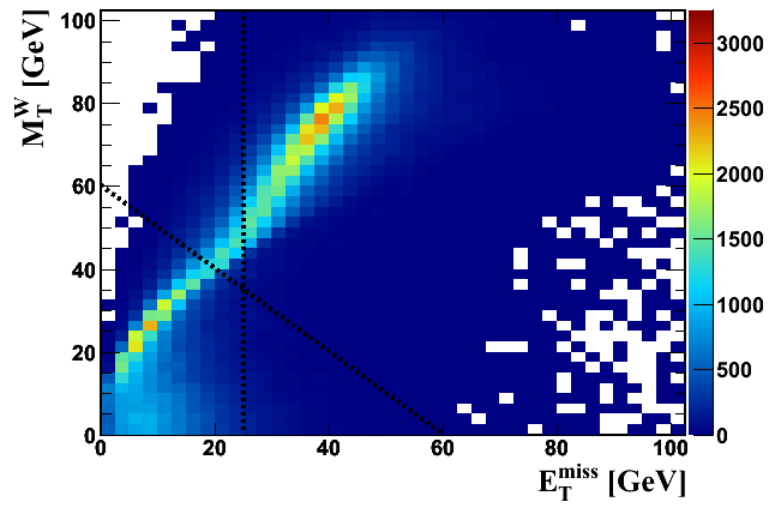


Abbildung 6.5.: Verteilung aller Ereignisse in der  $M_T^W - E_T^{\text{miss}}$ -Ebene für Daten.

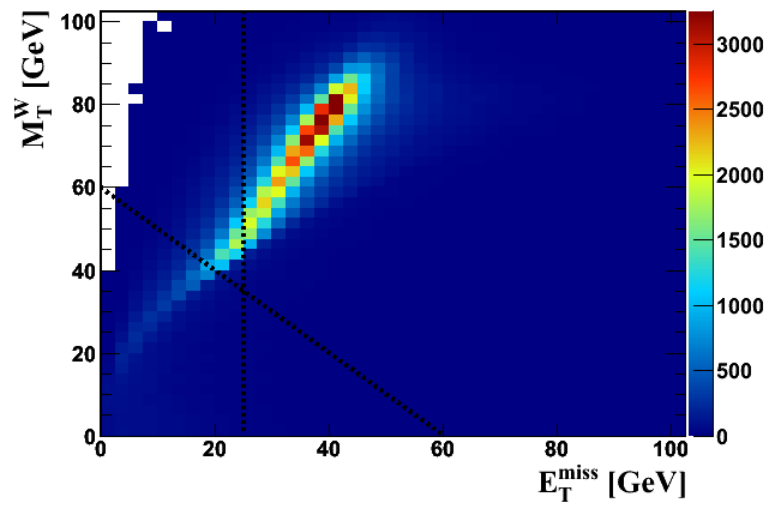


Abbildung 6.6.: Verteilung aller Ereignisse in der  $M_T^W - E_T^{\text{miss}}$ -Ebene für Monte-Carlo-Ereignisse.



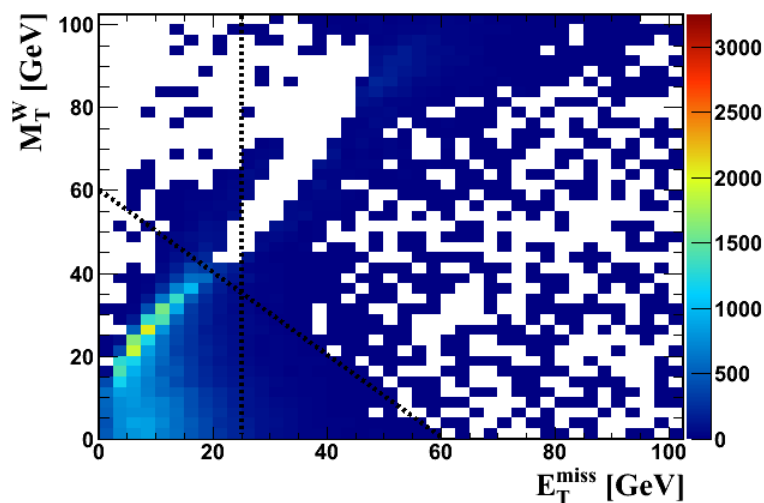


Abbildung 6.7.: Verteilung aller Ereignisse in der  $M_T^W - E_T^{\text{miss}}$ -Ebene für den QCD-Untergrund, der aus der Differenz von Daten und MC gebildet sind. In allen weißen Bins befinden sich keine Einträge.

$M_T^W < 40$  GeV. Eindimensionale Schnitte auf die beiden Variablen würden Ereignisse aus dem Signalbereich entfernen. Daher wird zur Unterdrückung des QCD-Untergrunds der folgende zweidimensionale Schnitt verwendet:

$$M_T^W + E_T^{\text{miss}} > 60 \text{ GeV}.$$

Dieser wird als Dreieckschnitt bezeichnet.

Die Auswirkung des Dreieckschnitts auf die rekonstruierte transversale  $W$ -Masse ist in den Abbildungen 6.8 und 6.9 dargestellt. In der ersten Verteilung (Abbildung 6.8) wurde der Dreieckschnitt nicht angewandt, deshalb ist der Anteil an QCD-Untergrund bei niedrigen  $M_T^W$ -Werten relativ hoch. Wie in der zweiten Verteilung zu sehen ist, wird der QCD-Untergrund nach der Anwendung des Dreieckschnitts im Bereich niedriger  $M_T^W$ -Werte fast vollständig unterdrückt. Dabei bleibt der dominierende Signal-Beitrag unangetastet.

In dieser Analyse wird die Selektion mit und ohne Dreieckschnitt verwendet. Trotz der Anwendung des Dreieckschnitts verbleiben in der Signalregion QCD-Ereignisse. Da dieser Anteil nicht vernachlässigbar ist, muss er durch die Analyse aus Daten abgeschätzt werden. Die Durchführung der Analyse mit beiden Selektionen erlaubt einen späteren Vergleich der Ergebnisse.

#### 6.2.4. Selektion und Beobachtung des $Z$ -Bosons

Für die Auswahl von  $Z$ +Jets-Ereignissen werden folgende Schnitte verwendet:

- Myon-Trigger,
- zwei Myonen mit entgegengesetzten Ladungen,
- eine invariante Masse der beiden Myonen von  $70 \text{ GeV} < M_{\mu\mu} < 110 \text{ GeV}$ .

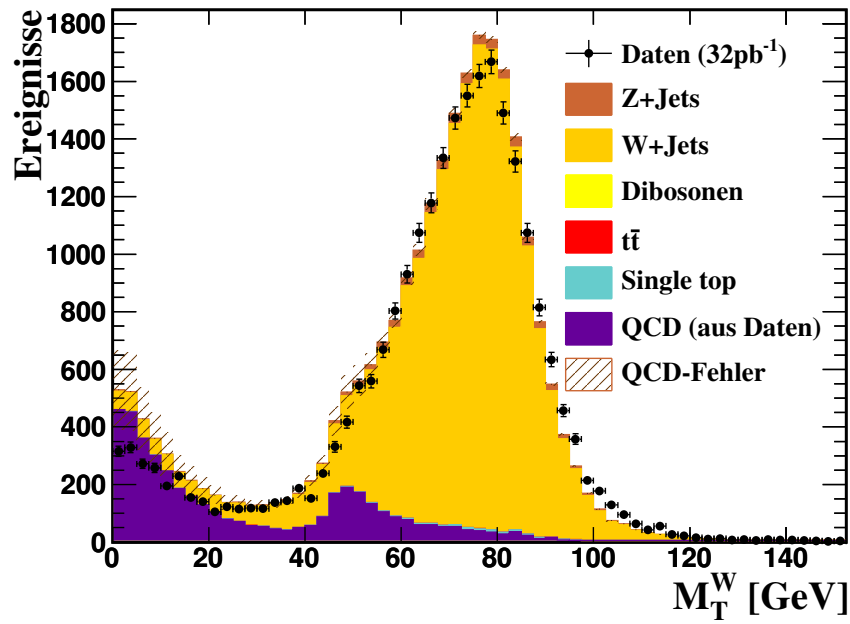


Abbildung 6.8.: Verteilung der transversalen  $W$ -Masse im  $W \rightarrow \mu\nu + 1\text{Jet}$ -Kanal vor Anwendung des Dreieckschnitts für Daten- und Monte-Carlo-Ereignisse. Im allen weißen Bins befinden sich keine Einträge.

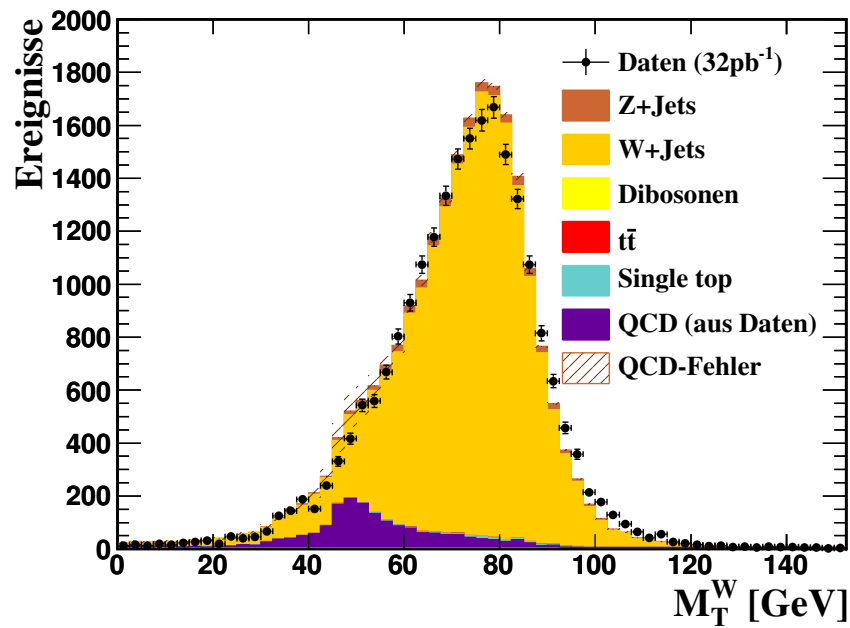


Abbildung 6.9.: Verteilung der transversalen  $W$ -Masse im  $W \rightarrow \mu\nu + 1\text{Jet}$ -Kanal nach Anwendung des Dreieckschnitts für Daten- und Monte-Carlo-Ereignisse. Im allen weißen Bins befinden sich keine Einträge.

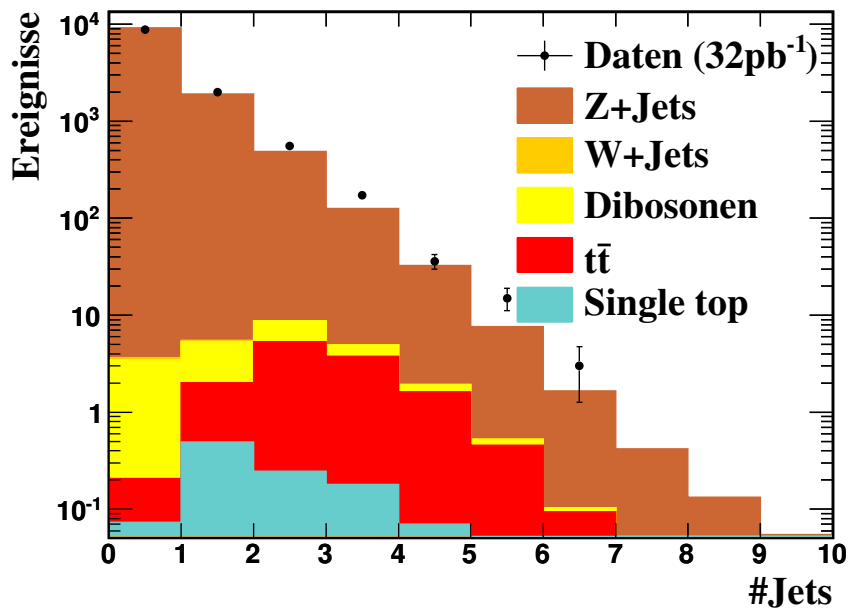


Abbildung 6.10.: Verteilung der Jetmultiplizität nach der Z-Selektion. Für diese Verteilung wird eine logarithmische Skala verwendet, so dass man die Beiträge aller Untergründe sehen kann. Wegen der hohen Reinheit der selektierten Z-Ereignisse sind die Untergründe auf einer linearen Skala nicht zu erkennen.

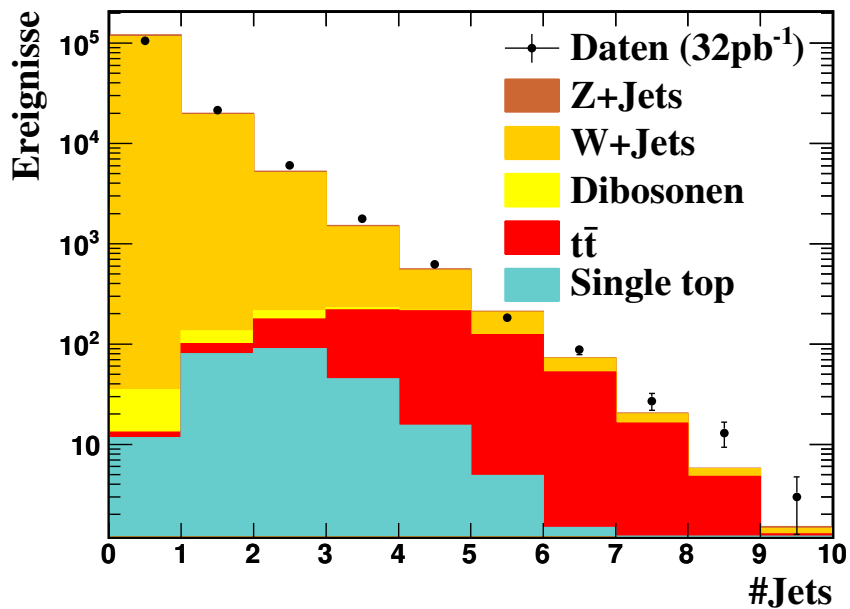


Abbildung 6.11.: Verteilung der Jetmultiplizität nach der W-Selektion.

	<b>CR</b>	<b>SR</b>
Monte-Carlo	1910,1 ± 43,7	39,6 ± 6,3
Daten	1990 ± 44,6	54 ± 7,4

Tabelle 6.1.: Die Anzahl der Ereignisse in Kontroll- und Signalregion nach der  $Z \rightarrow \mu\mu$ -Selektion für Daten und Monte Carlo.

Es werden nur  $Z$ +Jets-Ereignisse mit Myonen im Endzustand betrachtet, da der Untergrund für Top-Quark-Zerfälle im Myonkanal ermittelt werden soll.

Die Verteilungen der Jetmultiplizitäten für  $W$ - und  $Z$ -Ereignisse sind in den Abbildungen 6.10 und 6.11 zu sehen. Die Übereinstimmung zwischen Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen ist sehr gut. Anhand der Verteilung in Abbildung 6.10 ist zu erkennen, dass hier im Gegensatz zur  $W$ -Selektion eine sehr reine  $Z$ -Selektion mit nur geringem Untergrundanteil vorliegt. In Tabelle 6.1 ist die Anzahl von Daten bzw. Monte-Carlo-Ereignissen nach der  $Z \rightarrow \mu\mu$ -Selektion zu sehen. Man sieht eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation insbesondere in der Kontrollregion.

In den Abbildungen 6.12 und 6.13 ist die invariante Masse des  $Z$ -Bosons dargestellt. Die Untergründe von den anderen Prozessen sind in der Verteilung auf einer linearen Skala nicht zu sehen. Wie man anhand der logarithmischen Verteilung sieht, die Untergründe im Promillebereich. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Vorhersagen ist gut, trotzdem gibt es Diskrepanzen. Diese entstehen durch den Rekonstruktionsalgorithmus, der zum Zeitpunkt der Durchführung dieser Analyse standardmäßig bei ATLAS verwendet wurde. In einer neuen Version des Rekonstruktionsalgorithmus existiert diese Abweichung zwischen Daten und Monte-Carlo-Vorhersagen nicht mehr.

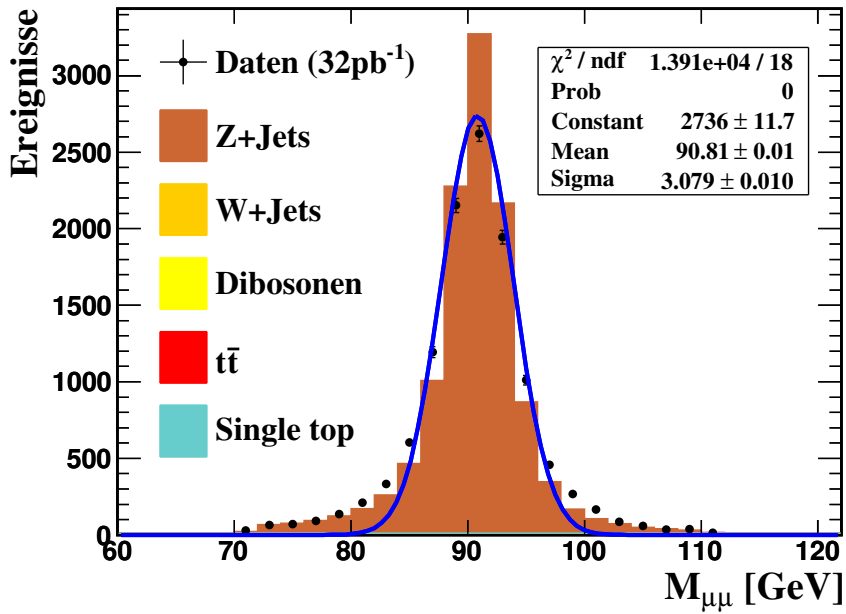


Abbildung 6.12.: Invariante Masse nach der  $Z \rightarrow \mu\mu$ -Selektion. Für diese Verteilung wird eine lineare Skala verwendet; wegen der Reinheit der selektierten  $Z$ -Ereignisse sind die Untergründe nicht zu erkennen. Fit der Daten

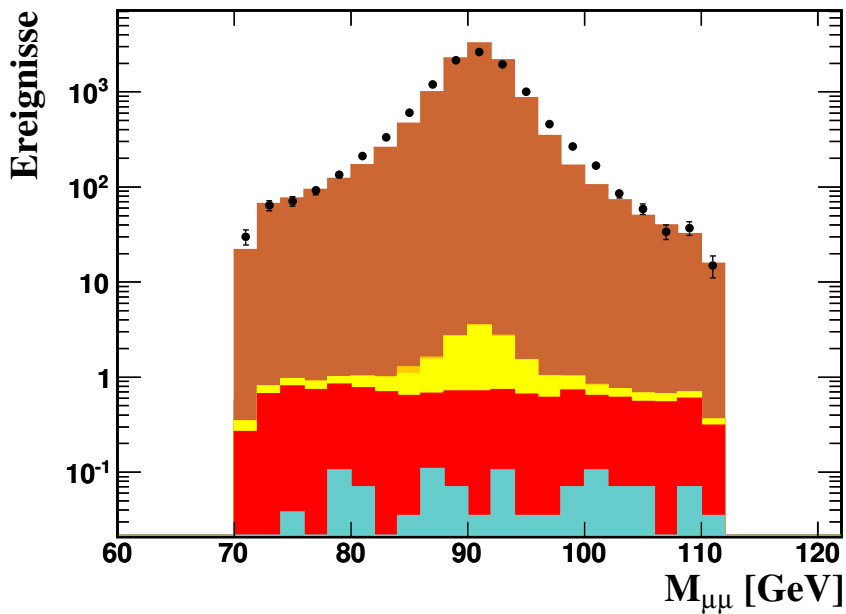


Abbildung 6.13.: Invariante Masse nach der  $Z \rightarrow \mu\mu$ -Selektion. Da für diese Verteilung eine logarithmische Skala verwendet wird, sind die Untergrundbeiträge hier ebenfalls zu sehen.



# Kapitel 7.

## Datenbasierte Untergrundabschätzungen

Das Ziel dieser Analyse ist es, mit verschiedenen Methoden den  $W$ +Jets- und QCD-Untergrund für Top-Quark-Zerfälle im Myonkanal abzuschätzen.

### 7.1. Abschätzung des $W$ +Jets-Untergrundes

Die  $W$ -Ereignisselektion ist identisch mit der Top-Quark-Paar-Ereignisselektion mit Ausnahme des Schnitts auf die Anzahl der Jets, der für die Selektion von  $W$ -Ereignissen nicht angewandt wird. Gleichzeitig haben  $Z$ -Ereignisse eine ähnliche Topologie wie  $W$ -Ereignisse, außer dass das  $W$ -Boson in ein geladenes Lepton und ein Neutrino zerfällt, während das  $Z$ -Boson in zwei geladene Leptonen zerfällt; außerdem besitzen sie einige gleiche Systematiken (beispielsweise in Bezug auf die Jet-Energie-Skala, unterliegende Ereignisse etc.). Zwar ist der Wirkungsquerschnitt für  $Z$ -Boson-Produktion zehn Mal kleiner als der für  $W$ -Boson-Produktion (s. Abbildung 2.2), dies wird aber durch einen quasi vernachlässigbaren Untergrund kompensiert. Auf Grund des Zerfalls in zwei geladene Leptonen besitzen  $Z$ -Ereignisse eine klare Signatur und können relativ effizient selektiert werden.

#### 7.1.1. $W/Z$ -Verhältnis

Die Monte-Carlo-Vorhersagen für die Produktion von  $W$ +Jets-Ereignissen besitzen große Unsicherheiten. Das Verhältnis der  $W$ - und  $Z$ -Produktionsraten hat dagegen eine viel kleinere Unsicherheit, weil sich die gemeinsamen Systematiken größtenteils aufheben [34, 35]. Dieses Verhältnis ist als Funktion der Jetmultiplizität in Abbildung 7.1 für zwei unterschiedliche Monte-Carlo-Generatoren dargestellt. Da die Verteilung der Jetmultiplizität für  $Z$ -Ereignisse direkt aus Daten gemessen werden kann, lässt sich die Monte-Carlo-Unsicherheit auf den Anteil der  $W$ +Jets-Ereignisse im ausgewählten Datensatz von Top-Ereignis-Kandidaten reduzieren. Die weitere Vorgehensweise ist nun, die Ereignisanzahl aus der Kontrollregion (CR) mit keinem oder einem Jet in die Top-Quark-Signalregion (SR) mit vier oder mehr Jets zu extrapolieren und die Anzahl der  $W$ +Jets-Untergrund-Ereignisse wie folgt zu berechnen:

$$(W^{SR}/W^{CR})_{\text{Daten}} = (Z^{SR}/Z^{CR})_{\text{Daten}} \cdot C_{MC} \quad \text{mit} \quad C_{MC} = \frac{(W^{SR}/W^{CR})_{MC}}{(Z^{SR}/Z^{CR})_{MC}}. \quad (7.1)$$

Dabei ist  $C_{MC}$  ein Korrekturfaktor, den man mit Gleichung 7.1 aus Monte-Carlo-Vorhersagen berechnen kann.  $W^{SR(CR)}$  bzw.  $Z^{SR(CR)}$  bezeichnet die Anzahl der  $W$ - und  $Z$ -Kandidaten, die in der Signal- bzw. Kontrollregion rekonstruiert wurden. Aufgrund der guten Übereinstimmung von Daten und Monte Carlo nach der  $Z$ -Selektion kann für  $Z_{\text{Daten}}^{SR(CR)}$  auch direkt  $Z_{MC}^{SR(CR)}$  verwendet werden.

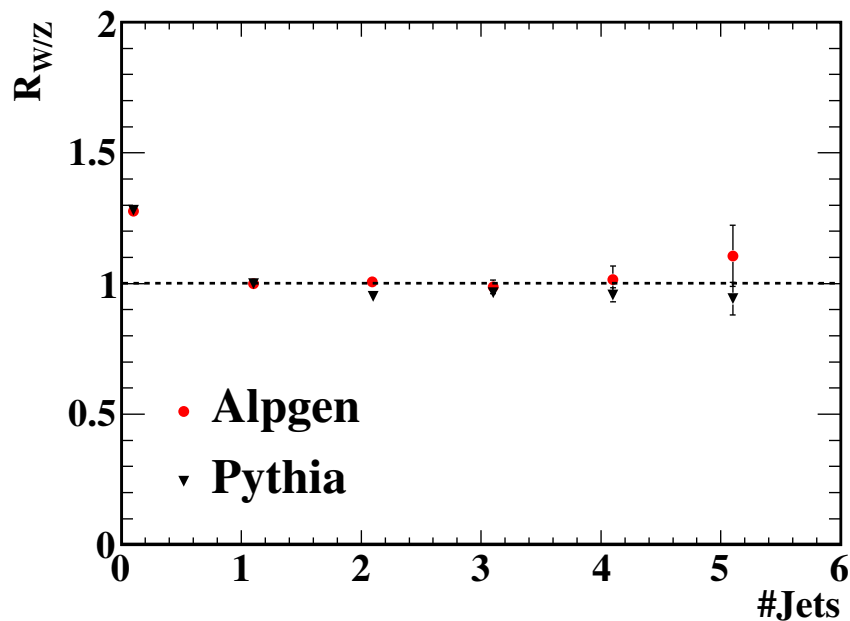


Abbildung 7.1.: Verhältnis der rekonstruierten Jetmultiplizität von  $W$ +Jets- zu  $Z$ +Jets-Ereignissen nach Ereignisselektion und Normierung auf das 1Jet-Bin. Zusätzlich werden die statistischen Fehler angezeigt.

### 7.1.2. Berends-Skalierung

Eine alternative Methode für die Abschätzung des  $W$ +Jets-Untergrundes basiert auf der sogenannten Berends-Skalierung [34]. Im Gegensatz zur vorhergehenden Methode wird hier nur jeweils eins der beiden Vektorbosonen benötigt. Dies ist vor allem vorteilhaft bei geringer Statistik an  $Z$ -Ereignissen. Innerhalb des Standardmodells ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte  $\frac{V+(N+1)Jets}{V+NJets}$  (mit  $V = W$  oder  $Z$ ) nahezu konstant als Funktion von  $N$  (s. Abbildung 7.2) und es ist zudem für  $W$  und  $Z$  gleich.  $N = 1$  ist ein Spezialfall, da das Verhältnis hier auch die Ereignisse ohne Jet beinhaltet. Diese stellen einen anderen Typ von Ereignissen dar und werden daher in den folgenden Rechnungen nicht verwendet. Die Anzahl der  $W$ -Ereignisse mit mindestens 4 ausgewählten Jets kann wie folgt bestimmt werden:

$$W_{Daten}^{\geq 4Jets} = W_{Daten}^{2Jets} \cdot \sum_{i=2}^{\infty} (V^{CR2}/V^{CR1})^i = W_{Daten}^{2Jets} \cdot \sum_{i=2}^{\infty} \frac{R^2}{1-R}. \quad (7.2)$$

Dabei ist  $R = \frac{V^{CR2}}{V^{CR1}}$  und  $V = W$  oder  $Z$ . Wie man in Abbildung 7.2 sehen kann, ist  $R$  ab  $N = 2$  konstant, aber unterschiedlich für die zwei verwendeten Monte Carlos, AlpGen und Pythia.

In dieser Methode wurden im Gegensatz zur  $W/Z$ -Verhältnis-Methode zwei Kontrollregionen verwendet, um die Unsicherheiten der Extrapolation auf hohe Jetmultiplizitäten zu reduzieren. Die erste Kontrollregion (CR1) enthält dabei  $W$ -Ereignisse mit einem Jet und die zweite Kontrollregion (CR2)  $W$ -Ereignisse mit zwei Jets. In Tabelle 7.1 sind die Gesamtanzahl der Ereignisse aus Daten, die aus Daten abgeschätzte Anzahl der Untergrund-Ereignisse und die daraus resultierenden  $W+1$ Jet- und  $W+2$ Jets-Ereignisse in Daten und Monte Carlo auf-



gelistet. Diese Ergebnisse wurden ohne Anwendung des Dreieckschnitts (s. Abschnitt 6.2.3) bestimmt.

Die übrigen Standardmodell-Untergründe wurden anhand von Monte-Carlo-Vorhersagen ermittelt. Die Werte der  $W+Jets$ -Messung ergeben sich aus der Differenz von Daten und den Untergründen (QCD und Standardmodell-Monte-Carlo). Zusätzlich ist die Monte-Carlo-Vorhersage für  $W+Jets$ -Ereignisse zum Vergleich angegeben. Die gemessene Anzahl von  $W+Jets$ -Ereignissen liegt dabei geringfügig unterhalb des Wertes, der aus Monte-Carlo-Vorhersagen bestimmt wurde. Ebenfalls wurde das Verhältnis  $R = \frac{(W+2Jets)}{(W+1Jets)}$  aus der Messung sowie die entsprechende Monte-Carlo-Erwartung berechnet. Diese Werte sind in Tabelle 7.2 aufgelistet. Der gemessene Wert beträgt  $0,277 \pm 0,007$  ohne Dreieckschnitt und stimmt gut mit der Erwartung überein. Mit Hilfe der gemessenen Anzahl von  $W+2Jets$ -Ereignissen aus der Kontrollregion CR2 wird die Anzahl von  $W+4Jets$ -Ereignissen in der Signalregion mit Gleichung 7.2 abgeschätzt. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Tabelle 7.2 dargestellt.

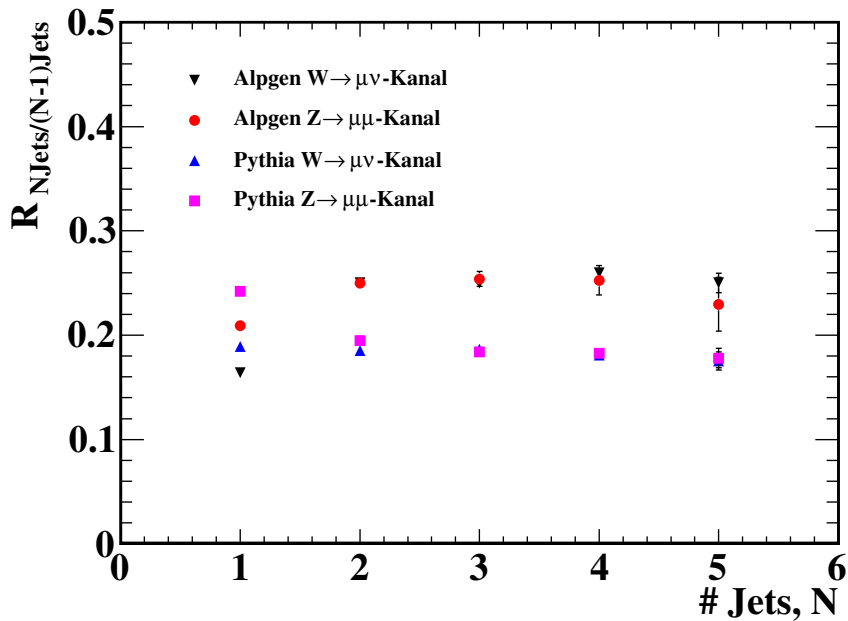


Abbildung 7.2.: Monte-Carlo-Abschätzung des  $\frac{V+(N+1)Jets}{V+NJets}$ -Verhältnisses, mit  $V = W$ - oder  $Z$ -Boson, als Funktion der Anzahl  $N$  der Jets.

### Unsicherheiten der Abschätzung des $W+Jets$ -Untergrundes:

- Man berechnet die Unsicherheit des Monte-Carlo-Korrekturfaktors  $C_{MC}$  für das  $W/Z$ -Verhältnis anhand des Vergleichs der Alpgen- und Pythia-Monte-Carlo-Vorhersagen. In der Verteilung in Abbildung 7.1 ist der Unterschied zwischen beiden Monte-Carlo-Vorhersagen zu sehen.  $C_{MC}$  beträgt für Alpgen  $1,03 \pm 0,02$  und für Pythia  $0,95 \pm 0,02$  und es ergibt sich der systematische Fehler wie folgt :

Prozess	$W \rightarrow \mu\nu + 1Jet$	$W \rightarrow \mu\nu + 2Jets$
Daten (gesamt)	22502 $\pm$ 150	6434 $\pm$ 80
QCD-Untergrund	1874,5 $\pm$ 43,3	491,4 $\pm$ 22,2
SM-Untergrund	1290,5 $\pm$ 35,9	577,9 $\pm$ 24
$W$ +Jets-Messung	19337,5 $\pm$ 139,1	5364,7 $\pm$ 73,2
$W$ +Jets-Erwartung	19624,9	4926,6

 Tabelle 7.1.: Abschätzung der  $W$ +1Jet- und  $W$ +2Jets-Ereignisse ohne Dreieckschnitt.

		ohne Dreieckschnitt
Messung	$R = W + NJets/W + (N - 1)Jets$	0,277 $\pm$ 0,007
Erwartung	$R = W + NJets/W + (N - 1)Jets$	0,25
Messung	$W \rightarrow \mu\nu + 4Jets$	569 $\pm$ 125
Erwartung	$W \rightarrow \mu\nu + 4Jets$	414

 Tabelle 7.2.: Abschätzung der inklusiven  $W$ +Jets Signalregion-Selektion in Daten ohne Dreieckschnitt.

$$\frac{C_{MC}^{Pythia} - C_{MC}^{Alpgen}}{C_{MC}^{Pythia}} = 0.008. \quad (7.3)$$

Desweiteren erhält man für den Wert von  $W_{Daten}^{\geq 4jets}$ -Ereignissen inklusive aller Unsicherheiten mit der  $W/Z$ -Verhältnis-Methode:

$$W_{Daten}^{\geq 4jets} = 602 \pm 87 \pm 48. \quad (7.4)$$

der auf Grund von Monte-Carlo-Vorhersagen erwartet Wert ist  $W_{Daten}^{\geq 4jets} = 400$  mit  $W/Z$ .

- Für die Unsicherheiten auf die Berends-Skalierung wurde eine ähnliche Methode verwendet. Die systematische Berechnung ergab einen Fehler von 24%, so dass sich das Ergebnis für die Anzahl von  $W_{Daten}^{\geq 4jets}$ -Ereignissen inklusive aller Unsicherheiten wie folgt darstellt:

$$W_{Daten}^{\geq 4jets} = 569 \pm 137 \pm 43. \quad (7.5)$$

Der auf Grund von Monte-Carlo-Vorhersagen erwartete Wert beträgt hier  $W_{Daten}^{\geq 4jets} = 414$ .

Für eine Reduktion des statistischen Fehlers werden mehr Monte-Carlo-Vorhersagen benötigt.

## 7.2. QCD-Untergrundabschätzung

Bei  $t\bar{t}$ - oder  $W$ +Jets-Ereignissen entstehen Leptonen und Neutrinos mit hohen Transversalimpulsen und die fehlende transversale Energie ist generell sehr hoch. Im Gegensatz dazu entstehen aus QCD-Ereignissen im Allgemeinen Leptonen mit niedrigem  $p_T$  und niederenergetische Neutrinos, welche dann zu niedriger fehlender transversaler Energie führen. Da aber

der Wirkungsquerschnitt der Multijet-Produktion so groß ist, bilden auch die vergleichsweise wenigen QCD-Ereignisse mit hohen Transversalimpulsen und hoher fehlender transversale Energie einen nicht vernachlässigbaren Untergrund in der Signalregionen.

Die Abschätzung des QCD-Untergrundes kann nicht mit Monte-Carlo-Simulationen erfolgen, da der Wirkungsquerschnitt der QCD-Produktion so groß ist, dass es praktisch unmöglich ist, genügend Ereignisse zu generieren, um die Form der Verteilungen von QCD-Prozessen mit ausreichender Genauigkeit in der Signalregion vorherzusagen.

### 7.2.1. Matrix-Methode

Der QCD-Untergrund wird anhand der sogenannten Matrix-Methode abgeschätzt. Die Matrix-Methode ist eine datenbasierte Methode zur Vorhersage der Ereignisanzahl von Untergrund und Signal. Um diese Methode zu verwenden, werden zunächst zwei verschiedene Myon-Selektionen, die sogenannten „tight“- und „loose“-Selektionen, definiert. „tight“-Myonen sind alle Myonen, die die in 6.2.1 aufgelisteten Kriterien, d.h. die Standard-Myonselektion, erfüllen. „loose“-Myonen sind hingegen solche, die das beschriebene Isolationskriterium für Myonen nicht erfüllen müssen. Man geht davon aus, dass die „tight“- bzw. „loose“-Myonselektionen eine gewisse Anzahl von Signal-Ereignissen  $N_{\text{Signal}}$  und von Untergrund-Ereignissen  $N_{\text{QCD}}$  enthalten.

Bei der Abschätzung des QCD-Untergrundes wird kein Dreieckschnitt verwendet, um die Selektion mit QCD-Ereignissen anzureichern. Die angewandte Methode basiert auf den folgenden Matrix-Gleichungen:

$$N^L = N_{\text{QCD}}^L + N_{\text{Signal}}^L, \quad (7.6)$$

$$N^T = \epsilon_{\text{QCD}} \cdot N_{\text{QCD}}^L + \epsilon_{\text{Signal}} \cdot N_{\text{Signal}}^L. \quad (7.7)$$

Dabei sind  $N^T$  bzw.  $N^L$  die Ereignisse nach der „tight“- bzw. „loose“- Selektion,  $\epsilon_{\text{Signal}} = \frac{N_{\text{Signal}}^T}{N_{\text{Signal}}^L}$  ist das Verhältnis von „tight“- zu „loose“-Ereignissen in der Signalregion und  $\epsilon_{\text{QCD}} = \frac{N_{\text{QCD}}^T}{N_{\text{QCD}}^L}$  das gleiche Verhältnis für die Kontrollregion.  $N_T$  und  $N_L$  können leicht durch Abzählen gemessen werden. Falls  $\epsilon_{\text{Signal}}$  und  $\epsilon_{\text{QCD}}$  bekannt sind und sich deutlich voneinander unterscheiden, kann die Anzahl von Untergrund- bzw. Signalereignissen nach den jeweiligen Selektionen wie folgt ausgerechnet werden:

$$N_{\text{Signal}}^T = \frac{\epsilon_{\text{Signal}}}{\epsilon_{\text{QCD}} - \epsilon_{\text{Signal}}} (N^L \cdot \epsilon_{\text{QCD}} - N^T), \quad (7.8)$$

$$N_{\text{QCD}}^T = \frac{\epsilon_{\text{QCD}}}{\epsilon_{\text{Signal}} - \epsilon_{\text{QCD}}} (N^L \cdot \epsilon_{\text{Signal}} - N^T). \quad (7.9)$$

Man erwartet für  $\epsilon_{\text{Signal}}$  einen Wert, der nahe bei 1 liegt. Dieser Wert wird aus Monte-Carlo-Simulationen von  $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen bestimmt. In Abbildung 7.3 ist  $\epsilon_{\text{Signal}}$  in Abhängigkeit der Pseudorapidität des Myons dargestellt. Wie erwartet ist  $\epsilon_{\text{Signal}}$  über den gesamten  $\eta$ -Bereich stabil und liegt nahe bei 1.

$\epsilon_{\text{QCD}}$  wurde aus Daten bestimmt und es wurden nur Ereignisse aus dem Bereich

	<b>ohne Dreieckschnitt</b>	<b>mit Dreieckschnitt</b>
Daten (gesamt)	7495 ± 86,6	6334 ± 79,6
$W \rightarrow \mu\nu$	5043 ± 71,1 (67%)	4925,4 ± 70,2 (77%)
QCD-Untergrund	1363,3 ± 36,9 (18%)	491,4 ± 22,2 (8%)
SM-Untergrund	1642,93 ± 25,3	577,9 ± 24
Untergrund (gesamt)	7049,2 ± 83,6	5994,7 ± 77,4
Daten Überschuß	445,8 ± 21,1	339,3 ± 18,2

Tabelle 7.3.: Die Anzahl der Ereignisse mit der 2Jets ohne und mit Dreieckschnitt

<b>Prozess</b>	<b>ohne Dreieckschnitt</b>	<b>mit Dreieckschnitt</b>
Daten (gesamt)	763 ± 27,6	660 ± 25,7
$W \rightarrow \mu\nu$	337,3 ± 18,4 (44%)	325,4 ± 18 (49%)
QCD-Untergrund	215,4 ± 14,7 (28%)	83,7 ± 9,1 (12%)
SM-Untergrund	257,6 ± 16	245,3 ± 15,7
Untergrund (gesamt)	810,2 ± 28,5	654,4 ± 25,6
Daten Überschuß	-47,2 ± 6,9	5,6 ± 2,2

Tabelle 7.4.: Die Anzahl der Ereignisse mit der 4Jets ohne und mit Dreieckschnitt. Für den Daten-Überschuß wird die Differenz zwischen Daten und der Summe aus allen Untergründen gebildet.

$E_T^{miss} < 10$  GeV berücksichtigt, da in diesem Bereich QCD-Ereignisse dominieren. In Abbildung 7.4 ist  $\epsilon_{\text{QCD}}$  in Abhängigkeit der Pseudorapidität des Myons dargestellt. Man erwartet, dass  $\epsilon_{\text{QCD}}$  näherungsweise konstant ist und bei etwa 0,3 liegt.

Mit der Kenntnis von  $\epsilon_{\text{Signal}}$  und  $\epsilon_{\text{QCD}}$  lässt sich nun mit der Gleichung 7.9 die Anzahl von QCD-Ereignissen in der Signalregion bestimmen. Die Verteilungen der fehlenden transversalen Energie einschließlich des mit der Matrix-Methode bestimmten QCD-Anteils sind in Abbildung 7.7 ohne Dreieckschnitt und in Abbildung 7.8 mit Dreieckschnitt gezeigt. Es herrscht gute Übereinstimmung zwischen der Monte-Carlo-Simulation mit den zusätzlichen datenbasierten Vorhersagen des QCD-Untergrundes und den Daten.

Die Verteilung für die W-Boson-Ereignisse sind in Abbildung 7.5 ohne Dreieckschnitt und in Abbildung 7.6 mit Dreieckschnitt zu sehen. Auch hier ist die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation inklusive der datenbasierten QCD-Vorhersage gut.

In den Tabellen 7.3 und 7.4 werden die Anzahl von Ereignissen für Daten bzw. verschiedene simulierte Untergründe vor und nach dem Dreieckschnitt aufgelistet, jeweils für die 2Jets- und 4Jets-Selektion. In beiden Fällen sieht man, dass  $W \rightarrow \mu\nu + \text{Jets}$  der dominante Untergrundprozess ist. Durch den Dreieckschnitt wird er sogar von 67% auf 77% bzw. von 44% auf 49% verringert. Der zweite dominante Untergrund ist der QCD-Untergrund. Wie erwartet ist der Anteil von QCD-Untergrund aus Daten für höhere Jetmultiplizität größer. Der Dreieckschnitt unterdrückt die Kontamination von QCD-Ereignissen. Der Anteil von QCD-Untergrund beträgt vor dem Dreieckschnitt 18% bzw. 28% für den 2Jets- bzw. 4Jets-Ereignisse, nach dem Dreieckschnitt sinkt er auf 8% bzw. 12%.

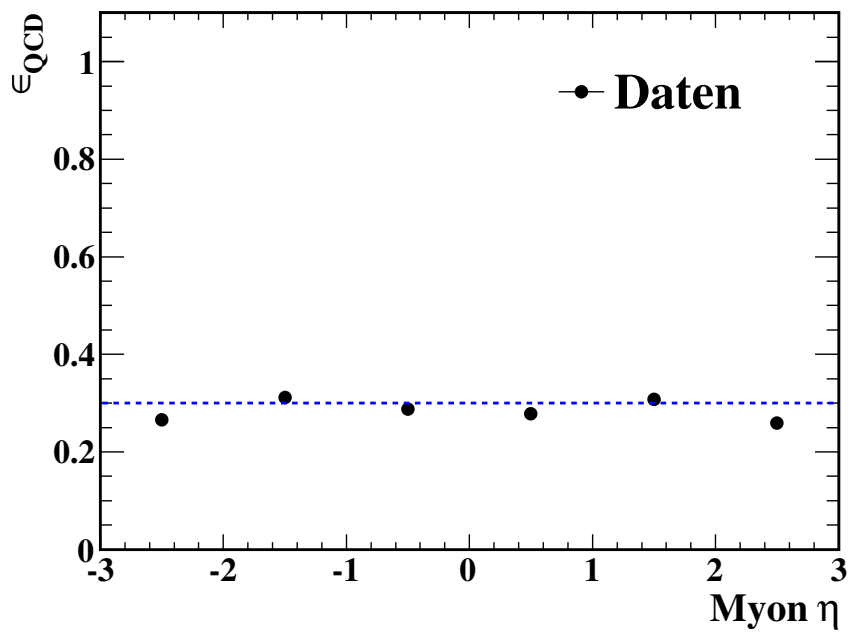


Abbildung 7.3.: Verhältnis der Anzahl der „tight“- zu „loose“-Ereignisse als Funktion des Transversalimpulses des Myon-Kandidaten für simulierte Signal-Ereignisse.

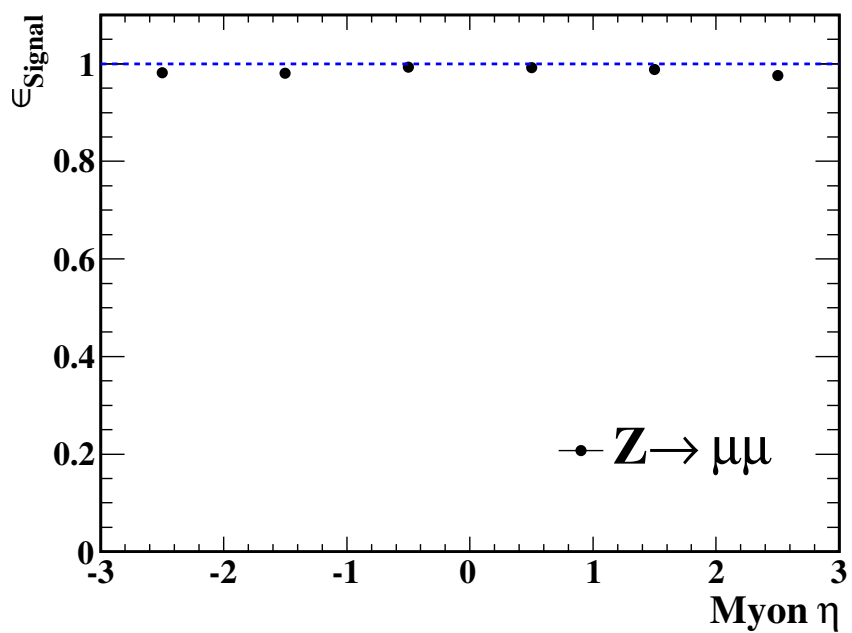


Abbildung 7.4.: Verhältnis der Anzahl der „tight“- zu „loose“ Ereignisse als Funktion des Transversalimpulses des Myon-Kandidaten für simulierte QCD-Ereignisse.

**Unsicherheiten der Abschätzung des QCD-Untergrundes:** Die statistische Unsicherheit der Methode stammt aus der Zählung von  $N^T$ - und  $N^L$ -Ereignissen in Daten. Zusätzlich gibt es drei Quellen systematischer Unsicherheiten, die in [36] ausführlich untersucht und erklärt wurden. In dieser Arbeit wurde die dort angegebene totale systematische Unsicherheit von 30% verwendet und als gestrichelte Fläche in den Abbildungen 7.5- 7.8 dargestellt.

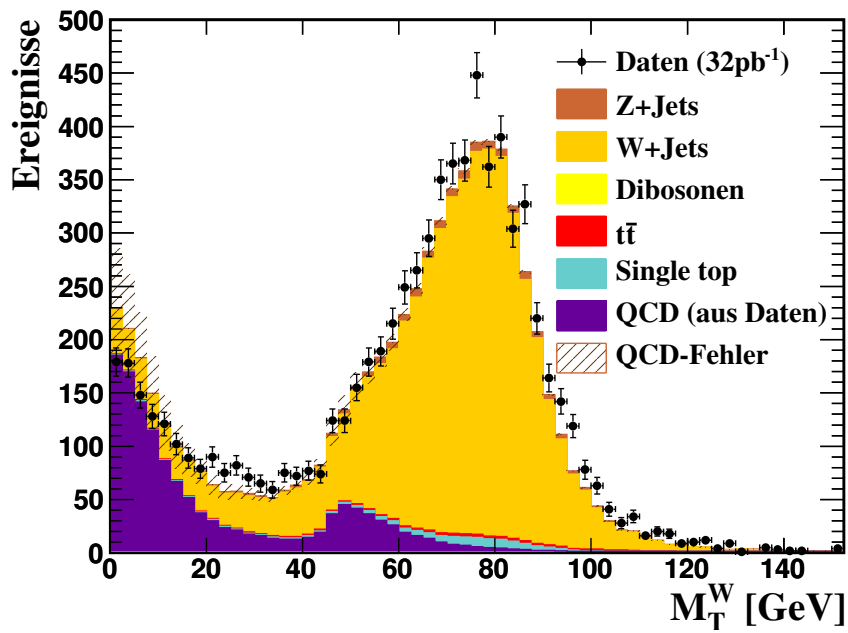


Abbildung 7.5.: Verteilung der fehlenden transversalen Energie für  $W \rightarrow \mu\nu + 2\text{Jets}$  ohne Dreieckschnitt für Daten und Monte Carlo.

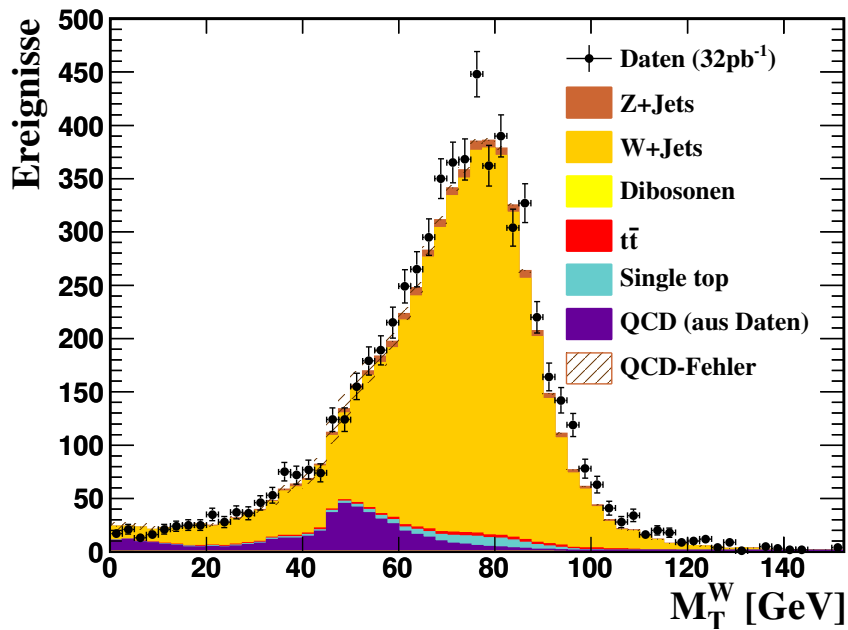


Abbildung 7.6.: Verteilung der transversalen Masse für  $W \rightarrow \mu\nu + 2\text{Jets}$  mit Dreieckschnitt für Daten und Monte Carlo.

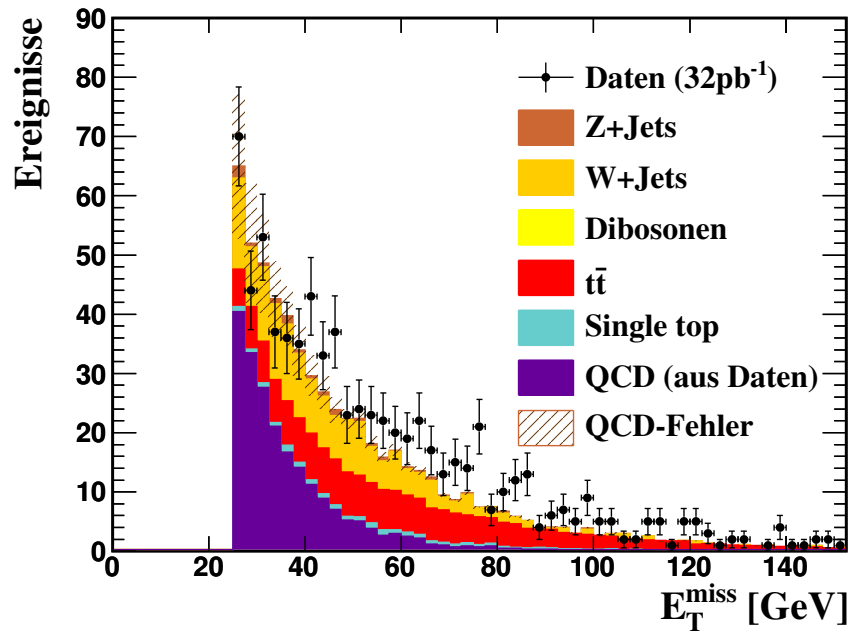


Abbildung 7.7.: Verteilung der fehlenden transversalen Energie für  $W \rightarrow \mu\nu + 4\text{Jets}$  ohne Dreieckschnitt für Daten und Monte Carlo.

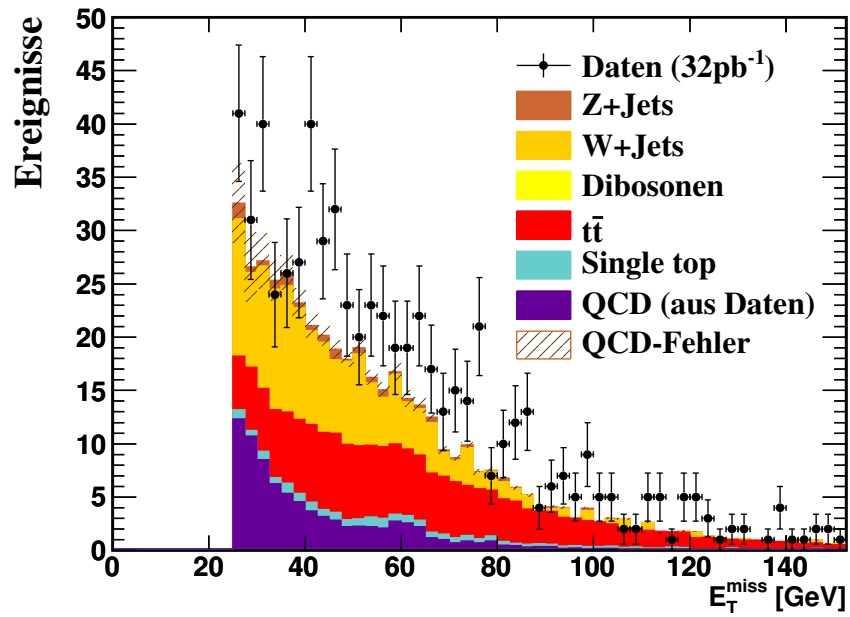


Abbildung 7.8.: Verteilung der fehlenden transversalen Energie für  $W \rightarrow \mu\nu + 4\text{Jets}$  mit Dreieckschnitt für Daten und Monte Carlo.



# Kapitel 8.

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Ereignisse mit  $W$ - und  $Z$ -Bosonen untersucht und die  $W$ +Jets- und QCD-Untergründe der Top-Quark-Paarproduktion abgeschätzt. Die dazu verwendeten Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von  $\mathcal{L} = 32 \text{ pb}^{-1}$  und sind von März bis September 2010 bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV der Proton-Proton-Kollisionen mit dem ATLAS-Detektor am LHC aufgenommen worden.

Für die Top-Quark-Paarproduktion im Myon+Jets-Kanal sind Ereignisse mit  $W$ - und  $Z$ -Bosonen dominante Untergründe. Im Rahmen der Analyse werden zunächst  $W$ - und  $Z$ -Ereignisse selektiert. Anhand von Kontrollverteilungen wurde eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation gezeigt. Die  $Z$ -Selektion hat im Gegensatz zur  $W$ -Selektion einen geringeren Untergrundanteil. Dies sowie die Ähnlichkeit der Topologien von  $W$ - und  $Z$ -Ereignissen wird ausgenutzt, um anhand von  $Z$ -Ereignissen den  $W$ +Jets-Untergrund zu modellieren. Das Verhältnis der  $W$ - und  $Z$ -Produktionsraten wurde verwendet, um aus der Kontrollregion im 1-Jet-Bin den Untergrund für die  $t\bar{t}$ -Signalregion mit mindestens vier Jets zu extrahieren. Eine alternative Methode stellt die Berends-Skalierung dar. Hier wird zusätzlich das 2-Jets-Bin als zweite Kontrollregion genutzt. Diese Methode kann allein auf  $W$ -Bosonen basierend verwendet werden, was insbesondere vorteilhaft bei niedriger Statistik von  $Z$ -Ereignissen ist. Auch sie erlaubt eine zuverlässige Bestimmung des  $W$ +Jets-Untergrundes. Beide Methoden zeigen konsistente Ergebnisse. Die Berends-Skalierung ist gegebenenfalls zu bevorzugen, da die hohe Statistik der  $W$ -Ereignisse eine bessere statistische Präzision erreicht werden kann.

Durch einen zusätzlichen Dreieckschnitt kann die Kontamination von QCD-Untergrund eliminiert werden. Nach der Anwendung dieses Schnitts verblieb ein nicht vernachlässigbarer QCD-Untergrundanteil in der Signalregion. Deswegen musste der QCD-Untergrund zusätzlich aus Daten abgeschätzt werden. Dazu wurde die sogenannte Matrix-Methode verwendet, die mit Hilfe von zwei verschiedenen Myon-Selektionen die Abschätzung des QCD-Anteils aus Daten in der Signalregion erlaubt. Anhand verschiedener kinematischer Variablen wurde die Methode validiert.

Für die Extraktion des Top-Quark-Signals stehen somit mehrere datenbasierte Methoden zur Untergrundbestimmung zur Verfügung. Die zunehmende Menge an ATLAS-Daten ermöglicht eine weitere Verfeinerung der Top-Quark-Analysen.



# Anhang A.

## Daten und Monte Carlo

In den folgenden Tabellen sind die in dieser Datensätze, die in dieser Arbeit verwendet werden, aufgelistet.

- ATLAS Daten:

Periode	Subperiode	Run range	Luminosität[nb <sup>-1</sup> ]
G	G1	165591,165632	780
	G2	165703,165732	1190
	G3	165767-165815	1300
	G4	165817-165818	300
	G5	165821-166143	1900
	G6	166198-16638	3600
H	H1	166466-166850	6500
	H2	166856-166964	2800
I	I1	167575-167680	14500
	I2	167776-167844	8500
Total		165591-167844	41370

Tabelle A.1.: In dieser Arbeit verwendete Datensätze am ATLAS [37].

- Monte-Carlo-Simulation:

Run	Kanal	Matrix Element	Parton Schauer	X-sec	K-factor
5985	WW -> all	Herwig	Herwig	11.8 pb	1.52
5987	WZ -> all	Herwig	Herwig	3.4 pb	1.58
5986	ZZ -> all	Herwig	Herwig	0.98 pb	1.20
8341	tchan ->mu	MC@NLO	Herwig	7.2 pb	1
8342	tchan ->tau	MC@NLO	Herwig	7.1 pb	1
8344	schan ->mu	MC@NLO	Herwig	0.5 pb	1
8345	schan ->tau	MC@NLO	Herwig	0.5 pb	1
8346	Wt -> inclusive	MC@NLO	Herwig	14.6 pb	-
7690	WmunuNp0	Alpgen	Herwig Jimmy	6935.8 pb	1.22
7691	WmunuNp1	Alpgen	Herwig Jimmy	1281.2 pb	1.22
7692	WmunuNp2	Alpgen	Herwig Jimmy	375.3 pb	1.22
7693	WmunuNp3	Alpgen	Herwig Jimmy	101.1 pb	1.22
7694	WmunuNp4	Alpgen	Herwig Jimmy	25.7 pb	1.22
7695	WmunuNp5	Alpgen	Herwig Jimmy	7.0 pb	1.22
7700	WtaunuNp0	Alpgen	Herwig Jimmy	6835.8 pb	1.22
7701	WtaunuNp1	Alpgen	Herwig Jimmy	1276.8 pb	1.22
7702	WtaunuNp2	Alpgen	Herwig Jimmy	376.6 pb	1.22
7703	WtaunuNp3	Alpgen	Herwig Jimmy	100.8 pb	1.22
7704	WtaunuNp4	Alpgen	Herwig Jimmy	25.7 pb	1.22
7705	WtaunuNp5	Alpgen	Herwig Jimmy	7.0 pb	1.22
7660	ZmumuNp0	Alpgen	Herwig Jimmy	657.7 pb	1.22
7661	ZmumuNp1	Alpgen	Herwig Jimmy	132.8 pb	1.22
7662	ZmumuNp2	Alpgen	Herwig Jimmy	39.6 pb	1.22
7663	ZmumuNp3	Alpgen	Herwig Jimmy	11.1 pb	1.22
7664	ZmumuNp4	Alpgen	Herwig Jimmy	2.8 pb	1.22
7665	ZmumuNp5	Alpgen	Herwig Jimmy	0.8 pb	1.22
7670	ZtautauNp0	Alpgen	Herwig Jimmy	657.4 pb	1.22
7671	ZtautauNp1	Alpgen	Herwig Jimmy	133.0 pb	1.22
7672	ZtautauNp2	Alpgen	Herwig Jimmy	40.4 pb	1.22
7673	ZtautauNp3	Alpgen	Herwig Jimmy	11.0 pb	1.22
7674	ZtautauNp4	Alpgen	Herwig Jimmy	2.9 pb	1.22
7675	ZtautauNp5	Alpgen	Herwig Jimmy	0.7 pb	1.22
6280	WbbNp0	Alpgen	Herwig Jimmy	3.2 pb	1.22
6281	WbbNp1	Alpgen	Herwig Jimmy	2.6 pb	1.22
6282	WbbNp2	Alpgen	Herwig Jimmy	1.4 pb	1.22
6283	WbbNp3	Alpgen	Herwig Jimmy	0.6 pb	1.22

Tabelle A.2.: Liste der Prozesse und Wirkungsquerschnitte. Die Datensätze wurde mit verschiedenen Monte-Carlo-Generatoren simuliert [38].

# Literaturverzeichnis

- [1] Top quark pair production cross-section measurement in atlas in the single lepton+jets channel without b-tagging. *ATLAS-CONF-2011-023*.
- [2] A combined measurement of the top quark pair production cross-section using dilepton and single-lepton final states. *ATLAS-CONF-2011-040*.
- [3] Measurement of the top quark pair cross-section with atlas in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  tev in the single-lepton channel using b-tagging. *ATLAS-CONF-2011-035*.
- [4] F. Halzen und A. D. Martin. Quarks and leptons an introductory course in modern particle physics. *John Wiley Sons*, 1984.
- [5] M. Spira H. Spiesberger and P.M. Zerwas. The standard model physical basis and scattering experiments. *arXiv, hep-ph/0011255*, Nov.2000.
- [6] Particle Data Group. Particle physics booklet. *Journal of Physics G*, 37:1+, 2010.
- [7] F. Abe et al. Observation of top quark production in anti-p p collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2626–2631, 1995.
- [8] DØ Collaboration.  $t\bar{t}$  production cross section in ppbar collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  tev. *PHYS.REV.D*, 67:012004, 2003.
- [9] J. M. Campbell and R. K. Ellis. An update on vector boson pair production at hadron colliders. *PHYS.REV.D*, 60:113006, 1999.
- [10] N. Fabiano. Top mesons. *Eur. Phys. J.*, C2:345–350, 1998.
- [11] Johann H. Kuhn and P. M. Zerwas. THE TOPONIUM SCENARIO. *Phys. Rept.*, 167:321, 1988.
- [12] A.Heinson. Useful diagrams of top signals and backgrounds. 2009.
- [13] Stefano Catani. Aspects of qcd, from the tevatron to the lhc *arxiv, hep-ph/0005233*, 29, 2000.
- [14] S. Moch and P. Uwer. Theoretical status and prospects for top quark pair production at the hadron colliders. *Phys. Rev. D* 78 034003, page arXiv:0804.1476, 2008.
- [15] Johann H. Kuhn. Top quarks. *Acta Phys. Polon.*, B26:711–729, 1995.
- [16] Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, 33:1+, 2006.
- [17] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3:S08001, 2008.
- [18] Computer generated images, CERN Document Server.

- [19] ATLAS Collaboration. *Expected performance of the ATLAS experiment detector trigger and physics*. 2008.
- [20] The ATLAS Collaboration. *ATLAS Detector and Physics performance: Technical Design Report*. 1999.
- [21] AA. Bhatti and D. Lincoln. *Annu. rev. nucl. part. sci.* 60:267-97, 2010.
- [22] A. Shibata et al. Understanding monte carlo generators for top physics. Technical Report ATL-COM-PHYS-2009-334, CERN, Geneva, Jun 2009.
- [23] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A. D. Polosa. Alpgen, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *JHEP*, 0307:001, 2003.
- [24] Stefano Frixione, Paolo Nason, and Bryan R. Webber. Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavour production. *JHEP*, 08:007, 2003.
- [25] G. Corcella et al. Herwig 6.5 release note, 2002.
- [26] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. Pythia 6.4 physics and manual. *JHEP*, 0605:026, 2006.
- [27] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw, and M. H. Seymour. Multiparton interactions in photoproduction at hera. *Z.PHYS.C*, 72:637, 1996.
- [28] S. Agostinelli et al. Geant4 – a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 506(3):250–303, Jul 2003.
- [29] J. Allison et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(1):270–278, Feb 2006.
- [30] Jan Andre Stillings. Top quark mass measurements using lepton transverse momenta at atlas. 2009.
- [31] H. L. Lai et al. Global qcd analysis of parton structure of the nucleon: Cteq5 parton distributions. *EUR.PHYS.J.C*, 12:375, 2000.
- [32] GARDENER. <https://atlas-wiki1.physik.uni-bonn.de/mediawiki/index.php/gardener>. 2010.
- [33] G.P. Salam M. Cacciari and G. Soyez. *JHEP*, 04, 2008.
- [34] F.A. Berends W.T. Giele R. Kleiss H. Kuijf and W.J. Stirling. *Phys. Lett*, page 237, 1989.
- [35] M. L. Mangano et al. *JHEP*, =0307:001, 2003.
- [36] Balint Radics. Observation of top quark pair production and estimation of w+jets background with atlas and at the lhc. 2010.
- [37] DataPeriods. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/DataPeriods>, 2010.
- [38] TopPublicResults. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/TopPublicResults>, 2010.

## Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei meinem Professor Ian Brock herzlich bedanken, der mich bei der Anfertigung meiner Diplomarbeit kräftig unterstützt hat.

Sehr bedanken möchte ich mich auch bei Verena Schönberg und Jan Stillings, die mir bei vielen Formulierungen, Latex-Problemen und ebenso beim Korrekturlesen der Diplomarbeit hilfreich zur Seite standen.

Außerdem einen herzlichen Dank an Ozan Aslan, Markus Jüngst, Peter Köversarki, Thomas Loddenkötter, Sebastian Mergelmeyer, Elizabeth Nuncio für ihre Hilfe.

Weiterhin bedanke ich mich bei meinen Freunden Philipp Mehnert, Michael Müller, Yana Qi und Tan Wang, die mir vor allem mit ihrer moralischen Unterstützung zur Seite standen.

Nicht zuletzt gilt mein besonderer Dank meiner Familie, insbesondere bei Sevil, Melis und Murat Demir, die mich nicht nur finanziell, sondern auch moralisch unterstützt haben.





# Abbildungsverzeichnis

2.1. Top-Quark-Paarproduktionen Gluon Fusion und Quark-Antiquark-Annihilation	6
2.2. Wirkungsquerschnitte verschiedener Prozesse	7
2.3. Feynmandiagramm für Lepton+Jets Kanal	8
2.4. Top-Quark-Zerfall	8
2.5. Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall von $t\bar{t}$ -Paaren	9
2.6. Feynmandiagramm für Lepton+Jets Kanal	9
3.1. Schematische Darstellung des Large Hadron Colliders	12
3.2. Schematische Darstellung des ATLAS-Detektors	13
3.3. Schematische Darstellung des inneren Detektors	14
3.4. Schematische Darstellung des ATLAS Kalorimeters	16
3.5. Schematische Darstellung des ATLAS-Triggersystem	19
4.1. Schematische Darstellung eines typischen Prozesses	22
6.1. Jetmultiplizität nach der $W \rightarrow \mu\nu$ +Jets-Selektion	30
6.2. Myon-Transversalimpuls nach der $W \rightarrow \mu\nu$ +Jets-Selektion	32
6.3. Myon-Pseudorapazität nach der $W \rightarrow \mu\nu$ +Jets-Selektion	32
6.4. Myon-Azimutwinkels nach der $W \rightarrow \mu\nu$ +Jets-Selektion	33
6.5. Alle Ereignisse in der $M_T^W$ - $E_T^{miss}$ -Ebene für Daten.	34
6.6. Alle Ereignisse in der $M_T^W$ - $E_T^{miss}$ -Ebene für Monte-Carlo-Ereignisse	34
6.7. Alle Ereignisse in der $M_T^W$ - $E_T^{miss}$ -Ebene für QCD-Untergrund.	35
6.8. Die transversale Masse im $W \rightarrow \mu\nu + 1\text{Jet}$ -Kanal	36
6.9. Die transversale Masse im $W \rightarrow \mu\nu + 1\text{Jet}$ -Kanal	36
6.10. Jetmultiplizität nach $Z$ -Selektion	37
6.11. Jetmultiplizität nach der $W$ -Selektion	37
6.12. Die invariante Masse nach $Z \rightarrow \mu\mu$ -Selektion in lineare Skala	39
6.13. Invariante Masse nach $Z \rightarrow \mu\mu$ -Selektion in logarithmische Skala	39
7.1. Verhältnis der rekonstruierten Jetmultiplizität von $W$ + zu $Z$ +Jets-Ereignissen.	42
7.2. Monte-Carlo-Abschätzung des $\frac{V+(N+1)Jets}{V+NJets}$ -Verhältnis	43
7.3. Verhältnis der Anzahl der „tight“- zu „loose“-Ereignisse	47
7.4. Verhältnis der Anzahl der „tight“- zu „loose“ Ereignisse	47
7.5. Die fehlende transversale Energie für $W \rightarrow \mu\nu + 2\text{Jets}$ ohne Dreieckschnitt	49
7.6. Die transversale Masse für $W \rightarrow \mu\nu + 2\text{Jets}$ mit Dreieckschnitt	49
7.7. Die fehlende transversale Energie für $W \rightarrow \mu\nu + 4\text{Jets}$ ohne Dreieckschnitt	50
7.8. Die fehlende transversale Energie für $W \rightarrow \mu\nu + 4\text{Jets}$ mit Dreieckschnitt	50



# Tabellenverzeichnis

2.1. Leptonen im Standardmodell . . . . .	4
2.2. Die Quarks im Standardmodell . . . . .	4
2.3. Fundamentale Wechselwirkungen . . . . .	5
2.4. Wirkungsquerschnitt für Top-Quark-Paarproduktion am Tevatron und am LHC	6
6.1. Ereignisse der $Z \rightarrow \mu\mu$ -Selektion für Daten und Monte-Carlo . . . . .	38
7.1. Abschätzung der $W+1\text{Jet}$ - und $W+2\text{Jets}$ -Ereignisse ohne Dreickschnitt . . . . .	44
7.2. Abschätzung der inklusiven $W+4\text{Jets}$ SR-Selektion in der Daten ohne Dreick- schnitt . . . . .	44
7.3. Die Anzahl der Ereignisse mit der $2\text{Jets}$ ohne und mit Dreickschnitt . . . . .	46
7.4. Die Anzahl der Ereignisse mit $4\text{ Jets}$ ohne und mit Dreickschnitt . . . . .	46
A.1. In dieser Arbeit verwendete Datensätze am ATLAS . . . . .	53
A.2. Liste der Prozesse und Wirkungsquerschnitte . . . . .	54