

# Rekonstruktion der W-Boson-Masse in Lepton+Jets-Zerfällen zur Bestimmung der Top-Quark-Masse an ATLAS

Bachelorarbeit in Physik

von

Andrea Christine Wagner

angefertigt im

Physikalischen Institut der Universität Bonn

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität  
Bonn

im Oktober 2009



1. Gutachter: Prof. Dr. Ian C. Brock
2. Gutachter: Dr. Jürgen Kroseberg



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Motivation</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Einführung</b>	<b>4</b>
2.1	Top-Quark-Paarproduktion am LHC . . . . .	4
2.2	Ereignistopologie . . . . .	6
2.3	Der ATLAS-Detektor . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Selektion von Zerfällen in Lepton und Jets</b>	<b>10</b>
3.1	Datensätze . . . . .	10
3.2	Objektschnitte . . . . .	10
3.3	Ereignisschnitte . . . . .	11
<b>4</b>	<b>Rekonstruktion der Top-Quark-Masse</b>	<b>15</b>
4.1	Invariante Masse des Jet-Tripels . . . . .	15
4.2	Rekonstruktion der W-Boson-Masse . . . . .	18
4.3	Verbesserte Massenrekonstruktion . . . . .	20
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>24</b>
<b>A</b>	<b>Studie zur Ermittlung eines Korrekturfaktors</b>	<b>25</b>

# Kapitel 1

## Motivation

Kobayashi und Maskawa postulierten 1973 eine dritte Generation von Quarks (1). Nachdem 1977 am Fermilab das Bottom-Quark entdeckt worden war (2), verlangte das Standardmodell nach einem Doublett-Partner in der dritten Generation. Nachgewiesen werden konnte das Top-Quark allerdings erst 1995 am Tevatron (3; 4). Für die Produktion des schwersten Quarks sind sehr hohe Energien nötig, und so stellt dieses Experiment bislang die einzige Möglichkeit dar, das Top-Quark direkt zu vermessen. Aufgrund der Kombination verschiedener Kanäle ist die Top-Quark-Masse einer der präzisesten Parameter des Standardmodells.

Voraussichtlich gegen Ende dieses Jahres wird der *Large Hadron Collider*, der LHC, in Betrieb genommen. In Proton-Proton-Kollisionen bei Schwerpunktsenergien von 14 TeV werden bei der derzeit angestrebten spezifischen Luminosität jährlich über acht Millionen  $t\bar{t}$ -Ereignisse produziert. Die Top-Quark-Masse kann anfangs z.B. zur Kalibration des ATLAS-Detektors und zur Korrektur von Jet-Energien verwendet werden. Später, wenn bereits eine hohe Anzahl von  $t\bar{t}$ -Ereignissen aufgezeichnet ist, lassen sich die Eigenschaften des Top-Quarks mit bisher unerreichter Genauigkeit bestimmen. Da das Top-Quark eine sehr hohe Masse besitzt, koppelt es stark an das Higgs-Boson und spielt so in vielen Higgs-Prozessen eine Rolle. Eine genaue Kenntnis der Top-Quark-Eigenschaften ist eine wichtige Voraussetzung für die Überprüfung von Theorien, die über das Standardmodell hinausgehen.

Ereignisse aus  $t\bar{t}$ -Produktion ermöglichen eine Ermittlung der Top-Quark-Eigenschaften aus verschiedenen Kanälen, sodass eine gegenseitige Überprüfung stattfinden kann. Der in dieser Analyse genutzte Lepton+Jets-Kanal vereint die Vorteile einer hohen Statistik mit einer guten Selektierbarkeit. Der leptonische Anteil erleichtert die Selektion zur Unterdrückung des Untergrundes, während der hadronische Teil des Zerfalls eine Rekonstruktion des Top-Quarks bei minimalem Energieverlust ermöglicht. Das W-Boson, dessen Eigenschaften ebenfalls mit einer hohen Genauigkeit bekannt sind, unterstützt die

Rekonstruktion des hadronischen Anteils und trägt somit signifikant zur Bestimmung der Top-Quark-Masse bei.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert: Kapitel 2 gibt eine kurze theoretische Einführung in Produktion und Zerfall des Top-Quarks am LHC sowie den ATLAS-Detektor. Im dritten Kapitel werden die in der Analyse verwendeten Datensätze vorgestellt und auf die Selektion des Lepton+Jets-Kanals aus verschiedenen Datensätzen eingegangen. Im Hauptteil, Kapitel 4, wird die Top-Quark-Masse aus der invarianten Masse dreier Jets rekonstruiert. Kapitel 5 fasst schließlich die Ergebnisse zusammen. Im Anhang findet sich eine Studie zur Ermittlung eines Korrekturfaktors der Energie von b-Jets.

# Kapitel 2

## Theoretische Einführung

Den folgenden Ausführungen liegt das Standardmodell der Teilchenphysik zugrunde. Dieses wird in (5) ausführlich erläutert.

Das Top-Quark gehört zur dritten Familie der Fermionen, sein Partner ist das Bottom-Quark. Das schwerste der Quarks, dessen Masse zuletzt als  $m_t = (173.1 \pm 1.1(\text{syst.}) \pm 0.6(\text{stat.})) \text{ GeV}$  bestimmt wurde (6), vervollständigte mit seiner Entdeckung die sechs Quarks des Standardmodells. Bedingt durch diese hohe Masse wird vom Standardmodell eine Lebensdauer von nur  $4 \cdot 10^{-25} \text{ s}$  vorausgesagt, wodurch es eine spezielle Signatur in der Art des Zerfalls aufweist. Die Strecke, die das Top-Quark vor dem Zerfall zurücklegen kann, beträgt  $1.5 \cdot 10^{-16} \text{ m}$ . Somit ist es unmöglich, das Top-Quark direkt zu detektieren und man bestimmt die Eigenschaften aus seinen Zerfallsprodukten. Eine Hadronisierung des Top-Quarks findet aufgrund der geringen Lebensdauer nicht statt. Die elektrische Ladung des Top-Quarks beträgt laut Standardmodell  $+\frac{2}{3}e$ . Dies konnte bisher aber noch nicht experimentell bestätigt werden (7). Weitere Details finden sich in (8).

### 2.1 Top-Quark-Paarproduktion am LHC

Am *Large Hadron Collider* (LHC) entstehen Top-Antitop-Quark-Paare durch Proton-Proton-Kollisionen bei Schwerpunktsenergien von  $\sqrt{s} = (10 - 14) \text{ TeV}$ . Hierbei wechselwirken Subkomponenten der Protonen, die sogenannten Partonen. Dies können Valenzquarks, Seequarks oder Gluonen sein. Prozesse starker Wechselwirkung werden störungstheoretisch berechnet und können nach Ordnung der starken Kopplungskonstante  $\alpha_s$  entwickelt werden. In niedrigster Ordnung gibt es zwei mögliche Produktionsprozesse für Top-Antitop-Quark-Paare (siehe Abbildung 2.1): Die Vernichtung zweier Quarks und die Fusion zweier Gluonen. Bei der Quark-Antiquark-Annihilation gehen ein Quark und ein Antiquark in ein virtuelles Gluon über, welches in ein Top- und ein Antitop-Quark zerfällt.



Im zweiten Prozess fusionieren zwei Gluonen entweder zu einem virtuellen Gluon oder zu einem Top-Quark, um dann ein Top-Antitop-Quark-Paar zu bilden.

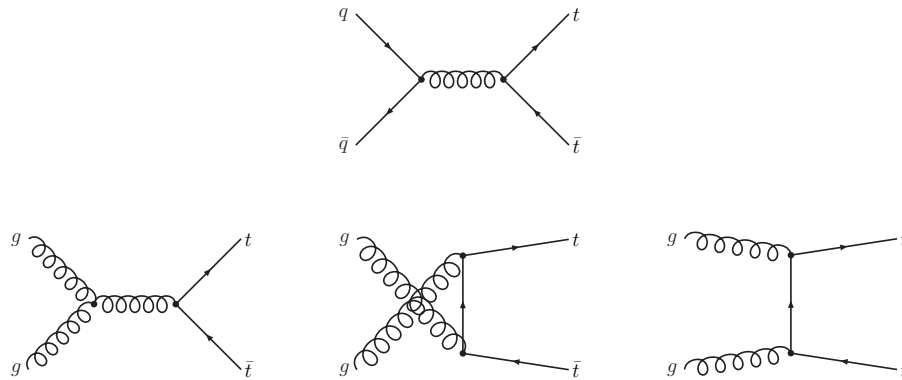


Abbildung 2.1: Feynman-Graphen für die  $t\bar{t}$ -Produktion in erster Ordnung.

Es stellt sich die Frage, wie groß der relative Anteil der beiden Hauptprozesse ist. Dies wird beschrieben durch die „Partonendistributionsfunktion“ (PDF) (8). Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Parton  $i$  den Anteil  $x_i$  am longitudinalen Viererimpuls  $P$  des Protons trägt. Die PDF ist abhängig vom Quadrat des übertragenen Viererimpulses  $Q^2$  und von  $x_i$ . Dieses lässt sich wie folgt aus der Schwerpunktsenergie abschätzen:

$$\begin{aligned} W &= \sqrt{(x_i P_1 + x_j P_2)^2} = \sqrt{(x(P_1 + P_2))^2} = x\sqrt{(P_1 + P_2)^2} \\ &= x\sqrt{s}, \end{aligned}$$

wobei  $W$  hier die Schwerpunktsenergie im Parton-Parton-Ruhsystem ist. Zusätzlich wird  $x_i = x_j =: x$  angenommen. Damit Top-Antitop-Quark-Paare produziert werden können, muss außerdem  $\sqrt{s} \geq 2m_t$  gelten. Somit folgt:

$$\begin{aligned} x &\geq \frac{2m_t}{\sqrt{s}} \\ x &\approx 0,025 \text{ bei } \sqrt{s} = 14 \text{ TeV}. \end{aligned}$$

Abbildung 2.2 zeigt PDFs für  $Q^2 = 350 \text{ GeV}^2$ . Man sieht, dass für große  $x$  die PDF der Valenzquarks größer ist als die der Gluonen. In diesem Bereich dominiert also die Quark-Quark-Annihilation. Im Bereich kleiner  $x$ , wie sie beim LHC auftreten, ist jedoch die PDF der Gluonen deutlich größer als die der Valenzquarks. Folglich dominiert hier die Gluon-Gluon-Fusion. In LHC-Kollisionen entstehen  $\approx 90\%$  der Top-Antitop-Quark-Paare durch Gluon-Gluon-Fusion, nur  $\approx 10\%$  kommen durch Quark-Antiquark-Annihilation zustande.

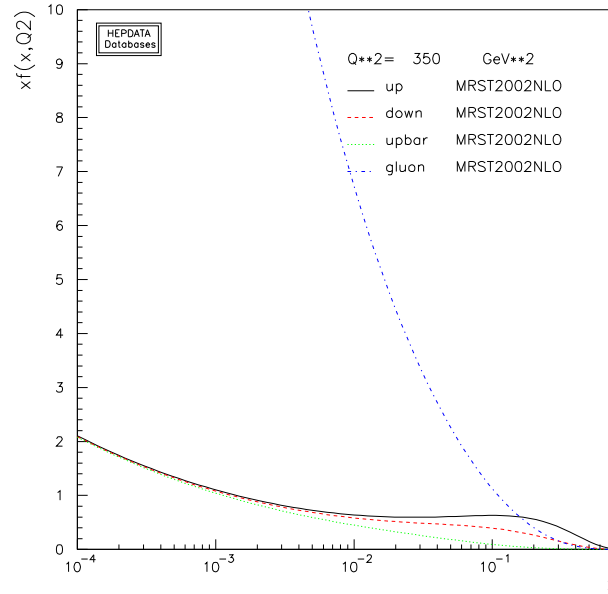


Abbildung 2.2: PDF-Parametrisierung der MRST-Collaboration für  $Q^2 = 350 \text{ GeV}^2$  (9)

## 2.2 Ereignistopologie

Das Top-Quark zerfällt fast ausschließlich schwach in ein  $W^+$ -Boson und ein Quark (siehe Abbildung 2.3). Analog zerfällt ein Antitop-Quark in ein  $W^-$ -Boson und ein Antiquark. Das Quark kann ein Down-, Strange- oder Bottom-Quark sein. Da aber der Zerfall in Down- und Bottom-Quarks als Wechsel der Quark-Familie Cabibbounterdrückt ist, beträgt die Wahrscheinlichkeit hierfür weniger als 0,2 % (10). Da der Zerfall des Top-Quarks in  $W$ -Bosonen und Bottom-Quarks der weit überwiegende ist, wird im Folgenden nur noch dieser betrachtet.

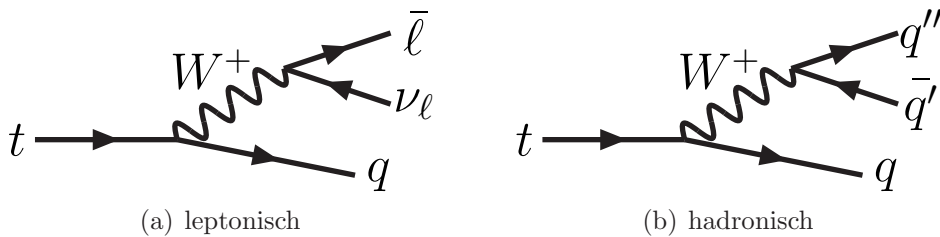


Abbildung 2.3: Feynman-Graph für den Zerfall des Top-Quarks in ein  $W$ -Boson und ein Quark für den Fall, in dem das  $W$ -Boson leptonisch (a), bzw. hadronisch (b) zerfällt.

Das entstandene  $W^+$ -Boson kann auf zwei verschiedene Arten zerfallen: Zum einen leptonisch in ein geladenes Lepton und ein Neutrino (siehe Abbildung 2.3(a)). Dies geschieht in

32% der Fälle. Zum anderen hadronisch in ein Quark und ein Antiquark (siehe Abbildung 2.3(b)). Hierfür beträgt die Wahrscheinlichkeit 68%. Mögliche Flavour-Changing-Neutral-Current-Prozesse sind vernachlässigbar, da sie mit einer maximalen Wahrscheinlichkeit von  $10^{-11}$  abgeschätzt wurden (11). Für ein Top-Antitop-Quark-Paar bleiben folgende drei Zerfallskanäle:

- Vollhadronisch: Sowohl das aus dem Top-, als auch das aus dem Antitop-Quark kommende W-Boson zerfällt hadronisch.
- Dileptonisch: Beide W-Bosonen zerfallen leptonisch.
- Lepton+Jets: Eines der W-Bosonen zerfällt hadronisch, das andere leptonisch.

Abbildung 2.4(a) zeigt die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Zerfallskanäle. Mit 44%

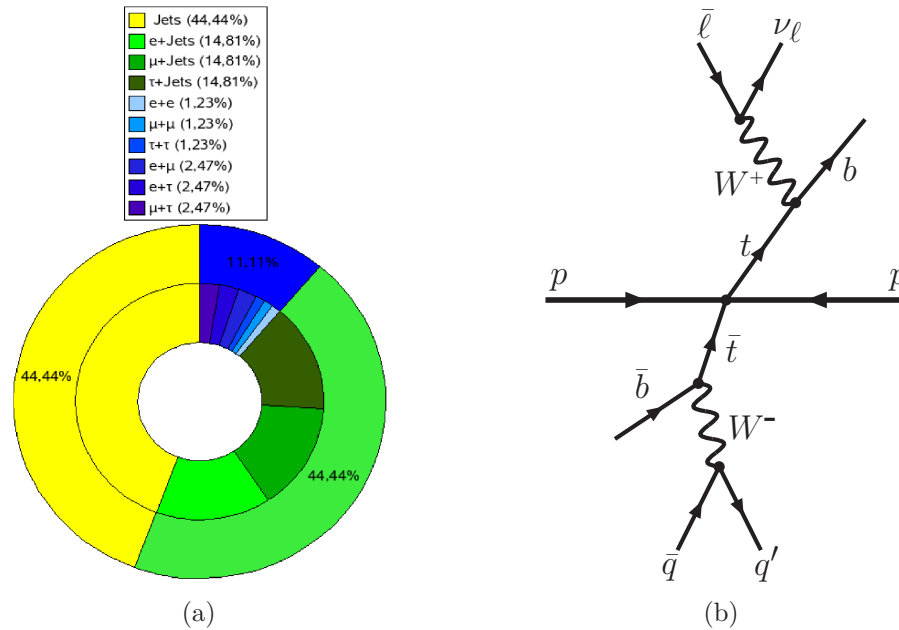


Abbildung 2.4: (a) Statistische Häufigkeit der Zerfallskanäle. (b) Topologie des Lepton+Jets-Zerfallskanals.

hat der vollhadronische Kanal eine hohe Statistik, jedoch ist er aufgrund des hohen Untergrundes extrem schwer zu identifizieren. Der dileptonische Kanal hingegen lässt sich mit Hilfe der zwei Leptonen im Endzustand gut auswählen, hat jedoch mit 11% eine recht niedrige Statistik. Hinzu kommt das Problem, dass bei der Rekonstruktion der Top-Quark-Masse über den leptonischen Zweig die Energie des Neutrinos nicht gemessen werden kann. Der Lepton+Jets-Kanal vereint eine hohe Statistik von 44% mit hinreichend guter Auswählbarkeit. Dieser sogenannte „Goldene Kanal“ wird in der folgenden Analyse verwendet.

## 2.3 Der ATLAS-Detektor

Der LHC ist ein Ringbeschleuniger am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf. Er hat einen Umfang von 27 km und befindet sich ca. 100 m unter der Erdoberfläche. Er wird genutzt, um Protonen oder schwere Ionen zu beschleunigen und zu kollidieren. Für Proton-Proton-Kollisionen wird eine Schwerpunktsenergie von (10–14) TeV bei einer maximalen Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erreicht. Ionen kollidieren bei 5,5 TeV und mit einer maximalen Luminosität von  $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (12).

Einer der vier Detektoren am LHC ist ATLAS (*A Torroidal LHC ApparatuS*). Seine Abmessungen betragen 45 Meter Länge und 25 Meter Höhe und Breite bei einem Gewicht von 7000 Tonnen. Eine detaillierte Beschreibung des ATLAS-Detektors (siehe Abbildung 2.5) kann unter (13) und (14) gefunden werden. Die für diese Analyse wichtigsten Komponenten sind:

- Magnetsysteme:  
Es gibt einerseits einen supraleitenden Solenoiden um den inneren Detektor herum, andererseits drei große supraleitende Toroidmagneten, die oktogonal um das Kalorimetersystem angeordnet sind. Die Magneten lenken geladene Teilchen ab, um eine Impulsmessung zu ermöglichen.
- Innerer Detektor/Spurdetektor:  
Der innere Detektor besteht aus Halbleiterdetektoren und einem Straw-Tube-Tracker. Er befindet sich innerhalb des 2 T-Feldes des Solenoiden und dient der Mustererkennung, Impuls- und Vertexmessung geladener Teilchen sowie der Identifikation von Elektronen.
- Kalorimeter:  
Das elektromagnetische Kalorimeter registriert die elektromagnetische Energie sowie die Winkel, unter denen die Teilchen eintreffen. Das hadronische Kalorimeter ist ein Szintillations-Plattenkalorimeter, das Wert und Ort der Energiedeposition registriert.
- Myon-Spektrometer:  
Das Myon-Spektrometer befindet sich im Feld des Toroiden. Es identifiziert Myonen und misst ihren Impuls.

Positionen im ATLAS-Detektor werden mit Hilfe eines zylindrischen Koordinatensystems wie in Abbildung 2.5 gekennzeichnet. Anstatt  $\theta$  wird der Lorentzinvariante Winkel  $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$  genutzt.

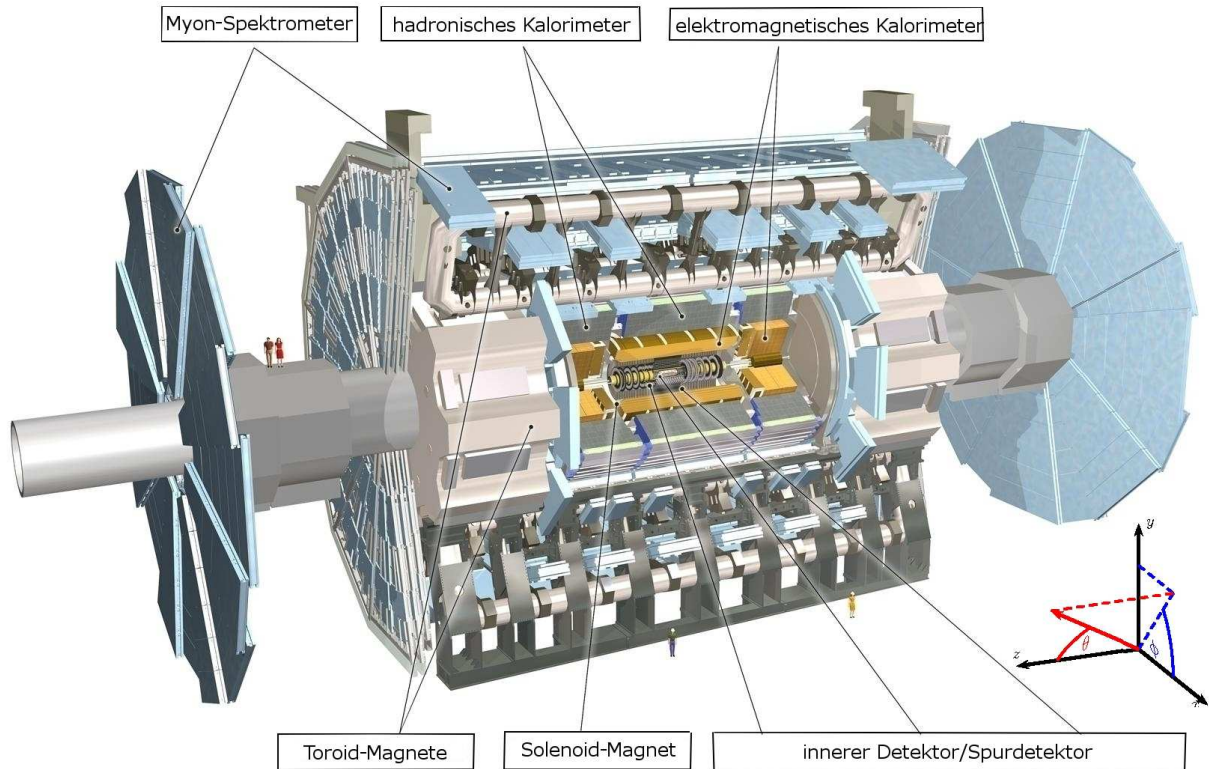


Abbildung 2.5: Schematische Ansicht der für diese Analyse wichtigsten Hauptkomponenten des ATLAS-Detektors. Das rechtshändige orthogonale, zur Definition der Flugrichtung verwendete Koordinatensystem ist unten rechts dargestellt.

# Kapitel 3

## Selektion von Zerfällen in Lepton und Jets

### 3.1 Datensätze

Zum Zeitpunkt dieser Analyse existieren noch keine vom ATLAS-Detektor aufgezeichneten Daten. Deshalb wird hier auf mit dem Monte-Carlo-Verfahren erzeugte Ereignisse zurückgegriffen. Genutzt werden Monte-Carlo-Datensätze aus zentraler ATLAS-Produktion für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 10$  TeV. In den mit „Gardener“<sup>1</sup> produzierten Datensätzen (N-Tupel) sind relevante Informationen wie transversale Energie, transversaler Impuls, Winkel  $\phi$  und  $\eta$  zu jeder Teilchensorte gespeichert.

Als Signal werden von MC@NLO (16) generierte  $t\bar{t}$ -Ereignisse mit dileptonischem oder Lepton+Jets-Zerfall verwendet. Der vollhadronische Zerfall wurde nicht betrachtet. Die verwendete Top-Quark-Masse beträgt 172,5 GeV. Als Untergrund werden folgende Prozesse betrachtet: ZZ, Z+Jets, WZ, WW, W+Jets und Singletop (17). Die Generierung der Untergrundereignisse erfolgt mit dem Programm AlpGen (18). Die Daten werden auf eine integrierte Luminosität von  $135 \text{ pb}^{-1}$  gewichtet.

### 3.2 Objektschnitte

In der ATLAS-Rekonstruktionssoftware werden zur einfacheren Analyse Informationen zu Teilchenobjekten zusammengefasst. Im Folgenden werden Elektronen, Myonen und Jets als Teilchenobjekte betrachtet. Tau-Leptonen sind in der Analyse nicht explizit

---

<sup>1</sup>Gardener ist ein internes Programm der Bonner ATLAS Top-Gruppe zur Erzeugung von ROOT-Dateien mit fester Datenstruktur (15).

eingeschlossen, leptonische Tau-Zerfälle werden jedoch in Form von Elektronen und Myonen mit berücksichtigt.

Objektschnitte dienen dazu, unerwünschte oder falsch detektierte Objekte zu entfernen. Für diese Analyse werden die in (17) empfohlenen Schnitte benutzt. Die kinematischen Schnitte auf die Objekte Elektronen, Jets und Myonen sind in Tabelle 3.1 angegeben.

Elektronen	Jets	Myonen
$p_T \geq 20 \text{ GeV}$	$p_T \geq 20 \text{ GeV}$	$p_T \geq 20 \text{ GeV}$
$ \eta  < 1,37 \vee 1,52 <  \eta  < 2,47$	$ \eta  \leq 2,5$	$ \eta  \leq 2,5$

Tabelle 3.1: Kinematische Selektion von Elektronen, Jets und Myonen, die zur Analyse verwendet wird.

Zusätzlich zu den kinematischen Schnitten werden weitere Qualitätskriterien gefordert. Um isolierte Elektronen und Myonen zu erhalten, darf in einem Kegel mit Radius  $R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2} = 0,2$  um das Objekt höchstens eine Energie von 6 GeV deponiert sein. Ist mehr Energie vorhanden, so geht man von mehreren Teilchen im selben Bereich aus und verwirft diese. In der ATLAS-Rekonstruktionssoftware können Objekte gleichzeitig verschiedenen Objektklassen zugeordnet sein. Diese Überlappungen wurden in der Analyse entfernt. Falls sich im Abstand von 0,2 um einen Jet ein Elektron befindet, wird der Jet entfernt. Es handelt sich meist nicht um einen Jet, sondern um Energie des Elektrons, die im hadronischen Kalorimeter deponiert wurde. Befindet sich im Abstand von  $R = 0,3$  um ein Myon ein Jet, so geht man davon aus, dass das Myon kein Objekt aus dem primären Zerfall ist, sondern aus Zerfällen der Subkomponenten des Jets stammt. Die Schnitteffizienzen der drei Objekte ist in Abbildung 3.1 gezeigt.

### 3.3 Ereignisschnitte

Die Ereignisschnitte wählen aus allen Ereignissen nur solche aus, bei denen ein Top-Antitop-Quark-Paar im Lepton+Jets-Kanal zerfällt. Im Folgenden werden die einzelnen Schnitte erläutert, deren Wirkung in Abbildung 3.2 quantitativ dargestellt ist.

- **Trigger:**  
Trigger sind Schnitte, die die extrem große Datenmenge aus dem Detektor auf ein auswertbares Maß reduzieren. In diesem Fall wird verlangt, dass es mindestens ein Elektron oder Myon mit transversaler Energie größer als 15 GeV geben muss.
- **Ein Lepton:**  
An die Ereignisse wird die Bedingung gestellt, dass sie genau ein geladenes Lepton

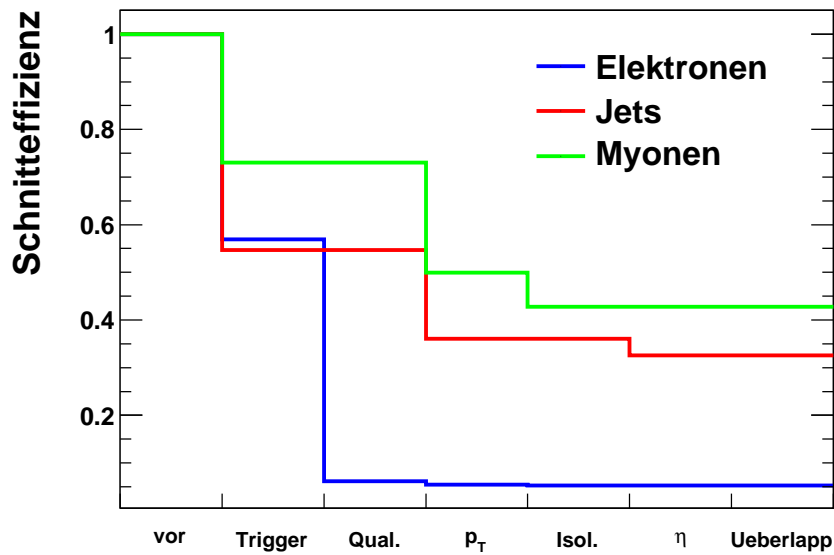


Abbildung 3.1: Schnitteffizienzen der Elektronen, Myonen und Jets normiert auf die Anzahl der Objekte vor den Schnitten.

mit den Kriterien aus 3.2 enthalten müssen. Dieses soll das geladene Lepton aus dem leptonisch zerfallenden W-Boson sein. Durch diesen Schnitt werden ZZ- und Z+Jets-Ereignisse weitestgehend eliminiert, denn ein Z-Boson kann entweder in zwei oder in kein geladenes Lepton zerfallen, nicht aber in eines.

- Fehlende Transversalenergie:

Die *Missing Energy Transverse (MET)* ist die vektorielle Summe aller transversalen Impulse. Man erwartet, dass sich in einem Ereignis die Transversalimpulse aufheben. Neutrinos leisten einen Beitrag zur MET, da sie vom Detektor nicht registriert werden. Hier wird eine MET von mindestens 20 GeV verlangt, die dem Neutrino aus dem leptonisch zerfallenden W-Boson entsprechen soll. Auch dieser Schnitt reduziert den ZZ- und Z+Jets-Untergrund, denn ein Z-Boson produziert bei seinem Zerfall keine Neutrinos.

- Jets:

In einem Ereignis sollen mindestens drei Jets jeweils einen transversalen Impuls über 40 GeV haben, ein weiterer soll mindestens 20 GeV besitzen. Die vier Jets sollen den beiden Bottom-Jets (b-Jets) sowie den Jets aus dem hadronisch zerfallenden W-Boson entsprechen. An einen Jet werden weniger hohe Anforderungen gestellt, um die Statistik nicht zu sehr zu reduzieren. Es ist auffällig, dass der W+Jets-Untergrund sehr dominant ist. Durch die Jet-Schnitte kann er jedoch



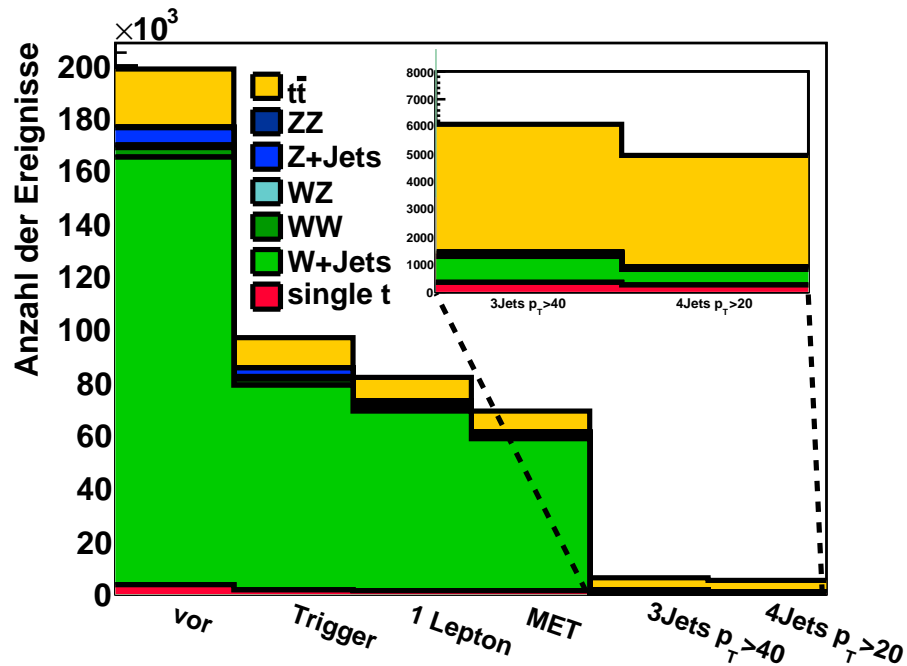


Abbildung 3.2: Schnittverlauf für die Ereignisse der Signal- und Untergrundkanäle. Schnitte wie im Text erläutert.

fast vollständig entfernt werden, was eine Analyse der gewünschten Ereignisse erst möglich macht. Bezüglich des Untergrundanteils, die sie entfernen, sind die Jet-Schnitte am effizientesten. Warum der W+Jets-Untergrund so effektiv reduziert werden kann, wird bei einer Betrachtung der Jet-Multiplizität (Abbildung 3.3) deutlich. Während  $t\bar{t}$ -Ereignisse eher über viele Jets verfügen, sind W+Jets-Ereignisse meist Jet-arm.

Tabelle 3.2 präsentiert die Zahlenwerte zu der bereits im Schnittverlauf gesehenen Dezimierung des Untergrundes. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis nach allen Schnitten beträgt 4.57. Es ist auffällig, dass der Singletop-Untergrund durch seine ähnliche Ereignistopologie mit 93,09 % die niedrigste Reduktion aufweist. Da Singletop jedoch schon zu Anfang eine recht geringe Statistik hat, ist dies nicht weiter störend. Von den nach den Schnitten verbliebenen Untergrundeinträgen stammen mit 12 090 die meisten aus dem W+Jets-Kanal, da dieser einen großen Wirkungsquerschnitt besitzt.

Wie in Abschnitt 2.2 erläutert, wird erwartet, dass 44 % der  $t\bar{t}$ -Ereignisse über den Lepton+Jets-Kanal zerfallen. Von den anfänglichen  $t\bar{t}$ -Ereignissen bleiben hier aber nur 18 % übrig. Mit ca. 90 000 Ereignissen bleibt trotzdem eine hinreichend hohe Statistik für die folgende Analyse erhalten.

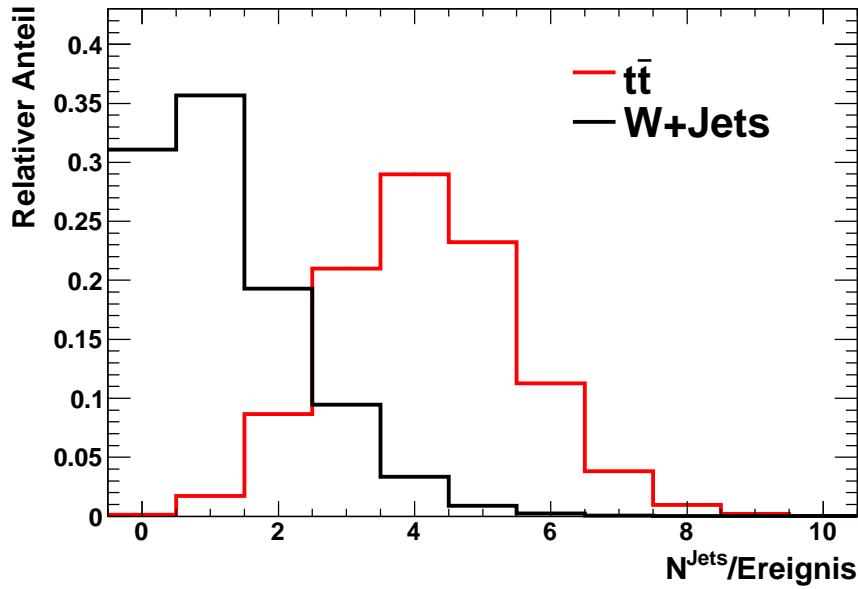


Abbildung 3.3: Jetmultiplizität der  $t\bar{t}$ - und W+Jets-Ereignisse: Der Mittelwert der Anzahl der Jets liegt für  $t\bar{t}$ -Ereignisse bei 4,2, für W+Jets lediglich bei 1,2.

Datensatz	$\sigma/\text{pb}$	$N_{pre}$	$N_{post}$	Eff/%
$t\bar{t}$	217,06	485 864	89 612	18,23
ZZ	1,93	10 000	57	0,57
Z+Jets	4 417,91	1 473 659	5 702	0,39
WZ	8,82	9 997	126	1,26
WW	26,40	17 250	238	1,38
W+Jets	24 461,28	3 430 286	12 090	0,35
Singletop	54,86	39 460	2 728	6,91

Tabelle 3.2:  $\sigma$ =Wirkungsquerschnitt (19),  $N_{pre}$ =Anzahl der Ereignisse vor Schnitten,  $N_{post}$ =Anzahl der Ereignisse nach Schnitten, Eff=Schnitteffizienz in % (Anteil der Ereignisse, die alle Schnitte passieren). Wegen der Gewichtung der Ereignisse kann  $\frac{N_{post}}{N_{pre}} \neq \text{Eff}$  sein.

# Kapitel 4

## Rekonstruktion der Top-Quark-Masse

Nachdem im vorigen Kapitel der Lepton+Jets-Zerfall des  $t\bar{t}$  von anderen Ereignissen getrennt wurde, soll nun die Top-Quark-Masse rekonstruiert werden.

### 4.1 Invariante Masse des Jet-Tripels

Zur Rekonstruktion der Top-Quark-Masse sollen die drei aus dem hadronisch zerfallenden Top-Quark kommenden Jets genutzt werden. Die invariante Masse dieses Jet-Tripels soll der Top-Quark-Masse entsprechen. Studien haben gezeigt, dass es sinnvoll ist, die drei Jets, die gemeinsam den höchsten Transversalimpuls erzeugen, als „Top-Kandidaten“ zu verwenden (17). Bildet man nun die invariante Masse dieser Drei-Jet-Kombination, erhält man die in Abbildung 4.1 gezeigte Verteilung. Farbkodiert, wie in der Legende beschrieben, sind die Einträge aus den einzelnen Datensätzen kummulativ aufgetragen. Die weit überwiegende Anzahl der Einträge resultiert aus  $t\bar{t}$ -Zerfällen. Um eine Top-Quark-Masse zu extrahieren, soll ein Massenpeak aus den korrekt ausgewählten Drei-Jet-Kombinationen erzeugt werden. Einen weiteren Anteil an der Verteilung bilden die nicht korrekt ausgewählten Drei-Jet-Kombinationen. Sie werden als kombinatorischer Untergrund bezeichnet.

Ziel ist es nun, den kombinatorischen Untergrund abzuschätzen, um den Gaußpeak beobachten und seinen Mittelwert bestimmen zu können. Hierzu wird die Verteilung durch eine Kombination zweier Funktionen beschrieben. Eine Gaußfunktion

$$f(x) = A \cdot e^{-\left(\frac{x-m}{\sqrt{2}\cdot\sigma}\right)^2}, \quad (4.1)$$

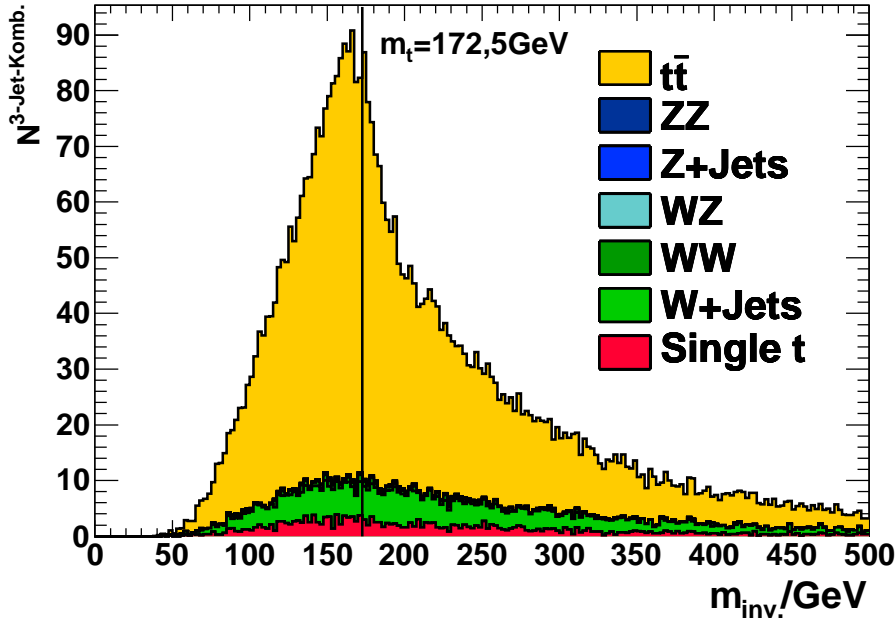


Abbildung 4.1: Invariante Masse der Drei-Jet-Kombination mit höchstem Transversalimpuls. Die den einzelnen Kanälen entstammenden Einträge sind kummuliert und in gleicher Reihenfolge und Farbe wie in der Legende aufgetragen.  $m_{inv.}$  bezeichnet die invariante Masse,  $N^{3-Jet-Komb.}$  die zugehörige Anzahl der Drei-Jet-Kombinationen.

repräsentiert das Signal, also die korrekt ausgewählten Drei-Jet-Kombinationen. Der kombinatorische Untergrund wird rein phänomenologisch durch ein Chebychev-Polynom fünften Grades beschrieben:

$$f(x) = a_0 + a_1x + a_2(2x^2 - 1) + a_3(4x^3 - 3x) + a_4(8x^4 - 8x^2 + 1) + a_5(16x^5 - 20x^3 + 5x). \quad (4.2)$$

Einerseits soll der Grad des Polynoms möglichst niedrig sein, andererseits ermöglicht jede weitere Ordnung einen weiteren Wendepunkt und trägt so zu einer genaueren Beschreibung der Kurve bei. Funktionen niedrigerer Grade konnten die Verteilung nicht hinreichend gut beschreiben, höhere Grade haben die Beschreibung der Verteilung nicht wesentlich verbessert. In Abbildung 4.2 ist die Verteilung mit der angepassten Funktion zu sehen. Der Fitbereich erstreckt sich über einen Bereich von  $[80, 350]$  GeV. Deutlich ist zu erkennen, dass die in rot dargestellte Gesamtfitfunktion die Verteilung gut beschreibt ( $\chi^2/\text{dof} = 122/99 = 1,2$ ). Das Maximum des Polynoms befindet sich an einer ähnlichen Stelle wie das Maximum des Gaußpeaks. Somit ist die Sensitivität auf das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis herabgesetzt.

Parameter	Wert
$A$	$36,4 \pm 1,1$
$m$	$161,45 \pm 0,56$
$\sigma$	$18,93 \pm 0,79$
$a_0$	$-151 \pm 11$
$a_1$	$2,93 \pm 0,20$
$a_2$	$-5,87 \cdot 10^{-03} \pm 0,49 \cdot 10^{-03}$
$a_3$	$-9,12 \cdot 10^{-07} \pm 0,67 \cdot 10^{-07}$
$a_4$	$1,15 \cdot 10^{-08} \pm 0,11 \cdot 10^{-08}$
$a_5$	$-7,66 \cdot 10^{-12} \pm 0,92 \cdot 10^{-12}$

Tabelle 4.1: Fitparameter der in Abbildung 4.2 gezeigten Funktionen nach den Funktionsvorschriften (4.1) und (4.2). Aufgelistet sind die Amplitude  $A$ , der Mittelwert  $m$  und die Breite  $\sigma$  des Gaußpeaks, sowie die Parameter  $a_i$  des Chebychev-Polynoms.

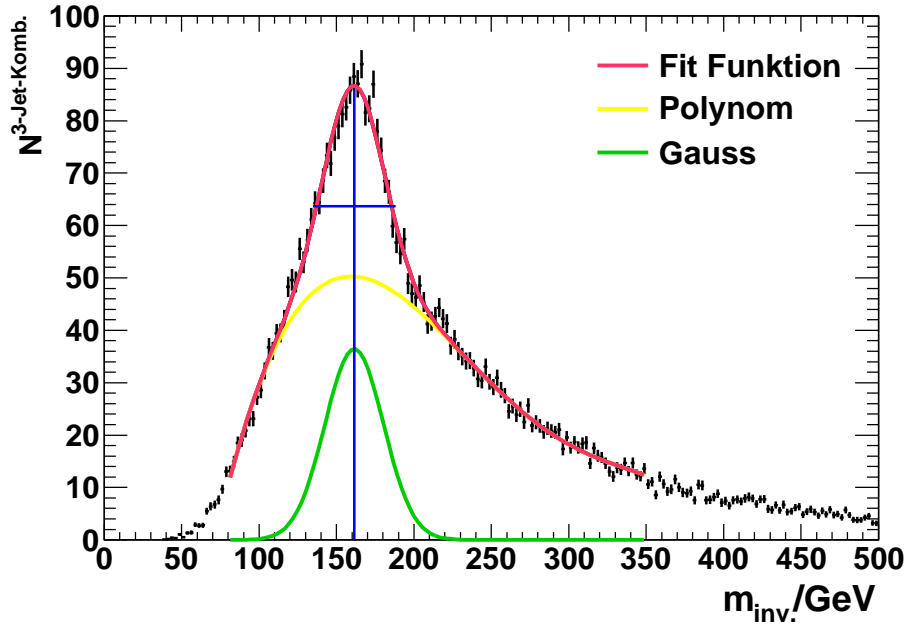


Abbildung 4.2: Fit der invarianten Masse der Drei-Jet-Kombination mit höchstem Transversalimpuls. In rot ist die kombinierte Fitfunktion dargestellt. Sie entspricht der Summe des in gelb dargestellten Chebychev-Polynoms fünften Grades und der grün eingezeichneten Gaußfunktion.

Die Position des Gaußpeaks, liegt bei  $(161,45 \pm 0,56)$  GeV. Die Breite des Peaks beträgt  $(18,93 \pm 0,79)$  GeV. Integriert man über einen Bereich von  $\sqrt{2}\sigma$  um die Peakposition (siehe blaue Markierung in Abbildung 4.2), so erhält man ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 0,30, die Reinheit beträgt 23,2%. Dies ist der Bereich, in dem die Funktion über  $\frac{1}{e}$  ihres Maximalwertes liegt, in dem also 84% des Signals liegt. Verglichen mit der Top-Quark-Masse von 172,5 GeV, die zur Erstellung des Datensatzes verwendet wurde, ist die rekonstruierte Top-Quark-Masse um 6,4% zu niedrig. Hierzu wird im Anhang A eine Studie aufgeführt.

## 4.2 Rekonstruktion der W-Boson-Masse

Die Kenntnis, dass zwei der drei Jets, aus denen das Top-Quark rekonstruiert wird, aus dem hadronisch zerfallenden W-Boson stammen, wird genutzt, um den kombinatorischen Untergrund zu unterdrücken und die Selektion zu verbessern. Von den drei Top-Kandidaten-Jets werden jeweils zwei kombiniert. Repräsentiert eine Zweierkombination gerade das W-Boson, so wird ihre invariante Masse nahe der W-Boson-Masse liegen. Entspricht die Kombination anderen Jets, sollte ihre invariante Masse nicht mit der W-Masse korreliert sein. Die invarianten Massen aller Zwei-Jet-Kombinationen ergeben die in Abbildung 4.3 gezeigte Verteilung.

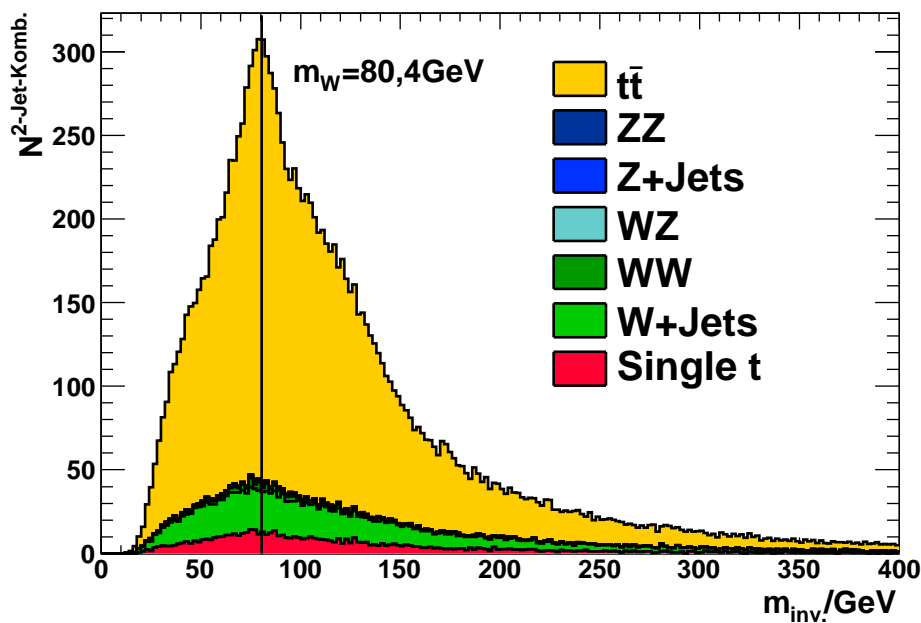


Abbildung 4.3: Rekonstruktion der W-Boson-Masse: Die Achsen und Farben der Einträge entsprechen denen in Abbildung 4.1.

Nun wird die Verteilung wie in Abschnitt 4.1 durch eine kombinierte Funktion aus Gaußfunktion und Chebychev-Polynom vierten Grades beschrieben (siehe Abbildung 4.4). Der Wertebereich, der zur Anpassung der Funktion verwendet wurde, umspannt  $[20, 170]$  GeV. Bei Erweiterung des Fitbereiches zu höheren invarianten Massen führen Fluktuationen bereits im Bereich um 170 GeV zu Instabilitäten des Fits. Diese Fluktuationen haben einen relativ hohen Einfluss auf das  $\chi^2$ , wodurch die Sensitivität im Signalbereich herabgesetzt wird. Der Zweck der Anpassung einer Funktion ist es, das gaußförmige Signal zu isolieren, und nicht, die Fluktuationen an der Flanke zu beschreiben. Deshalb wird hier der relativ geringe Wertebereich an der rechten Flanke in Kauf genommen. Mit einem  $\chi^2$  von 83 bei 67 Freiheitsgraden ist die Verteilung sehr zutreffend beschrieben. Das Fiter-

Parameter	Wert
$A$	$82,3 \pm 2,3$
$m$	$79,21 \pm 0,24$
$\sigma$	$7,80 \pm 0,25$
$a_0$	$-142,1 \pm 1,0$
$a_1$	$8,309 \pm 0,031$
$a_2$	$-1,528 \cdot 10^{-02} \pm 0,014 \cdot 10^{-02}$
$a_3$	$-7,984 \cdot 10^{-05} \pm 0,046 \cdot 10^{-05}$
$a_4$	$1,860 \cdot 10^{-07} \pm 0,011 \cdot 10^{-07}$

Tabelle 4.2: Fitparameter der in Abbildung 4.4 gezeigten Funktionen nach den Funktionsvorschriften (4.1) und (4.2). Bezeichnungen wie in Tabelle 4.1.

gebnis ist in Tabelle 4.2 angegeben, wobei der Mittelwert der Gaußverteilung sehr gut einer W-Boson-Masse von  $(80,425 \pm 0,038)$  GeV(10) entspricht. Die Abweichung außerhalb der Fehlergrenzen beträgt nur 1,2%. Somit ist bestätigt, dass die Energieskalierung der aus dem W-Boson stammenden Jets korrekt ist. Die mit dem PDG-Wert stimmige W-Boson-Masse gibt weiterhin den Hinweis, dass die bei der Top-Quark-Masse beobachtete Energieverschiebung nicht von Jets leichter Quarks herrührt. Auffällig ist der große kombinatorische Untergrund. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bezüglich diesem beträgt 0,20, die Reinheit 16,4%. Dies ist kompatibel mit dem vorherigen Ergebnis, da sich aus jeder Drei-Jet-Kombination drei Zwei-Jet-Kombinationen bilden lassen. Bei korrekter Auswahl der Drei-Jet-Kombination entspricht nur eine Zwei-Jet-Kombination dem W-Boson. Für die weitere Selektion wird lediglich die Position des Gaußpeaks und seine Breite benötigt, die Reinheit ist nicht entscheidend.

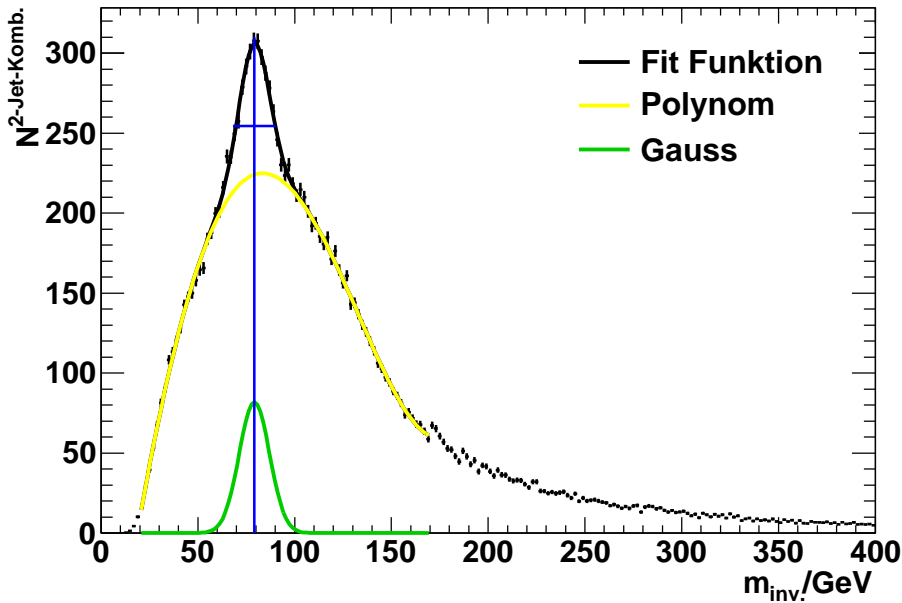


Abbildung 4.4: Fit zur Rekonstruktion der W-Boson-Masse. In rot ist die kombinierte Fitfunktion dargestellt, sie entspricht der Summe des in gelb dargestellten Chebyshev-Polynoms vierten Grades und der grün eingezeichneten Gaußfunktion.

### 4.3 Verbesserte Massenrekonstruktion

Die im vorherigen Abschnitt gewonnenen Informationen sollen nun genutzt werden, um die Rekonstruktion des Top-Quarks zu verbessern und den kombinatorischen Untergrund zu reduzieren. Dazu werden die in Abschnitt 4.2 behandelten Zwei-Jet-Kombinationen darauf geprüft, ob ihre invariante Masse um weniger als  $1\sigma$  (7,80 GeV) von der ermittelten W-Boson-Masse abweicht. Ereignisse, für die mindestens eine der Zwei-Jet-Kombinationen diese Bedingung erfüllt, werden selektiert. Bei den anderen Ereignissen befindet sich in der ausgewählten Drei-Jet-Kombination kein W-Boson – das Ereignis wird verworfen.

Für die verbliebenen Ereignisse wird wieder die invariante Masse der Drei-Jet-Kombination, die gemeinsam den höchsten transversalen Impuls hat, aufgetragen (Abbildung 4.5(a)). Während das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bezüglich Fremdereignissen zuvor 4,57 betrug, wurde es auf 5,84 erhöht. Der Untergrund in Form von Ereignissen aus Nicht- $t\bar{t}$ -Zerfällen ist nochmals verringert worden. Vergleicht man diese Verteilung mit der aus 4.1, so verringert sich die Statistik um 35 % (siehe Abbildung 4.5(b)). Mit ca. 32 000 Ereignissen ist die Statistik noch hoch genug. Die klare Abgrenzung von Signal und Untergrund wirkt sich positiv auf die Abschätzung des kombinatorischen Untergrundes aus.



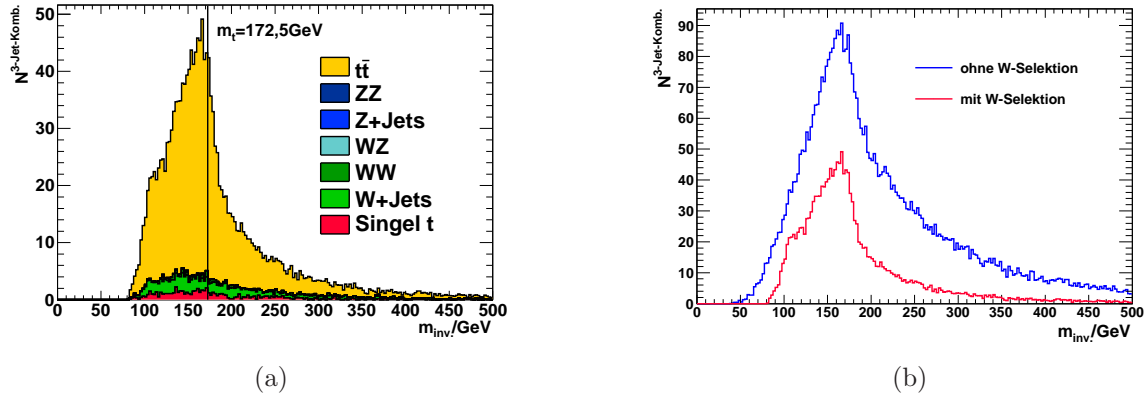


Abbildung 4.5: (a) Verbesserte Rekonstruktion der Top-Quark-Masse. Die Achsen und Farben der Einträge entsprechen denen in Abbildung 4.1. (b) Vergleich der Rekonstruktion der Top-Quark-Masse vor und nach W-Selektion.

Um die invariante Masse aus der Verteilung zu ermitteln, wird wieder eine kombinierte Funktion aus Gauß für das Signal und Chebychev-Polynom fünften Grades für den Untergrund angepasst (Abbildung 4.6). Der verwendete Wertebereich von  $[80, 320]$  GeV konnte hier vergrößert werden. Auffallend ist eine starke statistische Fluktuation im Maximum. Trotz dieser Fluktuation ist es durch die verbesserte Trennung vom kombinatorischen Untergrund möglich, die Stabilität des Fits zu erhöhen. Sie verstärkt zusätzlich die Asymmetrie der Verteilung (erkennbar durch die Abweichung vom symmetrischen Anteil wie in Abbildung 4.6 angezeigt).

Die Struktur der linken Flanke bestimmt den Verlauf des Polynoms zur Untergrundabschätzung, sodass das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis genauer bestimmt ist. Die Form des untergrunddominierten Endpunktes an der linken Flanke wird durch den Fit nicht korrekt wiedergegeben. Ein weiterer Wendepunkt bei ca. 100 GeV würde der S-Form der Verteilung Rechnung tragen. Studien haben gezeigt, dass die Verwendung eines Polynoms höheren Grades nicht dort, sondern an der rechten Flanke einen Wendepunkt einfügt. Die Ergebnisse des Fits sind in Tabelle 4.3 dargestellt.

Insgesamt beschreibt die Kurve die Verteilung treffend, dies wird durch ein  $\chi^2$  von 103 bei 83 Freiheitsgraden bestätigt. Integriert man über einen Bereich von  $\sqrt{2}\sigma$  um die Peakposition, so erhält man ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 0,36, die Reinheit beträgt 26,3%. Gegenüber den Werten der ersten Rekonstruktion (0,30 bzw. 23,2%) stellt dies eine deutliche Verbesserung dar. Die Position des Gaußpeaks liegt bei  $(162,81 \pm 0,53)$  GeV. Die Breite  $\sigma$  kann von  $(18,93 \pm 0,79)$  GeV auf  $(14,18 \pm 0,60)$  GeV deutlich reduziert werden. Die ermittelte Position des Gaußpeaks weist abermals eine Verschiebung gegenüber der zur Generierung des Datensatzes verwendeten Top-Quark-Masse auf. Zu einer direkten Messung der Top-Quark-Masse müssen die rekonstruierten Variablen soweit

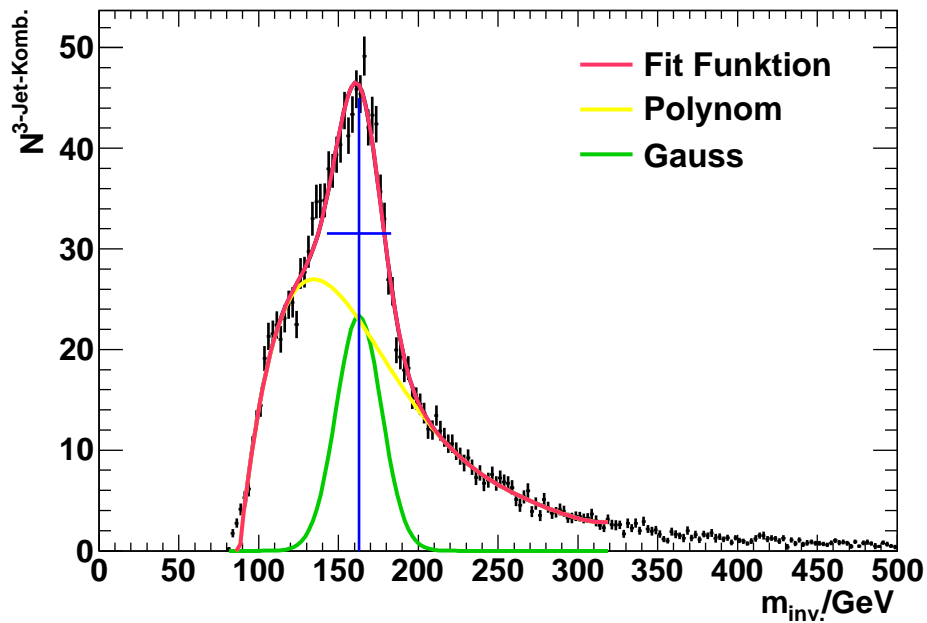


Abbildung 4.6: Fit der verbesserten Rekonstruktion der Top-Quark-Masse. In rot ist die kombinierte Fitfunktion dargestellt, sie entspricht der Summe des in gelb dargestellten Chebyshev-Polynoms fünften Grades und der grün eingezeichneten Gaußfunktion.

Parameter	Wert
$A$	$23,35 \pm 0,84$
$m$	$162,81 \pm 0,53$
$\sigma$	$14,18 \pm 0,60$
$a_0$	$-502 \pm 35$
$a_1$	$12,4 \pm 1,0$
$a_2$	$-5,54 \cdot 10^{-02} \pm 0,56 \cdot 10^{-02}$
$a_3$	$1,18 \cdot 10^{-04} \pm 0,14 \cdot 10^{-04}$
$a_4$	$-1,22 \cdot 10^{-07} \pm 0,18 \cdot 10^{-07}$
$a_5$	$4,98 \cdot 10^{-11} \pm 0,87 \cdot 10^{-11}$

Tabelle 4.3: Fitparameter der in Abbildung 4.6 gezeigten Funktionen nach den Funktionsvorschriften (4.1) und (4.2). Bezeichnungen wie in Tabelle 4.1.

---

korrigiert werden, dass die invariante Masse der Top-Quark-Masse entspricht. Da die in Abschnitt 4.2 rekonstruierte Masse des W-Bosons stimmig mit dem erwarteten Wert ist, wurde die Energierekonstruktion des b-Jets als eine mögliche Fehlerquelle untersucht (siehe Anhang A). Die dort aufgezeigte Methode ergibt eine kleine Korrektur zur Top-Quark-Massen-Rekonstruktion.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

In dieser Analyse wurde die Kenntnis über die W-Boson-Masse dazu verwendet, die Top-Quark-Masse aus dem Lepton+Jets-Zerfallskanal von Top-Antitop-Quark-Paaren zu rekonstruieren. Durch die Auswahl eines Elektrons oder Myons mit großem Transversalimpuls konnte eine hohe Reinheit erzielt werden, da der dominante Untergrund beim LHC aus Jet-Ereignissen besteht. Der hadronische Anteil wurde genutzt, um die Top-Quark-Masse aus der invarianten Masse eines Jet-Tripels zu ermitteln. In einem Fit wurde der Anteil der korrekt ausgewählten Jet-Kombinationen gegenüber dem kombinatorischen Untergrund bestimmt. Die Kenntnis der W-Masse wurde als Kriterium genutzt, um die beiden Jets leichter Quarks aus dem W-Boson-Zerfall zu identifizieren. Somit ist ein wichtiger Teil der Ereignistopologie festgelegt, wodurch der kombinatorische Untergrund verringert wurde. Nach dieser Selektion betrug das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis 0,36.

Die Bestimmung der Top-Quark-Masse lieferte einen von der Simulation abweichenden Wert. In einer zusätzlichen Studie wurde eine mögliche Quelle für diese Verschiebung untersucht. Da die zur Selektion rekonstruierte W-Boson-Masse gut mit dem Referenzwert verträglich ist, wurde die Energierekonstruktion des b-Jets studiert. Gerade bei semi-leptonisch zerfallenden b-Quarks erwartet man, dass aufgrund des nicht nachgewiesenen Neutrinos die Energie nicht vollständig rekonstruiert wird. Die Korrektur lieferte keine Verbesserung der Top-Quark-Massen-Bestimmung – für eine korrekte Energierekonstruktion der b-Jets wären weitere Analysen notwendig.

Mit der vorgestellten Methode kann die Top-Quark-Masse aus Proton-Proton-Kollisionen bei ATLAS bestimmt werden.

# Anhang A

## Studie zur Ermittlung eines Korrekturfaktors

Die in den Abschnitten 4.1 und 4.3 ermittelten Werte für die Top-Quark-Masse sind um 6,4% bzw. 5,3% niedriger als der für die Erzeugung des Datensatzes verwendete Wert. Eine Studie zur Ermittlung eines entsprechenden Korrekturfaktors wurde durchgeführt und wird im Folgenden erläutert.

Die in Abschnitt 4.2 ermittelte W-Boson-Masse ist kompatibel mit dem aktuellen Welt-Mittelwert (10). Ursache für die Energieverschiebung kann der aus dem hadronisch zerfallenden Top-Quark resultierende b-Jet sein. Das b-Quark kann semileptonisch zerfallen, wobei ein Neutrino und ein weiteres Lepton erzeugt werden. Hat das Neutrino einen signifikanten Energieeintrag, fehlt dieser bei der rekonstruierten Energie des b-Jets. Gesucht wird also ein Korrekturfaktor für b-Jets. Hierzu wird zunächst in den rekonstruierten Jets der b-Jet aus dem hadronisch zerfallenden Top-Quark selektiert. Das zu diesem zugehörige b-Quark wird in den Truth-Informationen gesucht. Aus diesen Informationen wird ein Korrekturfaktor ermittelt. Alle Teilchen, die während der Zerfallssimulation des Hauptprozesses vom Monte-Carlo-Generator auftreten, sind in den Truth-Informationen gespeichert. Sie erlauben Gegenproben ohne Einfluss des Detektors. Zur Extraktion einer Energiekorrektur der b-Jets müssen diese jedoch zunächst mit dem richtigen b-Quark aus dem Top-Quark-Zerfall assoziiert werden. Es wird geprüft, welche der Zwei-Jet-Kombinationen aus Abschnitt 4.2 bezüglich ihrer invarianten Masse der W-Boson-Masse am nächsten kommt. Der dritte Jet wird mit dem b-Jet assoziiert. Diese Zuordnung erfolgt nur für die Ereignisse aus Abschnitt 4.3. Der b-Jet wird einem entsprechenden b-Quark über den Abstand in der  $\eta$ - $\phi$ -Ebene zugeordnet.

Zur Festlegung einer Zuordnung werden der kleinste ( $R1$ ) und zweitkleinste ( $R2$ ) Abstand zum rekonstruierten b-Jet ermittelt. In Abbildung A.1 ist der Abstand  $R2$  gegen  $R1$  aufgetragen. Farblich ist die Anzahl der Ereignisse gezeigt, die die jeweilige Kombination

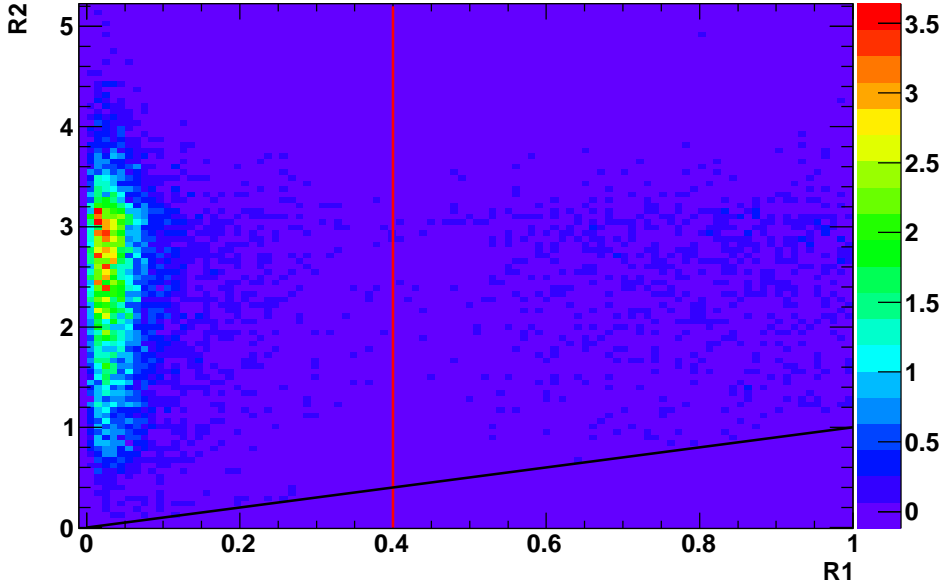


Abbildung A.1: Abstand  $R2$  der rekonstruierten b-Jets zu ihrem übernächsten Truth-B-Quark aufgetragen gegen den Abstand  $R1$  zu ihrem nächsten Truth-B-Quark. Man beachte die unterschiedliche Skalierung der beiden Achsen, die Diagonale ist schwarz eingezeichnet.

aus  $R1$  und  $R2$  besitzen. Die maximale Anzahl der Einträge konzentriert sich deutlich in der Region kleiner Abstände  $R1$ . Die Anzahl der Einträge fällt zu höheren  $R1$  ab und erreicht bei etwa 0,4 ein Minimum. Für  $R1 > 0,4$  erscheinen weitere Einträge, für die eine Zuordnung nicht sinnvoll ist. Im Bereich von 0,4 um den rekonstruierten b-Jet können sich weitere Truth-b-Quarks befinden. So sind in Abbildung A.1 auch Einträge für  $R2 < 0,4$  zu sehen. Dem rekonstruierten b-Jet zugeordnet wird das Truth-b-Quark, welches die höchste transversale Energie besitzt.

Mit der Information über die Zugehörigkeit zu den wahren b-Quarks wird der Zusammenhang zwischen Quark- und Jet-Energie bestimmt. In Abbildung A.2 ist die Energie der Truth-b-Quarks gegen die Energie der rekonstruierten b-Jets aufgetragen. Die Ereignisdichte ist farbcodiert dargestellt. Die Diagonale gibt die Positionen gleicher Energien auf Truth- und Rekonstruierten-Level an. Für eine sinnvolle Korrektur der Jet-Energien zu höheren Werten würde man eine stark korrelierte Verteilung erwarten, deren Schwerpunkt über der Diagonalen liegt. Dagegen besteht die Verteilung aus verschiedenen Anteilen:

- einem korrelierten Anteil um die Diagonale,
- einem unkorrelierten Anteil für  $E_b^{Truth} \sim 70 \text{ GeV}$ ,
- und einem weit gestreuten Anteil mit Schwerpunkt über der Diagonalen.

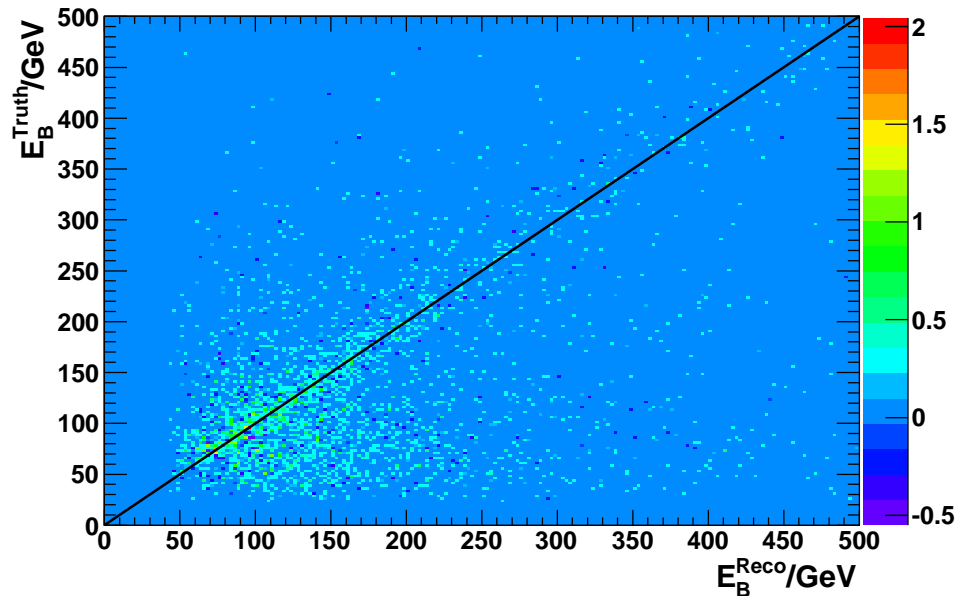


Abbildung A.2: Korrelation zwischen Energien der Truth-b-Quarks und den Energien der rekonstruierten b-Jets. Die schwarz eingezeichnete Diagonale gibt die Positionen gleicher Energien auf Truth- und Rekonstruierten-Level an.

Da eine Korrektur nur für den korrelierten Anteil sinnvoll ist, soll dieser durch einen Fit separiert werden. Hierzu wird der Quotient aus der Energie der Truth-b-Quarks und der Energie der zugehörigen rekonstruierten b-Jets gebildet. Er entspricht dem jeweiligen Korrekturfaktor für ein Ereignis. Die Korrekturfaktoren für alle Ereignisse ergeben die in Abbildung A.3 gezeigte Verteilung. Die in Abbildung A.3 gezeigte Verteilung zeigt eine Überlagerung mehrerer Anteile. Neben einem breiten Untergrund hebt sich ein gaußförmig verteilter Anteil um eins ab. Dieser Anteil entspricht den interessanten Ereignissen, die um die Diagonale gestreut sind. Um den Gaußpeak getrennt beobachten und seine Position bestimmen zu können, muss die Untergrundverteilung subtrahiert werden. Phänomenologisch lässt sie sich im Bereich von 0,5 bis 1,8 durch eine Gerade beschreiben. In diesem Bereich wird eine Summe aus Gaußfunktion und Gerade an die Verteilung angepasst. Der Fit liefert die in Tabelle A.1 aufgelisteten Werte.

Der Korrekturfaktor ist gegeben durch den Mittelwert der Gaußverteilung und beträgt  $1,011 \pm 0,003$ . Die Energie der b-Jets verändert sich somit kaum. Für eine sinnvolle Korrektur, die auch auf Daten anwendbar wäre, ist ein genaueres Studium der Energiekorrelation in A.2 notwendig. Nicht verstanden sind bisher die nicht-korrelierten Anteile in der Verteilung. Zudem muss noch untersucht werden, warum die Korrektur zu Quark-Energien nicht den erwünschten Effekt liefert.

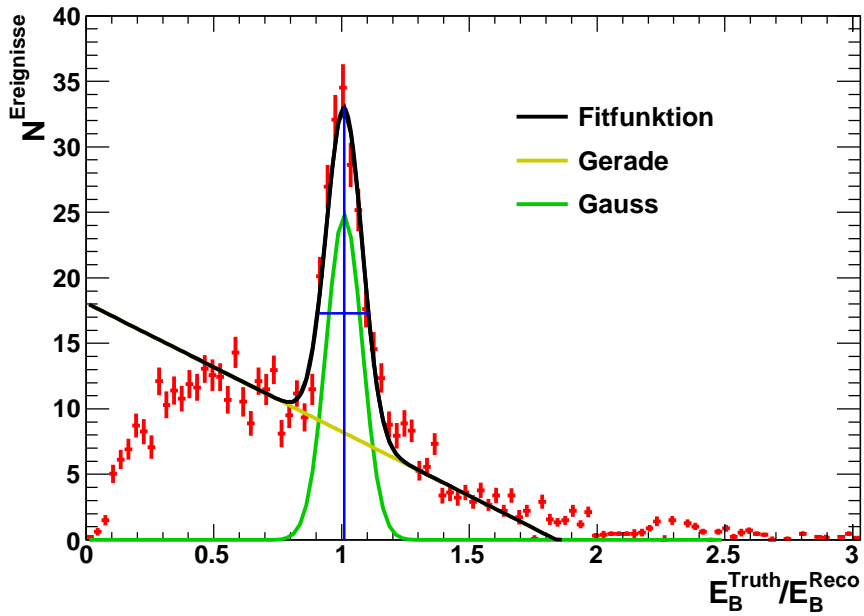


Abbildung A.3: Korrekturfaktoren der einzelnen Jets. In schwarz ist die kombinierte Fitfunktion dargestellt. Sie entspricht der Summe der in gelb dargestellten Geraden und der grün eingezeichneten Gaußfunktion.

Parameter	Wert
$A$	$24,8 \pm 1,1$
$m$	$1,0111 \pm 0,0030$
$\sigma$	$0,0703 \pm 0,0031$
$b$	$18,26 \pm 0,21$
$a$	$-98 \pm 20$

Tabelle A.1: Fitparameter der in Abbildung A.3 gezeigten Funktionen nach den Funktionsvorschrift (4.1) und einer Geraden  $f(x) = a \cdot x + b$ .



# Literaturverzeichnis

- [1] KOBAYASHI, M. UND MASKAWA, T.: CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. In: *Progress of Theoretical Physics* 49 (1973), 2, S. 652–657
- [2] HERB, S. W. u. a.: Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions. In: *Phys. Rev. Lett.* 39 (1977), Aug, 5, S. 252–255
- [3] DØ COLLABORATION ; ABACHI, S. u. a.: Search for High Mass Top Quark Production in  $p\bar{p}$  Collisions at  $s = 1.8$  TeV. In: *Phys. Rev. Lett.* 73 (1995), März, 13, S. 2422–2426
- [4] CDF COLLABORATION ; ABE, F. u. a.: Observation of Top Quark Production in  $p\bar{p}$  Collisions with the Collider Detector at Fermilab. In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), Apr, 14, S. 2626–2631
- [5] POVH, B. ; RITH, K.: *Teilchen und Kerne*. Springer, 2006
- [6] GROUP, Tevatron Electroweak W.: Combination of CDF and DØResults on the Mass of the Top Quark. In: *arXiv* 0903.2503 (2009), Mar
- [7] CHANG, D. ; CHANG, W.-F. ; MA, E.: Fitting precision electroweak data with exotic heavy quarks. In: *Phys. Rev. D* 61 (2000), Jan, 3, S. 037301
- [8] BECK, D.H. ; HAIDT, D. ; NEGELE, J.W.: *Top Quark Physics at Hadron Colliders*. Springer, 2007
- [9] <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf3.html>
- [10] AMSLER, C. u. a.: Review of Particle Physics. In: *Physics Letters B* 667 (2008), July
- [11] BISWAS, S.K. ; GAUTAM, V.P.: Flavour-Changing radiative Top Quark Decay. (1999), Sep
- [12] AAD, G. u. a.: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. In: *J. Instrum.* 3 (2008), S. S08003

- [13] STILLINGS, J. A.: *Top Quark Mass Measurement using Lepton Transverse Momenta at ATLAS*, Universität Bonn, Diplomarbeit, July 2009. – BONN-IB-2009-06
- [14] <http://www.atlas.ch>
- [15] <https://atlas-wiki1.physik.uni-bonn.de/mediawiki/index.php/Gardener>
- [16] FRIXIONE, S. ; WEBBER, B.R.: Matching NLO QCD computations and parton shower simulations. (2002), Apr
- [17] ACHARYA, B. u. a.: Prospects for measuring the Top Quark Pair Production Cross-section in the Single Lepton Channel at ATLAS in 10 TeV p-p Collisions. (2009), Jul, ATL-COM-PHYS-2009-306
- [18] MANGANO, M.L. ; MORETTI, M. ; PICCININI, F. ; PITTAU, R. ; POLOSA, A.: ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. In: *J. High Energy Phys.* 07 (2002), Jun, hep-ph/0206293. CERN-TH-2002-129, S. 001. 35 p
- [19] SHIBATA, A. u. a.: Understanding Monte Carlo Generators for Top Physics. (2009), Jun, ATL-COM-PHYS-2009-334

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

Bonn, den 16. Oktober 2009

Unterschrift