

Universität Bonn

Physikalisches Institut

Bestimmung der Top-Quark-Masse anhand der Transversalimpulse der Zerfallsleptonen im Lepton+Jets-Kanal mit dem ATLAS-Detektor

Philipp Mehnert

At the Large Hadron Collider a large number of top-antitop quark pairs is produced allowing the measurement of top quark properties such as its mass with high precision. In this work, a method to determine the top quark mass using the lepton transverse momentum was studied. In this way one tries to minimize the dependence on the jet energy scale.

The mean and the median of the lepton transverse momentum were used to parametrize the p_T -spectrum in dependence of the top quark mass. The method was applied to data collected in 2010 with the ATLAS detector at the Large Hadron Collider corresponding to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 32 \text{ pb}^{-1}$. The lepton + jets decay channel of the top quark was investigated and electrons and muons were regarded separately. The main systematic uncertainties of the method were studied.

Physikalisches Institut der
Universität Bonn
Nußallee 12
D-53115 Bonn



BONN-IB-2011-10
Dezember 2011

Universität Bonn

Physikalisches Institut

Bestimmung der Top-Quark-Masse anhand der Transversalimpulse der Zerfallsleptonen im Lepton+Jets-Kanal mit dem ATLAS-Detektor

Philipp Mehnert

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

Angenommen am: 06.07.2011
Referent: Prof. Dr. Ian C. Brock
Koreferentin: Prof. Dr. Jochen Dingfelder

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Standardmodell	3
2.2. Top-Quark-Physik	5
2.2.1. Produktion des Top-Quarks am LHC	5
2.2.2. Zerfall des Top-Quarks	7
3. Der ATLAS-Detektor am Large Hadron Collider	11
3.1. Der Large Hadron Collider (LHC)	11
3.2. Der ATLAS-Detektor	11
3.2.1. Das ATLAS-Koordinatensystem und physikalische Observablen . .	12
3.2.2. Innerer Detektor	14
3.2.3. Kalorimeter	15
3.2.4. Myonspektrometer	16
3.2.5. Trigger	17
4. Monte-Carlo-Simulation und verwendete Datensätze	19
4.1. Monte-Carlo-Simulation	19
4.2. Verwendete Monte Carlo Datensätze	21
4.2.1. $t\bar{t}$ -Signal-Datensätze	21
4.2.2. Datensätze zur Abschätzung systematischer Unsicherheiten	21
4.2.3. MC-Datensätze zur Abschätzung des Untergrundes	23
4.3. Daten	23
4.3.1. Datenstreams	23
4.3.2. Qualitätskriterien für Daten	23
5. Rekonstruktion und Signalextraktion	25
5.1. Teilchenidentifikation und Rekonstruktion	25
5.1.1. Elektronen	26
5.1.2. Myonen	27
5.1.3. Jets	27
5.1.4. Fehlende Transversale Energie	28
5.1.5. Trigger	28
5.2. Auswahl des Lepton+Jets-Kanals	29
5.3. Ergebnis der Selektion	30

6. Bestimmung der Top-Quark-Masse aus leptonischen Zerfallsprodukten	35
6.1. Fit des Mittelwertes und des Medians	36
6.2. Unterschiede zwischen Elektronen und Myonen	38
6.2.1. Leptonen aus dem Top-Quark-Zerfall auf Generatorlevel	38
6.2.2. Rekonstruktionseffizienzen	38
7. Systematische Unsicherheiten	41
7.1. Hadronische Energieskala (Jet-Energie-Skala(JES))	42
7.2. Monte-Carlo-Generator und Partonschauermodell	46
7.2.1. Monte-Carlo-Generator	46
7.2.2. Partonschauermodell	48
7.2.3. Zusätzlicher Vergleich zwischen MC@NLO und AcerMC	51
7.3. Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand	53
7.3.1. Variation der Gluonabstrahlung im Anfangszustand	55
7.3.2. Variation der Gluonabstrahlung im Endzustand	58
7.3.3. Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten aufgrund von Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand	60
7.4. Pile-Up	63
7.5. Untergrund	66
7.5.1. Systematische Unsicherheiten durch den Untergrund	66
7.6. Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten	67
8. Ergebnis der Top-Quark-Massenmessung	69
9. Zusammenfassung	73
A. Monte Carlo Datensätze zur Beschreibung des Untergrundes	75
A.0.1. MC-Datensätze zur Abschätzung des Untergrundes	75
Literaturverzeichnis	79

1. Einleitung

In der Hochenergie-Teilchenphysik beschäftigen wir uns mit der Frage nach der grundlegenden Struktur der Materie. Wir wollen wissen, welche die elementaren Bestandteile der Materie sind und wie sie miteinander wechselwirken. Dabei beschäftigen wir uns mit Größenskalen, die typischerweise viel kleiner sind als der Durchmesser eines Atomkerns ($\approx 10^{-15}$ m).

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist nicht nur die Theorie, die diese Fragen bisher am besten beantwortet, sondern auch die einzige, die akzeptiert und weitestgehend experimentell verifiziert ist. Sie beschreibt sowohl die elementaren Teilchen, aus denen die sichtbare Materie zusammengesetzt ist, als auch - bis auf die Gravitation - alle fundamentalen Wechselwirkungen, d.h. die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung.

Der Large Hadron Collider (LHC) am Kernforschungszentrum CERN in Genf wurde 2008 in Betrieb genommen und bringt Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV zur Kollision. Mithilfe des LHCs sollen neben der Suche nach dem Higgs-Boson und nach neuer Physik auch die Eigenschaften bereits entdeckter Teilchen des Standardmodells, wie z.B. des Top-Quarks mit hoher statistischer Präzision gemessen werden. Am LHC können aufgrund der größeren Schwerpunktsenergie und des damit wesentlich größeren Wirkungsquerschnittes in kürzerer Zeit wesentlich mehr Top-Quarks erzeugt werden als am Tevatron ($\sqrt{s} = 1,96$ TeV) am Fermilab in Chicago. Damit können am LHC einige Eigenschaften wie der Wirkungsquerschnitt, die Spinkorrelation oder die Masse von Top-Quarks mit einer größeren Präzision gemessen werden.

Die derzeit vom Tevatron aus einer Kombination von verschiedenen Messungen bestimmte Top-Quark-Masse ist:

$$M_t = (173,3 \pm 0,6 (\text{stat.}) \pm 0,9 (\text{syst.})) \text{ GeV} \quad (1.1)$$

Die Hauptunsicherheit bei der Bestimmung der Top-Quark-Masse resultiert insbesondere zu Beginn eines Experimentes aus Unsicherheiten im Zusammenhang mit der Kalibration des Detektors. Hier ist insbesondere die Unsicherheit der Jet-Energie-Skala (JES) ein limitierender Faktor. Bei der kombinierten Tevatron Top-Quark-Masse geht der Hauptteil des systematischen Fehlers dabei auch jetzt noch mit 0,61 GeV auf die Unsicherheit der Jet-Energie-Skala zurück [1].

Um den Einfluss dieser Unsicherheiten gering zu halten, versucht man Methoden zu verwenden, die möglichst unabhängig von Jetvariablen sind. In dieser Arbeit wird eine Methode zur Top-Quark-Massenbestimmung verwendet, die nur von wenigen Variablen abhängt

und in der auf diese Weise versucht wird die Abhängigkeit von der JES zu minimieren. Aufgrund seiner kurzen Lebenszeit zerfällt das Top-Quark, bevor es hadronisieren kann und ermöglicht es so die Top-Quark-Masse und die Spinkorrelation anhand der Eigenschaften seiner Zerfallsprodukte abzuleiten. Dabei hat sich in früheren Studien der Transversalimpuls der Zerfallsleptonen als geeignete Größe herausgestellt.

In dieser Arbeit werden sowohl der Mittelwert als auch der Median zur Parametrisierung des p_T -Spektrums und zur Ableitung der Top-Quark-Masse verwendet. Der Mittelwert der Lepton-Transversalimpulse wurde bereits von der CDF-Kollaboration genutzt. Der Median wurde in einer früheren ATLAS-Studie zusätzlich eingeführt und konnte ebenso als geeignete Variable bestätigt werden. Beide Variablen haben den Vorteil nicht von den Jetenergien abzuhängen. Lediglich indirekt durch einige Schnitte in der Selektion kann eine verbleibende Abhängigkeit von Jetvariablen fortbestehen. Man erwartet allerdings, dass dieser indirekte Einfluss relativ klein bleibt.

In dieser Analyse werden ausschließlich Top-Quark-Zerfälle in den Lepton+Jets-Kanal betrachtet. Aufgrund ihres großen Verzweigungsverhältnisses ergibt sich eine im Vergleich zum Dilepton-Kanal große Statistik in Zusammenhang mit einer vergleichsweise guten Selektierbarkeit durch die saubere Signatur des Leptons.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich dabei wie folgt: Kapitel 2 gibt einen Überblick über die für diese Arbeit notwendigen theoretischen Grundlagen. Neben einer kurzen Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik wird ein Überblick über die für diese Arbeit relevante Physik des Top-Quarks gegeben. In Kapitel 3 wird der LHC und der ATLAS-Detektor inklusive der wichtigsten Detektorkomponenten beschrieben. In Kapitel 4 wird auf die Monte-Carlo-Simulation eingegangen und es werden die für die Analyse verwendeten Datensätze beschrieben. In Kapitel 5 wird die Teilchenidentifikation und Rekonstruktion mit dem ATLAS-Detektor erläutert und die Auswahl des Lepton+Jets-Kanals inklusive der Selektionsergebnisse beschrieben. Kapitel 6 beschreibt die Methode zur Bestimmung der Top-Quark-Masse anhand von Transversalimpulsen der Zerfallsleptonen und die Parametrisierung der p_T -Verteilung der Leptonen durch Mittelwert und Median. Zusätzlich werden dabei auftretende Unterschiede zwischen Elektronen und Myonen diskutiert. In Kapitel 7 werden systematische Effekte und ihre Auswirkungen auf die Methode besprochen und schließlich systematische Fehler der Methode bestimmt, bevor in Kapitel 8 das Ergebnis der Top-Quark-Massenmessung auf Daten vorgestellt und diskutiert wird. Kapitel 9 gibt noch einmal eine kurze Zusammenfassung der Analyse.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Standardmodell

Das Standardmodell [2] ist eine Quantenfeldtheorie, die die Elementarteilchen, aus denen die sichtbare Materie zusammengesetzt ist, und - bis auf die Gravitation - alle fundamentalen Wechselwirkungen zwischen ihnen beschreibt.

Die Elementarteilchen werden dabei in Fermionen mit Spin 1/2 und Bosonen mit Spin 1 unterteilt. Die Fermionen lassen sich wiederum in 6 Quarks und 6 Leptonen unterteilen. Eine Übersicht der Fermionen und ihrer Wechselwirkungen ist in Tabelle 2.1 gegeben. Die Spin-1-Bosonen sind die Austauscheteilchen der elektromagnetischen (Photon γ), der schwachen (W - und Z -Bosonen) und der starken Kraft (Gluonen). Alle diese Teilchen konnten bisher auch experimentell nachgewiesen werden. Ein weiteres Teilchen, welches durch das Standardmodell vorhergesagt wird, bisher aber noch nicht experimentell nachgewiesen werden konnte ist das Higgs-Boson (Spin-0). Das Higgs-Boson ist im Standardmodell notwendig um die Massen der Teilchen, insbesondere der W - und Z -Bosonen, erklären zu können.

		Q_{EM}	Wechselwirkungen		
			el.magn.	schwach	stark
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$	0	-	✓	-
	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$	-1	✓	✓	-
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$+\frac{2}{3}$	✓	✓	✓
	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$-\frac{1}{3}$	✓	✓	✓

Tabelle 2.1.: Übersicht der Fermionen im Standardmodell mit ihren elektromagnetischen Ladungen Q_{EM} in Einheiten von e und den Wechselwirkungen, denen sie unterliegen.

Zu jedem Fermion existiert ein Antiteilchen mit gleicher Masse, gleichem Spin und gleichem magnetischen Moment, aber entgegengesetzter Ladung. Sowohl Quarks als auch Leptonen lassen sich aufgrund ihrer Eigenschaften in drei Generationen einteilen, wobei der wesentliche Unterschied zwischen den Generationen die Masse der Teilchen ist. Die uns umgebende Materie, wie z.B. das Proton, setzt sich aus Teilchen der ersten Generation zusammen. Teilchen aus der zweiten und dritten Generation können durch Wechselwirkungen von hochenergetischen Teilchen, z.B. in einem Teilchenbeschleuniger oder durch Wechselwirkung kosmischer Strahlung mit der Atmosphäre erzeugt werden und sind sonst nicht

beobachtbar. Sie sind instabil und zerfallen schließlich wieder in Teilchen der ersten Generation oder in Photonen.

Das Elektron (e) ist das leichteste der geladenen Leptonen, gefolgt vom schwereren Myon (μ) und dem schwersten geladenen Lepton, dem Tau (τ). Die Neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) sind entsprechend ihrer geladenen leptonischen Partner benannt, tragen aber weder elektrische Ladung noch eine Farbladung und wechselwirken deswegen nur schwach, was ihren experimentellen Nachweis schwierig macht.

Wie die Leptonen lassen sich auch die Quarks in drei Generationen einteilen. Up- und Down-Quark bilden die erste (u, d), Charm- und Strange-Quark die zweite (c, s) und Top- und Bottom-Quark die dritte (t, b) Generation. Das Top-Quark ist mit einer Masse von ca. 173 GeV das schwerste Quark. Die Quarks tragen neben elektrischer Ladung auch eine Farbladung und unterliegen so neben der elektromagnetischen und der schwachen auch der starken Wechselwirkung. Insgesamt gibt es drei Farbladungszustände.

In der Natur können Teilchen nur als farbneutrale Teilchen auftreten. Dies wird als sogenanntes *Confinement* bezeichnet. Die starke Wechselwirkung nimmt mit zunehmendem Abstand zu und wird ab Distanzen von ca. 1 fm so groß, dass sie Quarks permanent in farbneutralen Bindungszuständen einschließt. Bei kleineren Abständen als ca. 1 fm nimmt die Stärke der starken Wechselwirkung hingegen ab und verschwindet asymptotisch. Die Quarks können dann als „quasi frei“ angesehen und störungstheoretisch behandelt werden. Dies wird auch als asymptotische Freiheit (engl. *asymptotic freedom*) bezeichnet.

Die drei fundamentalen Wechselwirkungen, die durch das Standardmodell beschrieben werden, werden durch die Eichbosonen übermittelt. Die elektromagnetische Kraft wird durch das Photon vermittelt und besitzt eine unendliche Reichweite, da das Photon elektrisch neutral und masselos ist. Die starke Wechselwirkung koppelt an alle Teilchen die eine Farbladung tragen und wird durch 8 masselose Gluonen übermittelt. Da die Gluonen auch selbst eine Farbladung tragen, können sie auch an sich selbst koppeln. Die massiven geladenen W - und das neutrale Z -Boson vermitteln die schwache Wechselwirkung.

2.2. Top-Quark-Physik

Das Top-Quark ist mit einer Masse von etwa 173 GeV das schwerste der bekannten Elementarteilchen und konnte deswegen lange Zeit nicht nachgewiesen werden. Es wurde schließlich 1995 durch die CDF- und DØ- Kollaborationen am Fermilab bei der Kollision von Protonen und Anti-Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1,8 \text{ TeV}$ erstmalig experimentell nachgewiesen [3, 4].

Der aktuelle Wert der Top-Quark-Masse stammt aus einer Kombination der Ergebnisse von CDF und DØ (Juli 2010) [1]

$$M_t = 173,3 \pm 1,1 \text{ GeV} \quad (2.1)$$

Der angegebene Fehler setzt sich aus unterschiedlichen Ursachen zusammen, die in einen systematischen Teil ($\pm 0,9 \text{ GeV}$) und einen statistischen Teil ($\pm 0,6 \text{ GeV}$) aufgespalten werden können.

Die Vorhersage des Standardmodells für die Lebensdauer des Top-Quarks beträgt nur etwa $\tau \sim 4 \times 10^{-25} \text{ s}$. Dies hat zur Folge, dass das Top-Quark zerfällt bevor es hadronisieren kann¹ und die Eigenschaften des Top-Quarks über seine Zerfallsprodukte nachgewiesen werden können. Die Lebensdauer entspricht einer Zerfallsbreite von 1,5 GeV und einer zurückgelegten Strecke von $c\tau \sim 1,5 \times 10^{-16} \text{ m}$.

Im folgenden wird zuerst die Produktion von Top-Quark-Paaren am LHC und dann der Zerfall von Top-Quark-Paaren näher erläutert. Eine ausführlichere Darstellung insbesondere auch der Single-Top-Quark-Physik kann z.B. in [5] gefunden werden.

2.2.1. Produktion des Top-Quarks am LHC

Am LHC werden Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ zur Kollision gebracht. Bei dieser Energie wechselwirken nicht die Protonen, sondern die Subkomponenten, die auch Partonen genannt werden und zu denen neben den Valenzquarks (u und d) auch Gluonen und sogenannte Seequarks zählen, miteinander. Jedes Parton trägt einen Impulsanteil x_i des Protonimpulses P . Die Verteilung der longitudinalen Partonimpulse innerhalb des Protons wird dabei durch die Partondichteverteilungen (PDF) $f_i(x_i, Q^2)$ beschrieben. Diese sind abhängig von dem Impulsanteil x_i und dem Quadrat des übertragenen Impulses Q^2 , der die Energieskala des Ereignisses bestimmt. Der volle Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung wird nach dem Faktorisierungstheorem vom Wirkungsquerschnitt des harten Prozesses zusammen mit den Partondichteverteilungen bestimmt. Letztere sind nicht im Rahmen der Störungstheorie berechenbar, sondern können nur experimentell für eine gegebene Skala Q^2 bestimmt werden. Mithilfe der DGLAP-Gleichungen² [6] ist es möglich die

¹Bei der Produktion eines $t\bar{t}$ -Paares trennen sich die beiden Top-Quarks. Die starke Wechselwirkung, die das $t\bar{t}$ -Paar hadronisieren könnte, spielt erst ab einer Entfernung von etwa $\sim 1 \text{ fm}$ eine Rolle. Angenommen, dass sie sich mit einer Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit bewegen, können sie lediglich einige 10^{-16} m zurücklegen, bevor sie zerfallen.

²Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi QCD-Evolutionsgleichungen

PDF's zu höheren Energieskalen zu entwickeln. Um ein $t\bar{t}$ -Paar in Ruhe zu erzeugen ist aus kinematischen Gründen mindestens die doppelte Top-Quark-Masse als effektive Schwerpunktsenergie der Partonwechselwirkung notwendig:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(x_i P_i + x_j P_j)^2} \geq 2M_t \quad (2.2)$$

Unter der Annahme von $x_1 \approx x_2 = x$ und einer Top-Quark-Masse von 175 GeV ergeben sich mit den jeweiligen Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 1,96$ TeV bzw. $\sqrt{s} = 7$ TeV, die folgenden Impulsanteile:

$$\begin{aligned} x &\approx \frac{2M_t}{\sqrt{s}} \\ &= 0,05 && \text{LHC @ 7 TeV} \\ &= 0,18 && \text{Tevatron Run II} \end{aligned} \quad (2.3)$$

In Abbildung 2.1 sind Partondichteverteilungen für zwei verschiedene Energieskalen Q^2 für alle relevanten Quark-Flavours gezeigt.

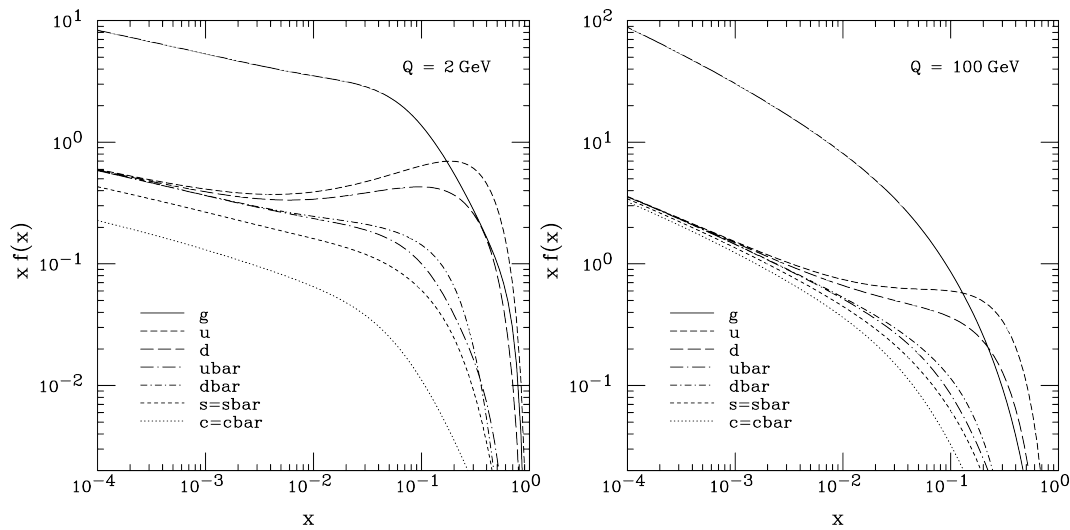


Abbildung 2.1.: Partondichteverteilungen der CTEQ-Kollaboration [7] für das Proton für zwei verschiedene Energie-Skalen.

Man erkennt, dass für kleine Impulsanteile x , wie sie beim LHC auftreten die Gluon-PDF's dominieren, während für die größeren Impulsanteile, wie sie beim Tevatron vorkommen, die Valenzquark-PDF's etwas größer sind als die Gluon-PDF's. Deswegen entstehen am LHC die Top-Quarks im Gegensatz zum Tevatron hauptsächlich, d.h. in etwa 90% der Fälle, durch Gluon-Gluon-Fusion und nur zu etwa 10% durch Quark-Antiquark-Annihilation.

Die entsprechenden Feynmangraphen, die in führender Ordnung zur $t\bar{t}$ -Erzeugung beitragen sind in Abbildung 2.2 dargestellt.

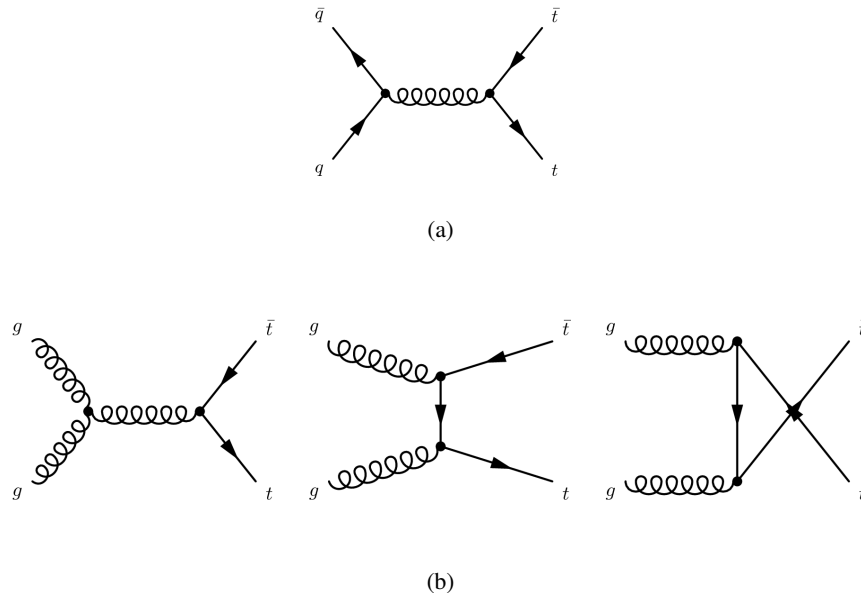


Abbildung 2.2.: Feynmangraphen für die $t\bar{t}$ -Produktion durch (a) $q\bar{q}$ -Annihilation ($\sim 10\%$ am LHC) und durch (b) g - g -Fusion ($\sim 90\%$ am LHC).

2.2.2. Zerfall des Top-Quarks

Aufgrund seiner kurzen Lebensdauer zerfällt das Top-Quark, bevor es hadronisieren kann. Daher sind seine Eigenschaften über seine Zerfallsprodukte experimentell zugänglich.

Es zerfällt dabei nahezu zu 100% über die schwache Wechselwirkung in ein W -Boson und ein b -Quark. Das b -Quark kann aufgrund seiner Farbladung nicht frei existieren und hadronisiert in ein B -Meson oder Baryon, welches dann weiter in ein Charm-Hadron zerfällt und schließlich in ein Bündel von Hadronen. Dieses Hadronenbündel wird auch als Jet bezeichnet. Der Zerfall eines $t\bar{t}$ -Paares ist also durch das Vorkommen zweier b -Quark-Jets ausgezeichnet. Das W -Boson kann entweder hadronisch in ein Quark- und ein Antiquark (kinematisch sind nur Zerfälle in Quarks der zweiten oder ersten Generation möglich) zerfallen oder leptonisch in ein Lepton und das zugehörige Neutrino. Je nachdem wie das W -Boson zerfällt, lassen sich die Zerfallskanäle des $t\bar{t}$ -Paares in drei allgemeine Kategorien einordnen: den dileptonischen Kanal, in dem beide W -Bosonen leptonisch zerfallen, den vollhadronischen Kanal, in dem beide W -Bosonen hadronisch zerfallen und den Lepton+Jets-Kanal, in dem jeweils ein W -Boson hadronisch und das jeweils andere leptonisch zerfällt. Insgesamt gibt es durch die Kombination unterschiedlicher Leptonen, Quarks und der drei unterschiedlichen QCD-Farbladungen 81 mögliche Zerfallsmöglichkeiten. In Abbildung 2.4 sind die entsprechenden Verzweungsverhältnisse dargestellt.

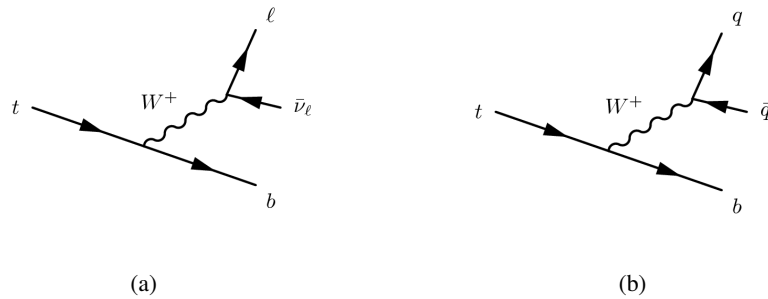


Abbildung 2.3.: Feynmandiagramme für (a) den leptonicen und für (b) den hadronischen Top-Quark-Zerfall.

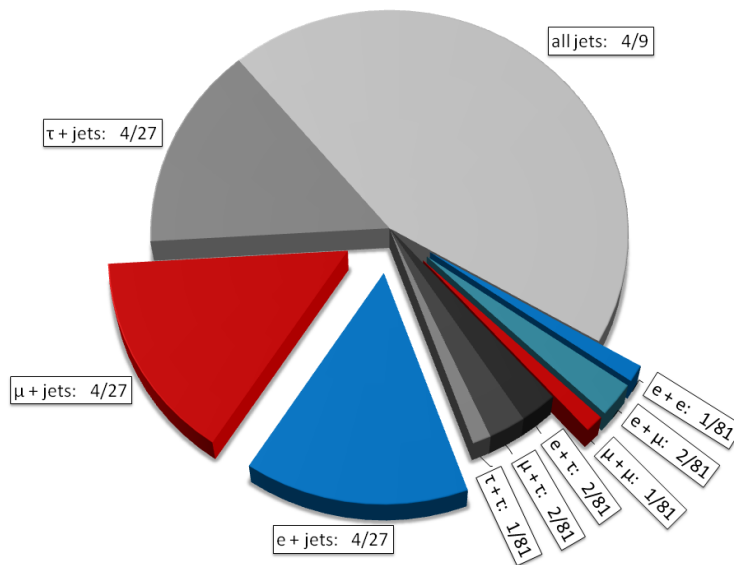


Abbildung 2.4.: Zerfallskanäle der $t\bar{t}$ -Ereignisse mit den jeweiligen Verzweungsverhältnissen.

In dieser Analyse werden Top-Quark-Zerfälle in den Lepton+Jets-Kanal untersucht. Dabei werden Endzustände mit τ -Leptonen nicht explizit berücksichtigt. Die Zerfallsprodukte von leptonisch zerfallenden Taus können jedoch nicht von primären Elektronen oder Myonen unterschieden werden und die dadurch entstehenden Elektronen oder Myonen werden, sofern sie die Selektionskriterien erfüllen, miteinbezogen.

3. Der ATLAS-Detektor am Large Hadron Collider

3.1. Der Large Hadron Collider (LHC)

Der LHC ist ein Ringbeschleuniger am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf und befindet sich im Tunnel des früheren LEP-Beschleunigers [8, 9]. Er besitzt einen Umfang von ca. 27 km und liegt etwa 100 m unter der Erdoberfläche. Am LHC werden derzeit Protonen gegenläufig beschleunigt und bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV zur Kollision gebracht. Zudem ist der LHC auch in der Lage Schwerionen zu beschleunigen.

In Abbildung 3.1 ist die Beschleunigerkette des LHC dargestellt. Die Protonenpakete werden durch eine Reihe kleinerer Beschleuniger vorbeschleunigt. Nachdem die Protonen durch ein Duoplasmatron aus gasförmigem Wasserstoff hergestellt wurden, werden sie in den Linac2 eingekoppelt, der sie auf bis zu 50 MeV beschleunigt. Danach werden sie zuerst durch den Proton-Synchrotron-Booster (PSB) auf 1,5 GeV, dann durch das Proton-Synchrotron (PS) auf bis zu 25 GeV und schließlich durch das Super-Proton-Synchrotron (SPS) auf 450 GeV beschleunigt, bevor sie in den LHC eingespeist werden.

Die entgegengerichteten Teilchenpakete werden an insgesamt 4 Wechselwirkungspunkten, an denen sich die Detektoren ATLAS, CMS, LHCb und ALICE befinden, zur Kollision gebracht. ATLAS und CMS sind Mehrzweckdetektoren, die in der Lage sind, einen großen Bereich physikalischer Prozesse zu untersuchen. LHCb ist auf die Untersuchung von b -Quark-Physik spezialisiert, während ALICE insbesondere zur Studie von Pb-Pb-Kollisionen entwickelt wurde. TOTEM ist ein weiteres Experiment, das sich in der Nähe des CMS-Detektors befindet und den totalen p - p -Wirkungsquerschnitt misst und elastische Protonstreuung sowie diffraktive Prozesse untersucht.

3.2. Der ATLAS-Detektor

ATLAS, das für „A Toroidal LHC ApparatuS“ steht, ist einer der Vielzweckdetektoren am LHC. Abbildung 3.2 zeigt eine Übersicht des Detektors. Der Detektor ist 25 m hoch, 44 m lang und wiegt insgesamt etwa 7000 Tonnen. Seine Hauptkomponenten sind der Innere Detektor (ID), das elektromagnetische und das Hadronkalorimeter, sowie das Myon- und das Magnetsystem.

Die einzelnen Komponenten des Detektors bestehen wiederum aus Teilelementen, die an die unterschiedlichen Raumbereiche, die sie abdecken, angepasst sind. Man unterscheidet

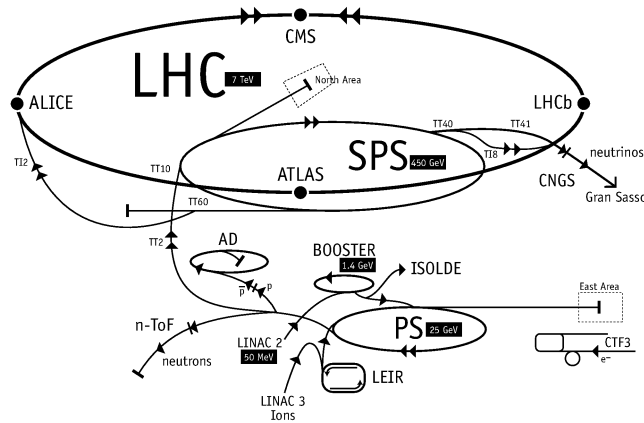


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung des Large-Hadron-Colliders und der Vorbeschleunigerkette

hier im Wesentlichen zwischen der zentralen Region (Barrel), die sich zylindersymmetrisch um die Wechselwirkungszone legt, und den so genannten Endkappen, die sich vorne und hinten entlang der Strahlrichtung daran anschließen.

Aufbau und Funktion der genannten Komponenten werden im Folgenden kurz erläutert. Eine ausführlichere Beschreibung befindet sich im technischen Design-Bericht des ATLAS Experimentes [10].

3.2.1. Das ATLAS-Koordinatensystem und physikalische Observablen

In dieser Arbeit wird das Standard-ATLAS-Koordinatensystem verwendet. Der nominelle Wechselwirkungspunkt ist dabei der Ursprung des Koordinatensystems. Die z-Achse wird durch die Strahlrichtung festgelegt und die x-y-Ebene liegt transversal zur Strahlrichtung. Das Koordinatensystem ist rechtshändig. Die positive x-Achse zeigt vom Wechselwirkungspunkt zur Mitte des LHC-Ringes, während die positive y-Achse nach oben zeigt.

Positionen im Detektor werden durch Zylinderkoordinaten (r, θ, ϕ) angegeben, wobei r der Abstand zur Strahlachse und ϕ der Azimutwinkel ist, der die Ebene senkrecht zur Strahlrichtung beschreibt. Anstelle des Polarwinkels θ , zwischen der Flugrichtung des Teilchens und der Strahlachse, wird als dritte Koordinate die Pseudorapidität

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

verwendet. Diese Variable hat den Vorteil, dass Differenzen in η invariant unter Lorentz-Boosts sind¹.

¹Diese Eigenschaft folgt aus der Tatsache, dass die Pseudorapidität η im Falle vernachlässigbarer Massen, bezogen auf die Teilchenenergie, eine gute Näherung der Rapidität y ist.

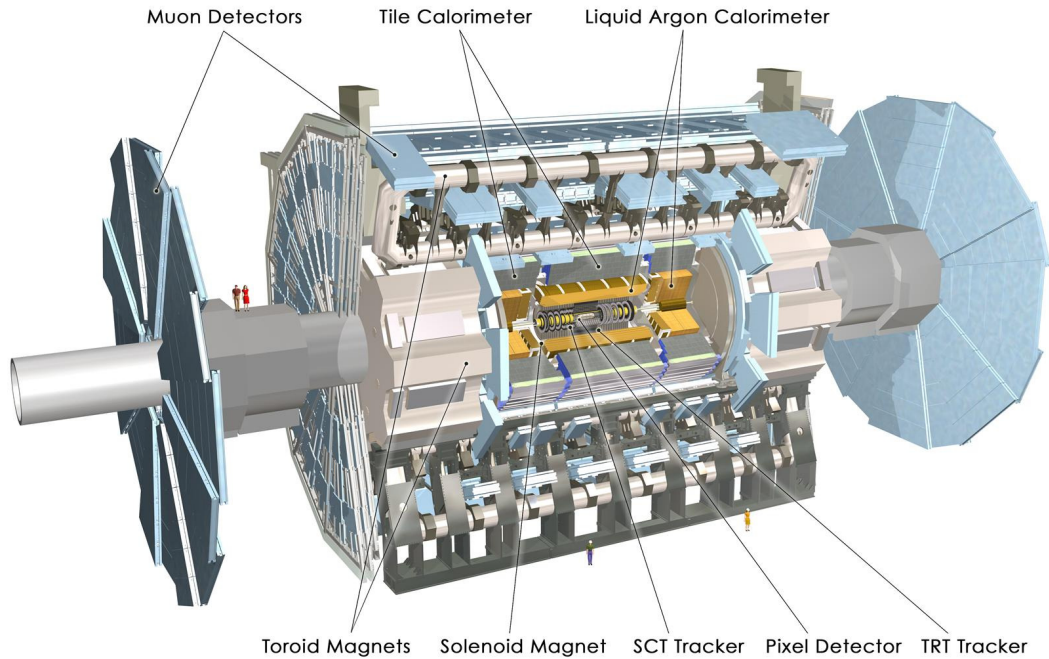


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung des ATLAS-Detektors

Nach der Definition von η ist es zweckmäßig, als Maß für den Abstand von Vektoren im Raum die Größe

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (3.2)$$

zu wählen.

Hadronkollisionen weisen - wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben - besondere Eigenschaften auf, die bei der Beschreibung, Messung und Berechnung der Teilcheneigenschaften berücksichtigt werden müssen. Da die wechselwirkenden Quarks und Gluonen nur einen gewissen Anteil, x_i , des Protonimpulses tragen, ist ihr Anfangsimpuls, anders als bei e^+e^- -Kollisionen, nicht bekannt. Somit besitzen das Ereignis und damit auch die ausgehenden Impulse \vec{p} eine Impulsunsicherheit in Form eines Lorentz-Boosts unbekannter Größe in Strahlrichtung. Der Transversalimpuls

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3.3)$$

ist hingegen unabhängig von diesem Boost in z-Richtung.

Die fehlende transversale Energie (E_T^{miss}) ist auch in der x-y-Ebene definiert. Die wechselwirkenden Partonen besitzen in niedrigster Ordnung keinen Transversalimpuls. Aufgrund der Impulserhaltung muss die Summe aller ausgehenden Transversalimpulse verschwinden, vorausgesetzt alle Teilchen werden vom Detektor erfasst. Ergibt sich hingegen ein signifi-

fikantes Ungleichgewicht des transversalen Impulses, so deutet dies in der Regel auf ein oder mehrere neutrale Teilchen hin, die den Detektor ohne Wechselwirkung passiert haben. Im Standardmodell ist das einzige Teilchen, das unentdeckt den ATLAS-Detektor passiert, das Neutrino. Misst man nun einen signifikanten Beitrag fehlender Transversalenergie, so kann man daraus auf die Präsenz von Neutrinos schließen. Im Fall von nur einem Neutrino entspricht E_T^{miss} dem transversalen Impuls des fehlenden Teilchens ².

3.2.2. Innerer Detektor

Der Innere Detektor ist für die Spurrekonstruktion, die Impulsmessung, die Ladungsbestimmung und für die Ermittlung der Primär- und Sekundärvertices verantwortlich. Er besteht aus drei Hauptkomponenten: dem Pixeldetektor, einem Silizium-Streifen-Detektor (Semiconductor Tracker, SCT) und dem Übergangsstrahlungsdetektor (Transition Radiation Tracker, TRT). Der Innere Detektor ist eingebettet in ein 2 T starkes Magnetfeld, das durch den ihn umgebenden Solenoid-Magneten erzeugt wird. Dieses Magnetfeld ist stark genug, um auch Teilchen mit hohen Impulsen ausreichend abzulenken und so ihren Impuls ($p = 0,3 \cdot B [\text{T}] \cdot \rho [\text{m}]$) und ihre Ladung aus der Richtung der Ablenkung zu bestimmen. Der Innere Detektor ist etwa 7 m lang und besitzt einen Durchmesser von ca. 2 m. Er erfasst dabei einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 2,5$.

In unmittelbarer Nähe zum Wechselwirkungspunkt befindet sich der Pixeldetektor. Dieser besteht aus insgesamt 1 744 Pixel-Sensor-Modulen, die jeweils aus 47 232 Pixeln zusammengesetzt sind. Da in jeder Spalte des Front-End-Chips 4 Pixel verbunden sind, gibt es pro Modul 46 080 Auslesekanäle. Insgesamt führt dies zu 67 Millionen Pixeln im Barrel und 13 Millionen Pixeln in den Endkappen. Diese Module sind in der zentralen Region in drei Lagen um die Wechselwirkungszone und in den beiden Vorwärtsregionen auf jeweils drei Scheiben angeordnet. Die einzelnen Lagen des Pixel-Detektors sind so aufgeteilt und angeordnet, dass sie pro Spur mindestens drei Punkte mit großer Präzision messen.

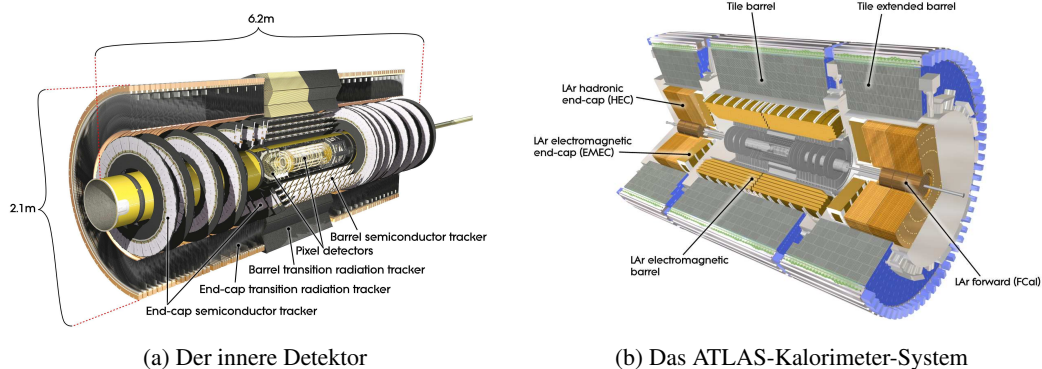


Abbildung 3.3.: Der Innere Detektor (links) und das Kalorimetersystem (rechts)

²Dies setzt allerdings einen idealen Detektor voraus, der den gesamten η - ϕ -Bereich abdeckt.

Der SCT trägt zur Spurrekonstruktion geladener Teilchen bei und besteht aus vier zylindrisch angeordneten Lagen im Barrel, die so montiert sind, dass die Siliziumstreifen parallel zur Strahlachse verlaufen. Zusätzlich besteht der SCT aus jeweils neun Scheiben in den Endkappen, auf denen die Module so orientiert sind, dass die Siliziumstreifen radial verlaufen. Insgesamt besteht der SCT aus 4088 Modulen, 2112 im Barrel und 1976 in den Endkappen. Jedes Modul besitzt 768 Auslestreifen mit einem konstanten Abstand von $80\ \mu\text{m}$. Jede Spur hinterlässt 2 Treffer pro Lage und ermöglicht so die präzise Messung von vier Spurpunkten. Zusammen mit dem Pixeldetektor detektiert der SCT im mindestens 8 Treffer pro Spur und ermöglicht so eine hohe räumliche Auflösung.

Der TRT, der SCT und Pixeldetektor umschließt, ergänzt die Spurrekonstruktion. Im Mittel führt dies zu 36 zusätzlichen Punkten pro Spur. Der TRT ist aus sogenannten *Straw Tubes*, dünnen Proportionalzählrohren, aufgebaut. Diese *Straw Tubes* haben einen Durchmesser von 4 mm und sind von einem $35\ \mu\text{m}$ dicken mehrlagigen Film umgeben, der mit Hochspannung gespeist als Kathode fungiert. Gefüllt sind sie mit einer Gasmischung aus 70% Xe, 27% CO_2 und 3% O_2 . Das Signal wird von einem Anodendraht in der Mitte der Tubes erfasst. Die *Straw Tubes* sind in der Barrel-Region parallel zur Strahlachse und in der Vorwärtsregion auf Scheiben angeordnet. Der TRT ergänzt nicht nur die Spurrekonstruktion, sondern dient auch dazu Elektronen und geladene Pionen zu unterscheiden. Beim Durchgang geladener und sich mit relativistischen Geschwindigkeiten bewegender Teilchen durch Grenzschichten zwischen Medien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten wird Übergangsstrahlung emittiert. Die Energie der Übergangsstrahlung ist dabei proportional zum Lorentzfaktor³ γ . Aufgrund ihres größeren Lorentzfaktors erzeugen die Elektronen mehr Übergangsstrahlungs-Photonen als die schwereren Pionen, die einen kleineren Lorentzfaktor besitzen.

3.2.3. Kalorimeter

An den inneren Detektor anschließend folgen weiter außen die Kalorimeter. Diese sind vor allem für die Energiemessung der Teilchen und für die Bestimmung der fehlenden Transversalenergie (E_T^{miss}) zuständig. Weiterhin tragen sie aber auch zur Teilchenidentifikation bei und vervollständigen durch zusätzliche Ortsinformationen auch die Spurrekonstruktion. Das ATLAS-Kalorimeter setzt sich aus dem elektromagnetischen (EM) Kalorimeter, das Schauer von Elektronen, Positronen und Photonen erfasst, und dem Hadronkalorimeter, welches hadronische Schauer oder stark wechselwirkende Teilchen nachweist, zusammen. Um diese Aufgaben zu erfüllen und eine möglichst umfassende Abdeckung in ϕ und η zu gewährleisten, besteht das ATLAS-Kalorimeter aus verschiedenen elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern, die wiederum in Barrel und Endkappen aufgeteilt sind. Eine schematische Darstellung des ATLAS-Kalorimeter-Systems ist in Abbildung 3.3b zu sehen.

Die Kalorimeter sind als sogenannte *Sampling-Kalorimeter* konstruiert, was bedeutet, dass sich aktive Schichten zum Nachweis der Teilchen, mit passiven Absorbern abwechseln. Im

³ $\gamma = \frac{E}{mc^2}$

elektromagnetischen Kalorimeter wird flüssiges Argon (LAr) als aktives Medium verwendet, Blei dient als Absorbermaterial. Dies gilt gleichermaßen für die Hadronkalorimeter in der Vorwärtsregion und den Endkappen, während im zentralen Bereich Plastikszintillatoren (sogenannte *Tiles*) zusammen mit Blei zum Einsatz kommen.

Das EM-Kalorimeter umfasst einen Bereich bis zu $|\eta| = 3,2$, wobei Präzisionsmessungen nur in einem Bereich von $|\eta| < 2,5$ möglich sind. Im Barrel hat das EM-Kalorimeter eine Dicke von mehr als 22 Strahlungslängen (X_0) und in den Endkappen eine Dicke von mehr als 24 X_0 . Zusammen mit dem Hadronkalorimeter ergibt sich so insgesamt eine Dicke von ungefähr 10 Wechselwirkungslängen (λ_I). Die Absorber und die Elektroden sind akkordeonförmig angeordnet, was eine lückenlose Abdeckung des gesamten ϕ -Bereichs ermöglicht.

Die Energieauflösung des EM-Kalorimeters hängt von der η -Position und dem Teilchentyp ab. Für Elektronen erwartet man eine Auflösung⁴ [11] von

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{9,3\%}{\sqrt{\frac{E}{[\text{GeV}]}}} \oplus 0,56\% \quad \text{für } |\eta| = 0,3 \quad \text{und} \quad (3.4)$$

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{19,4\%}{\sqrt{\frac{E}{[\text{GeV}]}}} \oplus 0,43\% \quad \text{für } |\eta| = 1,65. \quad (3.5)$$

Die Auflösung des Hadronkalorimeters ist geringer, als die des EM-Kalorimeters; man erwartet typischerweise [11]

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{60\%}{\sqrt{\frac{E}{[\text{GeV}]}}}. \quad (3.6)$$

Für die fehlende transversale Energie erwartet man für transversale Energien von $E_T = 20$ bis 2000 GeV eine Genauigkeit von etwa

$$\sigma(E_T^{\text{miss}}) = 0,55 \times \sqrt{\sum E_T [\text{GeV}]}. \quad (3.7)$$

3.2.4. Myonspektrometer

Myonen sind die einzigen geladenen Teilchen, die aufgrund ihrer geringen Wechselwirkung mit Materie, alle Teile des inneren Detektors passieren und bis in die Myonenkammern vordringen. Das Myon-System bildet daher den äußersten Bereich des ATLAS-Detektors und ermöglicht präzise Spur- und Impulsmessungen der Myonen in einem Bereich von $|\eta| \leq 2,7$ und liefert zudem ein Myon-Trigger-Signal bis zu einem Bereich von $|\eta| \leq 2,5$. Das Hauptziel ist die eigenständige Messung des Transversalimpulses der Myonen. Die

⁴Die Auflösung ist in der Form $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b$ gegeben. Darin enthalten ist der sogenannte Sampling-Term, a , der durch stochastische Fluktuationen in der abgetasteten Energie zustande kommt. Der zweite Term, b , ist auf Inhomogenitäten des Detektormaterials zurückzuführen.

Auflösung des Myontransversalimpulses beträgt etwa 4% über einen weiten p_T -Bereich (15 – 200 GeV) und variiert abhängig von η zwischen 3 und 4% für $|\eta| < 1$ und etwa 9% für $|\eta| \approx 1,5$. Am oberen Ende des p_T -Bereiches beträgt die Auflösung noch etwa 10% für Spuren mit einem Transversalimpuls von 1 TeV.

Die Spuren der Myonen werden im Myon-System durch ein Magnetfeld abgelenkt, welches durch eine Kombination aus drei supraleitenden eisenlosen Toroidmagneten⁵ (aufgeteilt in einen Barrel-Toroid und zwei Endkappen-Toroide) erzeugt wird. Der Barreltoroid sorgt für das Magnetfeld im Bereich von $|\eta| < 1,4$ und liefert eine Ablenkungsstärke von 1,5 Tm bis zu 5,5 Tm. Im Bereich $1,6 < |\eta| < 2,7$ wird das Magnetfeld von den Endkappentoroiden erzeugt und liefert eine Ablenkungsstärke von 1 bis zu 7,5 Tm. Im Übergangsbereich $1,4 < |\eta| < 1,6$ wird das Magnetfeld sowohl vom Barrel- als auch von den Endkappentoroiden erzeugt und liefert hier eine etwas kleinere Ablenkungsstärke.

Die Präzisionsmessung der Impulse der abgelenkten Myonenspuren erfolgt in drei zylindrisch angeordneten Kammern in der Barrelregion und drei ebenen Kammern, die in den Endkappen senkrecht zur Strahlachse montiert sind. Die zylindrischen Kammern sind sogenannte Monitored Drift Tubes (MDTs), die ähnlich funktionieren wie der TRT. Die Tubes haben einen Durchmesser von ca. 3 cm und sind mit einer Gasmischung aus 93% Ar und 7% CO₂ unter einem Druck von 3 Bar gefüllt. Beim Durchqueren ionisieren die Myonen das Gas und die daraus resultierenden Elektronen werden von einem mit Hochspannung versehenen Wolfram-Rhenium-Draht gesammelt. Die MDTs erreichen eine Auflösung von 60 bis 80 μm . In den Endkappen kommen sogenannte Cathode-Strip-Chambers (CSCs) zum Einsatz. CSCs sind Drahtkammern, deren Drähte radial angeordnet sind. Die Kathodenschichten sind aufgeteilt, eine Schicht mit Streifen senkrecht zu den Drähten, und eine Schicht parallel zu den Drähten. Sie erreichen eine Auflösung von 40 μm in der Ablenkungsebene und 5 mm in der Transversalebene. Mithilfe eines optischen Ausrichtungssystems und geeigneten Algorithmen kann die Auflösung der Sagitta einer Myonspur bis auf 30 μm verbessert werden.

Neben den beschriebenen Systemen zur Spurrekonstruktion enthält der Detektor auch einen Myontrigger, der einen Bereich von $|\eta| < 2,4$ abdeckt. Der Trigger identifiziert Bunch-Crossings⁶, liefert p_T -Schwellenwerte und zusätzliche Ortsinformationen, orthogonal zu den Ortsinformationen des Präzisionsspursystems.

3.2.5. Trigger

Das ATLAS-Trigger-System und die Datenerfassung ist aus drei separaten Ebenen der Online-Selektion aufgebaut. Es ist unerlässlich, um den enormen Datenstrom zu reduzieren und potentiell interessante Ereignisse aus der großen Zahl von Untergrundereignissen, die bei LHC-Kollisionen auftreten, zu selektieren. Um die Anzahl akzeptierter Ereignisse zu begrenzen, werden auf jeder Trigger-Ebene zusätzliche Kriterien angewendet.

⁵ Anders als bei Elektromagneten besitzen eisenlose Magnete keinen ferromagnetischen Kern. Das Magnetfeld wird ausschließlich durch die Spulenwindungen, die hier toroidförmig aufgewickelt sind, erzeugt.

⁶ Treffen die umlaufenden Protonenpakete (*Bunches*) aufeinander, so wird dies als *Bunch-Crossing* bezeichnet.

Die ursprüngliche Bunch-Crossing-Rate im LHC von 20 MHz muss auf eine Rate von ca. 200 Hz zur dauerhaften Datenspeicherung gesenkt werden. Dies stellt hohe Anforderungen an das Trigger-System, das einerseits nicht interessierende Minimum-Bias-Ereignisse mit hoher Unterdrückungsrate ablehnen und andererseits die seltenen Physikprozesse, die man studieren will, mit größtmöglicher Effizienz auswählen soll.

Das ATLAS-Trigger-System ist dazu in drei Hauptkomponenten aufgeteilt: Den Level-1-Trigger (L1), den Level-2-Trigger (L2) und den Event-Filter (EF).

Der Level-1-Trigger, der vollständig elektronisch realisiert ist, sucht nach den folgenden Klassen von Teilchen: Myonen mit hohem p_T , Elektronen, Photonen, Jets und hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen. Zusätzlich selektiert er auch Ereignisse mit hohem E_T^{miss} und hoher Transversalenergie. Bereiche mit derartigen Signaturen werden als *Regions of Interest* (RoIs) markiert. Um eine kurze Latenzzeit von weniger als $2,5 \mu\text{s}$ zu ermöglichen, ist der L1-Trigger aus elektronischen Schaltkreisen konstruiert und somit bis auf die Schwellenwerte nicht rekonfigurierbar. Die ursprüngliche Ereignisrate wird durch den L1-Trigger auf 75 kHz reduziert.

Die RoI-Information wird vom L1 an den Level-2-Trigger (L2) weitergegeben. Dieser reduziert durch erhöhte Granularität und Präzision die Ereignisrate weiter auf 3,5 kHz. Dabei rekonstruiert er aus den RoIs bereits das komplette Ereignis inklusive physikalischer Objekte wie Elektronen, Myonen, Jets und E_T^{miss} . Für die Verarbeitung eines Ereignisses braucht der L2-Trigger etwa 40 ms. Die verbleibenden Ereignisse werden vom L2-Trigger an den Event-Filter weitergegeben. Letzterer vollzieht eine endgültige Ereignisselektion und erzeugt eine Ausgabe mit einer Rate von 200 Hz. L2 und Event-Filter bilden zusammen den High-Level-Trigger (HLT), der vollständig als Software implementiert ist und daher eine spätere Anpassung an die Bedürfnisse der Analyse ermöglicht. Am Ende der Triggerkette steht eine Datenrate von ungefähr 300 Mbyte/s mit Höchststraten von bis zu 600 Mbyte/s, welche immer noch sehr hohe Anforderungen an die darauf folgenden Datenspeichersysteme stellt.

4. Monte-Carlo-Simulation und verwendete Datensätze

Für einen großen Teil dieser Analyse (Kapitel 5,6,7) wurden Monte-Carlo-Datensätze verwendet. Deswegen werden hier zunächst die wichtigsten Schritte bei der Monte-Carlo-Simulation erläutert, bevor eine Übersicht über die verwendeten Daten gegeben wird. Anschließend folgt eine Zusammenfassung der für den letzten Teil der Analyse verwendeten echten Daten.

4.1. Monte-Carlo-Simulation

Die Produktion von MC-Datensätzen besteht aus mehreren Schritten, wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist. Im Folgenden werden die einzelnen Schritte anhand der $t\bar{t}$ -SignalDATENSÄTZE kurz erläutert.

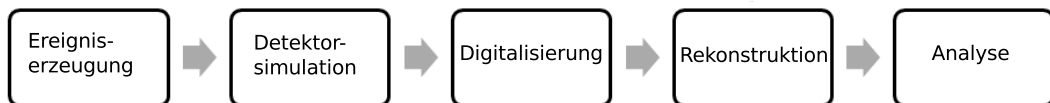


Abbildung 4.1.: Schema des Ablaufs der Monte-Carlo-Datenproduktion

Der erste Schritt bei der Produktion dieser Datensätze ist die Erzeugung von Ereignissen mithilfe eines Monte-Carlo-Generators. Die $t\bar{t}$ -Produktion wird vom MC@NLO-Generator [12] berechnet, welcher nicht nur Prozesse führender Ordnung berücksichtigt, sondern auch Korrekturen nächsthöherer Ordnung (*next-to-leading-order*, *NLO*) miteinbezieht. Die Ergebnisse des MC@NLO-Generators werden dann vom Monte-Carlo-Programmpaket HERWIG [13] weiterverarbeitet. HERWIG berechnet Strahlungskorrekturen¹, den Zerfall des Top-Quark-Paares und die spätere Hadronisierung der Quarks. Es greift zudem auf weitere Zusatzmodule zurück, um das unterliegende Ereignis (engl. *underlying event*²) (JIMMY [14]), QED-Bremsstrahlungskorrekturen (PHOTOS [15]) und den Zerfall von τ -Leptonen (TAUOLA [15]) zu beschreiben.

¹Gluonabstrahlung im Anfangs- (ISR) und Endzustand (FSR)

²Das unterliegende Ereignis umfasst alle Wechselwirkungen der nicht an der harten Wechselwirkung teilnehmenden Partonen. Dies kann zusätzliche Abstrahlung von Gluonen sein, aber auch zusätzliche Wechselwirkungen der übrigbleibenden Partonen bei kleineren Energieskalen.

Das Ergebnis der oben beschriebenen Ereigniserzeugung wird dann in Form von Vierervektoren für jedes Teilchen gespeichert. Diese Informationen werden auch als *truth*-Informationen bezeichnet, da sie die reine Ereignisinformation ohne die Einflüsse des Detektors enthalten. Diese Informationen werden später auch in der Analyse verwendet. Die Simulation von Untergrundereignissen erfolgt grundsätzlich nach dem gleichen Schema, aber es werden zum Teil andere MC-Generatoren verwendet.

Nach der Ereigniserzeugung, wird der Weg der erzeugten Teilchen durch den Detektor und ihre Wechselwirkung mit dem Detektormaterial simuliert. Dazu wird die GEANT4-Simulation [16, 17] des ATLAS-Detektors benutzt. Die Detektorantwort wird in Form sogenannter GEANT4-Treffer ausgegeben, die Informationen über die Position und die deponierte Energie der Teilchen enthalten.

Der nächste Schritt ist die Digitalisierung. Diese wandelt die GEANT4-Treffer in physikalische Detektorantworten wie Zeiten oder Spannungen um, so dass das Ergebnis denselben Inhalt und dieselbe Struktur hat, wie echte Rohdaten, die vom Detektor geliefert werden.

Der letzte Schritt, der in gleicher Weise auf simulierte und echte Daten angewendet wird, besteht in der Rekonstruktion von Spuren und Energiedepositionen aus den Rohdaten.

Berücksichtigung von Pile-Up in der Monte-Carlo-Simulation

Neben der interessanten harten Reaktion, aus der dann z.B. ein Top-Quark-Paar hervorgeht, kann es pro Bunch-Crossing zu weiteren Proton-Proton-Wechselwirkungen mit geringerer Energie kommen. Die daraus hervorgehenden Teilchen überlagern sich dann im Detektor der eigentlich interessanten „harten“ Reaktion und führen zu zusätzlichen Spuren und Primärvertices. Dieser Effekt wird auch als *Pile-Up* bezeichnet und stellt einen ernstzunehmenden zusätzlichen Untergrund da. Weiterhin bilden auch die Cavern-, Beam-Halo- und Beam-Gas-Ereignisse zusätzlichen Untergrund.

Um die Effekte von Pile-Up in Monte Carlo zu simulieren, wurden die Standarddatensätze genommen und pro Ereignis eine gewisse Anzahl von Minimum-Bias-Ereignissen hinzugefügt. Zusätzlich dazu wurden auch pro Ereignis ein gewisser Anteil an Cavern-, Beam-Gas- und Beam-Halo-Ereignissen beigemischt. Dies geschieht beim Schritt der Digitalisierung. Für die hier verwendeten Datensätze wurde die folgende Konfiguration verwendet ([18, 19]):

Es wurden pro Ereignis im Mittel

- 2 Minimum-Bias-Ereignisse mit einem Bunch-Abstand von 900 ns
- 1 Cavern-Untergrund-Ereignis
- 0,05 Beam-Halo-Ereignisse
- 0,0003 Beam-Gas-Ereignisse

beigemischt. In dieser Analyse werden standardmäßig Monte-Carlo-Datensätze mit Pile-Up-Konfiguration verwendet.

4.2. Verwendete Monte Carlo Datensätze

Die für diese Analyse verwendeten Monte-Carlo-Datensätze stammen aus der *MC09*-Produktion der ATLAS-Top-Arbeitsgruppe. Im Folgenden wird eine kurze Übersicht über die hier benutzten Datensätze gegeben; eine detailliertere Beschreibung befindet sich in [20].

4.2.1. $t\bar{t}$ -Signal-Datensätze

Die $t\bar{t}$ -Signal-Datensätze wurden mit dem NLO-Generator MC@NLO erzeugt. Es steht ein Datensatz mit einer vorgegebenen Top-Quark-Masse von $M_t = 172,5$ GeV zur Verfügung, der nahe am gemessenen Weltdurchschnittswert ($173,3 \pm 1,1$ GeV [1]) liegt. Außerdem stehen 8 weitere Datensätze mit Top-Quark-Massen von 160 GeV bis 190 GeV zur Verfügung, um die Abhängigkeit der Top-Quark-Masse von den Transversalimpulsen der Leptonen zu parametrisieren. Eine Übersicht dieser Datensätze findet sich in Tabelle 4.1. Dabei wurden nur Datensätze mit Lepton+Jets und dileptonischen Zerfallskanälen für alle Leptontypen verwendet. Vollhadronische Zerfälle des Top-Quarks wurden nicht berücksichtigt.

Datensätze für das $t\bar{t}$ -Signal (MC@NLO)			
ATLAS ID	M_t [GeV]	σ [pb]	$\int \mathcal{L} dt$ [pb $^{-1}$]
106203	160,0	117,4	1309
106208	165,5	99,72	1546
106205	167,5	92,04	1676
106201	170,0	86,29	1784
105200	172,5	80,20	8844
106206	175,0	73,94	2091
106207	177,5	68,22	2268
106202	180,0	63,39	2445
106204	190,0	49,03	3163

Tabelle 4.1.: Übersicht der verwendeten Monte Carlo Datensätze für das $t\bar{t}$ -Signal. Insgesamt standen neun unterschiedliche Top-Quark-Massen zur Verfügung. Die Wirkungsquerschnitte und die integrierte Luminosität der Datensätze sind angegeben.

4.2.2. Datensätze zur Abschätzung systematischer Unsicherheiten

Zur Abschätzung systematischer Unsicherheiten standen $t\bar{t}$ -Datensätze mit einer Variation entsprechender Parameter zur Verfügung. Um die Auswirkung von Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand zu evaluieren, wurden mit AcerMC und Pythia[21, 22] generierte Datensätze verwendet, einmal mit erhöhter und einmal mit abgesenkter Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand. Eine Übersicht der Datensätze und über die variierten Parameter ist in den Tabellen 4.2 und 7.7 dargestellt.

$t\bar{t}$ ohne vollhadronische Zerfälle, AcerMC und PYTHIA			
ATLAS ID	Variation	σ [pb]	$\int \mathcal{L} dt$ [pb ⁻¹]
105205	Vorgabe/Standard	58,23	2224
117255	ISR ↓	”	2243
117256	ISR ↑	”	”
117257	FSR ↓	”	”
117258	FSR ↑	”	”

Tabelle 4.2.: Datensätze zur Studie systematischer Unsicherheiten aufgrund von unterschiedlich starker Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand. Die hier genannten Datensätze wurden alle mit dem AcerMC-Generator erzeugt, wobei PYTHIA für den Zerfall und die Hadronisierung benutzt wurde.

Zudem wurden mit dem POWHEG-Generator[23] erzeugte $t\bar{t}$ -Datensätze verwendet, die einmal PYTHIA und einmal HERWIG für den Zerfall und die Hadronisierung verwenden.

4.2.3. MC-Datensätze zur Abschätzung des Untergrundes

Zur Abschätzung des Untergrundes stehen Monte-Carlo-Datensätze zur Verfügung, die Single-Top-Quarks (MC@NLO), Diboson-Ereignisse (HERWIG), sowie W +Jets- und Z +Jets-Ereignisse mit bis zu 5 Partonen (ALPGEN [24]) simulieren. Eine Übersicht dieser Datensätze ist in Tabelle A.1 im Anhang zu finden.

4.3. Daten

In dieser Analyse wurden ATLAS-Daten aus dem Jahr 2010 ausgewertet. Die hier verwendeten Daten stammen aus den Datenperioden F-I und entsprechen nach Anwendung der *GoodRunsList* (siehe Abschnitt 4.3.2) einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 32 \text{ pb}^{-1}$. Die insgesamt vom LHC gelieferte und vom ATLAS-Detektor aufgezeichnete integrierte Luminosität ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Sie beträgt 45 pb^{-1} und entspricht einer Datennahmeeffizienz von 94%.

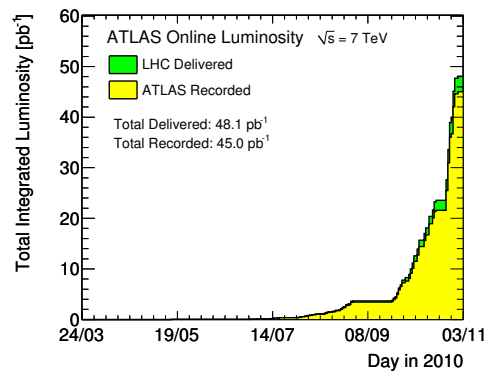


Abbildung 4.2.: Totale integrierte Luminosität des ATLAS-Detektors in 2010. Gesamte vom LHC gelieferte (grün) und von ATLAS während aufgenommene integrierte Luminosität (gelb).

4.3.1. Datenstreams

Die Rohdaten, die vom Detektor geliefert werden, werden anhand von Trigger-Signaturen in Datenstreams aufgeteilt. Für diese Analyse werden der Elektron- und der Myon-Stream verwendet.

4.3.2. Qualitätskriterien für Daten

Durch Probleme mit der Detektorhardware oder der Rekonstruktionssoftware kann es dazu kommen, dass auch nicht-physikalische Objekte fälschlicherweise rekonstruiert werden.

Diese Ereignisse sollen durch Anwendung entsprechender Qualitätskriterien entfernt werden. Bei ATLAS geschieht dies durch die Definition einer sogenannten *Good Run List* (GRL). Dabei werden Kriterien, wie die Funktion einzelner Detektorkomponenten oder des Triggers herangezogen, aber auch Observablen rekonstruierter physikalischer Objekte, wie z.B. Spuren, Elektronen, Myonen oder Jets überprüft. Die GRL listet schließlich den Anteil der aufgezeichneten Daten auf, die den jeweiligen Qualitätskriterien entsprechen. Eine ausführlichere Darstellung der ATLAS-Qualitätskriterien für Daten findet sich in [25].

5. Rekonstruktion und Signalextraktion

5.1. Teilchenidentifikation und Rekonstruktion

Das Top-Quark kann, wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, nur anhand seiner Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Um den Lepton+Jets-Kanal auszuwählen, werden bei der Selektion verschiedene Kriterien gefordert, um Ereignisse zu selektieren, die der in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Ereignistopologie entsprechen. Dazu müssen Elektronen, Myonen und Jets aus Detektorsignalen rekonstruiert werden. In Abbildung 5.1 ist ein Querschnitt durch den ATLAS-Detektor dargestellt. Man kann darin gut erkennen, wie die einzelnen Detektor-komponenten zur Teilchenidentifikation beitragen.

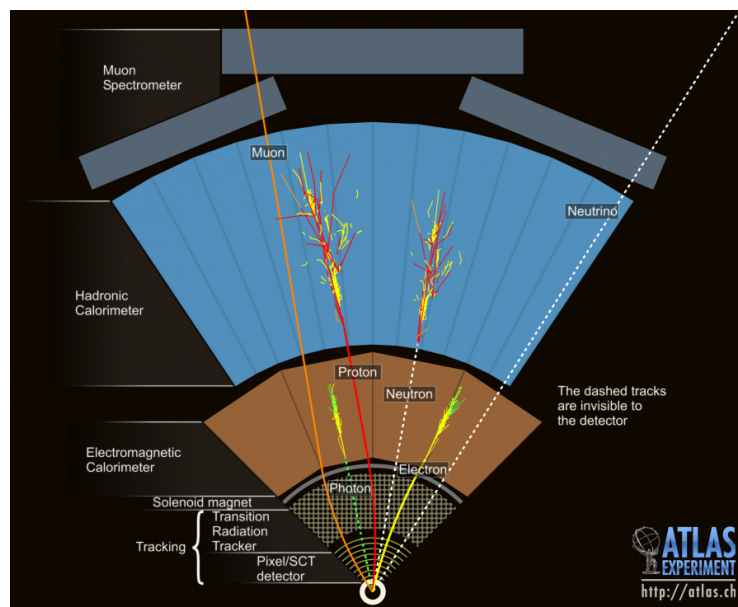


Abbildung 5.1.: Schematische Darstellung der Teilchenidentifikation im ATLAS-Detektor [26].

Elektronen werden hauptsächlich durch den Inneren Detektor, in dem sie eine Spur hinterlassen, und das EM-Kalorimeter, in dem sie aufschauern, identifiziert. Da Photonen keine elektrische Ladung tragen, hinterlassen sie keine Spur im Inneren Detektor und können so von Elektronen unterschieden werden. Myonen durchlaufen den gesamten Detektor, da sie aufgrund ihrer höheren Masse im Gegensatz zu Elektronen kaum Strahlungsverluste erleiden. Zu ihrer Identifikation tragen sowohl Informationen des Inneren Detektors als auch des

Myonsystems bei. Die Hadronen, die durch Fragmentation und Hadronisierung aus Quarks und Gluonen hervorgehen, hinterlassen, sofern sie geladen sind, ebenfalls eine Spur. Ihre Hauptenergie deposition erfolgt im Hadronkalorimeter. Da das Neutrino ausschließlich schwach wechselwirkt und der Wirkungsquerschnitt hierfür sehr klein ist, verlässt es den Detektor ungesehen und kann nur indirekt aufgrund von fehlender Transversalenergie (siehe Abschnitt 3.2.1) nachgewiesen werden.

Nachfolgend werden die Identifikation und Rekonstruktion von Elektronen, Myonen und Jets sowie E_T^{miss} zusammengefasst. Diese orientiert sich, sofern nicht anders erwähnt, an der Standard-Objektselektion der ATLAS-Top-Gruppe [27, 28].

5.1.1. Elektronen

Das Hauptziel ist es hier, isolierte Elektronen (aus Top-Quark, W-Boson und Z-Boson-Zerfällen) auszuwählen und Untergrundelektronen (aus Jets, b - und c -Quark-Zerfällen, Dalitz-Zerfällen und Photonkonversionen) zurückzuweisen.

Um die gesamte Energiedeposition eines elektromagnetischen Schauers zu bestimmen, werden mithilfe von Kalorimeterzellen hierbei abhängig von der in ihnen und den Nachbarzellen deponierten Energie zu einem Cluster gruppiert. Die Energie des Clusters entspricht dann in guter Näherung der Energie, die die Schauerteilchen beim Durchgang durch das Kalorimeter hinterlassen haben.

Zur Rekonstruktion von Elektronen gibt es bei ATLAS drei verschiedene Algorithmen [29, 30]. Für diese Analyse wird allerdings nur der Standardalgorithmus verwendet. Dieser dient zur Rekonstruktion von isolierten Elektronen mit hohem Transversalimpuls. Er rekonstruiert Elektronen ausgehend von Clustern im EM-Kalorimeter und kombiniert diese mit zugehörigen geladenen Spuren des Inneren Detektors.

Rekonstruierte Elektronen sind in dieser Analyse Teilchen, die die folgenden Kriterien erfüllen [30]:

- Elektronen müssen vom kalorimeterbasierten Algorithmus rekonstruiert worden sein.
- Eine Reihe von Schnitten, die auf den Eigenschaften der Schauerform in verschiedenen Teilen des EM-Kalorimeters basieren, muss passiert werden.
- Zu jedem EM-Cluster muss mindestens eine entsprechende Spur im Inneren Detektor existieren und die Energie im Cluster darf maximal um einen η -abhängigen Faktor (ca. 3-5) größer sein als der Impuls im Inneren Detektor [31].
- Die Spur muss mindestens einen Treffer (Hit) in der innersten Lage des Spurdetektors hinterlassen haben. Dies dient hauptsächlich der Unterdrückung von Konversionselektronen.
- Zudem müssen sie ein $p_T > 20 \text{ GeV}$ besitzen und ihre Kalorimetercluster im effektiven Akzeptanzbereich des EM-Kalorimeters liegen ($\eta < 2,47$). Elektronen mit Clustern im Bereich von $1,37 < |\eta_{\text{cluster}}| < 1,52$ werden entfernt, da sich hier Teile der Stützkonstruktion befinden.

- Isolation: Die transversale Energie E_T in einem Kegel der Größe $\Delta R = 0,2$ um den Elektron-Kandidaten darf einen gewissen p_T -abhängigen Wert nicht überschreiten: $\sum E_T < C_1 + C_2 \cdot p_T^{\text{el}}$ mit $C_1 = 4 \text{ GeV}$ und $C_2 = 0,023$ [32].

5.1.2. Myonen

Zur Rekonstruktion von Myonen gibt es bei ATLAS verschiedene Rekonstruktionsalgorithmen. Für diese Analyse wird der *Muid-Algorithmus* verwendet, der mehrere Suchalgorithmen kombiniert:

- *Moore* rekonstruiert Myonspuren allein aus den Informationen des Myonspektrometers. *Muid-Standalone* extrapoliert die von *Moore* bestimmte Spur zum Vertex und bestimmt daraus die Spurparameter am Vertex.
- *MuidCombined* rekonstruiert Myonen aus der Spur des Myonspektrometers und einer Spur des Inneren Detektors. Dabei werden beide Spuren zusammen neu gefittet, woraus *Combined-Myonen* entstehen.
- *MuGirl* sucht ausgehend von einer Spur im Inneren Detektor nach Spuren im Myonspektrometer. Konvergiert der Fit auf die Gesamspur, so resultiert daraus auch hier ein *Combined-Myon*.

Ein rekonstruiertes Myon muss darüber hinaus die folgenden Kriterien erfüllen:

- Das Myon muss ein *Combined-Myon* sein.
- Es muss einen Transversalimpuls $p_T > 20 \text{ GeV}$ besitzen und aus dem Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 2,5$ stammen.
- Der Abstand zwischen dem Myon und dem nächsten rekonstruierten Jet muss $\Delta R > 0,4$ betragen. Dadurch sollen Myonen, die zu Jets gehören, zurückgewiesen werden.
- Es werden sowohl kalorimeterbasierte als auch spurbasierte Isolationskriterien angewendet:
Für transversale Energie in einem Kegel mit dem Radius $\Delta R = 0,3$ muss $\sum E_T < 4 \text{ GeV}$ gelten. Für die Summe der transversalen Impulse der rekonstruierten Spuren in einem Kegel mit dem Radius $\Delta R = 0,3$ um das Myon wird $\sum p_T < 4 \text{ GeV}$ verlangt. Die Kombination von spur- und kalorimeterbasierter Isolation führt zu einer deutlich besseren Untergrundunterdrückung [32].

5.1.3. Jets

Der erste Schritt bei der Rekonstruktion von Jets besteht darin, ihre im Hadronkalorimeter deponierte Energie zu bestimmen. Dazu werden die aneinandergrenzenden Kalorimeterzellen iterativ kombiniert, solange die dort deponierte Energie signifikant oberhalb einer ge-

wissen Rauschschwelle liegt. Die resultierenden Cluster, deren Energien auf die EM-Skala kalibriert sind, dienen dann als Eingangsgrößen für den Jet-Algorithmus.

Bei ATLAS werden die Jets mit dem Anti- k_T -Algorithmus [33] mit einem Abstandsparameter von $R = 0,4$ rekonstruiert. Eine detaillierte Beschreibung des Algorithmus und seiner Verwendung bei ATLAS findet sich in [34].

Die EM-Skala wird durch Teststrahlungsmessungen mit Elektronen bekannter Energie etabliert und ist eine Eichung die Energien elektromagnetischer Schauer und der darin vorkommenden Teilchen gut beschreibt. Die EM-Skala beschreibt insbesondere die von Elektronen und Myonen im Kalorimeter deponierte Energie gut [35]. Allerdings wird die Energiemessung im Kalorimeter zusätzlich durch Detektoreffekte, wie z.B. die Nichtkompensation des Kalorimeters¹ oder Energieverluste in inaktiven Regionen des Detektors, beeinflusst. Die Energien der endgültigen Jets werden im Hinblick auf diese Verluste korrigiert. Mithilfe eines p_T - und η -abhängigen Korrekturfaktors, der aus Monte-Carlo-Simulationen stammt, werden die Jets auf die hadronische Energie-Skala (JES-Skala) kalibriert [35]. Jets, die sich in einem Abstand $\Delta R < 0,2$ zu einem rekonstruierten Elektron befinden, werden entfernt. Hierbei handelt es sich mit großer Wahrscheinlichkeit um Elektronen, die zusätzlich als Jet rekonstruiert wurden.

5.1.4. Fehlende Transversale Energie

Die gegenwärtige Rekonstruktion fehlender Transversalenergie E_T^{miss} , die bei ATLAS für Physikanalysen verwendet wird, benutzt Beiträge von transversalen Energieneinträgen im Kalorimeter, von Myonen und Korrekturen für Energieverluste des Kryostaten [36]. Die einzelnen Terme werden dabei jeweils entsprechend kalibriert. So sind z.B. die Beiträge, die von hadronischen Energiedepositionen stammen, auf die JES-Skala korrigiert. Einträge aus Kalorimeterzellen, die keinem Objekt zugeordnet werden können, werden auf die EM-Skala kalibriert.

5.1.5. Trigger

Für diese Analyse wurden Daten aus den Datenperioden F bis I im Jahr 2010 verwendet. Dabei wurden der Top-Reconstruction-Gruppe folgend [37] unterschiedliche Trigger für die jeweiligen Datenperioden und für Monte Carlo verwendet, die in Tabelle 5.1 aufgeführt sind.

¹Das Ansprechverhalten des ATLAS-Kalorimeters ist für Hadronen geringer als für Elektronen gleicher Energie

Datenperiode	Elektron	Myon
F	EF_e10_medium	EF_mu10_MSONly
G1- G5	EF_e15_medium	EF_mu13
G6 - I	EF_e15_medium	EF_mu13tight
MC	EF_e10_medium	EF_mu10_MSONly

Tabelle 5.1.: Übersicht der für die jeweiligen Datenperioden und für Monte Carlo verwendeten Trigger. Die Zahlen geben dabei den geforderten Transversalimpuls der Leptonen (10, 13, 15 GeV) an.

5.2. Auswahl des Lepton+Jets-Kanals

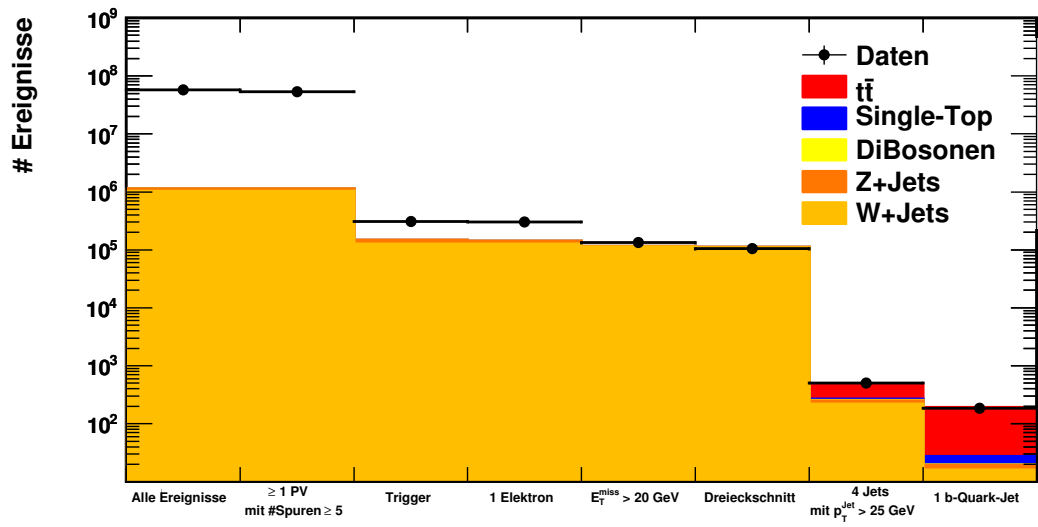
Ausgehend von den oben beschriebenen Teilchendefinitionen erfolgt die Ereignisselektion, um den Lepton+Jets-Kanal vom Untergrund zu trennen. Dazu werden die folgenden Bedingungen an jedes Ereignis gestellt:

1. Um Untergrund aus Ereignissen, die nicht aus der Kollision stammen (z.B. kosmische Strahlung, Rauschen), zu unterdrücken wird für jedes Ereignis mindestens ein rekonstruierter Primärvertex mit mindestens 5 Spuren verlangt.
2. Der Trigger muss ein Elektron oder ein Myon selektieren.
 - Ein vom Trigger gefundenes Elektron muss zusätzlich dem selektierten Elektron innerhalb von $\Delta R = 0,15$ entsprechen, wobei ΔR hier den Abstand zwischen der ROI des Triggers (siehe Abschnitt 3.2.5) und dem Kalorimeter-Cluster des Elektrons bezeichnet. Für Myonen wird nichts vergleichbares gefordert, da die erforderlichen Informationen in ATHENA Release 15 für Myonen nicht vorhanden waren und die Auswirkung lediglich in der Größenordnung von ca. 1% lagen [38].
3. Genau ein Elektron oder ein Myon mit einem Transversalimpuls $p_T > 20$ GeV muss vorhanden sein.
4. Für die fehlende Transversalenergie muss gelten: $E_T^{\text{miss}} > 20$ GeV.
5. Zur Unterdrückung des QCD-Untergrundes wird ein sogenannter Dreieckschnitt untersucht, der von der transversalen W -Boson-Masse $M_T(W)$ und der fehlenden transversalen Energie abhängt. Die transversale W -Boson-Masse $M_T(W)$ ist dabei durch $M_T(W) = \sqrt{2p_T^\ell p_T^\nu (1 - \cos(\phi^\ell - \phi^\nu))}$ gegeben. Dieser Schnitt verlangt für ein Ereignis: $E_T^{\text{miss}} + M_T(W) > 60$ GeV
6. Es muss mindestens vier Jets mit einem Transversalimpuls $p_T^{\text{jet}} > 25$ GeV geben.
7. Es wird mindestens ein Jet, der als b -Quark-Jet identifiziert wurde, verlangt. Dazu wird der SV0-Tagger mit einem Gewichtsschnitt von 5,72 verwendet [27]. Dieser entspricht einer Effizienz von 50% und einem Unterdrückungsfaktor für Jets aus leichten Quarks von 230 [39].

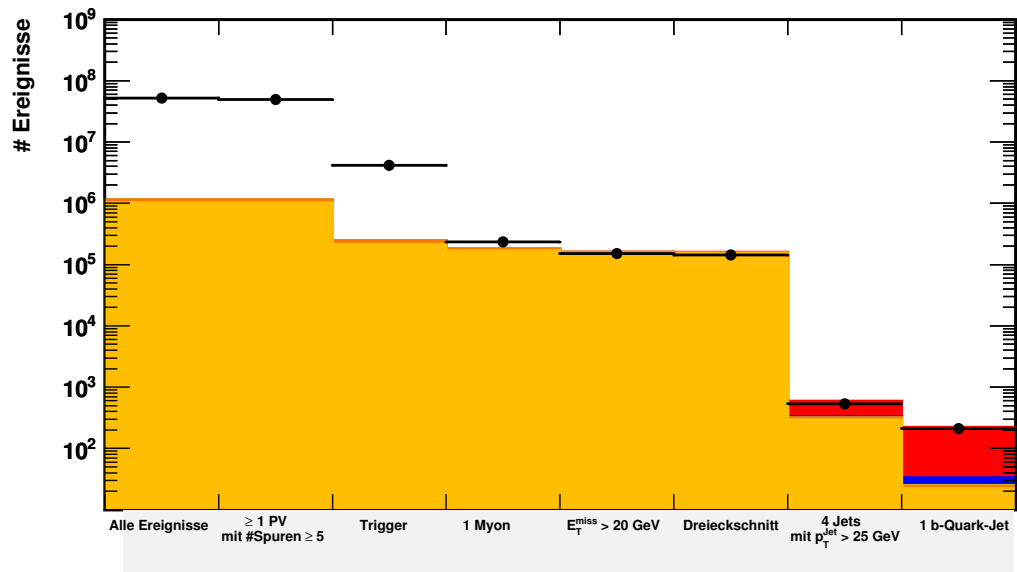
Wie in Abschnitt 4.3.1 beschrieben, werden die Daten in Form von Elektron- und Myonstreams bereitgestellt. Die Analyse wird dementsprechend aufgeteilt und für Elektronen und Myonen einzeln durchgeführt und beschrieben.

5.3. Ergebnis der Selektion

Das Ergebnis der Selektion ist in Form eines Schnittverlaufes in Abbildung 5.2a für Elektronen und in Abbildung 5.2b für Myonen graphisch dargestellt. Die Anzahl der Ereignisse nach den jeweiligen Schnitten sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Man erkennt, dass das $t\bar{t}$ -Signal erst durch die Selektion erkennbar wird und der Hauptuntergrund vor allem aus W +Jets-Ereignissen besteht. Monte Carlo und Daten stimmen bis auf die ersten drei Bins, in denen ein großer Anteil von QCD-Ereignissen den Unterschied ausmacht, relativ gut innerhalb der statistischen Fehler auf Daten überein. Der W +Jets-Untergrund wird erst durch den Schnitt auf 4 Jets und die Forderung nach mindestens einem b -Quark-Jet deutlich reduziert, bildet aber immer noch mit ca. 10% der Ereignisse nach der Selektion den Hauptuntergrund. Aus den Monte-Carlo-Vorhersagen ergibt sich ein Signal- zu Untergrundverhältnis von 6,1 für den Elektronkanal und von 5,7 für den Myonkanal. Dabei passieren sowohl in Daten mit 185 ± 14 als auch in Monte Carlo mit 191 Ereignissen weniger Elektronen als Myonen, von denen 199 ± 14 in Daten und 221 Ereignisse in Monte Carlo überbleiben, die Selektion.



(a)



(b)

Abbildung 5.2.: Die Auswirkungen der Selektion auf die Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse nach den jeweiligen Schnitten für (a) Elektronen und (b) Myonen.

Tabelle 5.2.: Ereignisanzahl nach den jeweiligen Schritten für Elektronen und Myonen. Die Monte-Carlo-Vorhersagen sind dabei auf eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 32 \text{ pb}^{-1}$ skaliert, was der verwendeten Datenmenge entspricht. Fehler auf die Ereigniszahlen wurden nur für Daten angegeben und in den Fällen, in denen sie weniger als 1% des Wertes ausmachen, vernachlässigt. PV steht dabei für die Forderung nach mindestens einem Primärvertex mit mehr als 5 Spuren.

Elektronen									
Kanal	alle Ereignisse	PV	Trigger	1 Elektron	$E_T^{\text{miss}} > 20 \text{ GeV}$	4 Jets, $p_T^{\text{jet}} > 25 \text{ GeV}$	Dreieckschnitt	1 b -Quark-Jet	
$t\bar{t}$	2862	2860	1029	522	474	241	226	164	
Single-Top-Quark	1202	1202	323	173	153	14	13	8	
Dibosonen	785	783	336	177	143	3	3	0	
Z+Jets	100783	100600	31327	14002	3463	55	33	3	
W+Jets	$1,03 \cdot 10^7$	$1,02 \cdot 10^7$	229973	126608	110752	234	218	16	
Gesamt MC	$1,14 \cdot 10^7$	$1,13 \cdot 10^7$	262989	141481	114985	548	493	191	
Daten	$57,4 \cdot 10^7$	$53,4 \cdot 10^7$	$8,0 \cdot 10^7$	300860	132710	718 ± 27	504 ± 22	185 ± 14	
Myonen									
Kanal	alle Ereignisse	PV	Trigger	1 Myon	$E_T^{\text{miss}} > 20 \text{ GeV}$	4 Jets, $p_T^{\text{jet}} > 25 \text{ GeV}$	Dreieckschnitt	1 b -Quark-Jet	
$t\bar{t}$	2862	2860	1076	586	537	272	257	187	
Single-Top-Quark	1202	1202	327	200	179	14	14	9	
Dibosonen	785	783	326	212	180	3	3	0	
Z+Jets	100783	100600	30323	12211	6499	29	22	2	
W+Jets	$1,03 \cdot 10^7$	$1,03 \cdot 10^7$	216764	167891	153273	309	291	22	
Gesamt MC	$1,14 \cdot 10^7$	$1,13 \cdot 10^7$	248816	181101	160668	628	588	221	
Daten	$47,20 \cdot 10^7$	$44,34 \cdot 10^7$	$3,99 \cdot 10^7$	222910	145489	595 ± 24	511 ± 23	199 ± 14	

In Abbildung 5.3 sind die Jetmultiplizität und die Verteilungen der Jettransversalimpulse, auf die beide auch in der Selektion geschnitten wurde, nach der Ereignisselektion für den Elektronkanal und den Myonkanal dargestellt. Die Jetmultiplizität für Myonen ist gut durch das Monte Carlo beschrieben, ebenso diejenige für Elektronen, auch wenn es hier etwas größere Fluktuationen gibt. Die Verteilungen der Jettransversalimpulse weisen in beiden Fällen eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo auf. In Abbildung 5.4 ist zusätzlich die fehlende Transversalenergie gezeigt, auf die während der Selektion ebenfalls geschnitten wurde. Auch hier werden die Daten gut durch das Monte Carlo beschrieben.

In Abbildung 5.5 sind die p_T - und η -Verteilungen für Elektronen und Myonen nach der Ereignisselektion dargestellt. Auch hier werden die Daten durch das Monte Carlo gut beschrieben. Aus dem Mittelwert und Median der gezeigten Lepton- p_T -Verteilungen wird in Kapitel 8 die Top-Quark-Masse bestimmt.

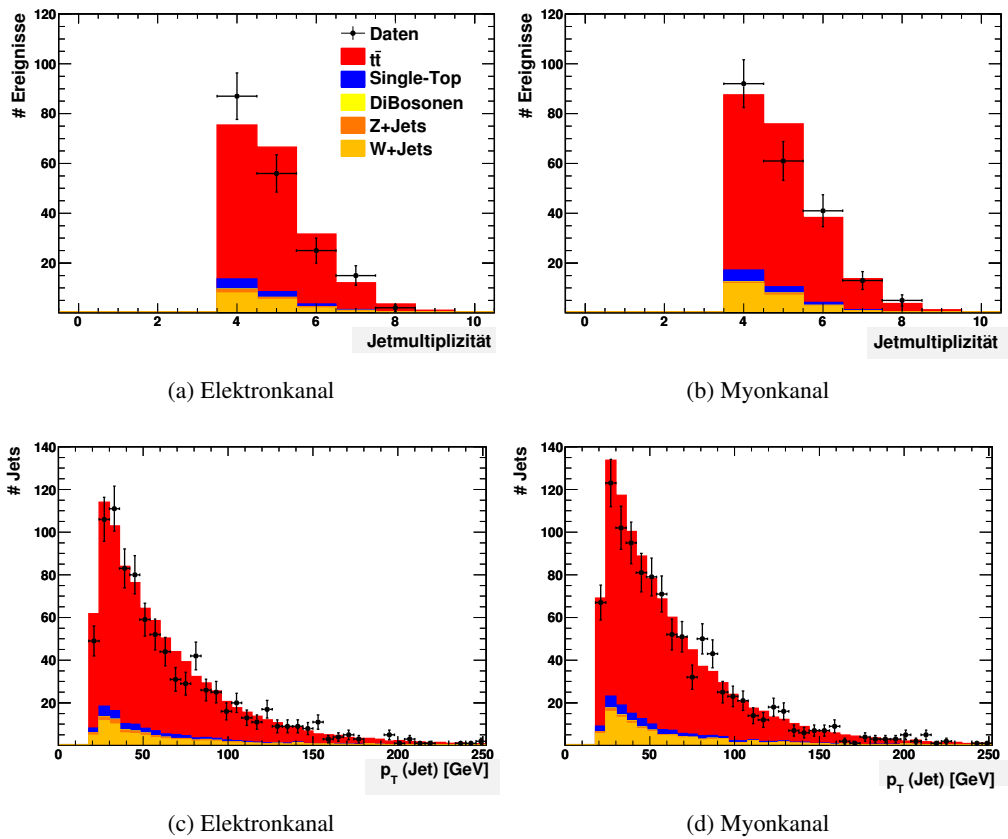


Abbildung 5.3.: Kontrollverteilungen einiger Jetvariablen: (a) Jetmultiplizität für den Elektronkanal, (b) Jetmultiplizität für den Myonkanal, (c) Jet- p_T für den Elektronkanal, (d) Jet- p_T für den Myonkanal.

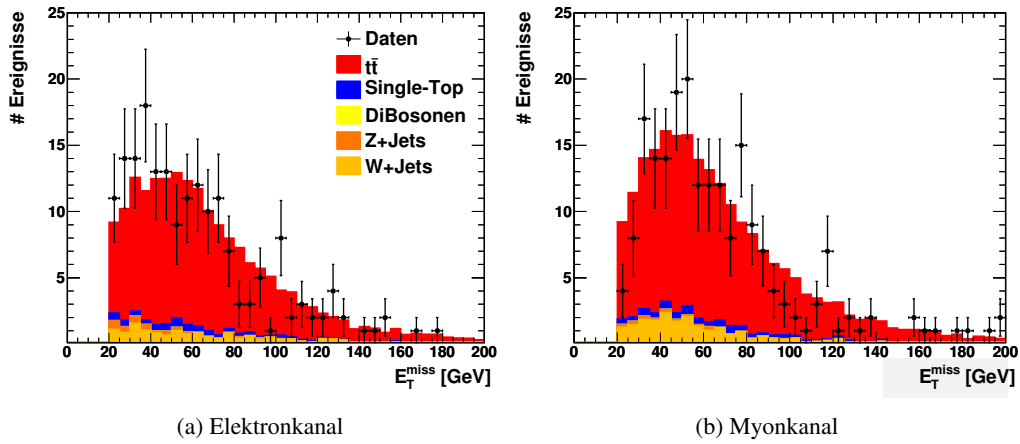


Abbildung 5.4.: Verteilungen der fehlenden Transversalenergie nach der Ereignisselektion für (a) Elektronen und für (b) Myonen.

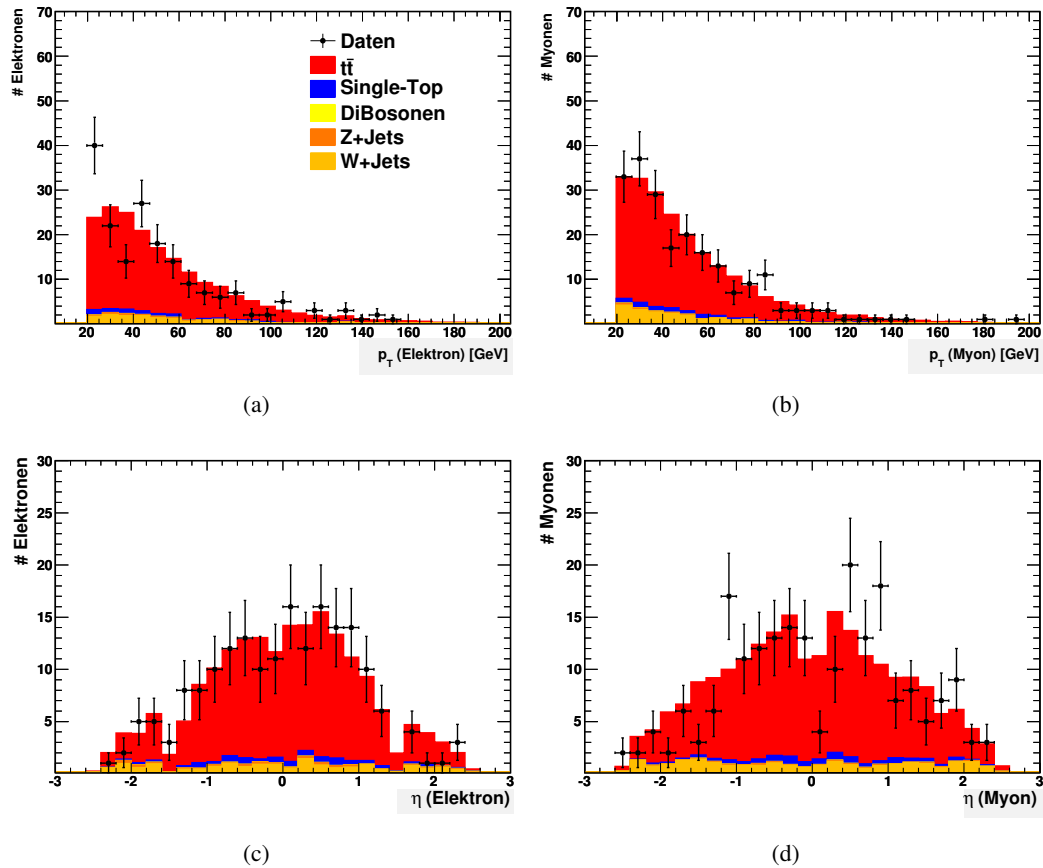


Abbildung 5.5.: Kontrollverteilungen für Elektronen und Myonen nach der Ereignisselektion: (a) Elektron- p_T , (b) Myon- p_T , (c) Elektron- η und (d) Myon- η .

6. Bestimmung der Top-Quark-Masse aus leptonischen Zerfallsprodukten

Thema dieser Arbeit ist die Bestimmung der Top-Quark-Masse aus Informationen von leptonischen Zerfallsprodukten, die aus $t\bar{t}$ -Zerfällen im Lepton+Jets-Kanal stammen. Die Methode wurde von Giokaris et al. 2005 vorgestellt [40] und seitdem bereits erfolgreich auf Daten des CDF-Experimentes angewendet [41, 42]. Darüber hinaus wurde die Eignung der Methode für ATLAS bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV in einer früheren Arbeit [43] bereits gezeigt. Hier wurde neben dem Fit des Mittelwertes und einem Fit des gesamten Spektrums der Lepton-Transversalimpulse auch ein Fit des Medians der Lepton-Transversalimpulse durchgeführt.

Im ersten und dritten Fall dienen Mittelwert und Median der Verteilungen zur Unterscheidung der p_T -Spektren und zur Parametrisierung der Abhängigkeit der Top-Quark-Masse vom Transversalimpuls der Leptonen. Im zweiten Fall wird eine Superposition einer Gamma- und einer Fermifunktion an das gesamte Spektrum gefittet und die zugehörigen Fitparameter dienen zur Unterscheidung der p_T -Spektren. Die zuletzt genannte Methode ist mit der gegebenen Luminosität der Monte-Carlo-Datensätze im Lepton+Jets-Kanal zwar durchführbar; man erwartet allerdings eine geringere Unterscheidungskraft der p_T -Spektren. Für diese Analyse werden deswegen nur die erste und die dritte Methode verwendet.

Das Ziel dieser Arbeit liegt neben der Wiederholung der Methode für eine Schwerpunktsenergie von 7 TeV, in der Einbeziehung des Untergrundes, der Untersuchung der systematischen Unsicherheiten der Methode (Abschnitt 7), sowie der Anwendung auf Daten (Abschnitt 8). Im Folgenden wird zunächst die Top-Quark-Massenbestimmung selbst beschrieben.

Die bereits genannten Arbeiten haben gezeigt, dass der Mittelwert $\langle p_T \rangle$ und der Median \tilde{p}_T des Transversalimpulses von Elektronen und Myonen über einen weiten Bereich eine lineare Abhängigkeit von der Top-Quark-Masse aufweisen. Um aus dieser Abhängigkeit die Top-Quark-Masse zu ermitteln, wird die folgende Vorgehensweise verwendet:

- $\langle p_T \rangle$ wird für jedes Top-Quark-Massen-Sample (siehe Abschnitt 4.2.1) bestimmt.
- Ein Fit der $\langle p_T \rangle$ -Verteilung als Funktion der Top-Quark-Masse wird durchgeführt.
- $\langle p_T \rangle$ wird in Daten gemessen und die Top-Quark-Masse wird mithilfe der Fit-Ergebnisse berechnet.

Aus den Parametern des Fits lässt sich dann ein Zusammenhang für die Top-Quark-Masse ableiten, der für den Mittelwert wie folgt aussieht:

$$\langle p_T^{\ell} \rangle = (M_t - m_0) \lambda + \kappa. \quad (6.1)$$

Dabei ist λ die Steigung, κ der y-Achsenabschnitt und m_0 der Schwerpunkt der Verteilung. Dieser Zusammenhang kann dann benutzt werden, um aus dem auf Daten ermittelten $\langle p_T \rangle$ die Top-Quark-Masse zu bestimmen:

$$M_t = \frac{\langle p_T \rangle_{\text{data}} - \kappa}{\lambda} + m_0. \quad (6.2)$$

Gleichermaßen wird bei der Bestimmung mittels \tilde{p}_T vorgegangen.

6.1. Fit des Mittelwertes und des Medians des Transversalimpulses der Leptonen als Funktion der Top-Quark-Masse

An die neun Messwerte für $\langle p_T \rangle$ (bzw. \tilde{p}_T) wird eine lineare Funktion angepasst. Durch Anpassung einer normalen linearen Fitfunktion an die Verteilung würde man zwei korrelierte Fitparameter erhalten. Durch Verschiebung des Fits in den Schwerpunkt, m_0 , der Verteilung wird die Korrelation zwischen den Fitparametern jedoch aufgehoben.

Die Ergebnisse der Fits sind in Abbildung 6.1 für den Mittelwert und in Abbildung 6.2 für den Median, sowie in Tabelle 6.1 dargestellt. Zusätzlich zu den Fits sind auch die Fehlerbänder für den 1σ -Fehler der Fits in den Graphen eingezeichnet. Dieser ist im Bereich des Schwerpunkts der Verteilung insbesondere aufgrund der höheren Statistik des Datensatzes mit $M_t = 172,5$ GeV am kleinsten.

Sowohl für den Mittelwert als auch für den Median kann ein linearer Zusammenhang mit der Top-Quark-Masse bestätigt werden. Die Steigungen der Fits für Elektronen und Myonen stimmen sowohl für den Mittelwert als auch für den Median innerhalb der Fehler überein. Die Steigung λ und damit die Empfindlichkeit gegenüber der Top-Quark-Masse ist beim Mittelwert generell größer als beim Median. Der Vorteil des Medians hingegen liegt in der Unempfindlichkeit von Ausreißern bei hohen Transversalimpulsen.

Zudem ist die Mittelwert- bzw. Medianverteilung der Leptontransversalimpulse der Elektronen gegenüber der der Myonen entlang der y-Achse verschoben. Die Elektronen besitzen im Vergleich zu den Myonen ein systematisch höheres p_T . Dies ist auf die unterschiedliche Rekonstruktion von Elektronen und Myonen zurückzuführen und wird im nächsten Abschnitt (Abschnitt 6.2) erläutert.

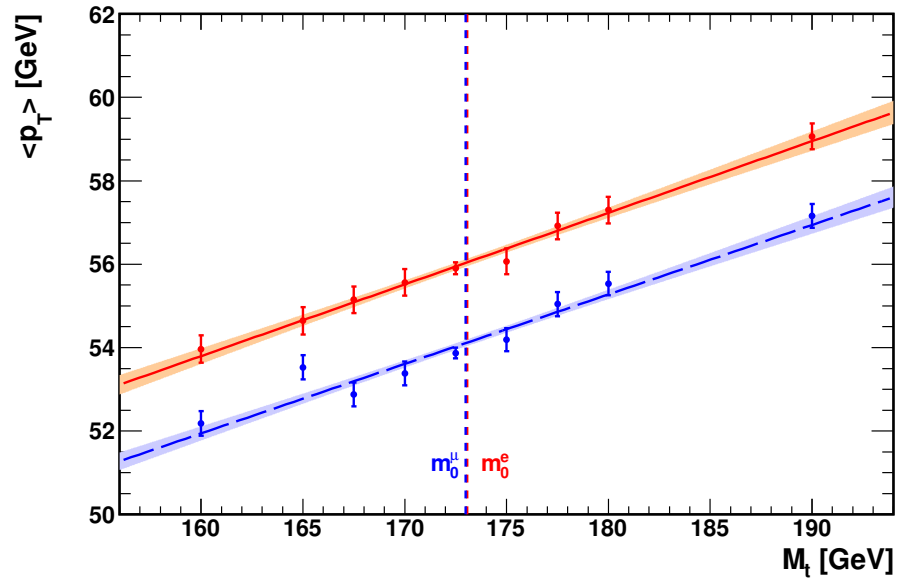


Abbildung 6.1.: Mittelwerte der p_T -Verteilungen für die jeweiligen Top-Quark-Massen und daran angepasster linearer Fit für Elektronen (durchgängig) und Myonen (gestrichelt). Die Fehlerbänder kennzeichnen den 1σ -Fehler des Fits und die gestrichelten Linien die Schwerpunkte der Verteilungen $m_0^e = 173,1$ GeV und $m_0^\mu = 172,9$ GeV.

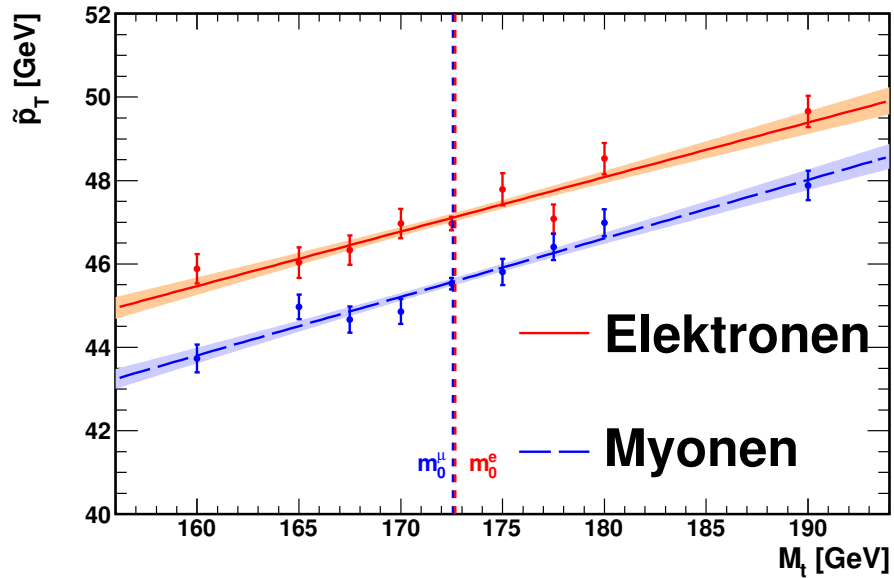


Abbildung 6.2.: Mediane der p_T -Verteilungen für die jeweiligen Top-Quark-Massen und daran angepasster linearer Fit für Elektronen (durchgängig) und Myonen (gestrichelt). Die Fehlerbänder kennzeichnen den 1σ -Fehler des Fits und die gestrichelten Linien die Schwerpunkte der Verteilungen $m_0^e = 173,1$ GeV und $m_0^\mu = 173,0$ GeV.

		Steigung λ	Achsenabschnitt κ	χ^2/ndf
$\langle p_T \rangle$	e^\pm	0.168 ± 0.012	55.85 ± 0.09	1.6/7
	μ^\pm	0.166 ± 0.011	53.94 ± 0.08	13.2/7
\tilde{p}_T	e^\pm	0.128 ± 0.014	47.39 ± 0.10	4.6/7
	μ^\pm	0.134 ± 0.013	45.81 ± 0.09	7.1/7

Tabelle 6.1.: Ergebnisse der Fits des Mittelwertes und des Medians für Elektronen und für Myonen.

6.2. Unterschiede zwischen Elektronen und Myonen

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, ergibt sich für Elektronen ein systematisch höheres p_T als für Myonen. Um dies zu untersuchen, wurden die p_T -Verteilungen für jede Top-Quark-Masse M_t zusätzlich aus Wahrinformationen (siehe Abschnitt 4.1) des Monte Carlos extrahiert und erneut gefittet und die Ergebnisse mit denen der rekonstruierten Verteilungen verglichen.

6.2.1. Leptonen aus dem Top-Quark-Zerfall auf Generatorlevel

In Abbildung 6.3 sind die Eichkurven für den Mittelwert aus Wahrinformationen für Elektronen und Myonen dargestellt. Es wurde dabei jeweils ein Schnitt auf den Transversalimpuls $p_T > 20$ GeV und auf die Pseudorapidity $\eta < 2,5$ angewendet. Die aus Wahrinformationen bestimmten Verteilungen weisen im Gegensatz zu den entsprechenden Verteilungen der rekonstruierten Elektronen und Myonen kaum Unterschiede auf. Die angesprochenen Unterschiede zwischen Elektronen und Myonen lassen sich daher grundsätzlich auf die unterschiedliche Rekonstruktion zurückführen.

6.2.2. Rekonstruktionseffizienzen

Um die Unterschiede in der Rekonstruktion näher zu untersuchen wurden Rekonstruktionseffizienzen für Elektronen und Myonen in Abhängigkeit ihrer Transversalimpulse berechnet.

Dabei ist es notwendig die Anzahl der *Truth*-Leptonen, die auch rekonstruiert werden, zu bestimmen bzw. eine Zuordnung der rekonstruierten Leptonen zu den entsprechenden Teilchen auf Generatorlevel notwendig. Diese Zuordnung wird als *Truth-Matching* bezeichnet und erfolgt hier aufgrund eines Abstandskriteriums. In Abbildung 6.4 ist der Abstand ΔR zwischen den selektierten und rekonstruierten Leptonen zum nächsten *Truth*-Lepton dargestellt. Die Verteilungen für Elektronen und Myonen sind weitgehend ähnlich. In beiden Fällen befindet sich die überwiegende Mehrzahl der nächsten *Truth*-Leptonen in einem Bereich von $\Delta R < 0,05$. Bei $\Delta R = 0,05$ sieht man einen deutlichen Abfall der Verteilung. Daher werden im Folgenden solche Leptonen, für die innerhalb von $\Delta R < 0,05$ ein entsprechendes *Truth*-Lepton gefunden wurde als *gematched* bezeichnet.

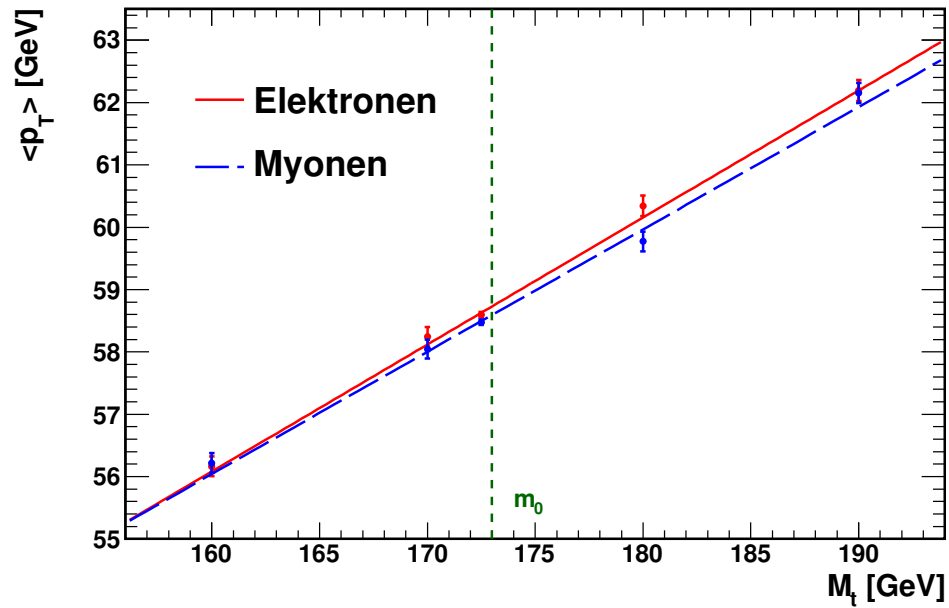


Abbildung 6.3.: Mittelwerte der p_T -Verteilungen für die jeweiligen Top-Quark-Massen aus Wahrinformationen und daran angepasster linearer Fit für Elektronen (durchgängig) und Myonen (gestrichelt) ($\sqrt{s} = 10$ TeV). Zusätzlich ist der Schwerpunkt m_0 der Verteilungen eingezeichnet.

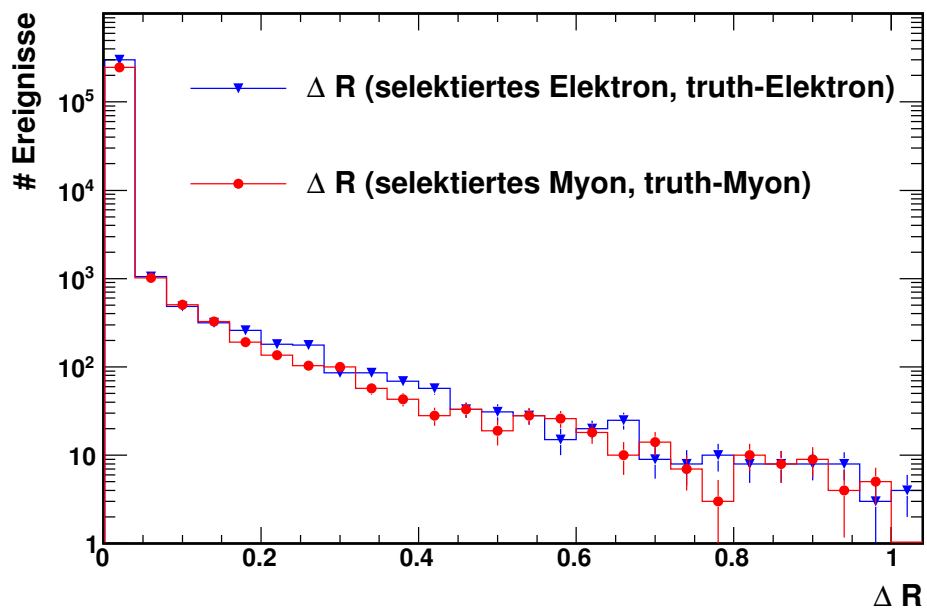


Abbildung 6.4.: Abstand ΔR zwischen selektiertem und rekonstruiertem Elektron (rot) und Myon (blau) zum nächsten *Truth*-Elektron bzw. Myon ($\sqrt{s} = 10$ TeV).

Die Rekonstruktionseffizienz wird dann wie folgt bestimmt:

$$\varepsilon = \frac{\text{Anzahl rekonstruierter Leptonen mit übereinstimmendem Truth-Lepton}}{\text{Anzahl Truth-Leptonen aus dem Top-Zerfall}} \quad (6.3)$$

Die Übereinstimmung ist dann erfüllt, wenn für ein selektiertes und rekonstruiertes Lepton ein entsprechendes *Truth*-Lepton innerhalb eines Abstandes $\Delta R < 0.05$ gefunden wird.

Die so ermittelten Rekonstruktionseffizienzen sind in Abbildung 6.5 für Elektronen und Myonen dargestellt. Die Rekonstruktionseffizienz für Elektronen ist über den angegebenen p_T -Bereich insgesamt kleiner, als diejenige für Myonen, wobei der Unterschied für niedrige p_T -Werte noch einmal größer ausfällt. Da also besonders im niedrigen p_T -Bereich weniger Elektronen als Myonen rekonstruiert werden, stellt dies eine Erklärung für die systematisch höher liegenden p_T -Werte der Elektronen dar. Dies ist auch konsistent mit der Selektion, da insgesamt mehr Myonen als Elektronen die vollständige Selektion passieren (siehe Abschnitt 5.3).

Der systematische Unterschied zwischen Elektron- und Myon- p_T lässt sich mit den eben bestimmten Rekonstruktionseffizienzen erklären. Diese Untersuchung wurde mit $t\bar{t}$ -Signal-Datensätzen für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10$ TeV durchgeführt, da diese Studie am Anfang dieser Arbeit durchgeführt wurde und zu diesem Zeitpunkt nur Datensätze für $\sqrt{s} = 10$ TeV und nur für fünf verschiedene Top-Quark-Massen zur Verfügung standen. Die Ergebnisse lassen sich gleichermaßen auf 7 TeV übertragen.

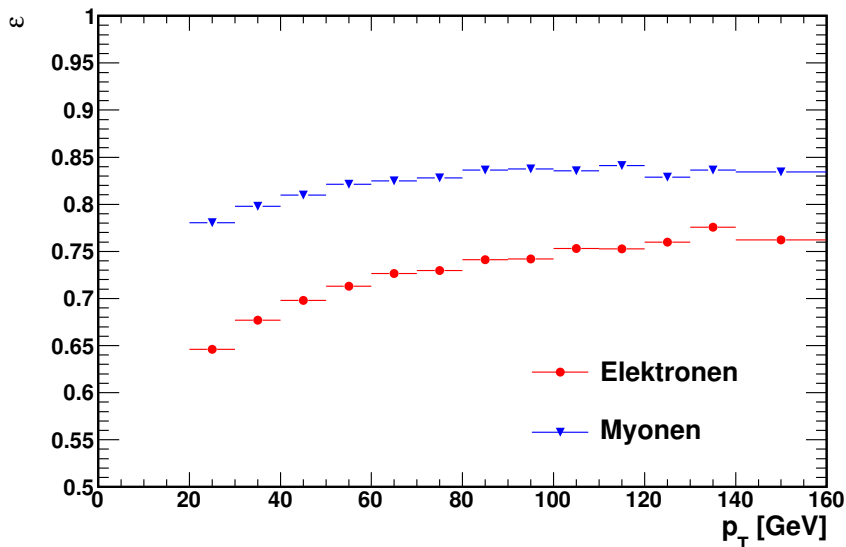


Abbildung 6.5.: Rekonstruktionseffizienzen ε für Elektronen und Myonen in Abhängigkeit ihrer Transversalimpulse ($\sqrt{s} = 10$ TeV).

7. Systematische Unsicherheiten

In diesem Kapitel werden verschiedene systematische Effekte und ihre Auswirkungen auf diese Analyse untersucht. Die erwartete Unabhängigkeit von der Unsicherheit der Jetenergieskala soll überprüft werden. Zudem werden die Auswirkungen der Beschreibung des $t\bar{t}$ -Signals durch unterschiedliche MC-Generatoren bzw. Partonschauermodelle studiert. Dies ist auch durch die Tatsache motiviert, dass die $t\bar{t}$ -Datensätze mit variiertem Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand den LO-MC-Generator AcerMC statt des standardmäßig verwendeten NLO-Generators MC@NLO verwenden. Die Unsicherheiten in der Beschreibung der Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand sind in vielen Top-Quark-Analysen eine der größten Unsicherheiten neben der Jetenergieskala, so auch in der Top-Quark-Massenmessung mit der Template-Methode [44]. Daher werden die Auswirkungen dieser Unsicherheiten auf die hier angewendete Methode ebenso überprüft. Zusätzlich werden auch Unterschiede in der Pile-Up-Konfiguration der MC-Datensätze sowie Unsicherheiten des Untergrundes berücksichtigt. Das Vorgehen entspricht dabei sofern nicht anders erwähnt den Empfehlungen der ATLAS-Top-Gruppe zur Bestimmung systematischer Unsicherheiten [45].

Für jeden systematischen Effekt werden zuerst die Änderungen des Mittelwerts $\Delta\langle p_T \rangle^{\text{sys}}$ bzw. des Medians $\Delta\tilde{p}_T^{\text{sys}}$ bestimmt. Sofern sich dabei signifikante Abweichungen ergeben, wird ein systematischer Fehler auf die Top-Quark-Masse ermittelt. Dies geschieht anhand folgender Formel:

$$\Delta M_t^{\text{sys}} = \frac{\Delta\langle p_T \rangle^{\text{sys}}}{\lambda} \left(\frac{\Delta\tilde{p}_T^{\text{sys}}}{\lambda} \right). \quad (7.1)$$

Falls die Abweichungen im Mittelwert und Median von der gleichen Größe sind, wird der systematische Fehler des Medians größer ausfallen, da der Median weniger empfindlich auf die Top-Quark-Masse ist und die Steigung λ des Medianfits deswegen kleiner ist, als die des Fits des Mittelwertes (siehe Abschnitt 6.1).

7.1. Hadronische Energieskala (Jet-Energie-Skala(JES))

Für diese Analyse wurden die in Abschnitt 5.1.3 beschriebenen Anti- k_T -Jets mit einem Abstandsparameter von $R = 0,4$ verwendet. Die systematischen Unsicherheiten durch die Jet-Energie-Skala dieser Jets sind in [46] beschrieben. Für zentrale Jets ($|\eta| < 0,8$) liegen die JES-Unsicherheiten abhängig von den Transversalimpulsen der Jets zwischen 4% und 6,5%. Für Jets aus dem η -Bereich von $0,8 < |\eta| < 3,2$ sind die JES-Unsicherheiten etwas größer und liegen wieder abhängig von den Transversalimpulsen der Jets zwischen 4,5% und 9%.

Um die Auswirkungen dieser Unsicherheiten auf diese Analyse zu überprüfen, werden die Jetenergien des $t\bar{t}$ -Signal-Monte-Carlos um $\pm 5\%$ und $\pm 10\%$ variiert, um einen Trend zu messen. Aus der Variation der Jetenergien folgt auch eine Änderung der fehlenden Transversalenergie E_T^{miss} . Wie in Abschnitt 3.2.1 und Abschnitt 5.1.4 beschrieben, wird E_T^{miss} als Ungleichgewicht des transversalen Impulses aller Einträge im Detektor bestimmt und hängt somit auch von den Jetenergien ab. Die dadurch entstehenden Änderungen in E_T^{miss} werden deshalb ebenso berechnet.

Die p_T -Verteilungen für die Variation der JES 10% sind in Abbildung 7.1 für Elektronen und für Myonen dargestellt. Man sieht, dass die Änderungen insgesamt relativ klein sind und mit steigendem p_T etwas größer werden. Letzteres ist allerdings durch die kleiner werdende Statistik bedingt und unter Berücksichtigung der statistischen Fehler vernachlässigbar. Die Änderungen in den Lepton- p_T -Verteilungen sind komplett auf die Selektion zurückzuführen, bei der verschiedene von den Jetenergien abhängige Schnitte angewendet werden (siehe Abschnitt 5.2). Die fehlende Transversalenergie wird auch durch die Variation der Jetenergie beeinflusst und kann, da auf diese in der Selektion geschnitten wird, auch zu Änderungen in den Lepton- p_T -Verteilungen führen.

Die Änderungen des Mittelwertes und des Medians für die jeweilige Variation sind in Tabelle 7.1 für Elektronen und in Tabelle 7.2 für Myonen aufgeführt und zusätzlich graphisch in Abbildung 7.2 und Abbildung 7.3 dargestellt. Für eine Erhöhung der Jetenergie von 5% bzw. 10% sind die Änderungen in $\langle p_T \rangle$ und \tilde{p}_T vernachlässigbar klein. Für die Absenkung der Jetenergie um 5% sind die Änderungen des Mittelwertes und des Medians für Elektronen immer noch vernachlässigbar, während sich für Myonen signifikante Abweichungen ergeben. Die größten Änderungen treten für Elektronen und für Myonen bei einer Absenkung der Jetenergien um 10% auf. Die etwas größeren Auswirkungen für Myonen sind wiederum auf die Selektion zurückzuführen. Da man Myonen entfernt, die mit Jets überlappen (siehe Abschnitt 5.1.2), gibt es im Vergleich zu Elektronen einen zusätzlichen von der Jetenergie abhängigen Einfluss.

Weiterhin fällt auf, dass die Abweichungen bei Variation der Jetenergie nicht symmetrisch sind, sondern für eine Verringerung der Jetenergie größer ausfallen als für den Anstieg derselben. Bei einer Erhöhung der Jetenergien passieren die vorher selektierten Ereignisse auch weiterhin die Selektion und nur ein geringer Anteil von Ereignissen passiert zusätzlich die Selektion. Die Änderungen sind deswegen relativ klein. Bei Verringerung der Jetenergien um -10% fällt hingegen ein nicht zu vernachlässigender Anteil von Ereignissen (ca. 13%)

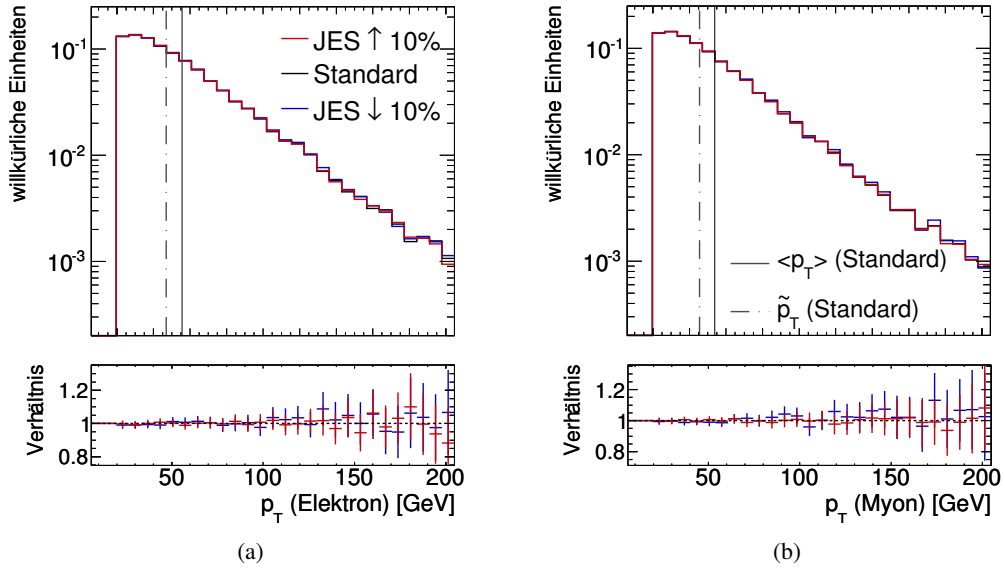


Abbildung 7.1.: Auf die Einheitsfläche normierte Verteilungen der Elektron-Transversalimpulse für Variationen der JES von $\pm 10\%$ für (a) Elektronen und (b) Myonen. Der Mittelwert und der Median des Standarddatensatzes sind ebenfalls eingezeichnet.

Elektronen				
	$\langle p_T \rangle$	$\Delta_{\text{sys}} \langle p_T \rangle$	\tilde{p}_T	$\Delta_{\text{sys}} \tilde{p}_T$
JES \uparrow 10%	$55,88 \pm 0,13$	$-0,02 \pm 0,05$	$46,99 \pm 0,15$	$0,02 \pm 0,06$
JES \uparrow 5%	$55,87 \pm 0,14$	$-0,03 \pm 0,04$	$46,96 \pm 0,16$	$-0,01 \pm 0,04$
Standard	$55,90 \pm 0,14$	—	$46,97 \pm 0,16$	—
JES \downarrow 5%	$55,98 \pm 0,15$	$0,09 \pm 0,04$	$47,03 \pm 0,17$	$0,07 \pm 0,05$
JES \downarrow 10%	$56,23 \pm 0,16$	$0,33 \pm 0,06$	$47,28 \pm 0,19$	$0,31 \pm 0,10$

Tabelle 7.1.: Mittelwert und Median für die Variationen der JES und für den Standarddatensatz für Elektronen. Zusätzlich sind die Abweichungen des Mittelwertes und des Medians für die jeweiligen Variationen im Vergleich zum Standarddatensatz gegeben.

Myonen				
	$\langle p_T \rangle$	$\Delta_{\text{sys}} \langle p_T \rangle$	\tilde{p}_T	$\Delta_{\text{sys}} \tilde{p}_T$
JES \uparrow 10%	$53,77 \pm 0,12$	$-0,10 \pm 0,04$	$45,54 \pm 0,13$	$0,01 \pm 0,04$
JES \uparrow 5%	$53,80 \pm 0,12$	$-0,07 \pm 0,03$	$45,55 \pm 0,13$	$0,02 \pm 0,03$
Standard	$53,87 \pm 0,13$	—	$45,53 \pm 0,14$	—
JES \downarrow 5%	$54,14 \pm 0,13$	$0,27 \pm 0,04$	$45,67 \pm 0,14$	$0,14 \pm 0,04$
JES \downarrow 10%	$54,37 \pm 0,14$	$0,50 \pm 0,06$	$45,73 \pm 0,15$	$0,20 \pm 0,06$

Tabelle 7.2.: Mittelwert und Median für die Variationen der JES und für den Standarddatensatz für Elektronen. Zusätzlich sind die Abweichungen des Mittelwertes und des Medians für die jeweiligen Variationen im Vergleich zum Standarddatensatz gegeben.

aus der Selektion heraus und führt somit zu größeren Änderungen.

Die Variation der Jetenergie nach oben führt zu keinen signifikanten Änderungen des Mittelwertes bzw. Medians und somit auch zu keiner signifikanten Änderung der Top-Quark-Masse. Betrachtet man ihr Vorzeichen, führen sie aber tendenziell zu einer kleineren Top-Quark-Masse. Eine Variation der Jetenergie nach unten führt hingegen zu signifikanten Änderungen und einer Erhöhung der Top-Quark-Masse. Daher werden die Änderungen im Mittelwert und Median bei einer Verringerung der Jetenergie um 10% nach Gleichung 7.1 als Unsicherheiten auf die Top-Quark-Masse fortgepflanzt und als systematische Unsicherheiten (symmetrisch) durch die JES aufgeführt:

$$\Delta_{\text{sys}} M_t^{\text{JES}} = \pm 2,0 \text{ GeV } (\langle p_T \rangle) \text{ bzw. } \pm 2,4 \text{ GeV } (\tilde{p}_T) \quad (7.2)$$

für Elektronen und

$$\Delta_{\text{sys}} M_t^{\text{JES}} = \pm 3,0 \text{ GeV } (\langle p_T \rangle) \text{ bzw. } \pm 1,5 \text{ GeV } (\tilde{p}_T) \quad (7.3)$$

für Myonen.

Insgesamt ist die Abhängigkeit der Methode von der JES wie erwartet nicht allzu groß. Mit fortschreitender Kenntnis der JES sollten diese Unsicherheiten noch weniger relevant werden.

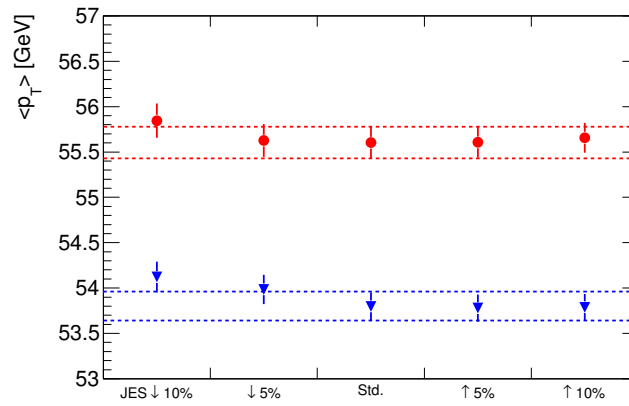


Abbildung 7.2.: Änderungen des Mittelwertes für die Variation der JES von -10% bis 10% für Elektronen (rot) und Myonen (blau). Zusätzlich sind die Fehlerbänder der Standardwerte eingezeichnet.

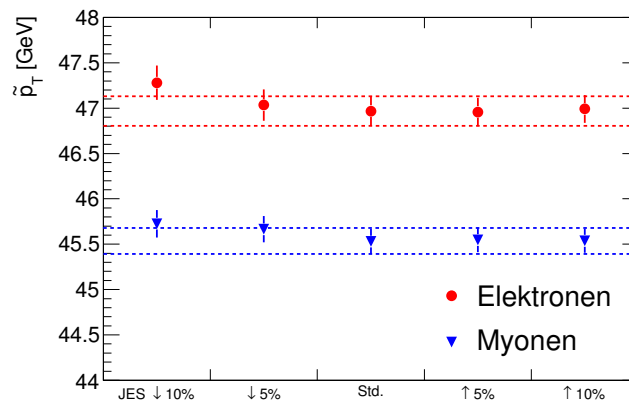


Abbildung 7.3.: Änderungen des Medians für die Variation der JES von -10% bis 10% für Elektronen (rot) und Myonen (blau). Zusätzlich sind die Fehlerbänder der Standardwerte eingezeichnet.

7.2. Monte-Carlo-Generator und Partonschauermodell

In Kapitel 4 wurden die unterschiedlichen Monte-Carlo-Generatoren und Programmpakete bereits kurz beschrieben. Standardmäßig wird bei ATLAS MC@NLO zur Generierung von $t\bar{t}$ -Ereignissen und HERWIG zur Modellierung der Hadronisierung und der Partonschauer benutzt (siehe Abschnitt 4.2.) Im Folgenden soll zuerst der Einfluss des verwendeten Monte-Carlo-Generators untersucht werden. Dies geschieht durch den Vergleich der beiden NLO-Generatoren MC@NLO und POWHEG. Zusätzlich sollen auch Unterschiede in der Modellierung von Partonschauern und der Hadronisierung untersucht werden. Dazu werden zwei Datensätze verglichen, bei denen zur Ereignisgenerierung POWHEG genutzt wurde, aber für die Simulation der Partonschauer und der Hadronisierung einmal HERWIG und einmal PYTHIA verwendet wurde. Schließlich wird der Standard- $t\bar{t}$ -Datensatz auch noch mit einem $t\bar{t}$ -Datensatz verglichen, der als Vorgabe bei der Untersuchung des Einflusses von Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand (siehe Abschnitt 7.3) verwendet wird. Dieser nutzt den LO-MC-Generator AcerMC zur Ereignisgenerierung und PYTHIA zur Simulation der Partonschauer und Hadronisierung.

7.2.1. Monte-Carlo-Generator

Vergleich von MC@NLO und POWHEG Unterschiede zwischen diesen Generatoren zeigen sich in den Verteilungen des Jet- p_T und der Jetanzahl. Diese sind vor der Objektselektion in Abbildung 7.4 dargestellt. Die mittlere Jetanzahl für POWHEG ist größer als bei MC@NLO und die Jet- p_T -Verteilung ist für POWHEG geringfügig weicher als für MC@NLO.

In Abbildung 7.5 sind die p_T -Verteilungen für Elektronen und Myonen nach der Ereignis-selektion zu sehen. Die Unterschiede zwischen MC@NLO und POWHEG sind hier insgesamt relativ klein. Die Änderungen des Mittelwertes und des Medians sind in Tabelle 7.3 für Elektronen und in Tabelle 7.4 für Myonen angegeben. Für Elektronen sind die Änderungen des Mittelwertes und Medians der p_T -Verteilung vernachlässigbar klein. Gleiches gilt für Myonen .

Die Verwendung von POWHEG anstatt MC@NLO führt unter der gegebenen Statistik zu keinen signifikanten Änderungen des Mittelwertes und des Medians. Allerdings sind die statistischen Fehler dieser Änderungen größer als die Änderungen selbst. Um die begrenzte Statistik der untersuchten Datensätze zu berücksichtigen werden in diesem Fall die statistischen Fehler der Änderungen des Mittelwertes und des Medians als Abschätzung der systematischen Unsicherheit herangezogen. Mit Gleichung 7.1 ergeben sich dann die folgenden systematischen Unsicherheiten:

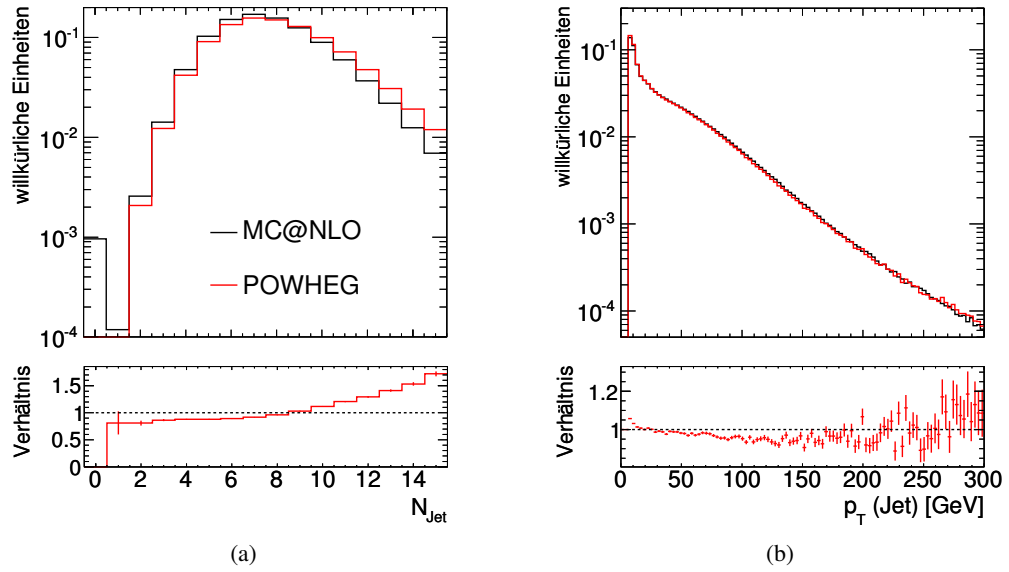


Abbildung 7.4.: Auf die Einheitsfläche normierte Verteilungen (a) der Jetanzahl und (b) der Jet-Transversalimpulse für den mit MC@NLO und den mit POWHEG erzeugten Datensatz.

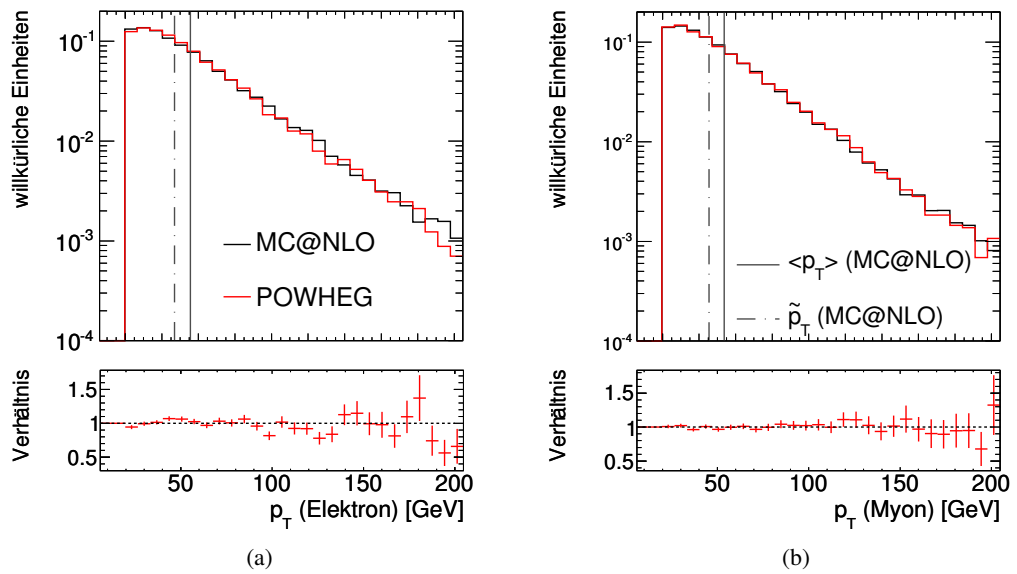


Abbildung 7.5.: Auf die Einheitsfläche normierte Verteilungen der Lepton-Transversalimpulse für (a) Elektronen und (b) Myonen nach der Ereignisselektion für den mit MC@NLO und den mit POWHEG erzeugten Datensatz. Zusätzlich sind der Mittelwert und der Median des MC@NLO-Datensatzes eingezeichnet.

$$\Delta_{\text{sys}} M_t^{\text{MC-Generator}} = \pm 2,0 \text{ GeV } (\langle p_T \rangle) \text{ bzw. } \pm 2,7 \text{ GeV } (\tilde{p}_T) \quad (7.4)$$

für Elektronen und

$$\Delta_{\text{sys}} M_t^{\text{MC-Generator}} = \pm 1,9 \text{ GeV } (\langle p_T \rangle) \text{ bzw. } \pm 2,2 \text{ GeV } (\tilde{p}_T) \quad (7.5)$$

für Myonen.

Elektronen				
	$\langle p_T \rangle$	$\Delta_{\text{sys}} \langle p_T \rangle$	\tilde{p}_T	$\Delta_{\text{sys}} \tilde{p}_T$
MC@NLO	55.91 ± 0.14	—	46.97 ± 0.16	—
POWHEG	55.90 ± 0.31	-0.01 ± 0.34	46.89 ± 0.29	-0.08 ± 0.34

Tabelle 7.3.: Mittelwert und Median für MC@NLO und POWHEG für Elektronen. Zusätzlich sind die Abweichungen des Mittelwertes und des Medians bezüglich MC@NLO angegeben.

Myonen				
	$\langle p_T \rangle$	$\Delta_{\text{sys}} \langle p_T \rangle$	\tilde{p}_T	$\Delta_{\text{sys}} \tilde{p}_T$
MC@NLO	54.23 ± 0.16	—	45.45 ± 0.14	—
POWHEG	54.17 ± 0.27	-0.05 ± 0.32	45.43 ± 0.27	-0.02 ± 0.30

Tabelle 7.4.: Mittelwert und Median für MC@NLO und POWHEG für Myonen. Zusätzlich sind die Abweichungen des Mittelwertes und des Medians bezüglich MC@NLO angegeben.

7.2.2. Partonschauermodell

Es werden zwei $t\bar{t}$ -Datensätze verglichen, bei denen POWHEG zur Ereignisgenerierung, aber im ersten Fall HERWIG und im zweiten Fall PYTHIA zur Simulation der Hadronisierung, der Partonschauer und der Zerfälle verwendet wurde. In Abbildung 7.6 sind die Jetanzahl sowie die Jet- p_T -Verteilung vor der Objektselektion gezeigt. In beiden Verteilungen zeigen sich Unterschiede. Für HERWIG ist die mittlere Jetanzahl größer als für PYTHIA. Die Jet- p_T -Verteilung ist für PYTHIA geringfügig härter als für HERWIG.

In Abbildung 7.7 sind die p_T -Verteilungen der Elektronen und Myonen nach der Ereignis-selektion gezeigt. Die Änderungen des Mittelwertes und des Medians sind in Tabelle 7.5 für Elektronen und Myonen zusammengefasst. Für Elektronen und für Myonen sind die Unterschiede des Mittelwertes und des Medians der p_T -Verteilung vernachlässigbar klein.

Die Verwendung von PYTHIA anstatt HERWIG zur Simulation der Hadronisierung, der Partonschauer und der Zerfälle führt unter der gegebenen Statistik zu keinen signifikanten Änderungen des Mittelwertes und des Medians. Allerdings werden hier ebenso wie bei der Untersuchung unterschiedlicher Monte-Carlo-Generatoren (siehe Abschnitt 7.2.1 die statistischen Fehler der Änderungen des Mittelwertes und des Medians zur Bestimmung

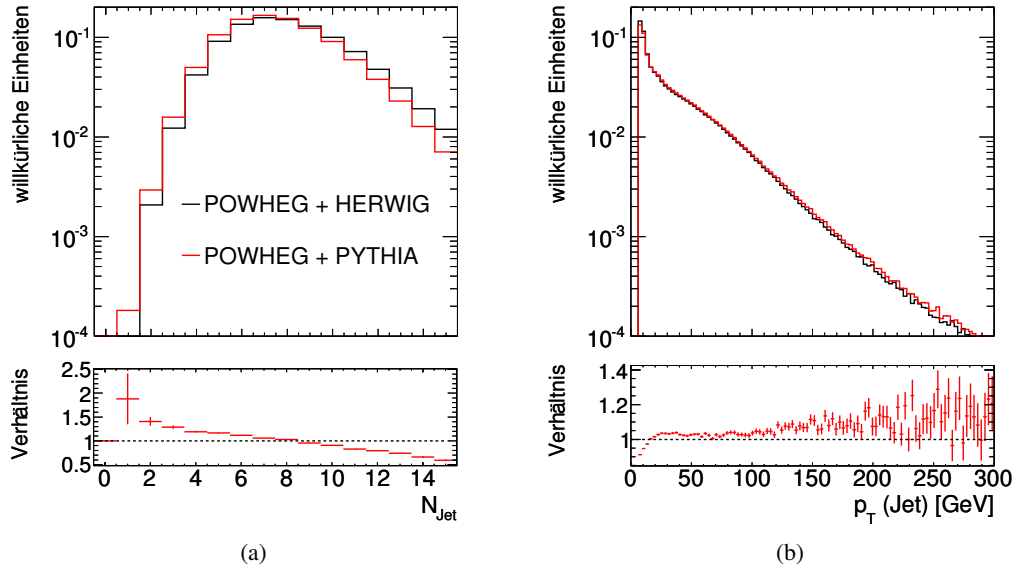


Abbildung 7.6.: Auf die Einheitsfläche normierte Verteilungen (a) der Jetanzahl und (b) der Jet-Transversalimpulse vor der Objektselektion für POWHEG + HERWIG und für POWHEG + PYTHIA.

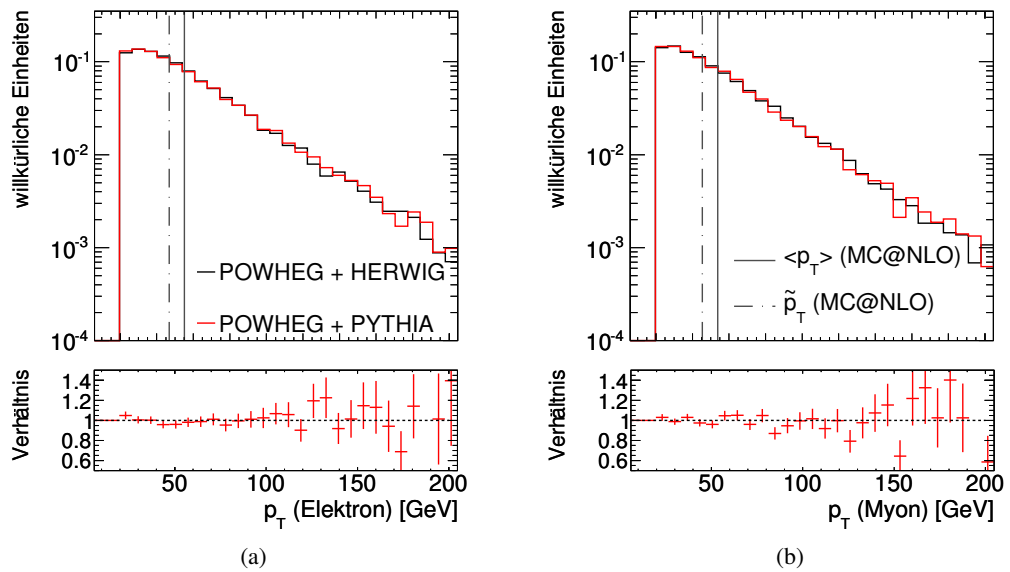


Abbildung 7.7.: Auf die Einheitsfläche normierte p_T -Verteilungen nach der Ereignis Selektion für (a) Elektronen und für (b) Myonen für POWHEG + HERWIG und für POWHEG + PYTHIA.

der systematischen Unsicherheit herangezogen, um die begrenzte Statistik der Datensätze zu berücksichtigen. Somit ergeben sich mit Gleichung 7.1 die folgenden systematischen Fehler:

$$\Delta_{\text{sys}} M_t^{\text{Partonshower}} = \pm 2,6 \text{ GeV } (\langle p_T \rangle) \text{ bzw. } \pm 3,3 \text{ GeV } (\tilde{p}_T) \quad (7.6)$$

für Elektronen und

$$\Delta_{\text{sys}} M_t^{\text{Partonshower}} = \pm 2,4 \text{ GeV } (\langle p_T \rangle) \text{ bzw. } \pm 2,8 \text{ GeV } (\tilde{p}_T) \quad (7.7)$$

für Myonen.

Elektronen				
	$\langle p_T \rangle$	$\Delta_{\text{sys}} \langle p_T \rangle$	\tilde{p}_T	$\Delta_{\text{sys}} \tilde{p}_T$
POWHEG + HERWIG	55.90 ± 0.31	—	46.89 ± 0.29	—
POWHEG + PYTHIA	56.06 ± 0.31	0.17 ± 0.44	46.74 ± 0.30	-0.15 ± 0.42

Myonen				
	$\langle p_T \rangle$	$\Delta_{\text{sys}} \langle p_T \rangle$	\tilde{p}_T	$\Delta_{\text{sys}} \tilde{p}_T$
POWHEG + HERWIG	54.34 ± 0.28	—	45.43 ± 0.27	—
POWHEG + PYTHIA	54.07 ± 0.28	-0.27 ± 0.39	45.18 ± 0.28	-0.26 ± 0.38

Tabelle 7.5.: Mittelwert und Median für POWHEG + HERWIG und für POWHEG + PYTHIA für Elektronen und Myonen. Zusätzlich sind die Abweichungen des Mittelwertes und des Medians bezüglich POWHEG + HERWIG angegeben.

7.2.3. Zusätzlicher Vergleich zwischen MC@NLO und AcerMC

Als zusätzliche Überprüfung wird der standardmäßig zur Simulation von $t\bar{t}$ -Ereignissen verwendete NLO-MC-Generator MC@NLO hier auch noch mit dem LO-MC-Generator AcerMC verglichen. Dies geschieht, da die Datensätze zur Untersuchung der Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand (siehe 7.3) AcerMC zur Ereignisgenerierung + PYTHIA verwenden. PYTHIA wird verwendet, da hier die Möglichkeit besteht, über entsprechende Parameter die Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand zu beeinflussen. Da PYTHIA aber nicht mit dem MC@NLO-Generator kombiniert werden kann, wird für diese Datensätze AcerMC verwendet.

Bei diesem Vergleich muss berücksichtigt werden, dass dabei zwei unterschiedliche Programme zur Simulation der Partonschauer verwendet werden. Wie in Abschnitt 7.2.2 gezeigt haben diese Unterschiede jedoch nur geringe Auswirkungen.

Die Jetanzahl und die Jet- p_T -Verteilung ist in Abbildung 7.8 vor der Objektselektion abgebildet. Die mittlere Jetanzahl ist für AcerMC etwas größer als für MC@NLO und die Jet- p_T -Verteilung liegt für AcerMC in den Ausläufern über derjenigen für MC@NLO.

Die p_T -Verteilungen der Elektronen und Myonen nach der Ereignis Selektion sind in Abbildung 7.9 dargestellt. Die Änderungen des Mittelwertes und des Medians kann man Tabelle 7.6 entnehmen. Sowohl für Elektronen als auch für Myonen sind Mittelwert und Median der Verteilung für AcerMC größer als für MC@NLO. Für Elektronen ist dieses Verhalten noch etwas stärker ausgeprägt als für Myonen, da die Verteilung für AcerMC hier im Bereich von 100 bis 200 GeV konstant über derjenigen für MC@NLO liegt, während dies bei Myonen nicht der Fall ist.

Eine systematische Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse wird hier nicht explizit berechnet, da es sich nur um eine ergänzende Untersuchung handelt. Es bleibt jedoch festzuhalten, dass zwischen den hier verglichenen Datensätzen signifikante Unterschiede bestehen.

Elektronen				
	$\langle p_T \rangle$	$\Delta_{\text{sys}} \langle p_T \rangle$	\tilde{p}_T	$\Delta_{\text{sys}} \tilde{p}_T$
MC@NLO	55.91 ± 0.14	—	46.97 ± 0.16	—
AcerMC	57.27 ± 0.31	1.37 ± 0.34	47.82 ± 0.33	0.85 ± 0.37
Myonen				
	$\langle p_T \rangle$	$\Delta_{\text{sys}} \langle p_T \rangle$	\tilde{p}_T	$\Delta_{\text{sys}} \tilde{p}_T$
MC@NLO	53.75 ± 0.13	—	45.45 ± 0.14	—
AcerMC	54.72 ± 0.28	0.97 ± 0.30	45.61 ± 0.27	0.16 ± 0.31

Tabelle 7.6.: Mittelwert und Median für MC@NLO + HERWIG und für AcerMC + PYTHIA für Elektronen und Myonen. Zusätzlich sind die Abweichungen des Mittelwertes und des Medians bezüglich MC@NLO + HERWIG angegeben.

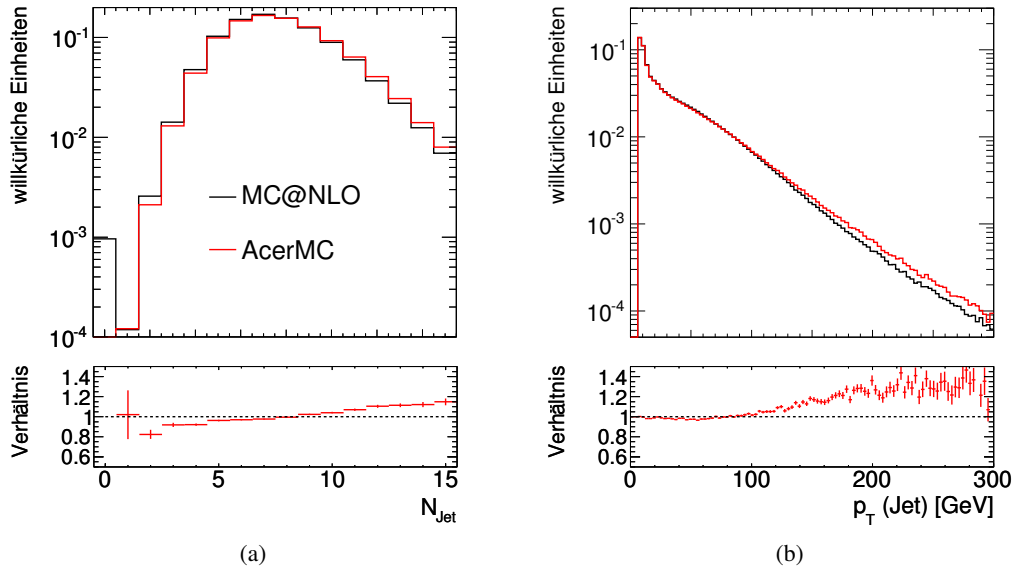


Abbildung 7.8.: Auf die Einheitsfläche normierte Verteilungen (a) der Jetanzahl und der (b) Jet-Transversalimpulse für den mit MC@NLO und den mit AcerMC+PYTHIA erzeugten Datensatz.

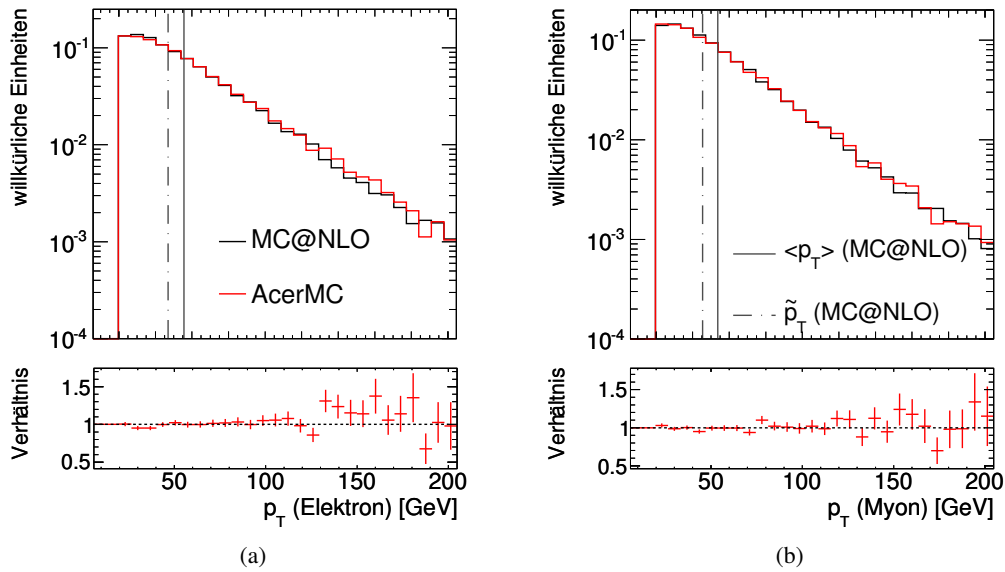


Abbildung 7.9.: Auf die Einheitsfläche normierte Verteilungen der Lepton-Transversalimpulse für (a) Elektronen und (b) Myonen nach der Ereigniseselektion für den mit MC@NLO und den mit AcerMC+PYTHIA erzeugten Datensatz. Zusätzlich sind der Mittelwert und der Median des MC@NLO-Datensatzes eingezeichnet.

7.3. Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand

Korrekturen höherer Ordnung Störungstheorie führen dazu, dass sowohl die wechselwirkenden Partonen, als auch die aus der harten Reaktion entstehenden Top-Quarks Gluonen abstrahlen können. Dies wird im ersten Fall als Gluonabstrahlung im Anfangszustand (*initial state radiation, ISR*) und im zweiten Fall als Gluonabstrahlung im Endzustand (*final state radiation, FSR*) bezeichnet.

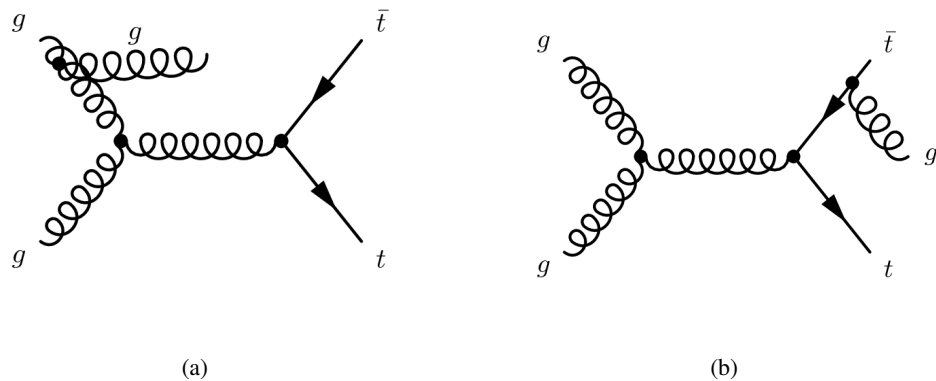


Abbildung 7.10.: Feynmandiagramme für Gluonabstrahlung (a) im Anfangszustand und (b) im Endzustand.

Zur Abschätzung dieser Unsicherheiten stehen von der ATLAS-Top-Arbeitsgruppe die in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Datensätze zur Verfügung. Hierbei wurde der AcerMC-Generator zur Ereignisgenerierung und PYTHIA zur Simulation der Partonschauer, der Hadronisierung und der Zerfälle verwendet. In PYTHIA ist es möglich über entsprechende Parameter die Entwicklung von ISR und FSR zu beeinflussen. Dazu wurden insgesamt 4 Parameter, je zwei für ISR und FSR, so variiert, dass Datensätze mit vermehrter und verringerter Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand erzeugt wurden. Die Vorgabewerte und die Variationen dieser Parameter sind in Tabelle 7.7 zu sehen.

Parameter	ISR ↓	ISR ↑	Vorgabe	FSR ↓	FSR ↑
PARP(64)	4,0	0,25	1,0	1,0	1,0
PARP(67) [GeV]	0,5	6,0	1,0	1,0	1,0
PARP(72)	0,192	0,192	0,192	0,096	0,384
PARJ(82) [GeV]	1,0	1,0	1,0	2,0	0,5

Tabelle 7.7.: Parametervariation in PYTHIA für die Datensätze mit unterschiedlicher Stärke von ISR und FSR [20]

Die Bedeutung der einzelnen Parameter ist in Tabelle 7.8 kurz zusammengefasst. PARP(64) ist proportional zu $1/\Lambda_{\text{QCD}}^2$ und eine Erhöhung verringert dabei die für ISR-Schauer ver-

wendete starke Kopplungskonstante α_s , und verkleinert somit die Wahrscheinlichkeit für die Bildung von ISR-Schauern. PARP(67) definiert die maximale Parton-Virtualität für ISR-Schauer und definiert so eine obere Grenze für die Impuls-/Energieüberträge bei der Schauerbildung. PARP(72) legt die QCD-Skala Λ_{QCD} fest, die für FSR-Schauer benutzt wird. Eine Erhöhung vergrößert somit auch die für FSR-Schauer verwendete Kopplungskonstante α_s und erhöht somit die Wahrscheinlichkeit für FSR-Schauer. PARJ(82) legt die Regularisierungsskala fest, unterhalb derer Partonen keine weiteren Gluonen abstrahlen. Zusammengefasst regeln PARP(72) und PARP(64) sozusagen die Stärke von FSR und ISR, durch ihren Einfluss auf die laufende Kopplungskonstante α_s , die für die Schauerbildung in PYTHIA benutzt wird. PARJ(82) und PARP(67) hingegen legen eine obere bzw. untere Grenze (minimaler bzw. maximaler Impuls-/Energieübertrag) für die Schauerentwicklung fest.

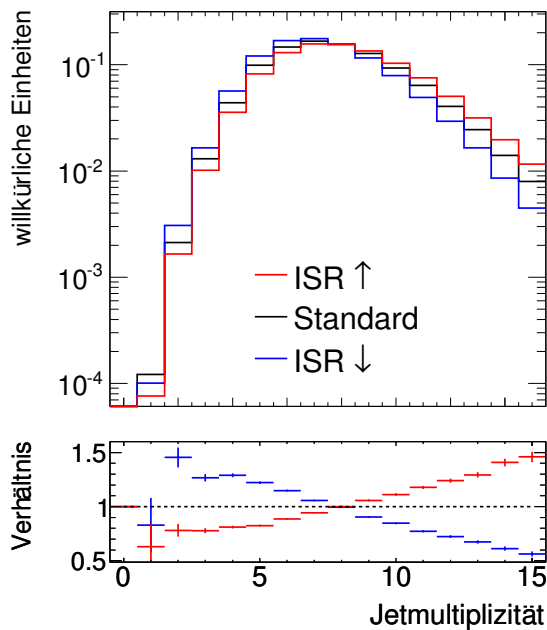
ISR	PARP(64)	$\alpha_s^{\text{ISR}} \propto \left(\ln \frac{\text{PARP}(64) Q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2} \right)^{-1}$
	PARP(67)	maximale Partonvirtualität für ISR-Schauer
FSR	PARP(72)	$\alpha_s^{\text{FSR}} \propto \left(\ln \frac{Q^2}{\text{PARP}(72)^2} \right)^{-1}$
	PARJ(82)	Regularisierungsskala für FSR-Schauer

Tabelle 7.8.: Erklärung der Parameter, die zur Variation von ISR und FSR in PYTHIA verwendet wurden [20].

Im Folgenden wird zuerst die Variation von Gluonabstrahlung im Anfangszustand und danach die Gluonabstrahlung im Endzustand untersucht.

7.3.1. Variation der Gluonabstrahlung im Anfangszustand

Durch erhöhte Gluonabstrahlung im Anfangszustand erwartet man insgesamt eine größere Anzahl von Jets im Ereignis, da die dadurch entstehenden Gluonen fragmentieren und zusätzliche Jets bilden. Wird die Gluonabstrahlung verringert, so erwartet man aus dem gleichen Grund eine geringere Jetanzahl im Ereignis. Die Jetanzahl vor der Selektion (hier wurde lediglich ein Schnitt $p_T^{\text{Jet}} > 6 \text{ GeV}$ angewendet) ist in Abbildung 7.11 dargestellt und die mittlere Jetanzahl für die Variation der ISR kann man Abbildung 7.9 entnehmen. Man beobachtet tatsächlich eine im Mittel größere Jetanzahl für eine Erhöhung der ISR und eine im Mittel kleinere Jetanzahl für eine Absenkung der ISR.



	$\langle N_{\text{Jet}} \rangle$
ISR ↑	8.26 ± 0.01
Standard	7.92 ± 0.01
ISR ↓	7.50 ± 0.01

Abbildung 7.11.: Auf die Einheitsfläche normierte Verteilung der Jetanzahl vor der Selektion für die Variation der ISR. Die Verteilungen wurden auf die Einheitsfläche normiert.

Tabelle 7.9.: Mittlere Jetanzahl vor der Selektion (Es wurde nur ein Schnitt $p_T^{\text{Jet}} > 6 \text{ GeV}$ angewendet) für die ISR-Variation.

In Abbildung 7.12 sind die Verteilungen der Transversalimpulse der Elektronen und Myonen nach der Ereigniseselektion für den Standarddatensatz und die Variationen der Gluonabstrahlung im Anfangszustand dargestellt. Die Änderungen des Mittelwertes und des Medians für Elektronen und Myonen sind in Tabelle 7.10 aufgelistet.

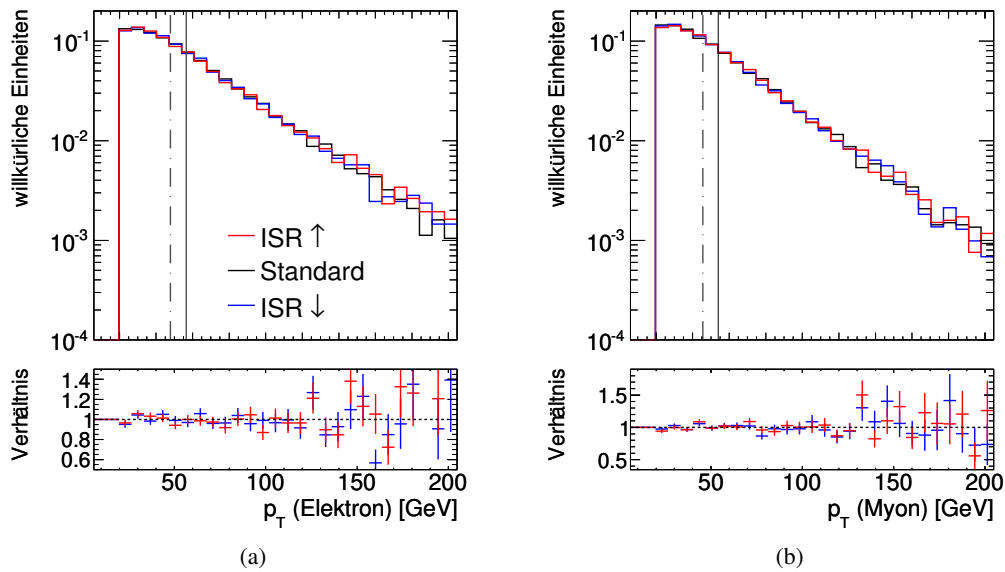


Abbildung 7.12.: Auf die Einheitsfläche normierte Verteilungen der Lepton-Transversalimpulse der Elektronen (a) und Myonen (b) für die ISR-Variation nach der Ereignis Selektion. Die beiden senkrechten Linien kennzeichnen den Mittelwert (durchgezogen) und den Median (gestrichelt) der Standardverteilung.

Elektronen Insgesamt sind die Änderungen im Vergleich zu unvariiertem Gluonenabstrahlung relativ gering. Erst ab ca. 150 GeV gibt es größere Unterschiede zwischen den Verteilungen. Die Änderungen des Mittelwertes sind im Rahmen der Statistik vernachlässigbar. Die Änderungen des Medians sind nur für eine Erhöhung der Gluonenabstrahlung im Anfangszustand so groß, dass sie nicht mehr vernachlässigbar sind. Auffällig ist das unterschiedliche Verhalten des Mittelwertes und des Medians. Dies lässt sich zum einen darauf zurückführen, dass der Median auf die Änderungen bei hohen Transversalimpulsen weniger stark reagiert. Zum anderen migrieren durch die Variation mehr Ereignisse in den Bereich links vom Median des Standarddatensatzes (gestrichelte Linie), was dazu führt, dass der Median sogar kleiner wird.

Myonen Auch hier sind die Änderungen zwischen 100 und 200 GeV am größten. Die Änderungen des Mittelwertes und Medians verhalten sich hier konsistent und sind für eine Erhöhung der Gluonenabstrahlung im Anfangszustand positiv und für eine Verringerung derselben negativ. Insgesamt sind die Änderungen hier jedoch im Rahmen der Statistik für eine Absenkung der ISR vernachlässigbar klein. Für eine Erhöhung der ISR sind die Änderungen hingegen größer als die statistischen Fehler des Mittelwertes und des Medians. Allerdings sind die Fehler auf die Änderungen hier sehr groß, deshalb sind die Änderungen trotzdem nicht sehr aussagekräftig.

Insgesamt verhalten sich Mittelwert und Median unter der Variation der Gluonabstrahlung im Anfangszustand relativ stabil. Zwar existieren vereinzelt größere Abweichungen, jedoch sind diese wiederum mit einem großen statistischen Fehler behaftet und deswegen nicht sehr signifikant. Datensätze mit größerer Statistik sind wünschenswert, um diese Effekte genauer zu studieren bzw. eingrenzen zu können.

Elektronen				
	$\langle p_T \rangle$	$\Delta_{\text{sys}} \langle p_T \rangle$	\tilde{p}_T	$\Delta_{\text{sys}} \tilde{p}_T$
ISR \uparrow	57.59 ± 0.31	0.32 ± 0.43	47.24 ± 0.32	-0.58 ± 0.46
Standard	57.27 ± 0.31	—	47.82 ± 0.33	—
ISR \downarrow	57.56 ± 0.33	0.29 ± 0.45	47.65 ± 0.35	-0.17 ± 0.48

Tabelle 7.10.: Mittelwert und Median für die Variation der Gluonabstrahlung im Anfangszustand für Elektronen. Zusätzlich sind die Abweichungen des Mittelwertes und des Medians bezüglich des Standarddatensatzes angegeben.

Myonen				
	$\langle p_T \rangle$	$\Delta_{\text{sys}} \langle p_T \rangle$	\tilde{p}_T	$\Delta_{\text{sys}} \tilde{p}_T$
ISR \uparrow	55.15 ± 0.27	0.43 ± 0.39	45.97 ± 0.25	0.35 ± 0.37
Standard	54.72 ± 0.28	—	45.61 ± 0.27	—
ISR \downarrow	54.55 ± 0.28	-0.17 ± 0.40	45.51 ± 0.27	-0.10 ± 0.38

Tabelle 7.11.: Mittelwert und Median für die Variation der Gluonabstrahlung im Anfangszustand für Myonen. Zusätzlich sind die Abweichungen des Mittelwertes und des Medians bezüglich des Standarddatensatzes angegeben.

7.3.2. Variation der Gluonabstrahlung im Endzustand

Genauso wie bei einer Erhöhung der Gluonabstrahlung im Anfangszustand erwartet man auch bei einer Erhöhung der Gluonabstrahlung im Endzustand eine größere Anzahl von Jets im Ereignis. In Abbildung 7.11 ist die Jetanzahl vor der Selektion für die FSR-Variation zu sehen und Tabelle 7.12 die mittlere Jetanzahl zu entnehmen. Auch hier bestätigt sich die Erwartung, dass sich die Jetanzahl bei Erhöhung der FSR vergrößert, während sie für eine Verringerung der FSR abnimmt.

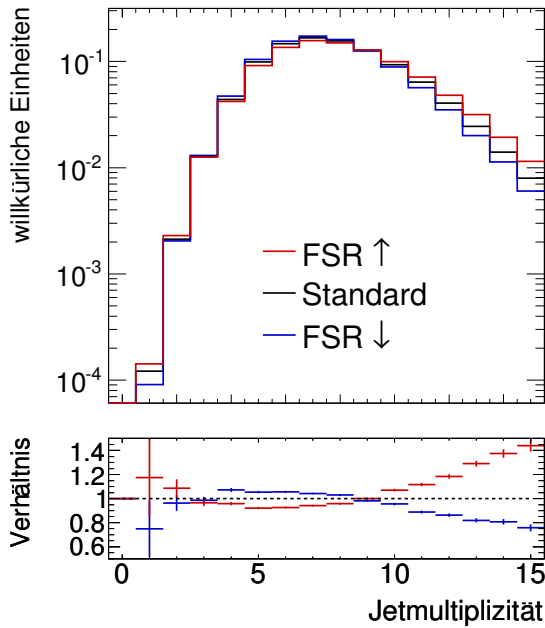


Abbildung 7.13.: Auf die Einheitsfläche normierte Verteilung der Jetanzahl für die Variation der Gluonabstrahlung im Endzustand.

	$\langle N_{\text{Jet}} \rangle$
FSR ↑	8.14 ± 0.01
Standard	7.92 ± 0.01
FSR ↓	7.76 ± 0.01

Tabelle 7.12.: Mittlere Jetanzahl vor der Objektselektion (Es wurde nur ein Schnitt $p_T^{\text{Jet}} > 6 \text{ GeV}$ angewendet) für die FSR-Variation.

Die p_T -Verteilungen für Elektronen und Myonen nach der Ereignisselektion sind für die FSR-Variation in Abbildung 7.14 dargestellt. Die aus der Variation resultierenden Änderungen des Mittelwertes und des Medians sind in Tabelle 7.13 für Elektronen und in Tabelle 7.14 für Myonen zusammengefasst.

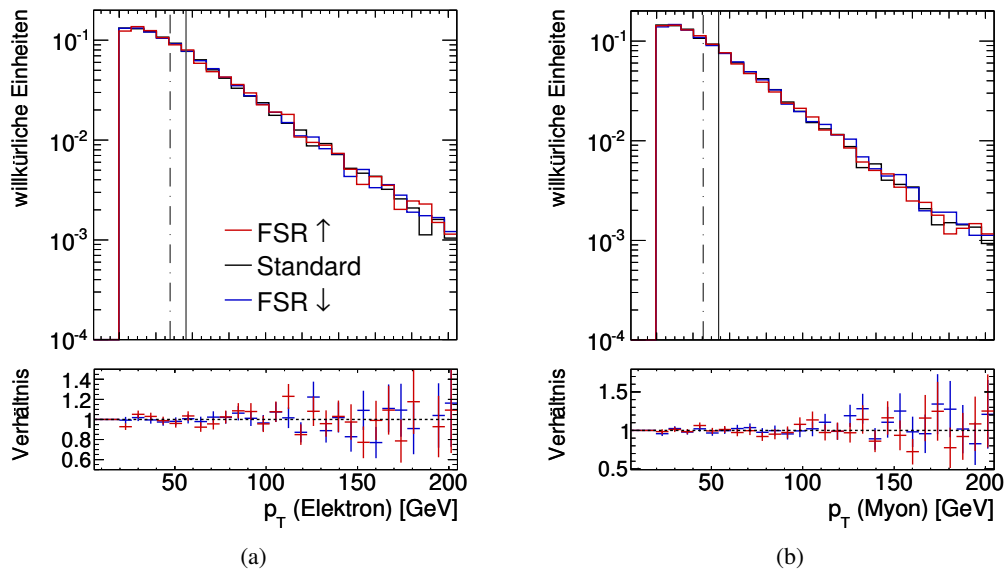


Abbildung 7.14.: Auf die Einheitsfläche normierte Verteilungen der Lepton-Transversalimpulse für die FSR-Variation nach der Ereignisselektion. Die beiden senkrechten Linien kennzeichnen den Mittelwert und den Median der Standardverteilung.

Elektronen Der Median verhält sich relativ stabil unter der Variation und die Änderungen sind im Rahmen der Statistik vernachlässigbar. Der Mittelwert zeigt für eine Erhöhung der FSR eine größere Abweichung als für die Verringerung der FSR.

Myonen Für Myonen verhält sich der Median ähnlich stabil wie für Elektronen und die Änderungen sind ebenso vernachlässigbar klein. Der Mittelwert zeigt insgesamt größere Änderungen als der Median. Anders als bei Elektronen ist hier aber bei einer Verringerung der FSR die Änderung größer.

Wie bei der Variation der ISR ist auch hier die geringe Statistik der Datensätze dafür verantwortlich, dass keine eindeutige Tendenz bei der Variation erkennbar ist. Es fällt auf, dass der Mittelwert die größeren Änderungen zeigt, während der Median sich vergleichsweise stabil verhält, und die maximalen Änderungen größer sind als bei der Variation der ISR.

Elektronen				
	$\langle p_T \rangle$	$\Delta_{\text{sys}} \langle p_T \rangle$	\tilde{p}_T	$\Delta_{\text{sys}} \tilde{p}_T$
FSR \uparrow	58.00 ± 0.33	0.73 ± 0.45	47.95 ± 0.36	0.13 ± 0.49
Standard	57.26 ± 0.31	—	47.81 ± 0.33	—
FSR \downarrow	57.66 ± 0.30	0.39 ± 0.43	48.02 ± 0.33	0.20 ± 0.46

Tabelle 7.13.: Mittelwert und Median für die Variation der Gluonabstrahlung im Endzustand für Elektronen. Zusätzlich sind die Abweichungen des Mittelwertes und des Medians bezüglich des Standarddatensatzes angegeben.

Myonen				
	$\langle p_T \rangle$	$\Delta_{\text{sys}} \langle p_T \rangle$	\tilde{p}_T	$\Delta_{\text{sys}} \tilde{p}_T$
FSR \uparrow	54.55 ± 0.28	-0.17 ± 0.40	45.42 ± 0.27	-0.19 ± 0.38
Standard	54.72 ± 0.28	—	45.61 ± 0.27	—
FSR \downarrow	55.34 ± 0.27	0.62 ± 0.39	45.87 ± 0.26	0.25 ± 0.37

Tabelle 7.14.: Mittelwert und Median für die Variation der Gluonabstrahlung im Endzustand für Myonen. Zusätzlich sind die Abweichungen des Mittelwertes und des Medians bezüglich des Standarddatensatzes angegeben.

7.3.3. Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten aufgrund von Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand

Insgesamt ist es schwierig, mit den vorliegenden Datensätzen eine systematische Unsicherheit aufgrund von Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand zu bestimmen, da die zur Verfügung stehende Statistik relativ klein ist. Die Änderungen des Mittelwertes und des Medians bei Variation der Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand sind in Abbildung 7.15 und in Abbildung 7.16 zusammengefasst.

Für die Variation der Gluonabstrahlung im Anfangszustand kann für den Mittelwert keine signifikante Änderung beobachtet werden. Für den Median zeigen sich bei Erhöhung der ISR signifikante Änderungen, für Elektronen sinkt der Wert des Medians, während er für Myonen steigt. Für die Variation der Gluonabstrahlung im Endzustand kann für den Median keine signifikante Änderung festgestellt werden. Dagegen gibt es für den Mittelwert größere Abweichungen: für Elektronen bei einer Erhöhung der FSR und für Myonen bei einer Verringerung der FSR.

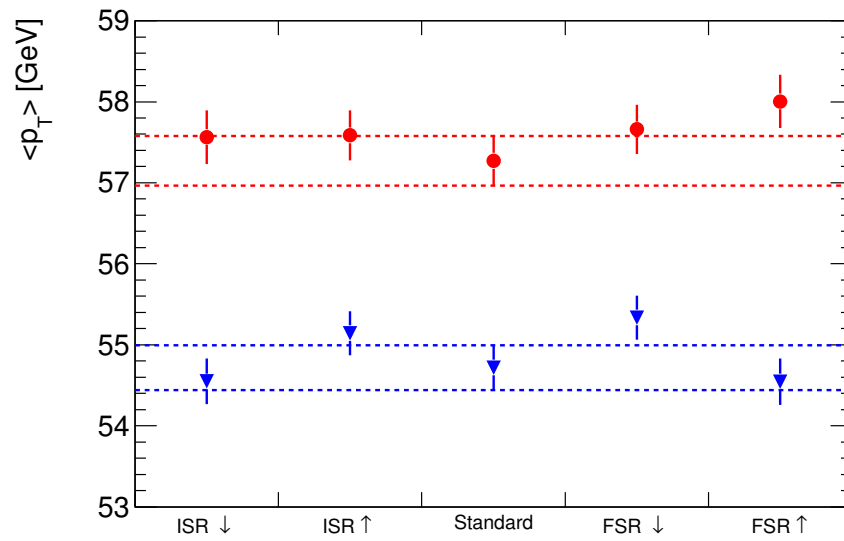


Abbildung 7.15.: Änderung des Mittelwertes bei Variation der Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand.

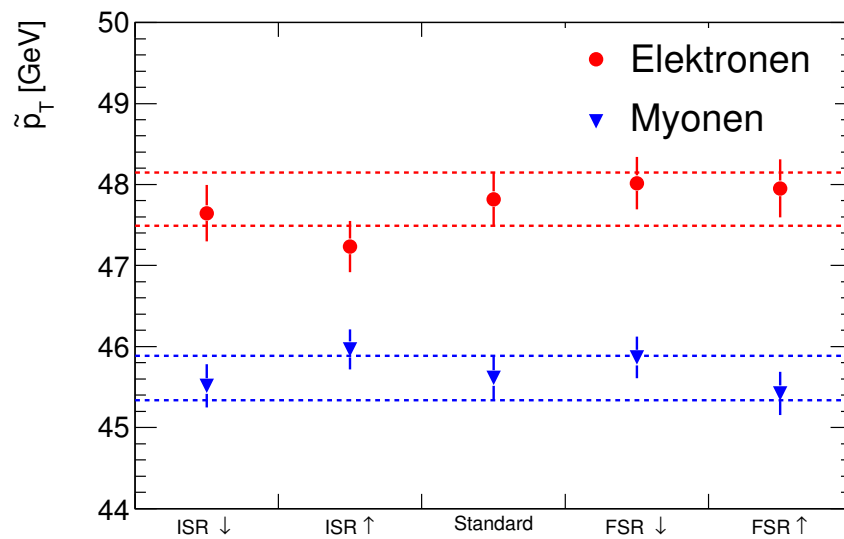


Abbildung 7.16.: Änderung des Medians bei Variation der Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand.

Dem Standardvorgehen der ATLAS-Top-Gruppe folgend werden die jeweils größten Abweichungen aller Variationen als systematische Unsicherheiten der Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand genommen. So ergeben sich mit Gleichung 7.1 die folgenden systematischen Unsicherheiten:

$$\Delta_{\text{sys}} M_t^{\text{ISR/FSR}} = \pm 4,3 \text{ GeV } (\langle p_T \rangle) \text{ bzw. } \pm 4,5 \text{ GeV } (\tilde{p}_T) \quad (7.8)$$

für Elektronen und

$$\Delta_{\text{sys}} M_t^{\text{ISR/FSR}} = \pm 3,7 \text{ GeV } (\langle p_T \rangle) \text{ bzw. } \pm 2,8 \text{ GeV } (\tilde{p}_T) \quad (7.9)$$

für Myonen.

Für ein besseres Verständnis dieser Systematik sind aber Datensätze mit höherer Statistik, die zum Zeitpunkt dieser Analyse leider nicht vorhanden waren, unabdingbar.

7.4. Pile-Up

Die Berücksichtigung von Pile-Up-Effekten und die genaue Monte-Carlo-Konfiguration wurde in Abschnitt 4.1 bereits beschrieben und die entsprechenden Datensätze in Abschnitt 4.2 aufgelistet. Im Folgenden werden die Unterschiede anhand eines $t\bar{t}$ -Monte-Carlo-Datensatzes untersucht.

In Abbildung 7.17 ist die Anzahl der Primärvertices im Ereignis einmal mit Pile-Up und einmal ohne Pile-Up abgebildet. Mit Pile-Up gibt es eine deutlich größere Anzahl von Primärvertices im Ereignis und auch der Scheitelpunkt ist leicht verschoben mit einem Maximum bei zwei Primärvertices pro Ereignis. Ohne Pile-Up liegt das Maximum hingegen, wie man erwarten würde, bei einem Primärvertex pro Ereignis.

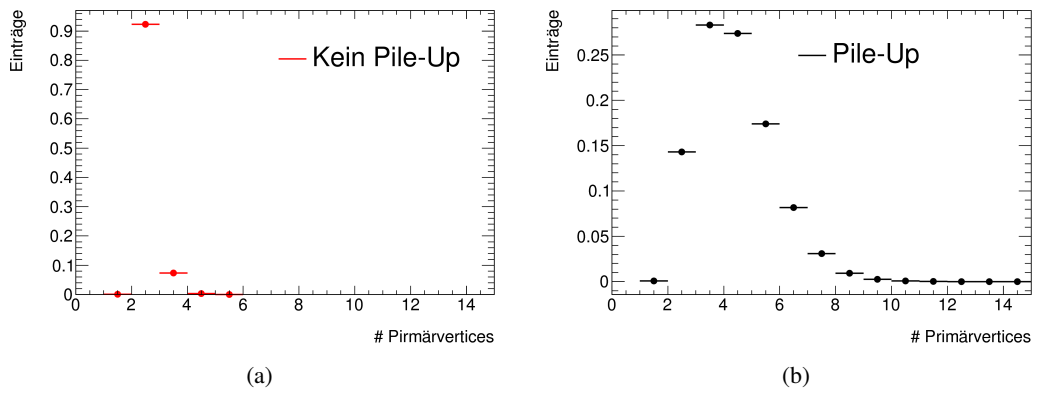


Abbildung 7.17.: Auf die Einheitsfläche normierte Verteilungen der Anzahl der Primärvertices im Ereignis (a) ohne Pile-Up und (b) mit Pile-Up.

Die Auswirkungen auf die Verteilungen der Lepton-Transversalimpulse und somit auf den Mittelwert und Median dieser Verteilungen sind für Elektronen relativ klein, wie Abbildung 7.18a und Tabelle 7.15 zu entnehmen ist. Für Myonen (Abbildung 7.18b und Tabelle 7.16) sind sie hingegen insbesondere für den Median deutlich größer.

Elektronen				
	$\langle p_T \rangle$	$\Delta_{\text{sys}} \langle p_T \rangle$	\tilde{p}_T	$\Delta_{\text{sys}} \tilde{p}_T$
Pile-Up	55.78 ± 0.31	—	46.53 ± 0.29	—
Kein Pile-Up	55.91 ± 0.14	0.13 ± 0.34	46.97 ± 0.16	0.45 ± 0.33

Tabelle 7.15.: Mittelwert und Median für die Konfiguration mit und ohne Pile-Up für Elektronen. Zusätzlich sind Abweichungen des Mittelwertes und des Medians bezüglich Konfiguration mit Pile-Up gegeben.

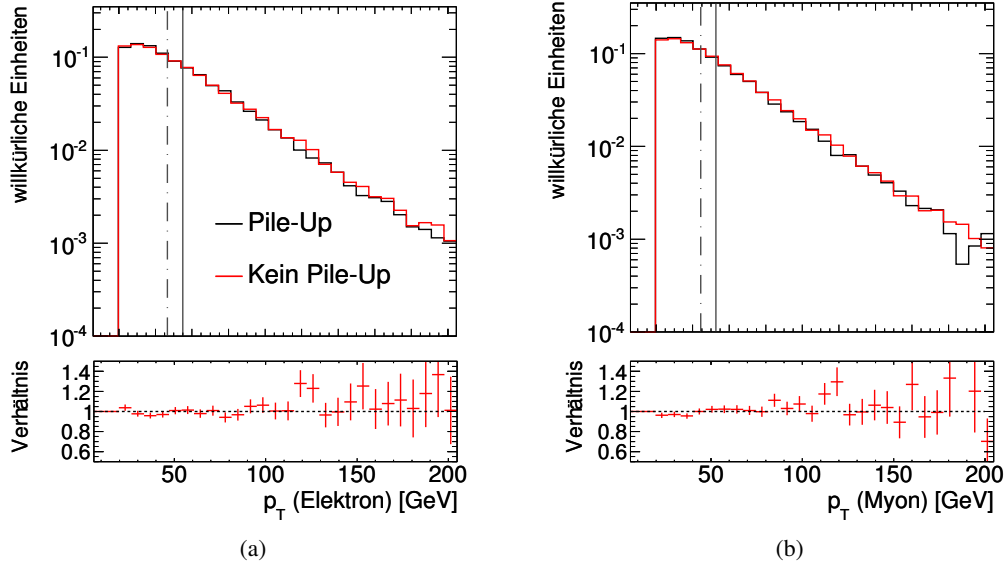


Abbildung 7.18.: Auf die Einheitsfläche normierte Verteilungen der Lepton-Transversalimpulse für Elektronen (a) und für Myonen (b) für den $t\bar{t}$ -Datensatz mit und ohne Pile-Up nach der Ereignisselektion. Die beiden senkrechten Linien kennzeichnen den Mittelwert und den Median des Datensatzes mit Pile-Up.

Myonen				
	$\langle p_T \rangle$	$\Delta_{\text{sys}} \langle p_T \rangle$	\tilde{p}_T	$\Delta_{\text{sys}} \tilde{p}_T$
Pile-Up	53.20 ± 0.27	—	44.47 ± 0.27	—
Kein Pile-Up	53.75 ± 0.13	0.55 ± 0.30	45.45 ± 0.14	0.98 ± 0.30

Tabelle 7.16.: Mittelwert und Median für die Konfiguration mit und ohne Pile-Up für Myonen. Zusätzlich sind Abweichungen des Mittelwertes und des Medians bezüglich der Konfiguration mit Pile-Up gegeben.

Standardmäßig wurden in dieser Analyse die Datensätze mit Pile-Up verwendet. Als systematische Unsicherheit aufgrund von Pile-Up wird deswegen die Abweichung zu dem Datensatz ohne Pile-Up genommen. So ergeben sich mit Gleichung 7.1 die folgenden systematischen Unsicherheiten:

$$\Delta_{\text{sys}} M_t^{\text{Pile-Up}} = 2,0 \text{ GeV } (\langle p_T \rangle) \text{ bzw. } 3,5 \text{ GeV } (\tilde{p}_T) \quad (7.10)$$

für Elektronen und

$$\Delta_{\text{sys}} M_t^{\text{Pile-Up}} = 3,3 \text{ GeV } (\langle p_T \rangle) \text{ bzw. } 7,3 \text{ GeV } (\tilde{p}_T) \quad (7.11)$$

für Myonen.

Für den Median ist die systematische Unsicherheit zum Teil so groß, weil die Steigung der Eichkurve, wie in Kapitel 7 beschrieben, kleiner ist als diejenige des Mittelwertes. Insgesamt wird die Unsicherheit durch Pile-Up mit dieser Vorgehensweise wahrscheinlich überschätzt.

7.5. Untergrund

Die Ereignisselektion wird auch von einem Anteil an Untergrundereignissen passiert. So bilden auch nach der vollständigen Ereignisselektion noch ca. 10% W +Jets-, ca. 4% Single-Top-Quark und ca. 1% Z +Jets-Ereignisse insgesamt einen Untergrundanteil von etwa 15% der insgesamt mit dieser Selektion ausgewählten Ereignisse (siehe Abschnitt 5.3) Zusätzlich wird wahrscheinlich auch ein geringer Anteil an QCD-Ereignissen einen Teil des Untergrundes nach der Selektion ausmachen. Dieser Untergrund wird in dieser Analyse allerdings nicht explizit betrachtet und macht sich hier nur in einer Differenz von Daten und Monte-Carlo bemerkbar.

Inwiefern die Unsicherheit des W +Jets-Untergrundes diese Analyse beeinflusst, wird im Folgenden untersucht (Abschnitt 7.5.1).

7.5.1. Systematische Unsicherheiten durch den Untergrund

Wie im vorhergehenden Abschnitt erwähnt und in Abschnitt 5.3 zu sehen, bildet der W +Jets-Untergrund den Hauptuntergrund zum $t\bar{t}$ -Signal.

Die Bestimmung des W +Jets-Untergrundes aus Daten kann mit verschiedenen Methoden, wie z.B. der W/Z -Verhältnismethode oder der Berends-Scaling-Methode [47] abgeschätzt werden. Der W +Jets-Untergrund wird in dieser Analyse zwar weiterhin mit Monte-Carlo-Vorhersagen abgeschätzt, die Unsicherheiten bei der Bestimmung des W +Jets-Untergrundes aus Daten und ihre Auswirkungen auf diese Analyse werden jedoch im Folgenden untersucht.

Die Unsicherheiten der aus Daten mittels der W/Z -Verhältnis-Methode in [48] bestimmten Anzahl von W +Jets-Ereignissen liegt bei 20% bis 24%. Der verbleibende W +Jets-Untergrund wird daher um $\pm 24\%$ variiert und die Änderungen im Mittelwert und Median berechnet.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.17 für Elektronen und Myonen zusammengefasst.

Die Beträge der Änderungen bei Erhöhung und Verringerung des W +Jets-Untergrundes sind etwa gleich. Mit Gleichung 7.1 ergeben sich so die folgenden systematischen Unsicherheiten:

$$\Delta_{\text{sys}} M_t^{\text{Untergrund}} = \pm 1,1 \text{ GeV } (\langle p_T \rangle) \text{ bzw. } \pm 0,3 \text{ GeV } (\tilde{p}_T) \quad (7.12)$$

für Elektronen und

$$\Delta_{\text{sys}} M_t^{\text{Untergrund}} = \pm 0,4 \text{ GeV } (\langle p_T \rangle) \text{ bzw. } \pm 0,1 \text{ GeV } (\tilde{p}_T) \quad (7.13)$$

für Myonen.

Elektronen				
	$\langle p_T \rangle$	$\Delta \langle p_T \rangle^{\text{sys}}$	\tilde{p}_T	$\Delta \tilde{p}_T^{\text{sys}}$
W+Jets +24%	57.22 ± 0.39	0.17 ± 0.13	46.88 ± 2.47	0.04 ± 0.34
W+Jets unvariiert	57.05 ± 0.36	—	46.85 ± 2.49	—
W+Jets -24%	56.87 ± 0.34	-0.18 ± 0.12	46.81 ± 2.52	-0.04 ± 0.35
Myonen				
	$\langle p_T \rangle$	$\Delta \langle p_T \rangle^{\text{sys}}$	\tilde{p}_T	$\Delta \tilde{p}_T^{\text{sys}}$
W+Jets +24%	53.96 ± 0.34	0.07 ± 0.12	44.57 ± 2.11	-0.02 ± 0.33
W+Jets unvariiert	53.89 ± 0.31	—	44.59 ± 2.14	—
W+Jets -24%	53.82 ± 0.30	-0.07 ± 0.11	44.61 ± 2.16	0.02 ± 0.34

Tabelle 7.17.: Mittelwert und Median für die Variation des W+Jets-Untergrundes und für den unvariierten Fall. Die Änderungen bezüglich des unvariierten Wertes sind ebenfalls angegeben.

7.6. Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten

In diesem Kapitel wurden verschiedene systematische Einflüsse auf die Analyse untersucht. Die resultierenden systematischen Unsicherheiten auf die Top-Quark-Masse sind in Tabelle 7.18 zusammengefasst. Die einzelnen Unsicherheiten wurden dabei, wie in den jeweiligen Abschnitten beschrieben, ermittelt. Zur Berechnung des resultierenden gesamten systematischen Fehlers wurden die einzelnen Unsicherheiten als unkorreliert angenommen und quadratisch aufsummiert.

Für Elektronen kommt der numerisch größte Anteil dabei aus der Unsicherheit der Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand. Dieser Wert und die entsprechenden Werte für Myonen stellen im besten Fall eine sehr konservative Abschätzung dieser Unsicherheit dar, da die Statistik der zur Verfügung stehenden Datensätze sehr gering war und die beobachteten Änderungen auch auf statistische Fluktuationen zurückzuführen sein können. Um diese Systematik genauer untersuchen zu können, sind Datensätze mit größerer Statistik unabdingbar. Für Myonen macht die Unsicherheit aufgrund von Pile-Up neben der Unsicherheit durch Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand den größten Teil der Gesamtsystematik aus.

Die Auswirkungen der Verwendung unterschiedlicher NLO-MC-Generatoren, sowie die Verwendung unterschiedlicher Simulationen der Partonschauer und Hadronisierung sind mit der gegebenen Statistik der untersuchten Datensätze vernachlässigbar klein. Allerdings wäre es auch hier sehr vorteilhaft, wenn Datensätze mit größerer Statistik zur Verfügung stehen würden.

Die maximale Unsicherheit der JES-Skala führt sowohl für Elektronen als auch für Myonen zu beobachtbaren Änderungen. Diese Unsicherheit ist dabei vollständig auf die Selektion, d.h. die Schnitte, in denen auf Variablen der Jets geschnitten wurde, zurückzuführen. Durch

die Verwendung von Track-Jets anstelle der Kalorimeterjets könnte die verbleibende selektionsbedingte Unsicherheit umgangen werden. Mit zunehmender Kenntnis der JES-Skala sollte sich diese Unsicherheit allerdings auch ohne Veränderung der Selektion deutlich verkleinern.

Die Unsicherheit in der Normierung des W +Jets-Untergrundes hat mehr Einfluss auf den Elektronkanal als auf den Myonkanal, und für den Median zeigen sich kleinere Änderungen als für den Mittelwert.

Insgesamt ist der systematische Fehler bei Verwendung des Medians sowohl für den Elektron- als auch für den Myonkanal größer als bei Verwendung des Mittelwertes. Dies ist vor allem auf die geringere Empfindlichkeit bzw. Steigung der Eichkurve des Medians (siehe Abschnitt 6.1) zurückzuführen, die bei der Bestimmung der systematischen Unsicherheit (7.1) miteinbezogen wird.

Systematik	Systematische Unsicherheit auf M_t [GeV]			
	Elektronen		Myonen	
	$\langle p_T \rangle$	\tilde{p}_T	$\langle p_T \rangle$	\tilde{p}_T
JES	2,0	2,4	3,0	1,5
NLO-MC-Generator	2,0	2,7	1,9	2,2
Partonschauermodell	2,6	3,3	2,4	2,8
ISR/FSR	4,3	4,5	3,7	2,8
Pile-Up	2,0	3,5	3,3	7,3
W+Jets-Normierung	1,1	0,3	0,4	0,2
Gesamter systematischer Fehler	6,2	7,5	6,6	8,8

Tabelle 7.18.: Übersicht der systematischen Unsicherheiten der untersuchten Effekte.

8. Ergebnis der Top-Quark-Massenmessung

Für die in Abschnitt 5.3 bereits gezeigten p_T -Verteilungen für Elektronen und Myonen wird sowohl der Mittelwert als auch der Median bestimmt. In Abbildung 8.1 sind die p_T -Verteilungen noch einmal dargestellt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8.1 zusammengefasst und zusätzlich auch in Abbildung 8.1 eingezeichnet.

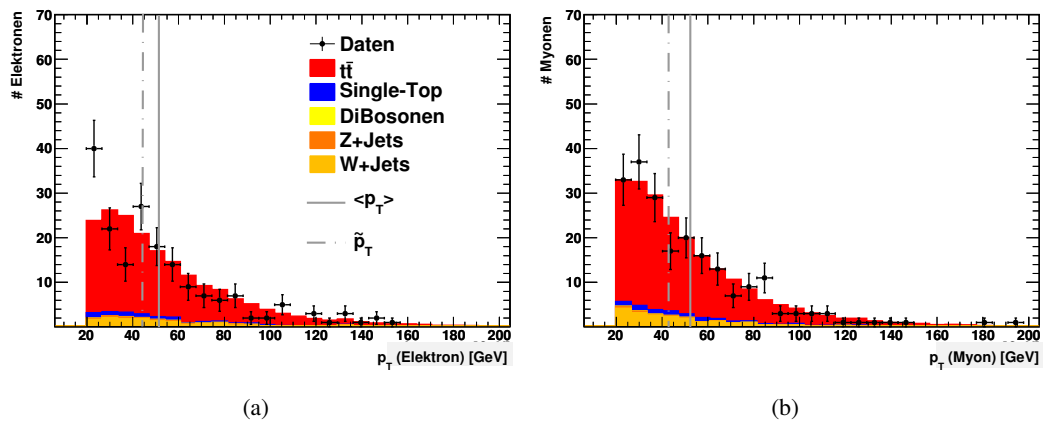


Abbildung 8.1.: p_T -Verteilungen für (a) Elektronen und für (b) Myonen nach der Ereignisselektion. Die durchgezogene Linie kennzeichnet den Mittelwert und die gestrichelte Linie den Median der jeweiligen Verteilung.

	Elektronen	Myonen
$\langle p_T \rangle$ [GeV]	$51,4 \pm 2,2$	$52,4 \pm 2,2$
\tilde{p}_T [GeV]	$44,3 \pm 1,8$	$42,9 \pm 2,6$

Tabelle 8.1.: Mittelwert und Median der Lepton- p_T -Verteilungen aus Daten.

Der Mittelwert der Elektron- p_T -Verteilung liegt dabei leicht unter demjenigen der Myon- p_T -Verteilung, während der Median für Elektronen größer ist als derjenige für Myonen. Bei der Bestimmung der Eichkurven in Kapitel 6 wurde ein systematisch höherer Mittelwert und Median der Elektron- p_T -Verteilung im Vergleich zum Mittelwert und Median der Myon- p_T -Verteilung beobachtet. In Daten kann unter Berücksichtigung der Fehler kein Unterschied zwischen Elektronen und Myonen festgestellt werden.

Mit Gleichung (6.2) aus Kapitel 6 und den dort bestimmten Eichkurven wird dann die Top-Quark-Masse berechnet. Die Ergebnisse sind im Folgenden inklusiver statistischer und der in Kapitel 7 bestimmten systematischen Fehler aufgeführt:

Elektronen

$$M_t^{(p_T)} = (147 \pm 13 \text{ (stat.)} \pm 6 \text{ (syst.)}) \text{ GeV} \quad (8.1)$$

$$M_t^{\tilde{p}_T} = (149 \pm 14 \text{ (stat.)} \pm 8 \text{ (syst.)}) \text{ GeV} \quad (8.2)$$

Myonen

$$M_t^{(p_T)} = (163 \pm 13 \text{ (stat.)} \pm 7 \text{ (syst.)}) \text{ GeV} \quad (8.3)$$

$$M_t^{\tilde{p}_T} = (151 \pm 20 \text{ (stat.)} \pm 9 \text{ (syst.)}) \text{ GeV} \quad (8.4)$$

Für Elektronen fallen die Werte für M_t insgesamt kleiner aus als für Myonen. Insbesondere der Mittelwert der Elektron- p_T -Verteilung fällt im Vergleich zu demjenigen der Myon- p_T -Verteilung relativ klein aus. Dies ist vor allem darauf zurückzuführen, dass für die Elektron- p_T -Verteilung in Daten keine Einträge über 150 GeV vorhanden sind, während für die Myon- p_T -Verteilung noch 2 Einträge zwischen 180 und 200 GeV existieren (siehe Abbildung 8.1). Zwischen den aus dem Mittelwert und dem Median bestimmten Top-Quark-Massen besteht bei Elektronen kaum ein Unterschied, während er für Myonen mit ca. 12 GeV relativ groß ausfällt. Dies lässt sich ebenso auf die geringere Empfindlichkeit des Medians auf Ausreißer erklären.

Die aus Daten bestimmten Werte für M_t liegen alle innerhalb von 2σ der letzten kombinierten Tevatron Massenmessung [1] (siehe auch Abschnitt 2.2) und sind generell kleiner.

In [44] wurde die Top-Quark-Masse mit der Template-Methode ebenfalls aus ATLAS-Daten aus dem Jahr 2010 ($\mathcal{L} = 35 \text{ pb}^{-1}$) bestimmt. Die Kombination des Elektron- und Myonkanals ergab dabei eine Top-Quark-Masse von $M_t = (169.3 \pm 4.0 \text{ (stat.)} \pm 4.9 \text{ (syst.)}) \text{ GeV}$. Diese liegt auch unterhalb des Tevatron-Ergebnisses, wenn auch nicht in dem Maß, wie die in dieser Arbeit bestimmten Top-Quark-Massen. Zusätzlich wurden in der erwähnten Veröffentlichung zwei weitere variierte Template-Methoden untersucht. Beim Vergleich der drei Template-Methoden zeigen sich insgesamt kleinere Werte der Top-Quark-Masse für Myonen als für Elektronen.

Eine weitere Erklärung für die vergleichsweise geringen Top-Quark-Massen könnte auch der in dieser Analyse nicht berücksichtigte QCD-Untergrund sein. Dieser sollte zwar angesichts der relativ guten Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo-Vorhersagen nicht besonders groß ausfallen, allerdings aufgrund des hohen Wirkungsquerschnittes auch in der $t\bar{t}$ -Signalregion vorhanden sein. Die Elektronen und Myonen aus QCD-Untergrundprozessen besitzen generell kleinere Transversalimpulse und könnten so zu einer Verringerung des

Mittelwertes bzw. Medians und somit auch zu einer Verringerung der Top-Quark-Masse führen.

Das Ergebnis der Top-Quark-Massenbestimmung ist mit einer Datenmenge von $\mathcal{L} = 32 \text{ pb}^{-1}$ und entsprechenden statistischen Fehlern von 13 bis 20 GeV vor allem statistisch limitiert. Zudem liegt auch der systematische Fehler zum Teil statistisch bedingt zwischen 6 und 9 GeV.

Mit den zusätzlichen Daten, die im Laufe dieses Jahres bereits aufgenommen wurden, und denen die noch bis Ende 2011 aufgezeichnet werden, sollte sich der statistische Fehler der einzelnen Messungen deutlich reduzieren. Bisher wurden vom ATLAS-Detektor im Jahr 2011 etwa 1 fb^{-1} an Daten aufgezeichnet. Bis Ende des Jahres sollten bei noch zunehmender Luminosität und gleichbleibender Datennahmeeffizienz etwa 4 bis 5 fb^{-1} an Daten zur Verfügung stehen.

Da der statistische Fehler des Mittelwertes proportional zu $\frac{1}{\sqrt{N}}$ ist, ergeben sich für 1 bzw. 5 fb^{-1} statistische Fehler von ca. 2,5 GeV bzw. 1,3 GeV auf die Top-Quark-Masse und somit bereits eine relativ gute statistische Präzision der Einzelmessung. Durch Kombination der Ergebnisse des Elektron- und Myonkanals würde man noch einmal eine genauere statistische Präzision erreichen. Da diese Methode auf anderen Annahmen - im Vergleich zu anderen Messverfahren - basiert und unabhängige Variablen verwendet ist auch eine Kombination mit anderen Messverfahren möglich, um eine weitere Verbesserung des Messergebnisses zu erreichen.

Eine größere statistische Präzision erfordert dann aber auch ein besseres Verständnis der systematischen Effekte und eine weitere Eingrenzung der systematischen Unsicherheiten, wozu dann insbesondere zur Untersuchung der ISR- und FSR-Unsicherheiten Datensätze mit entsprechender Statistik unabdingbar sind. Ebenso ist eine genauere Bestimmung der Untergründe, insbesondere des QCD-Untergrundes, notwendig.

9. Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit wurde eine Methode zur Bestimmung der Top-Quark-Masse anhand von Transversalimpulsen der Zerfallsleptonen studiert und auf ATLAS-Daten mit einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 32 \text{ pb}^{-1}$, aus dem Jahr 2010, angewendet.

Der Lepton+Jets-Zerfallskanal wurde sowohl für Elektronen als auch für Myonen selektiert und die wichtigsten Untergründe für diesen Kanal anhand von Monte-Carlo-Vorhersagen untersucht. Aus den Monte-Carlo-Vorhersagen ergab sich ein Signal- zu Untergrundverhältnis von $S/B = 5,7$ für den Elektronkanal und $S/B = 6,3$ für den Myonkanal nach der Selektion. Die Daten werden nach der Ereignisselektion zudem gut durch die Monte-Carlo-Vorhersagen beschrieben.

Zur Parametrisierung der Lepton- p_T -Verteilung wurden sowohl der Mittelwert als auch der Median verwendet. Für beide konnte eine näherungsweise lineare Abhängigkeit bestätigt werden. Beide Verteilungen wurden linear gefittet und entsprechende Eichkurven abgeleitet. Nach der Selektion von Top-Quark-Paaren aus dem Lepton+Jets-Kanal, wurde die Top-Quark-Masse mit der untersuchten Methode aus Daten bestimmt.

Die wichtigsten Systematiken wurden untersucht und ein systematischer Fehler ermittelt. Wie erwartet spielt dabei die Unsicherheit der Jet-Energie-Skala nur eine untergeordnete Rolle und führt lediglich bei den maximalen Unsicherheiten zu einem messbaren Effekt. Die ermittelten systematischen Fehler sind zum Teil auch noch statistisch limitiert. Die Unsicherheit aufgrund von Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand ist aus diesem Grund nur eine sehr konservative Abschätzung, die aber einen großen Teil der Gesamtsystematik ausmacht. Hier ist eine genauere Untersuchung zum Verständnis der Systematik unabdingbar. Dazu sind allerdings Datensätze mit entsprechender Statistik notwendig.

Die Ergebnisse der Top-Quark-Massenbestimmung inklusive statistischer und systematischer Fehler sind im Folgenden noch einmal jeweils für Elektronen und Myonen und separat für Mittelwert und Median aufgeführt:

Elektronen

$$\begin{aligned} M_t^{\langle p_T \rangle} &= (147 \pm 13 \text{ (stat.)} \pm 6 \text{ (syst.)}) \text{ GeV} \\ M_t^{\tilde{p}_T} &= (149 \pm 14 \text{ (stat.)} \pm 8 \text{ (syst.)}) \text{ GeV} \end{aligned} \tag{9.1}$$

Myonen

$$\begin{aligned}M_t^{\langle p_T \rangle} &= (163 \pm 13 \text{ (stat.)} \pm 7 \text{ (syst.)}) \text{ GeV} \\M_t^{\tilde{p}_T} &= (151 \pm 20 \text{ (stat.)} \pm 9 \text{ (syst.)}) \text{ GeV}\end{aligned}\tag{9.2}$$

A. Monte Carlo Datensätze zur Beschreibung des Untergrundes

A.0.1. MC-Datensätze zur Abschätzung des Untergrundes

ATLAS ID	Prozess	Wirkungsquerschnitt [pb]	$\int \mathcal{L} dt$ [pb ⁻¹]
W+Jets			
107680	$W \rightarrow e\nu + \text{Np0}$	6913,3	163,9
107681	$W \rightarrow e\nu + \text{Np1}$	1293,0	163,8
107682	$W \rightarrow e\nu + \text{Np2}$	377,1	410,6
107683	$W \rightarrow e\nu + \text{Np3}$	100,9	410,1
107684	$W \rightarrow e\nu + \text{Np4}$	25,3	420,8
107685	$W \rightarrow e\nu + \text{Np5}$	6,9	409,6
107690	$W \rightarrow \mu\nu + \text{Np0}$	6935,4	163,8
107691	$W \rightarrow \mu\nu + \text{Np1}$	1281,2	163,7
107692	$W \rightarrow \mu\nu + \text{Np2}$	375,3	410,3
107693	$W \rightarrow \mu\nu + \text{Np3}$	101,1	412,6
107694	$W \rightarrow \mu\nu + \text{Np4}$	25,7	414,4
107695	$W \rightarrow \mu\nu + \text{Np5}$	7,0	409,6
107700	$W \rightarrow \tau\nu + \text{Np0}$	6835,8	163,7
107701	$W \rightarrow \tau\nu + \text{Np1}$	1276,8	163,6
107702	$W \rightarrow \tau\nu + \text{Np2}$	376,6	410,2
107703	$W \rightarrow \tau\nu + \text{Np3}$	100,8	410,4
107704	$W \rightarrow \tau\nu + \text{Np4}$	25,7	414,6
107705	$W \rightarrow \tau\nu + \text{Np5}$	7,0	468,2
106280	$W + bb + \text{Np0}$	3,9	1446,7
106281	$W + bb + \text{Np1}$	3,2	1733,9
106282	$W + bb + \text{Np2}$	1,7	1754,7
106283	$W + bb + \text{Np3}$	0,7	2049,2
Z+Jets			
107650	$Z \rightarrow ee + \text{Np0}$	661,9	376,7
107651	$Z \rightarrow ee + \text{Np1}$	133,3	390,1
107652	$Z \rightarrow ee + \text{Np2}$	40,3	396,5

ATLAS ID	Prozess	Wirkungsquerschnitt [pb]	$\int \mathcal{L} dt$ [pb ⁻¹]
107653	$Z \rightarrow ee+Np3$	11,2	402,6
107654	$Z \rightarrow ee+Np4$	2,7	455,6
107655	$Z \rightarrow ee+Np5$	0,8	510,2
107660	$Z \rightarrow \mu\mu+Np0$	657,7	378,8
107661	$Z \rightarrow \mu\mu+Np1$	132,8	388,8
107662	$Z \rightarrow \mu\mu+Np2$	39,6	393,2
107663	$Z \rightarrow \mu\mu+Np3$	11,1	406,0
107664	$Z \rightarrow \mu\mu+Np4$	2,8	438,3
107665	$Z \rightarrow \mu\mu+Np5$	0,8	509,2
107670	$Z \rightarrow \tau\tau+Np0$	657,4	378,2
107671	$Z \rightarrow \tau\tau+Np1$	133,0	391,2
107672	$Z \rightarrow \tau\tau+Np2$	40,4	395,5
107673	$Z \rightarrow \tau\tau+Np3$	11,0	409,6
107674	$Z \rightarrow \tau\tau+Np4$	2,9	423,45
107675	$Z \rightarrow \tau\tau+Np5$	0,7	587,1
Single-Top-Quark			
108340	tchan $\rightarrow e$	7,2	831,2
108341	tchan $\rightarrow \mu$	7,2	833,8
108342	tchan $\rightarrow \tau$	7,1	831,7
108343	schan $\rightarrow e$	0,5	17980,8
108344	schan $\rightarrow \mu$	0,5	18001,7
108345	schan $\rightarrow \tau$	0,5	18042,6
108346	Wt \rightarrow inclusive	14,6	910,6
Dibosonen			
105985	WW \rightarrow all	17,86	13988,6
105986	ZZ \rightarrow all	1,2	213003,2
105987	WZ \rightarrow all	5,4	46072,3

Literaturverzeichnis

- [1] Tevatron Electroweak Working Group. Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark using up to 5.6 fb^{-1} of data. 2010.
- [2] F. Halzen and A.D. Martin. *Quarks & Leptons: An introductory course in modern particle physics*. John Wiley & Sons, New York, USA, 1984.
- [3] CDF Collaboration, F. Abe, et al. Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab. *Phys. Rev. Lett.*, 74(14):2626–2631, Apr 1995. doi:10.1103/PhysRevLett.74.2626.
- [4] DØ Collaboration, S. Abachi, et al. Search for High Mass Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $s = 1.8 \text{ TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 74(13):2422–2426, Mar 1995. doi:10.1103/PhysRevLett.74.2422.
- [5] J. R. Incandela, A. Quadt, W. Wagner, and D. Wicke. Status and Prospects of Top-Quark Physics. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 63:239–292, 2009. arXiv:0904.2499, doi:10.1016/j.pnpnp.2009.08.001.
- [6] G. Altarelli and G. Parisi. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl. Phys. B*, 126:298–318, Aug 1977. doi:10.1016/0550-3213(77)90384-4.
- [7] J. Pumplin et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *Journal of High Energy Physics*, 2002(07):012–012, Aug 2002.
- [8] C. Wyss. *LEP design report*, volume 3: LEP2. CERN, Geneva, 1996.
- [9] LEP Collaboration. *LEP Design Report*, volume 2 : The LEP main ring. CERN, Geneva, 1984.
- [10] ATLAS Collaboration, G. Aad, et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08003, Aug 2008.
- [11] G. Aad et al. Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics. 2009. arXiv:0901.0512.
- [12] S. Frixione and B. R. Webber. Matching NLO QCD computations and parton shower simulations. *JHEP*, 06:029, Apr 2002.
- [13] G. Corcella et al. HERWIG 6.5: an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes). *JHEP*, 01:010, 2001.

- [14] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw, and M. H. Seymour. Multiparton interactions in photoproduction at HERA. *Z. Phys.*, C72:637–646, 1996. arXiv:hep-ph/9601371.
- [15] Official web page for TAUOLA PHOTOS and universal interface for TAUOLA [online]. 10 2010. Available from: <http://wasm.home.cern.ch/wasm/goodies.html>.
- [16] S. Agostinelli et al. Geant4 – a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 506(3):250–303, Jul 2003.
- [17] J. Allison et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(1):270–278, Feb 2006.
- [18] ATLAS Twiki, MC09 Production Campaign details, 03 2010. Available from: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/AtlasProductionGroupMC09>.
- [19] ATLAS Production Team Pages, Production Tag r1430 [online]. 08 2010. Available from: <http://www-f9.ijs.si/atlpy/atlprod/prodtag/3648/>.
- [20] ATLAS Collaboration, S. Allwood-Spires, et al. Monte Carlo samples used for top physics: Top Working Group Note IX. Technical Report ATL-COM-PHYS-2010-836, CERN, Geneva, Oct 2010.
- [21] B. P. Kersevan and E. Richter-Was. The Monte Carlo event generator AcerMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5. 2004. arXiv:hep-ph/0405247.
- [22] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 05:026, 2006. arXiv:hep-ph/0603175, doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026.
- [23] S. Frixione, P. Nason, and G. Ridolfi. A Positive-Weight Next-to-Leading-Order Monte Carlo for Heavy Flavour Hadroproduction. *JHEP*, 09:126, 2007. arXiv:0707.3088, doi:10.1088/1126-6708/2007/09/126.
- [24] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, Roberto Pittau, and Antonio D. Polosa. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *JHEP*, 07:001, 2003. arXiv:hep-ph/0206293.
- [25] ATLAS Collaboration, J. Adelman, et al. Technical aspects of the first top pair analyses: Note 8. Technical Report ATL-COM-PHYS-2010-820, CERN, Geneva, Oct 2010.
- [26] J. Pequenaó. Event Cross Section in a computer generated image of the ATLAS detector. Mar 2008.
- [27] ATLAS Twiki, TopCommonObjects [online]. 10 2010. Available from: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TopCommonObjects>.

- [28] Top Working Group. Observation of top quark pair production in the semileptonic decay channel at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. Technical Report ATL-COM-PHYS-2010-855, CERN, Geneva, Oct 2010.
- [29] ATLAS Twiki, Electron Reconstruction [online]. 10 2010. Available from: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/ElectronReconstruction>.
- [30] ATLAS Collaboration, M. Aharrouche, et al. Electron performance in the ATLAS experiment. Technical Report ATL-COM-PHYS-2010-208, CERN, Geneva, Apr 2010.
- [31] HyperNews ATLAS Egamma WG [online]. 12 2010. Available from: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/BTaggingForEarlyData>.
- [32] ATLAS Collaboration, B. Abbott, et al. Study on reconstructed object definition and selection for top physics. Technical Report ATL-COM-PHYS-2009-633, CERN, Geneva, Dec 2009.
- [33] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez. The anti-kt jet clustering algorithm. *Journal of High Energy Physics*, 2008(04):063, 2008. Available from: <http://stacks.iop.org/1126-6708/2008/i=04/a=063>.
- [34] ATLAS Collaboration, L. Asquith, et al. Performance of Jet Algorithms in the ATLAS Detector. Technical report.
- [35] G Aad. Measurement of inclusive jet and dijet cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV centre-of-mass energy with the ATLAS detector. . Technical Report arXiv:1009.5908. CERN-PH-EP-2010-034, CERN, Geneva, Sep 2010.
- [36] ATLAS Collaboration, D. Cavalli, et al. Performance of the Missing Transverse Energy Reconstruction and Calibration in Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy of 7 TeV with the ATLAS Detector. Technical Report ATLAS-COM-CONF-2010-059, CERN, Geneva, Jun 2010.
- [37] ATLAS Twiki, TopCommonObjectsRelease15, 06 2011. Available from: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TopCommonObjects>.
- [38] Anna Henrichs. Top muon liasion meeting 17.08.2010, 08 2010. Available from: <https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=3&resId=0&materialId=slides&confId=103892>.
- [39] ATLAS Twiki, BTaggingForEarlyData [online]. 10 2010. Available from: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/BTaggingForEarlyData>.
- [40] N. Giokaris et al. Probing the top-quark mass in the dilepton and lepton + jets channels using only lepton information. JINR-E1-2005-104, Jul 2005.

-
- [41] CDF Collaboration. Measurement of the Top Quark Mass with 2.7 fb^{-1} of CDF Run II Data in the Lepton+Jets Channel using only Leptons. CDF Conference Note 9683, Feb 2009.
- [42] F. Garberson et al. Measurement of the Top Quark Mass using Quantities with Minimal Dependence on the Jet Energy Scale. FERMILAB-CONF-08-274-E, Aug 2008.
- [43] J. A. Stillings. Top Quark Mass Measurement using Lepton Transverse Momenta at ATLAS. Diplomarbeit, Universität Bonn, Physikalisches Institut, 2009.
- [44] ATLAS Collaboration. Measurement of the Top-Quark Mass using the Template Method in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2011-033, CERN, Geneva, Mar 2011.
- [45] ATLAS Twiki – Empfohlene Vorgehensweise der ATLAS-Top-Arbeitsgruppe bei der Bestimmung systematischer Unsicherheiten (Release 15) [online]. 04 2011. Available from: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TopSystematicUncertainties15>.
- [46] ATLAS Collaboration. Update on the jet energy scale systematic uncertainty for jets produced in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ measured with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2011-007, CERN, Geneva, Feb 2011.
- [47] B. Radics. *Observation of top quark pair production and estimation of W +jets background with ATLAS at the LHC*. PhD thesis, Physikalisches Institut - Universität Bonn, 2010.
- [48] ATLAS Collaboration. Top quark pair production cross-section measurements in atlas in the single lepton+jets channel without b-tagging. Technical Report ATLAS-CONF-2011-023, CERN, Geneva, Mar 2011.

Danksagung

Im Folgenden möchte ich allen Personen danken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

Meinem Professor Ian Brock danke ich für die Möglichkeit in seiner Arbeitsgruppe zu arbeiten und dort meine Diplomarbeit anfertigen zu können.

Weiterhin bedanke ich mich bei meinen Kollegen aus der Arbeitsgruppe für ihre tatkräftige und vielseitige Unterstützung. Besonders erwähnt seien hierbei Peter Kövesárki, Thomas Loddenkötter, Markus Jüngst, Michael Müller, Sebastian Mergelmeyer, Verena Schönberg, Serpil Sezer und Jan Stillings.

Darüber hinaus möchte ich mich bei meinen Freunden und meiner Familie bedanken; namentlich bei Henning Brammer, Michael Brockamp, Philipp Hagen, Georg Müller, Michael Müller, Daniel Pauls, Daniel Rhode, Serpil Sezer. Besonderer Dank gebührt meinen Eltern Ulla und Dietrich Mehnert, die mir mein Studium ermöglicht und mich während meiner Diplomarbeit unterstützt haben. Außerdem danken möchte ich auch meinen Großeltern Johanna und Johannes Mehnert und ebenso Adelheid Mehnert, sowie Klaus, Dunja, Leonard und Teresa Merkes für ihren Rückhalt.