



Nadia Bludau

Signal-zu-Untergrund-Optimierung
und Bestimmung des $t\bar{t}$ -Untergrundes
mit einem b-Jet-Veto
für die Messung der W+Jets-Produktion

Bachelorarbeit

HD-KIP 14-22

**Department of Physics and Astronomy
University of Heidelberg**

Bachelor Thesis in Physics
submitted by

Nadia Bludau

born in Lünen (Germany)

2014

**Signal-zu-Untergrund-Optimierung und Bestimmung des
 $t\bar{t}$ -Untergrundes mit einem b-Jet-Veto für die Messung der
W+Jets-Produktion**

This Bachelor Thesis has been carried out by Nadia Bludau at the
Kirchhoff Institute for Physics in Heidelberg
under the supervision of
Herrn Prof. Dr. Schultz-Coulon

Zusammenfassung

Die Studie der W-Boson-Produktion in Assoziation mit Jets ist ein wichtiger Test der perturbativen Quantenchromodynamik. Zudem sind W+Jets-Ereignisse wichtige Untergrundprozesse in ATLAS-Analysen, die nach neuer Physik suchen oder das Higgs-Boson studieren. Allerdings wird die Messung der W+Jets-Produktion für Jet-Multiplizitäten größer als 5 durch Top-Paar-Produktion ($t\bar{t}$ -Ereignissen) dominiert.

In dieser Arbeit wird die Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zwischen W+Jets- und $t\bar{t}$ -Ereignissen durch die Anwendung von b-Jet-Vetos anhand von Monte-Carlo-Simulationen getestet. Die Wirkung der b-Jet-Vetos auf die kinematischen Observablen der W+Jets-Ereignisse und die Möglichkeit einer Korrektur der verworfenen Signalereignisse wird geprüft. Zudem wird die Bestimmung des $t\bar{t}$ -Untergrundes in Pseudo-Daten anhand von Maximum-Likelihood-Fits getestet. Anhand dieser Tests kann eine Abschätzung der Unsicherheit der Wirkungsquerschnitt der W+Jets-Ereignisse gegeben werden, der durch die Bestimmung des $t\bar{t}$ -Untergrundes verursacht wird.

Es wird gezeigt, dass die Anwendung von b-Jet-Vetos das Signal-zu-Untergrundverhältnis um einen Faktor 3-5 zugunsten des W+Jets-Signals verbessert und die $t\bar{t}$ -Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts um einen Faktor 3 verringert wird.

Abstract

The study of W boson production in association with jets is an important test of perturbative quantumchromodynamics calculations. Also W+jets events are an important background in current ATLAS searches for physics beyond the Standard Model and studies of the Higgs boson. However, for jet multiplicities greater than 5 jets, the measurement of W+jets production is dominated by the large background from top pair production ($t\bar{t}$ events).

In this thesis, the possibility of vetoing events with a b-jet is studied using Monte-Carlo simulations in order to improve the signal-to-background ratio of W+jets and $t\bar{t}$ events. Furthermore, the influence on the kinematic observables of W+jets events from the b-jet veto and the possibility to correct for lost signal events is tested. Finally, the estimated number of $t\bar{t}$ events is determined using maximum-likelihood fits on pseudo-data samples. From these tests, an estimate of the uncertainty on the cross section due to the $t\bar{t}$ background, can be determined.

It will be shown that using a b-jet veto the signal-to-background ratio is improved by a factor 3-5 in favour of the W+jets signal, and that the $t\bar{t}$ background uncertainty on the measurement can be reduced by a factor of 3.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	9
1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik	9
1.2 Motivation	11
1.3 Das ATLAS-Experiment	12
2 W+Jets -Ereignisse	19
2.1 Produktion von W+Jets-Ereignissen	19
2.2 Ereignis-Selektion	20
2.3 Die Untergrundprozesse bei W+Jets-Ereignissen im Myon-Kanal	21
2.4 Monte-Carlo-Simulationen	23
3 Optimierung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses	25
3.1 Die b-Jet-Identifizierung	25
3.2 Wirkung der b-Jet-Vetos	28
3.3 Deutung und weiterer Ausblick	36
4 Bestimmung des $t\bar{t}$ -Untergrundes	39
4.1 Transformierte Aplanarität	39
4.2 Bestimmung des Untergrunds mit Hilfe der transformierten Aplanarität	41
4.3 Ergebnisse	50
5 Zusammenfassung	53
Anhang	55

1 Einleitung

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Die fundamentalen Bausteine der uns umgebenden Welt und die Kräfte, die dieses Gefüge zusammenhalten, werden seit über 40 Jahren in dem Standardmodell der Teilchenphysik (SM) beschrieben. In verschiedenen Experimenten wurden die Vorhersagen des SM seit mehr als drei Jahrzehnten immer weiter überprüft und mittlerweile ist es bis zu einer Energie-Skala von einigen TeV bestätigt. Das SM beschreibt die Existenz von 12 fundamentalen Materienteilchen und die Interaktionen der Teilchen untereinander. Die fundamentalen Materienteilchen sind *Fermionen*, d.h. sie besitzen einen halbzahligen Spin, und werden in zwei Gruppen eingeteilt: die *Leptonen* (z.B. Elektronen oder Neutrinos) und *Quarks*, die z.B. Bestandteile der Protonen oder Neutronen sind. Sowohl Quarks, als auch Leptonen sind in drei Generationen mit je zwei verschiedenen Teilchen eingeteilt. Sie alle werden in Abbildung 1.1 mit Masse, Ladung und Spin dargestellt. Zusätzlich existiert für jedes Fermion noch das entsprechende Anti-Teilchen, welches sich lediglich durch ein anders Ladungsvorzeichen in den Quantenzahlen von seinen Partner unterscheidet.

Das SM beschreibt drei der vier fundamentalen Kräfte, bzw. Wechselwirkungen: die elektromagnetische, die starke und die schwache Kraft. Jede von ihnen wird durch eine relativistische Quantenfeldtheorie beschrieben, die *Eichbosonen* postuliert. Die Wechselwirkungen werden als Austausch dieser Bosonen beschrieben, welche im Gegensatz zu den Fermionen ganzzahlige Spins aufweisen. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch den Austausch von *Photonen*, die starke Wechselwirkung durch den Austausch von *Gluonen* und die schwache Wechselwirkung durch Austausch von W^\pm - oder Z -Bosonen beschrieben. Auch diese Teilchen und ihre Eigenschaften werden in Abbildung 1.1 dargestellt. Zusätzlich wird dort noch das im Jahr 2012 experimentell bestätigte Higgs-Boson aufgeführt, durch dessen Existenz die Massen der fundamentalen Teilchen erklärt werden können.

Diese Wechselwirkungen bilden zusammen mit der Gravitationskraft die fundamentalen Kräfte der Natur. Die Gravitation ist in der Teilchenphysik von vernachlässigbarer Größe, zumal bisher noch keine äquivalente quantenfeldtheoretische Behandlung entwickelt wurde. Die schwache Wechselwirkung ist die schwächste der drei Kräfte, da ihre Kopplung durch die großen Massen der übertragenden W - und Z -Bosonen unterdrückt wird. Sie ist circa 10^8 mal schwächer als die starke Kraft. Die W^\pm und die Z -Bosonen koppeln an Leptonen und Quarks und das W^\pm ermöglicht z.B. den Zerfall von Atomkernen.

Drei Generationen der Materie (Fermionen)				
I	II	III		
Massen → 2,3 MeV	1,275 GeV	173,07 GeV	0	125,9 GeV
Ladung → $\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
Spin → $\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
Name → up	charm	top	Photon	Higgs Boson
Quarks				
4,8 MeV - $\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$	95 MeV - $\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$	4,18 GeV - $\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$	0 0 1	g Gluon
d down	s strange	b bottom		
<2 eV 0 $\frac{1}{2}$	<0,19 MeV 0 $\frac{1}{2}$	<18,2 MeV 0 $\frac{1}{2}$	91,2 GeV 0 1	Z^0 Z Boson
v _e Elektron-Neutrino	v _μ Myon-Neutrino	v _τ Tau-Neutrino		
Leptonen				
0,511 MeV -1 $\frac{1}{2}$	105,7 MeV -1 $\frac{1}{2}$	1,777 GeV -1 $\frac{1}{2}$	80,4 GeV ± 1 1	W^+ W Boson
e Elektron	μ Myon	τ Tau		
Eichbosonen				

Abbildung 1.1: Die Teilchen des Standardmodells. Die Abbildung wurde aus [1] entnommen.

Die Reichweite der schwachen Kraft beträgt circa 0.01 fm. Die elektromagnetische Kraft besitzt durch die masselosen Photonen eine unendliche Reichweite. Ihre Kopplungsstärke ist $\alpha = \frac{1}{137}$, welche ungefähr 10^3 mal schwächer als die der starken Wechselwirkung ist. Die Photonen koppeln an geladene Teilchen, was alle Fermionen außer den Neutrinos einschließt. Sie wird in der Theorie der Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben und ist eine der am besten verstandenen Komponente des Standardmodells.

Die starke Wechselwirkung wird durch die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben und ist die stärkste aller bekannten fundamentalen Wechselwirkungen. Ihre Austauschbosonen, die Gluonen, koppeln nur an Teilchen mit sogenannten Farbladungen, also nur an Quarks und an Gluonen selbst. In der Natur wurden bisher nur farbneutrale Teilchen beobachtet, was bedeutet, dass Quarks bisher nur in farbneutralen *Hadronen*, *Baryonen* oder *Mesonen*, die aus drei bzw. zwei Quarks bestehen, aufgetreten sind. Dieses Phänomen wird *Confinement* genannt. Wird versucht, Quarks aus ihren Hadronen zu lösen, so sind die Kräfte, die dazwischen wirken so groß, dass es zur spontanen Quark-Anti-Quark-Paarbildung kommt. Dieser Vorgang wird auch *Hadronisierung* genannt. Im Gegensatz dazu sind die Kräfte innerhalb der Hadronen so gering, dass die Quarks als annähernd frei betrachtet werden können (*asymptotische Freiheit*).

Die Quarks, die ein Hadron, z.B. ein Proton bilden, werden *Valenzquarks* genannt und durch Gluonen zusammengehalten. Durch Vakuumfluktuationen können aus den Gluonen zusätzlich Quark-Anti-Quark-Paare entstehen, die sich kurz darauf wieder vernichten. Sie werden *Seequarks* genannt.

Die Kopplungsstärke der Gluonen ist im nicht-relativistischen Fall äußerst stark ($\alpha \approx 1$). In diesem Fall können keine störungstheoretischen Methoden, wie sie in der perturbativen QCD Anwendung finden, verwendet werden um Vorhersagen zu treffen, sondern es muss auf alternative Methoden, wie z.B. die Gitter-Theorie o.ä., ausgewichen werden. Im hoch-relativistischen Fall, bei genügend hoher Energie, sinkt die Kopplungsstärke rapide und perturbative QCD-Berechnungen sind möglich.

1.2 Motivation

Nach der Theorie der schwachen Wechselwirkung kann ein einzelnes W-Boson, das direkt bei einer Proton-Proton-Kollision entsteht, keinen signifikanten Impuls senkrecht zur Flugbahn der Protonen aufweisen. Dennoch wird ein Impuls von einigen GeV gemessen. Dies ist durch QCD-Prozesse möglich, bei denen Quarks bzw. Gluonen entstehen, die in entgegengesetzter Richtung zu dem Boson abgestrahlt werden und so zu einem signifikanten transversalen Impuls des Bosons führen. Diese Prozesse werden in einer W+Jets-Analyse, wie z.B. von ATLAS basierend auf Daten aus dem Jahr 2010 veröffentlicht[2], untersucht. Dies schließt eine genaue Untersuchung der kinematischen Variablen, wie auch die Messung der Wirkungsquerschnitte der W+Jets-Ereignisse ein. Darüber hinaus sind W+Jets-Ereignisse einer der wichtigsten Untergrundprozesse bei nahezu allen interessanten Prozessen. Sie sind Untergrundprozessen bei der Produktion von Higgs-Bosonen, von einzelnen Tops und bei der Suche nach neuer Physik. Zusätzlich dient die W+Jets-Analyse der Überprüfung von QCD-Vorhersagen.

Zusätzlich zu W+Jets-Ereignissen finden viele andere Prozesse bei Proton-Proton-Kollisionen statt, die teilweise dieselben Teilchen produzieren und somit leicht mit W+Jets-Ereignissen verwechselt werden können. Um dies zu vermeiden, ist es wichtig, die verschiedenen Beiträge zum Untergrund zu verstehen und eventuell zu reduzieren. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Reduzierung und Bestimmung eines dieser Untergründe: dem $t\bar{t}$ -Untergrund.

Im Folgenden wird zunächst eine Einführung in das ATLAS-Experiment gegeben, die auf den Teilchenbeschleuniger LHC, den ATLAS-Detektor, das ATLAS-Trigger-System sowie die wichtigsten physikalischen Größen dieser Studie eingeht. Im Kapitel 2 wird eine genauere Definition der W+Jets-Ereignisse und der Untergrundprozesse, im speziellen des $t\bar{t}$ -Untergrundes, gegeben. In Kapitel 3 und 4 befindet sich der Hauptteil dieser Arbeit: Kapitel 3 stellt eine Methode vor, durch deren Anwendung der $t\bar{t}$ -Untergrund reduziert werden kann, während Kapitel 4 die Bestimmung dieses Untergrunds diskutiert. Kapitel 5 schließt mit einer Zusammenfassung.

1.3 Das ATLAS-Experiment

1.3.1 Der Large Hadron Collider

In der Hochenergiephysik werden neue, unbekannte Prozesse bei sehr hohen Energie erwartet, weshalb hohe Kollisionsenergien angestrebt werden. Um dies zu gewährleisten, müssen Teilchen auf sehr hohe Energien beschleunigt werden.

Der Large-Hadron-Collider (LHC) [3] ist der größte Teilchenbeschleuniger der Welt und ermöglicht eine Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV¹. Er ersetzte den Large Electron-Positron Collider (LEP) und befindet sich am CERN, in Genf in einem Tunnel, der 45 m bis 170 m tief unter der Erde liegt und einen Umfang von 27 km aufweist. Er ermöglicht die Beschleunigung von Protonen (und schweren Ionen), die durch supraleitende Dipole-Magnete auf der Bahn gehalten werden. Die Protonen werden in Bündeln, sogenannte *Bunches*, zusammengefasst. Ein Bunch enthält ungefähr $1.25 \cdot 10^{11}$ Protonen und bis zu 2808 Bunches bilden den Protonenstrahl im LHC. In diesem Strahl sind die Bunches räumlich so separiert, dass sie einen effektiven zeitlichen Abstand von 25 ns von einander haben. Die Orte der Kollision der Bunches werden Interaktionspunkte (IP) genannt und befinden sich im Innern der vier großen LHC-Experimente: ATLAS, CMS, ALICE und LHCb.

Ein Teilchenbeschleuniger wird durch seine Schwerpunktsenergie, aber auch durch seine Luminosität charakterisiert. Die Luminosität \tilde{L} ist definiert als

$$\tilde{L} = \frac{\dot{N}}{\sigma} \quad (1.1)$$

wobei \dot{N} die Rate eines Prozesses angibt und σ den Wirkungsquerschnitt dieses Prozess. In einem Ringteilchenbeschleuniger kann die Luminosität allerdings auch wie folgt berechnet werden:

$$\tilde{L} = \frac{fnN_1N_2}{A} \quad (1.2)$$

wobei N_1 bzw. N_2 die Anzahl an Teilchen in einen Bunch bezeichnet, n die Anzahl an Bunches in einem Strahl, f die Frequenz, mit der die Bunches im Ring kreisen, und A die effektive Querschnittsfläche der zwei kollidierenden Strahlen. Die Luminosität ist somit abhängig von der Anzahl der Protonen in den Bunches, aber auch von der Fokussierung der Bunches. Je besser die Fokussierung, desto geringer wird die effektive Querschnittsfläche. Durch die Integration der Luminosität über einen Zeitraum wird die integrierte Luminosität L berechnet, die proportional zu der Anzahl an Kollisionen in diesem Zeitraum ist.

¹Im Jahr 2010/2011 wurde der LHC mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV, im Jahr 2012 mit einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV betrieben. Für das Jahr 2015 ist eine Erhöhung auf 13 TeV geplant, bevor die vollen 14 TeV erreicht werden.

1.3.2 Der ATLAS-Detektor

Das ATLAS-Experiment[4] am LHC wurde dafür konzipiert, möglichst viele verschiedene Prozesse der hochenergetischen Teilchenphysik zu erforschen. Der Detektor ist, um diesem Zweck gerecht zu werden, zylinderförmig um den Strahlengang aufgebaut. Er hat insgesamt einen Durchmesser von 25 m, ist 44 m lang und wiegt etwa 7000 Tonnen. Es wird unterschieden zwischen den Enden des Detektors, welche die *Endkappen* genannt werden, und dem Mantel des zylinderförmigen Detektors, der *Barrel* genannt wird.

Die Geometrie des Detektors

Der Detektor wird mit einem rechtshändigen Koordinatensystem beschrieben, wobei die z-Achse entlang des Strahlengangs führt, die x-Achse zeigt in den Mittelpunkt des Beschleunigungs-Ringes und die y-Achse zeigt nach oben. Die x-y-Ebene wird auch die transversale Ebene genannt, in der der Azimutwinkel ϕ gemessen wird (von 0 - 2π). Von der z-Achse aus wird der Polarwinkel θ gemessen (0 - π), über den die Größe der Pseudorapidität η wie folgt definiert wird:

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (1.3)$$

$\eta = 0$ steht dann senkrecht zu z-Achse und $|\eta| = \pm\infty$ zeigt (anti)parallel zur z-Achse. Das besondere an der Pseudorapidität ist, dass sie bei hohen Energien der Rapidität y gleicht. Diese Größe ist definiert als:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right) \quad (1.4)$$

hierbei steht p_L für den Impulsanteil des Teilchens entlang der Strahlachse (z-Achse). Diese Größe ist wesentlich schwerer zu messen als die Pseudorapidität, die eine reine geometrische Größe darstellt.

Die Bestandteile des Detektors

Der ATLAS-Detektor besteht aus drei Hauptbestandteilen: Dem inneren Spurdetektor, der direkt an den Strahlengang anschließt, den elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern und dem Myonendetektor ganz außen (siehe Abbildung 1.2). Zudem befindet sich zwischen dem Kalorimeter und dem Spurdetektor ein Solenoidmagnet, der ein 2 T Feld erzeugt, welches innerhalb des Spurdetektors parallel zur z-Achse verläuft.

Der Spurdetektor setzt sich aus drei Detektoren zusammen: Dem Silizium-Pixel-Detektor, dem Silizium-Streifen-Detektor und dem Übergangsdetektor (TRT), die sich in dieser Reihenfolge von innen nach außen im Detektor befinden. Die Aufgabe des Spurdetektors ist es, die Flugbahnen der verschiedenen Teilchen, sowie ihre Entstehungsorte, d.h. ihren Vertex, zu bestimmen. Hierfür ist im speziellen der Pixel-Detektor zuständig, der einen

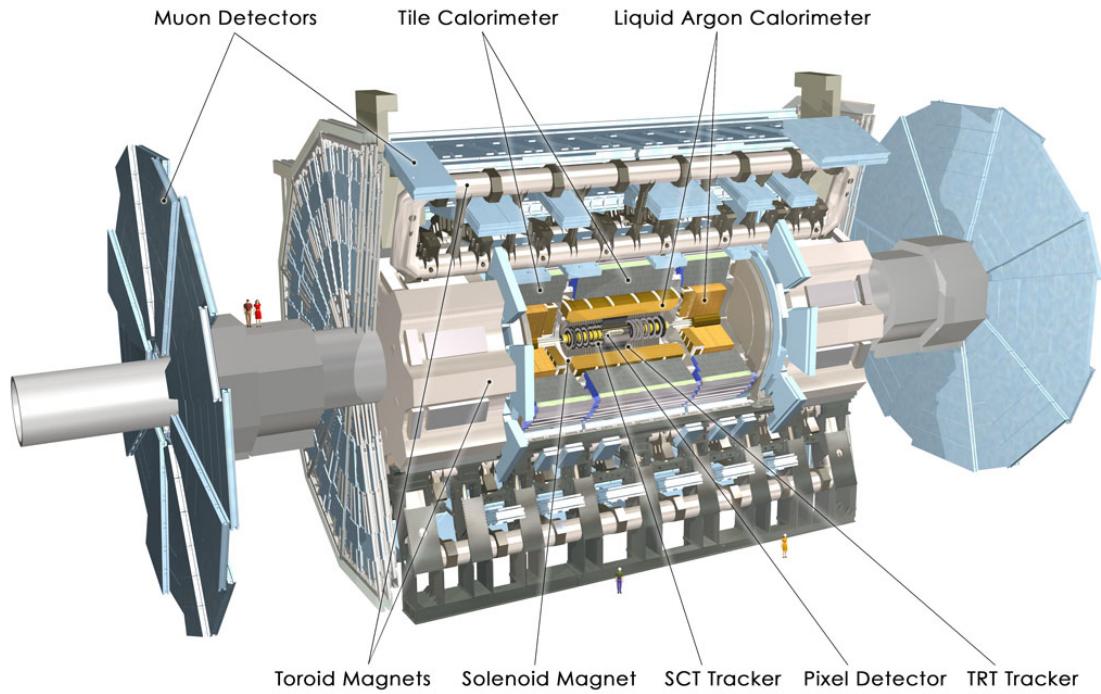


Abbildung 1.2: Überblick über den ATLAS-Detektor mit Beschriftung der verschiedenen Komponenten[4].

Bereich von $|\eta| < 2.5$ abdeckt. Zudem wird der transversale Impuls der (geladenen) Teilchen anhand der Krümmung ihrer Trajektorien gemessen. Diese Information wird später zur Identifikation der verschiedenen Teilchen verwendet zusammen mit den Informationen des TRT. Dieser besteht aus Driftröhren, die mit einem Xe-CO₂-O₂-Gasgemisch gefüllt sind. Im TRT wird die Übergangsstrahlung von geladenen Teilchen gemessen, die bei den Übergängen zwischen Medien mit unterschiedlichen dielektrischen Konstanten in Form von Photonen abgestrahlt wird. Dies ist insbesondere für die Identifikation von Elektronen besonders wichtig.

Im Kalorimeter werden die vollständigen Energien aller Teilchen außer Myonen und Neutrinos durch die Wechselwirkung der Teilchen mit der Materie gemessen. Dabei werden Teilchenschauer erzeugt, deren Form spezifisch für die verschiedenen Teilchenarten ist. Das Kalorimeter wird unterteilt in ein Barrel-, ein Endkappen- und ein Vorwärtskalorimeter ($3.1 < |\eta| < 4.9$). Des weiteren wird unterschieden zwischen elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter, wobei das elektromagnetische Kalorimeter vom hadronischen Kalorimeter umschlossen wird. Das elektromagnetische Barrel- und Endkappenkalorimeter ($|\eta| < 1.475$) besteht aus alternierenden Schichten von Blei-Absorbern, flüssigem Argon und Elektroden; diese Bauweise wird auch Sampling-Kalorimeter genannt. Die elektromagnetischen Kalorimeter sind auf elektromagnetische Wechselwirkungen wie Bremsstrahlung (der Elektronen) und Paarbildung (der Photonen) ausgelegt, und verhindern, dass Elektronen und Photonen in die hadronischen Kalorimeter vordringen. Das hadronische Barrelkalorimeter ($|\eta| < 1.7$) ist ebenfalls ein Sampling-Kalorimeter

mit alternierenden Platten aus Stahl und Szintillator-Kacheln, welche das aktive Medium darstellen. Das hadronische Endkappenkalorimeter ($|\eta| < 1.7$) ist ein LAr-Kupfer-Sampling-Kalorimeter. Bei den hadronischen Kalorimetern wird die Wechselwirkung der Hadronen ausgenutzt, die über die starke Kraft mit dem Absorbermaterial, im Barrelkalorimeter der Stahl, interagieren und dabei weitere Teilchen erzeugen. Im Endeffekt wird die Energie der Teilchen durch Ionisation gemessen.

Myonen wechselwirken nur schwach mit den Kalorimetern, sodass sie (und die Neutrinos) als einzige die Kalorimeter vollständig durchqueren. Der Myonendetektor liegt daher außerhalb der Kalorimeter und ähnlich wie der Spurdetektor, in einem Magnetfeld, sodass die Myonen auf einer gekrümmten Bahn verlaufen. Somit ist sowohl die Positionsmessung als auch die Impulsmessung möglich. Der Myonendetektor ($|\eta| < 2.7$) besteht aus vier unterschiedlichen Ar-CO₂-Gasdetektoren: Sowohl im Barrel, wie auch in den Endkappen befinden sich Driftröhren (MDT), die für die Positionsmessung der Myonen zuständig sind. In den Endkappen befinden sich zusätzlich ein Gasdetektor als Vieldrahtkammer konstruiert (CSC), der auf zwei Dimensionen sensitiv ist und so die Ortsmessung unterstützt. Sowohl im Barrel als auch in den Endkappen befindet sich jeweils noch ein Gasdetektor, der zusätzlich sowohl die Ortsmessung, als auch den Trigger unterstützt.

Die messbaren Größen im Detektor

Im Detektor werden die Energie und der Impuls in der transversalen Ebene (senkrecht zu dem Strahlengang) gemessen: die transversale Energie E_T und der transversale Impuls p_T . Da die kollidierenden Partonen (Quarks und Gluonen) einen vernachlässigbaren transversalen Impuls aufweisen und die Impulserhaltung gilt, sollte die Summe aller erzeugten Teilchen über p_T und über E_T Null ergeben. Ist dies nicht der Fall, dann ist dies ein Hinweis z.B. auf Neutrinos, die nicht detektiert werden. Der fehlender Betrag der Summe der Energien zu Null wird die fehlende Transversalenergie E_T^{miss} genannt. Die Summe der longitudinalen Impulse der kollidierenden Partonen ergibt nicht zwangsläufig Null, da sie nicht denselben Impulsanteil des Protons tragen müssen. Dies tritt besonders häufig auf, wenn Quarks und Gluonen miteinander wechselwirken, da Gluonen einen wesentlich kleineren Impulsanteil des Protons tragen als Quarks. In diesen Fällen besitzen die Kollisionsprodukte einen starken Impuls parallel zur Strahlenachse z, der „Boost“ genannt wird.

1.3.3 Das ATLAS-Triggersystem

Im ATLAS-Detektor werden bei nominellem LHC-Betrieb Ereignisse mit einer Rate von 40 MHz registriert. Die Datenmenge eines Ereignis beträgt 1.5 MB, weshalb eine vollständige Speicherung aller Kollisionen unmöglich wird. Daher werden die Ereignisse *online*, während der Datenaufnahme, durch den dreistufigen ATLAS-Trigger[4] gefiltert. Der Level 1 Trigger (L1) ist ein vollständig auf Hardware basierender Trigger, der Informationen aus den Kalorimetern und aus dem Myon-System nutzt, um hochenergetische

Ereignisse zu identifizieren. Dabei nutzt er nicht die vollständige Granularität der Informationen aus den Detektoren, da er nur $2.5\ \mu\text{s}$ pro Ereignis Zeit hat, um zu entscheiden, ob das Ereignis verworfen werden soll, d.h. ob es genügend Energie besitzt oder nicht. In L1 werden circa 99.8 % der Ereignisse verworfen.

Wird ein Ereignis akzeptiert, so wird das Ereignis vorübergehend gespeichert und die Detektordaten der Regionen, in denen Objekte registriert wurden, werden an den Level 2 Trigger (L2) weitergeleitet. Dies ist ein softwarebasierter Trigger, der nun die volle Information der Detektoren in diesen Regionen zur Energie- und Impulsmessung nutzt. So ist es ihm möglich, präzise Schnitte auf verschiedene Energieschwellen zu setzen. Zudem werden hier die physikalischen Objekte identifiziert, wozu einige Algorithmen ausgeführt werden, die z.B. die Trajektorien im Spurdetektor rekonstruieren oder die Formen der Teilchenschauer in den Kalorimetern einordnen. Durch L2 werden in 40 ms 95.3% der Ereignisse verworfen, so dass die Ereignis-Rate nur noch 3.5 kHz beträgt.

Passiert ein Ereignis diesen Trigger, so wird eine vollständige Rekonstruktion des Ereignisses durchgeführt und zum dritten Triggerlevel, dem Event Filter (EF) weitergeleitet. Dieser verwendet Rekonstruktionsalgorithmen, die auch später bei der *offline*-Analyse nach der Datennahme verwendet werden und führt eine Klassifikation der Ereignisse durch. Uninteressante oder nicht-relavante Ereignisse, welche immer noch 94.3 % ausmachen, werden hier verworfen und in 4 s pro Ereignis wird die Rate auf 200 Hz reduziert. Diese Daten werden vollständig gespeichert.

1.3.4 Definition der physikalischen Objekte

Während ein Ereignis das Triggersystem passiert, werden eine Reihe von verschiedenen Algorithmen angewendet, um die physikalischen Objekte in diesem Ereignis zu identifizieren. Rekonstruiert werden Elektronen, Myonen, Jets, Photonen, Taus und die fehlende Transversalenergie. Im Weiteren wird eine kurze Definition der physikalischen Objekte im Detektor gegeben, die für diese Arbeit am interessantesten sind.

Ein **Myon** wird im ATLAS-Detektor durch die Rekonstruktion der Flugbahn im Myonendetektor und einer zugehörigen Spur im Spurdetektor identifiziert, weshalb nur Myonen mit $|\eta| < 2.475$ das Triggersystem passieren können. Zur Impulsbestimmung der Myonen werden ebenfalls Informationen beider Detektoren genutzt, wobei nur Myonen mit einem Impuls von mindestens 18 GeV vom Trigger akzeptiert werden.

Neutrinos können nicht direkt im Detektor gemessen werden. Stattdessen wird die fehlende Transversalenergie E_T^{miss} gemessen, welche definiert ist als:

$$E_T^{miss} = - \left(\sum E_{T,i}^{kalo} + \sum p_{T,i}^\mu \right) \quad (1.5)$$

Hierbei gibt der erste Term die Vektor-Summe der transversalen Energie an, die insgesamt im Kalorimeter deponiert wurde und der zweite Term die Summe über den transversalen Impuls im Myonendetektor. Die fehlende Transversalenergie gibt die Summe des transversalen Impulses aller entstandenen Neutrinos an.

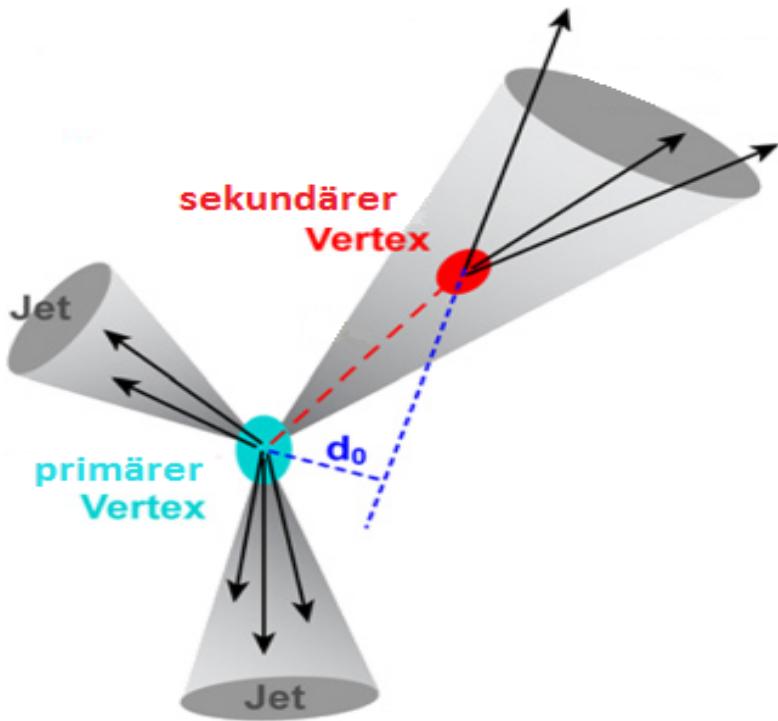


Abbildung 1.3: Darstellung des primären Vertex, des sekundären Vertex, Jets und des Impact-Parameter d_0 . Die Abbildung wurde aus [5] entnommen und nachträglich verändert.

Wird in einer Proton-Proton-Kollision ein einzelnes Quark oder Gluon erzeugt, so tritt mit zunehmender Entfernung vom IP zusätzlich zu dem Zerfall der Quarks die Hadronisierung ein. Hierbei können sich weitere Quark-Anti-Quark und damit Baryonen und Mesonen bilden. All diese Hadronen erreichen das Kalorimeter und deponieren ihre Energien in einer verhältnismäßige großen Fläche. Ein Algorithmus (der anti- k_T -Algorithmus [6]) untersucht diese Teilchenschauer und rekonstruiert daraus ein **Jet**, sofern der Schauer den Ansprüchen des Algorithmus genügt. Einige Kriterien, die ein Jet erfüllen muss, betreffen die Ausdehnung des Teilchenschauers, der über einen Radius R parametrisiert wird, und die Energien der Hadronen, die im Kalorimeter deponiert sind.

Eine besondere Art der Jets sind die **b-Jets**. Dies sind Jets, die durch die Hadronisierung und Zerfall eines b-Quarks entstehen. Da das b-Quark mit 1.5 ps die längste Lebenszeit von den zerfallenden Quarks besitzt, entfernt sich das b-Quark einige Millimeter vom IP und bildet ein Hadron, bevor es zerfällt. Dieser geringe Versatz liegt im Auflösungsreich des Spurdetektors.

Im Spurdetektor werden die Flugbahnen der Teilchen rekonstruiert. Zusätzlich ist auch der IP der Bunches zu sehen, denn die Bahnen der meisten Kollisionsprodukte kreuzen sich an einem Punkt. Dieser Punkt wird auch der **primäre Vertex** genannt. Sind die erzeugten Teilchen nicht stabil, so zerfallen sie im Allgemeinen so schnell, dass alle Zerfallsprodukte ebenfalls zum IP zurück verfolgt werden können. Hat einen Teilchen wie das b-Hadron eine längere Lebensdauer, können seine Zerfallsprodukte nun zu einem

zweiten Punkt, der einige Millimeter vom primären Vertex entfernt liegt, zurückverfolgt werden: dem **sekundären Vertex**. Der Abstand der beiden wird parametrisiert durch den **Impact-Parameter** d_0 . Dieser gibt jedoch nicht den direkten Abstand zwischen dem primären und dem sekundären Vertex an, sondern den kürzesten Abstand zwischen dem primären Vertex und einer der Spuren, die zum sekundären Vertex gehören. In Abbildung 1.3 wird eine graphische Darstellung der Jets, der Vertices und des Impact-Parameters gegeben.

2 W+Jets-Ereignisse

2.1 Produktion von W+Jets-Ereignissen

Bei der Kollision zweier Protonen interagieren, bei genügend hoher Energie, ihre Bestandteile, die Partonen. Entstehen dabei ein W-Boson durch die schwache Wechselwirkung und Quarks oder Gluonen durch die starke Wechselwirkung, so wird dieses Ereignis **W+Jets-Ereignis** genannt. In Abbildung 2.1 werden zwei potenziellen Möglichkeiten gezeigt, wie ein W+1Jet-Ereignis, also ein W-Boson in Assoziation mit einem Jet, entstehen kann. Dies ist entweder durch Quark-Anti-Quark-Annihilation möglich, wobei eines der Quarks zusätzlich ein Gluon abstrahlt (siehe Abbildung 2.1(a)), oder durch die Wechselwirkung zwischen einem Quark und einem Gluon. In diesem Fall teilt sich das Gluon in ein Quark-Anti-Quark-Paar auf, wodurch dass Anti-Quark mit dem ersten Quark ein W-Boson produzieren kann und das andere Quark als Jet gezählt wird (siehe Abbildung 2.1(b))). In beiden Prozessen sind eine Vielzahl an produzierten Jets möglich, wobei die Wahrscheinlichkeit für den Produktionsprozess von Jets mit jeder zusätzlichen Kopplung abnimmt.

Abgesehen von diesen beiden Produktionskanälen gibt es noch weitere Möglichkeiten W+Jets-Ereignisse zu erzeugen. An dieser Stelle wird nur eine weitere genannt, die besonders interessant für W-Bosonen in Assoziation mit schweren Jets, also Jets, die aus b, c oder s-Quarks entstehen, ist. Diese können auch bei einem der vorherigen Produktionskanäle entstehen, wenn z.B. das abgestrahlte Gluon in Abbildung 2.1(a) sich in ein schweres Quark-Anti-Quark-Paar aufteilt. Ansonsten können schwere Quarks auch zu Beginn des Prozesses beteiligt sein, wie in Abbildung 2.2 gezeigt wird.

Die schweren Quarks sowie Anti-Quarks sind keine Valenzquarks des Protons, sondern

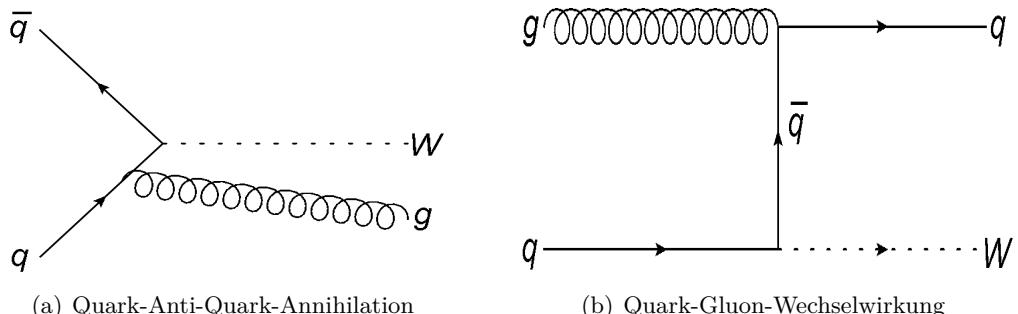


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramme zweier möglicher Produktionskanäle von W-Bosonen mit einem Jet.

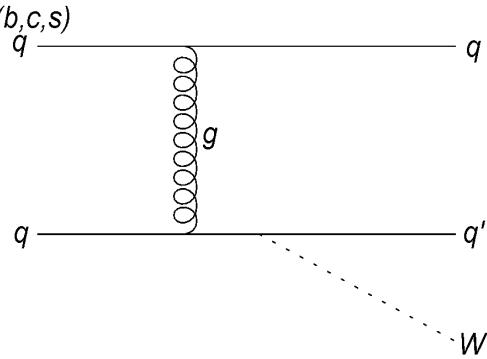


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramm einer Produktion eines W-Bosons in Assoziation mit einem schweren Quark.

gehören zu den Seequarks. Daher sind Prozesse, die diese Quarks im Anfangszustand benötigen, unwahrscheinlicher als Prozesse, die auf der Wechselwirkung zwischen den Valenzquarks des Protons (zwei Up- und ein Down-Quark) und den Gluonen beruhen.

Das W-Boson selbst ist nicht im Detektor zu erkennen, da es zu schnell zerfällt. Es zerfällt dabei in ungefähr 2/3 aller Fälle in Quarks und nur in 1/3 der Fälle leptonisch. Da die starke Wechselwirkung die größte Kopplungsstärke besitzt, finden bei Proton-Proton-Kollisionen in erster Linie QCD-Prozesse statt. Zerfällt ein W-Boson eines W+Jets-Ereignisses in Quarks, so ist es nicht von dem QCD-Untergrund zu unterscheiden. Daher werden nur W+Jets-Ereignisse betrachtet, deren W-Bosonen leptonisch zerfallen. In welches (Anti-)Lepton (und zugehöriges Neutrino) das W-Boson zerfällt ist nahezu gleich wahrscheinlich [7]. Allerdings ist es im Detektor nicht direkt möglich, Teilchen nachzuweisen, die eine Lebenszeit von weniger als 10^{-10} s besitzen, weswegen das Tau ($t = 0.29$ ps) nicht direkt detektiert werden kann. Daher behandelt die W+Jets-Analyse nur Prozesse, in denen die W-Bosonen in Myonen oder Elektronen zerfallen.

2.2 Ereignis-Selektion

Das Triggersystem in ATLAS ist nicht auf einen einzelnen Prozess spezialisiert, weswegen eine Vielzahl an unterschiedlichen Prozessen den Trigger passieren können und auch sollen. Um die interessanten Ereignisse für die W+Jet-Analyse zu finden, wird in der Offline-Analyse, also nach der Datennahme, eine zusätzliche Selektion der Ereignisse durchgeführt.

Die verschiedenen physikalischen Prozesse, die bei der Proton-Proton-Kollision auftreten, produzieren unterschiedliche Teilchen. Die daraus (theoretischen) resultierenden Endprodukte, die im Detektor gemessen werden, werden als Signatur eines Prozesses bezeichnet. Auf diesen Signaturen basieren die Offline-Selektionen.

Die Ereignis-Selektion der W+Jets Ereignisse findet in verschiedenen Kanälen statt: Ereignisse, in denen das W-Boson in ein (Anti-)Myon (und entsprechendes Myon-Neutrino)

zerfällt, der *Myon-Kanal*, und Ereignisse, in dem das W-Boson in ein (Anti-)Elektron (und entsprechendes Neutrino) zerfällt, der *Elektron-Kanal*.

Die Signatur der W+Jet-Ereignisse im Myon-Kanal, besteht aus einem Myon, fehlender Energie (Neutrino) und eine beliebige Anzahl an Jets. Diese und keine weiteren physikalischen Objekte müssen im Detektor rekonstruiert worden sein. Dabei werden weitere Schnitte auf die Observablen der verschiedenen Teilchen gesetzt. Die hier aufgeführten Kriterien beruhen auf der ATLAS W+Jet-Analyse der Daten aus dem Jahr 2011, die am LHC bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ und integrierten Luminosität von $L = 4.64 \text{ fb}^{-1}$ [8] aufgezeichnet wurden:

Die Kriterien der Jets:

- $p_T^{\text{Jet}} > 30 \text{ GeV}$ - hierdurch wird sichergestellt, dass die Jets nur aus Partonen entstanden sind, die aus QCD-Prozessen mit Kopplungskonstanten kleiner als 1 stammen.
- $|y^{\text{Jet}}| < 4.4$ - aufgrund der Geometrie der hadronischen Kalorimeter.
- $\Delta R(\mu, \text{Jet}) > 0.5$ - ermöglicht die zuverlässige Messung der Energien des Leptons. ΔR bezeichnet hierbei den parametrisierten Abstand im Kalorimeter.

Die Kriterien des Myons:

- $p_T^\mu > 20 \text{ GeV}$ - wurde wegen der Uniformität zu dem Elektron-Kanal gesetzt, bei der dieses Kriterium aufgrund des Triggerschwelle der Elektronen gewählt wurde.
- $|\eta^\mu| < 2.4$ - aufgrund der Geometrie des inneren Spurdetektors.

Die Kriterien des Neutrinos:

- $m_T(W) > 40 \text{ GeV}$ - die *transversale Masse* des W-Bosons ist definiert als:

$$m_T(W) = \sqrt{2p_T^l p_T^\nu (1 - \cos(\phi^l - \phi^\nu))} \quad (2.1)$$

mit den Indices l für das Lepton und ν für das Neutrino. Dies würde bei einem W-Bosonen-Zerfall, welches perfekt in der transversalen Ebene liegt, die invariante Masse des W-Bosons ($\approx 80 \text{ GeV}$) entsprechen.

- $E_T^{\text{miss}} > 25 \text{ GeV}$ - resultiert aus dem Impuls des Myon und dem Kriterium der transversalen Massen.

2.3 Die Untergrundprozesse bei W+Jets-Ereignissen im Myon-Kanal

Die zuvor gegebene Selektion basiert in erster Linie auf der Signatur im Detektor. Damit bleiben alle Prozesse mit der selben Signatur, die auch den anderen Kriterien der

Selektion entsprechen, erhalten, sodass die Daten, nach der Selektion, eine Mischung aus verschiedenen Prozessen sind. Daher ist es essentiell für jede Analyse die Untergrundprozesse zu identifizieren und wenn möglich zu reduzieren.

Die wichtigsten Untergrundprozesse der W+Jet-Ereignisse sind QCD-Ereignisse, zusätzliche Zerfälle von Eichbosonen und Ereignisse aus der Paarproduktion von top-Quarks, sogenannte $t\bar{t}$ -Ereignisse. Für W+Jet-Ereignisse mit weniger als vier Jets, Ereignisse mit einer geringen Jet-Multiplizität, ist der größte Untergrund der QCD-Untergrund. Durch leptonischen Zerfall von t,b,c oder s-Quarks, bzw. Hadronen können W-Bosonen entstehen, sodass durch deren weiteren Zerfall in (Anti-)Myonen und entsprechende Myonneutrinos ein QCD-Ereigniss die geeignete Signatur für den Myon-Kanal der W+Jets-Selektion aufweisen kann. Zudem können Jets auch fälschlicher Weise als Elektronen oder Myonen identifiziert werden, wodurch ein QCD-Ereignis ebenfalls die Selektion bestehen kann.

Ähnliches gilt für den Zerfall von Eichbosonen, die ebenfalls bei geringer Multiplizität einen wichtigen Untergrund ergeben. Zerfällt zum Beispiel ein Z-Boson in zwei Myonen, wobei eines der Myonen nicht detektiert wird, oder zerfällt ein W-Boson zunächst in ein Tau, welches weiter in ein Myon zerfällt, so können auch diese Ereignisse fälschlicherweise als W+Jet-Ereignis deklariert werden.

Bei hoher Jet-Multiplizität, also bei W+Jets, die mit mehr als drei Jets entstehen, dominiert der $t\bar{t}$ -Untergrund.

$t\bar{t}$ -Ereignisse

$t\bar{t}$ -Ereignisse sind Ereignisse, bei denen aus der Proton-Proton-Kollision, ein Top-Quark und ein Anti-Top-Quark entstehen. Diese Ereignisse entstehen aus Quark-Anti-Quark-Annihilationen, wie in Abbildung 2.3 dargestellt wird, oder durch Gluon-Gluon-Wechselwirkungen. Bei letzteren kann sich eines der Gluonen in ein Top-Anti-Top-Paar aufspalten und das andere wird von einem dieser Top-Quarks absorbiert (siehe Abbildung 2.4(a)). Oder die beiden Gluon produzieren ein drittes Gluon, welches sich dann aufspaltet (siehe Abbildung 2.4(b)). Dies sind nur einige wenige der Möglichkeiten für die Paarproduktion der Tops.

Top-Quarks[7] sind die schwersten Teilchen des SM und haben eine durchschnittliche Lebenszeit von etwa $t = 4 \cdot 10^{-25} s$. Sie zerfallen zu 99.8 % in ein b-Quark und in ein W-Boson. Bei der $t\bar{t}$ -Produktion ist es mit 46.2 % am wahrscheinlichsten, dass beide W-Bosonen hadronisch in Quarks zerfallen. Dieser Fall ist nicht von dem QCD-Untergrund zu unterscheiden. Zu 10.3 % zerfallen beide W-Bosonen leptonisch. Dieser Zerfall kann die selbe Signatur wie die W+Jet-Ereignisse aufweisen, falls eines der beiden entstandenen Myonen nicht detektiert wird. Die Wahrscheinlichkeit dieses Zerfallkanals ist sehr gering und ergibt keinen großen Untergrund für die W+Jet-Ereignisse.

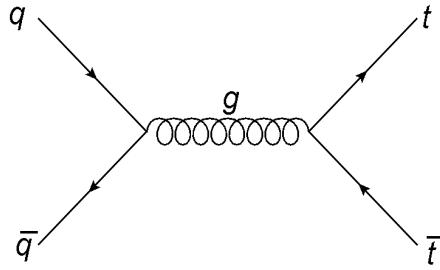


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramme der Produktion eines Top-Anti-Top-Paars durch Quark-Anti-Quark-Anihilation.

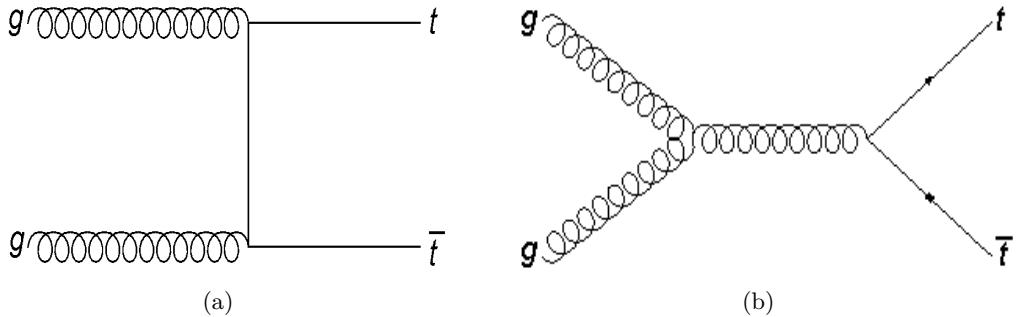


Abbildung 2.4: Feynman-Diagramm der Produktion eines Top-Anti-Top-Paars durch Gluon-Gluon Wechselwirkung.

Der Untergrundprozess, der für die $W+Jet$ -Analyse am interessantesten ist, tritt in 46.2 % der $t\bar{t}$ -Produktion auf. Hier zerfällt eines der W -Bosonen hadronisch in Quarks und das andere Boson leptonisch. Dies würde (bei richtiger Detektion der Jets und Myonen) die selbe Signatur eines $W+4Jet$ -Ereignis aufweisen.

Im Bereich von hoher Jet-Multiplizität wird die $W+Jet$ -Analyse als Test der perturbative QCD besonders interessant, da dort viele Prozesse der QCD stattfinden und diese dadurch genauer untersucht werden kann. Bei $N_{Jet} = 6$ bestehen die Ereignisse des Myon-Kanals der $W+Jets$ -Selektion zu 80 % aus $t\bar{t}$ -Prozessen [2]. Es ist nicht hinreichend nur den Untergrund zu bestimmen, er sollte zudem reduziert werden. Die Methode des b-Jet-Vetos, die dies erreicht, wird im Kapitel 3 vorgestellt, während Kapitel 4 die Untergrundbestimmung diskutiert.

2.4 Monte-Carlo-Simulationen

Die in den nächsten Kapitel durchgeführte Analyse basiert auf simulierten Daten, die durch sogenannte *Monte-Carlo-Generatoren* erstellt werden. Monte-Carlo-Simulationen berechnen durch verschiedenen theoretischen Modelle, die alle auf dem SM basieren, den Wirkungsquerschnitt eines Prozesses. Es wird zwischen Leading-Order- und Next-To-Leading-Order-Generatoren unterschieden. Ersterer ist ein Generator, der nur Prozesse der 1. Ordnung in Feynman-Diagramme kalkuliert, während zweiterer auch Feynman-

Diagramme höherer Ordnung, die Loops u.ä. aufweisen, mit einbezieht. Das besondere an Monte-Carlo-Generatoren ist, dass die Simulationen nicht bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte endet. Auch die Folgeprozesse der entstandenen Teilchen, z.B. die Hadronisation der Partonen im Detektor wird simuliert, sowie die Messergebnisse, die der Detektor durch solche Teilchen produzieren würde. Es werden somit auch die Effektivität des Detektors und potenzielle Fehlidentifikationen der physikalischen Objekte in die Simulation mit einbezogen. Auf diese Weise ist ein direkter Vergleich zwischen Monte-Carlo-Daten und Daten des LHC's möglich.

Verwendet werden in dieser Arbeit die Generatoren ALPGEN[9] und PowHEG[10]. ALPGEN ist ein Leading-Order-Generator, wobei hier Prozesse wie in Abbildung 2.1 mit einbezogen werden, die nicht zu den Prozessen erster Ordnung gehören. Für die Simulation der Hadronisierung der Partonen arbeitet ALPGEN mit dem Generator HERWIG zusammen. Insgesamt berechnet ALPGEN Leading-Order-Prozesse, einschließlich W+Jets-Ereignissen, bis zu 5 Jets. PowHEG ist ein Next-to-Leading-Order-Generator, der Prozesse, wie die $t\bar{t}$ -Ereignisse, mit bis zu zwei zusätzlichen Jets berechnet.

3 Optimierung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses

Der dominante Untergrund für $W+J$ -Ereignisse bei einer Jet-Multiplizität größer als 3 ($N_{\text{Jet}} > 3$) sind Ereignisse aus der Paarproduktion von top-Quarks, sogenannte $t\bar{t}$ -Ereignisse. In der ATLAS-Analyse der $W+J$ -Ereignisse aus dem Jahr 2010 [2] wurde in den Daten ein $t\bar{t}$ -Untergrund von 17 % bis 80 % für $N_{\text{Jet}} = 3 \text{--} 7$ gemessen. Die Einschränkung der $W+J$ -Analyse auf den Myon-Kanal, also die Betrachtung von $W+J$ -Ereignissen, in denen das W -Boson in ein (Anti-)Myon und entsprechendes Myonneutrino zerfällt (W_μ -Ereignisse), verändert diesen Sachverhalt nicht. In Abbildung 3.1 werden die Anzahl der W_μ - und der $t\bar{t}$ -Ereignisse in Abhängigkeit von der Jet-Multiplizität aufgetragen. Beide Verteilungen stammen aus Monte-Carlo-Simulationen, die auf eine integrierte Luminosität $L = 4.64 \text{ fb}^{-1}$ normiert wurden. Dies entspricht der Datenmenge aus dem Jahr 2011. Die Dominanz der $t\bar{t}$ -Produktion ist für große Jet-Multiplizitäten deutlich zu erkennen, denn bereits ab $N_{\text{Jet}} = 4$ ist der $t\bar{t}$ -Untergrund genauso groß, bzw. größer als das eigentliche Signal. Bei einem hohen Untergrund wird eine genaue Untersuchung des eigentlichen Signals wesentlich schwieriger, sodass eine zusätzliche Reduktion des $t\bar{t}$ -Untergrundes für zukünftige $W+J$ -Analysen essentiell ist.

Diese Arbeit thematisiert den $t\bar{t}$ -Untergrund der $W+J$ -Ereignisse des Myon-Kanals, für den im Folgenden besonders die exklusiven¹ Jet-Multiplizitäten 3 bis 7 betrachtet werden. Bei diesen Jet-Multiplizitäten spielen die $t\bar{t}$ -Ereignisse eine wesentliche Rolle (siehe Abbildung 3.1). Ziel ist es die Signifikanz für W_μ -Ereignisse bei diesen Jet-Multiplizitäten zu erhöhen.

In diesem Kapitel wird zunächst die „b-Jet-Veto“-Methode vorgestellt, die eine Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses im Bezug auf $t\bar{t}$ -Ereignisse ermöglicht. Dabei wird insbesondere die Wirkung dieser Vetos auf die Anzahl der W_μ und $t\bar{t}$ -Ereignisse und auf weitere Eigenschaften des Signals untersucht.

3.1 Die b-Jet-Identifizierung

Top-Quarks zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von über 99 % in b-Quarks und W -Bosonen, daher haben $t\bar{t}$ -Ereignisse in einigen Fällen dieselbe Signatur im Detektor wie

¹Exklusiv bedeutet, dass genau drei Jets im Ereignis auftreten. Es steht im Gegensatz zur inklusiven Selektion, bei der drei und mehr Jets auftreten können.

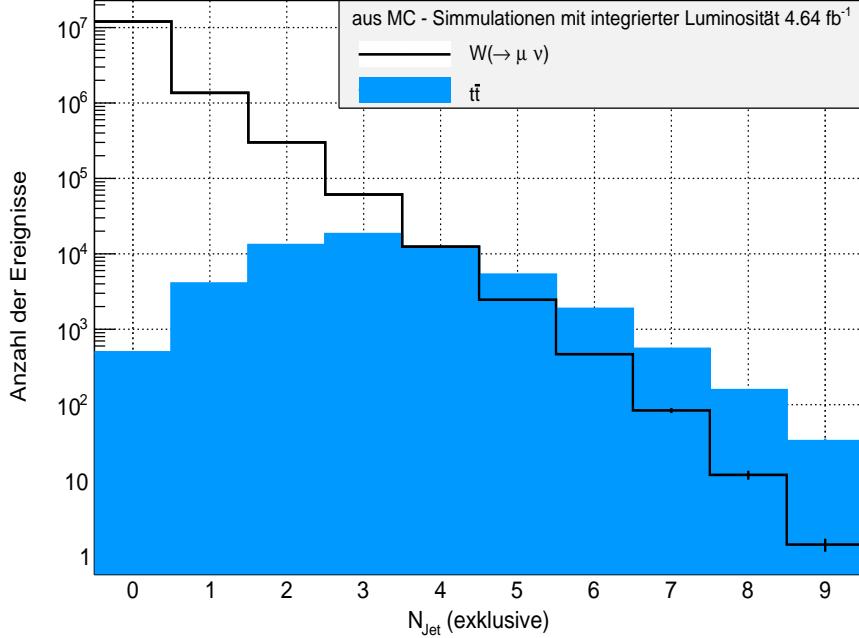


Abbildung 3.1: W_μ -Ereignisse (schwarz) und $t\bar{t}$ -Untergrund (blau) gegen die exklusive Jet-Multiplizität aufgetragen. Für das W_μ -Signal wurde der Monte-Carlo-Generator Alpgen und für die $t\bar{t}$ -Ereignisse PowHeg genutzt. Beide sind auf eine integrierte Luminosität von 4.64 fb^{-1} normiert

W_μ -Zerfälle (siehe Kapitel 2.2.1). Die relativ lange Lebensdauer der b-Hadronen von $t = 1.5 \text{ ps}$ ermöglicht die Identifizierung von b-Jets anhand multivariater Methoden, die wesentlich auf dem Impact-Parameter (siehe Kapitel 1.3.4) beruhen.

Der Grundgedanke der Unterscheidung von W_μ und $t\bar{t}$ -Ereignissen mittels b-Jets ist nun, dass b-Jets wesentlich öfter in $t\bar{t}$ - als in W_μ -Ereignissen vorkommen. Während bei W_μ -Ereignissen nur etwa 5 % der Ereignisse mit b-Jets entstehen, sind es bei $t\bar{t}$ -Ereignissen 99.8 % [7]. Wenn zusätzlich zu der Standard-Selektion der Ereignisse (siehe Kapitel 2.1) gefordert wird, dass keiner der selektierten Jets ein b-Jet ist, wird erwartet, dass mehr $t\bar{t}$ - als W_μ -Ereignisse davon betroffen sind und so das Verhältnis zwischen beiden Prozessen zugunsten der W_μ -Ereignisse verbessert wird. Solch ein Kriterium wird im folgenden als „b-Jet-Veto“ bezeichnet.

Der Algorithmus, der für die b-Jet-Identifizierung genutzt wird, ist der sogenannte „ATLAS MV1-Algorithmus“ [11] und beruht auf einem neuronalen Netzwerk. Das „MV“ steht für „multivariate“ und bedeutet, dass der Algorithmus mehr als eine Variable verwendet, um b-Jets zu identifizieren. Genaue Information zu der Vorgehensweise und den Kriterien des Algorithmus sind in [11] zu finden. Eine wesentliche Komponente ist der bereits genannte Impact-Parameter. Bei der Anwendung des MV1-Algorithmus wird, vereinfacht ausgedrückt, auf einen bestimmten Wert des Impact-Parameters geschnitten.

Somit werden die Quarks, die einen entsprechenden Impact-Parameter aufweisen, als b-Quarks klassifiziert. Dieses Kriterium reicht aus, um zwei dominierende Fehlerquellen der b-Jet-Identifikation, im Folgenden auch *b-tagging* genannt, zu erkennen:

Zum einen leben b-Hadronen nicht immer gleich lang und legen daher auch nicht immer exakt dieselbe Strecke zurück. Dementsprechend variiert auch ihr Impact-Parameter, sodass manche b-Jets die Selektion nicht bestehen. Diese Tatsache wird auch durch die Angabe einer Effizienz ausgedrückt: Je höher die Effizienz, desto mehr b-Jets werden als solche erkannt. Zusätzlich kommt hinzu, dass das b-tagging nur im Bereich $|\eta| < 2.5$ möglich ist, sodass Jets im Vorwärtsbereich ($|\eta| > 2.5$) nicht als b-Jets klassifiziert werden können.

Zum anderen wird auch manchmal bei leichten Partonen (u, d, s und Gluonen) ein Impact-Parameter signifikant von Null verschieden gemessen. Sie bestehen fälschlicherweise die Selektion mit Hilfe des Impact-Parameters und werden als b-Quarks gekennzeichnet. Die Rate dieser fehlidentifizierten Ereignisse wird als Fake-Rate bezeichnet. Auch c-Jets erfüllen oft das b-Jet-Kriterium, da auch sie einen Impact-Paramteter größer als Null besitzen. Sie bestehen somit „zu Recht“ die Selektion und zählen daher nicht zur Fake-Rate.

Beide Effekte sind äußerst wichtig und müssen bei der Anwendung des b-taggings berücksichtigt werden. Die Effizienz und die Fake-Rate hängen von der Variation des kritischen Stoßparameterwertes ab. Typische Arbeitspunkte des Algorithmus sind die Effizienzen 60 %, 70 %, 75 % und 85 % [12].

Die Effekte, die bei Anwendung eines b-Jet-Vetos auftreten, werden im Folgenden untersucht. Der Fokus liegt dabei darauf, welche Arbeitspunkte das beste Signal-zu-Untergrund-Verhältnis liefern, ohne dass dabei zu viele Ereignisse des Signals verworfen werden. Zudem wird betrachtet, welche Bedeutung die Reduzierung von b-Jets und solchen, die dafür gehalten werden, für die verschiedenen Observablen der W_μ -Zerfalle haben. Hierbei wird erwartet, dass der größte Einfluss auf die kinematischen Verteilungen, wie die η -Verteilung oder den transversalen Impuls p_T , besteht. Zudem soll die Reduzierung der b-Jet-Ereignisse in dem W_μ -Signal korrigiert werden, sodass zudem die Wirkung der b-Jet-Vetos auf das Verhältnis von W_μ -Ereignissen in Assoziation mit Jets, die aus schweren Quarks entstanden sind, betrachtet wird.

Untersucht werden dabei die oben genannten, verschiedenen Arbeitspunkte der b-Jet-Vetos. Diese werden zunächst in einer *einfachen* Form untersucht, bei der alle Ereignisse, die mindestens ein b-Jet beinhalten, ausgeschlossen werden. Zusätzlich wird die Wirkung von symmetrischen *zweifachen* Vetos betrachtet. Es werden bei der Ereignis-Selektion nur solche Ereignisse ausgeschlossen, die zwei oder mehr b-Jets beinhalten. Die Kriterien für die zwei b-Jets, d.h. die gewählten Arbeitspunkte, sind dabei gleich. Daher wird von *symmetrischen* zweifachen Vetos gesprochen. Für die Effizienz dieser zweifachen Vetos wird angenommen, dass zwei b-Jets in einem Ereignis unkorreliert sind, sodass die Effizienz durch multiplizieren der Effizienzen des ersten und zweiten b-taggings berechnet

werden kann.

Weiterhin wurde der Einfluss von *asymmetrischen* zweifachen Vetos untersucht, die unterschiedliche Kriterien für die beiden b-Jets verwenden. Für die asymmetrischen Vetos wurde jedoch keine besonderen Vorteile gegenüber den einfachen b-Jet-Vetos oder symmetrischen zweifachen b-Jet-Vetos gefunden. Daher wurde die Idee wieder verworfen und im Weiteren wird nicht weiter darauf eingegangen.

3.2 Wirkung der b-Jet-Vetos

Für die weitere Untersuchung wird für die Simulation von $t\bar{t}$ -Ereignissen der Monte-Carlo-Generator PowHEG und für die W_μ -Ereignisse ALPGEN genutzt (siehe Kapitel 2.4)

3.2.1 Auswirkung der b-Jet-Vetos auf das Verhältnis zwischen Signal und Untergrund

Das Anwenden eines b-Jet-Vetos vermindert sowohl die W_μ -Signalereignisse, als auch den $t\bar{t}$ -Untergrund. Abbildung 3.2² zeigt den Anteil von Signal (a) bzw. dem Untergrund (b), der nach der Anwendung der verschiedenen b-Jet-Vetos noch erhalten bleibt, in Abhängigkeit von der Jet-Multiplizität. Bei höheren Multiplizitäten werden mehr b-Jets identifiziert, also auch mehr Ereignisse verworfen. Dies hängt damit zusammen, dass bei einer größeren Anzahl an Jets auch die Wahrscheinlichkeit steigt, dass einer dieser Jets ein b-Jet ist, bzw. als solcher erkannt wird.

Weiterhin wird deutlich, dass der Effekt auf die Anzahl der Ereignisse abhängig von der Effizienz des jeweiligen b-Jet-Vetos ist. Daher werden bei den einfachen Vetos eine größere Anzahl der Ereignisse verworfen als bei den zweifachen (abgesehen von dem zweifachen 85 %-Veto, dessen theoretische Effizienz 72 % beträgt). Sie reduzieren den Untergrund im Mittel um 80 % und das Signal um 20 %, während zweifache Vetos den Untergrund um 40 % und die W_μ -Ereignisse um weniger als 5 % verringern. Das 85 %-Veto verwirft wesentlich mehr Ereignisse, insbesondere des Signals, als die anderen. Der Effekt tritt unabhängig von der Anzahl der Vetos auf. Beim einfachen 85 %-Veto gehen bei hoher Multiplizität zwar bis zu 90 % des Untergrunds verloren, aber auch bis zu 60 – 70 % des Signals. Dies liegt zum Teil an der hohen Effizienz des Vetos, aber auch an einer deutlich erhöhten Fake-Rate.

Die oben genannten Reduzierungen der Ereignisse zeigen bereits, dass die b-Jet-Vetos eine Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses erzielen. Dies wird in Abbildung 3.3 noch einmal graphisch dargestellt, in der das Verhältnis von W_μ - zu $t\bar{t}$ -Ereignissen in Abhängigkeit von der Jet-Multiplizität für jedes Veto abgebildet wurde. Das Ver-

²Um eine bessere Übersicht zu erhalten, wird in dieser und späteren Abbildungen nur die Wirkung ausgewählter Arbeitspunkte auf das b-Jet-Veto aufgezeigt. Eine vollständige Darstellung findet sich jeweils im Anhang (Abbildung A.1 bis Abbildung A.4).

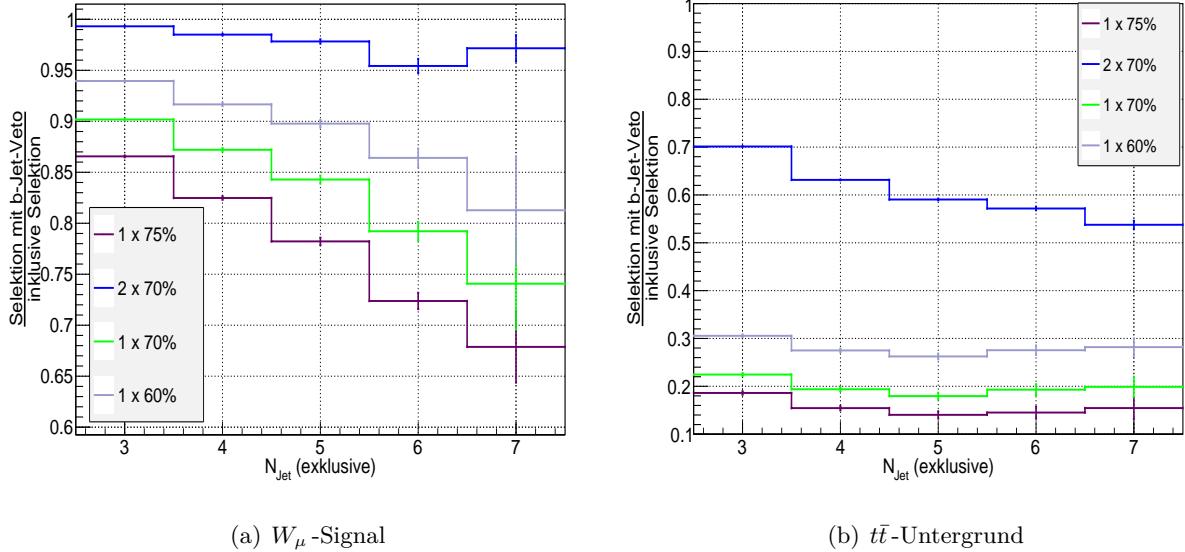


Abbildung 3.2: Auswirkung der verschiedenen Arbeitspunkte des b-Jet-Vetos auf das Signal (a) und den Untergrund (b). Dargestellt ist der Quotient aus der Ereignis-Anzahl nach einem b-Jet-Veto und der Ereignis-Anzahl vor dem Veto für $N_{\text{Jet}} = 3 - 7$. Die verschiedenen Farben stehen dabei für die unterschiedlichen Arbeitspunkte des b-Jet-Vetos. Die Legende bezeichnet mit 1 x 70 % ein einfaches 70 %-Veto, mit 2 x 70 % ein zweifaches 70 %-Veto, usw.

hältnis wird durch einfache Vetos um einen Faktor 3 bis teilweise 6 zugunsten des Signals verbessert, während die zweifachen Vetos nur einen Faktor ≈ 2 bewirken. Die Verbesserungen äußern sich dadurch, dass die Dominanz des Untergrundes bei einfachen b-Jet-Vetos erst ab $N_{\text{Jet}} = 6$ beginnt und nicht schon ab $N_{\text{Jet}} = 4$, wie es ohne Veto der Fall ist. Die zweifachen b-Jet-Vetos zeigen schon bei $N_{\text{Jet}} = 5$ die Dominanz des Untergrundes. Das beste Verhältnis liefert hier das einfache 85 %-Veto, durch das selbst bei $N_{\text{Jet}} = 7$ das Signal noch überwiegt. Da allerdings dabei ein großer Anteil des Signals verloren geht, wird auf dieses Veto in der weiteren Studie nicht weiter eingegangen.

3.2.2 Auswirkung der b-Jet-Vetos auf die Charakteristiken des Signals

Jeder Prozess hat, abgesehen von den entstandenen Teilchen, noch weitere Charakteristiken, anhand derer er von anderen Prozessen unterschieden werden kann. Dies ist z.B. die Verteilung des transversalen Impulses eines der entstandenen Teilchen. Diese vorherzusagen ist eine der Leistungen, die das Standard Modell der Teilchenphysik erbringt. Je besser eine bestimmte Observable bekannt ist, desto eher können auch Hinweise auf neue Physik gefunden werden. Daher ist es umso wichtiger, dass Veränderungen, die in diesen Verteilungen durch ein b-Jet-Veto verursacht werden, bekannt und eventuell korrigierbar sind. Die Größe des transversalen Impulses, sowohl der Jets als auch des Myons aus dem W-Zerfall, ist dabei in der W+Jets-Analyse von besonderem Interesse

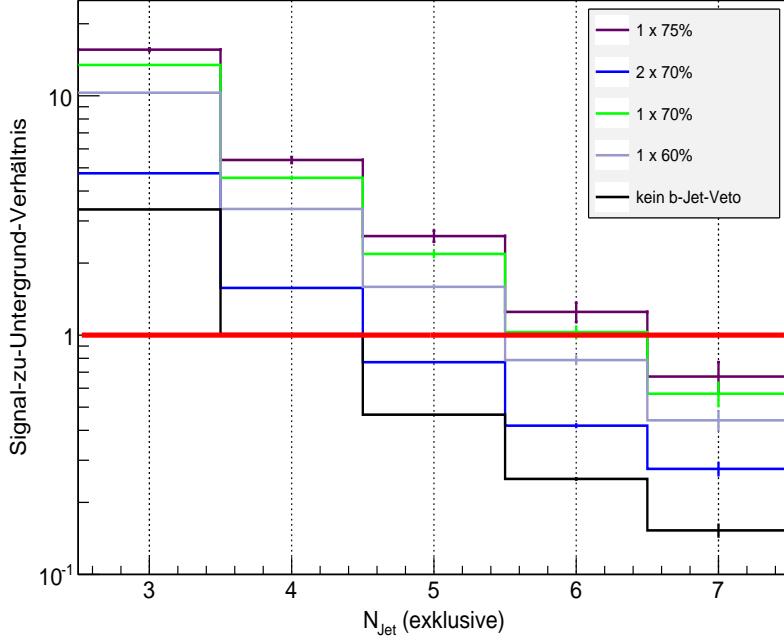


Abbildung 3.3: Auswirkung der verschiedenen b-Jet-Vetos auf das Verhältnis W_μ über $t\bar{t}$ -Ereignisse für $N_{\text{Jet}} = 3 - 7$. Die rote Linie bei 1 kennzeichnet den Wechsel der Dominanz zwischen W_μ und $t\bar{t}$ -Ereignissen.

(siehe Abschnitt 1.2).

Als Beispiel einer charakteristischen Verteilung wird im Folgenden der transversale Impuls p_T des *führenden* Jets betrachtet. Als *führenden* oder *ersten* Jet bezeichnet man den Jet mit dem höchsten transversalen Impuls in einem Ereignis. In Abbildung 3.4 wird der Einfluss der verschiedenen b-Jet-Vetos (siehe Kapitel 3.1) auf die p_T -Verteilung des ersten Jets veranschaulicht. Hierfür werden die Verteilungen nach der Anwendung der Vetos mit der ursprünglichen Verteilung ohne Veto verglichen. Im oberen Teil der Abbildung ist die Abnahme der absoluten Anzahl der Ereignisse zu erkennen, die im Abschnitt 3.2.1 beschrieben wurde. Damit unabhängig von der Anzahl der Ereignissen ein Vergleich der Formen möglich ist, werden im nächsten Schritt alle Verteilungen normiert und die durch die Vetos veränderten Verteilungen durch die Verteilung ohne b-Jet-Veto geteilt.

$$V = \frac{\text{normierte Verteilung mit b-Jet-Veto}}{\text{normierte Verteilung ohne b-Jet-Veto}} \quad (3.1)$$

Das Ergebnis ist im unteren Bereich der Abbildung 3.4 zu sehen. Es ist zu erkennen, dass das einfache 75 %-Veto und das einfache 70 %-Veto die Verteilung am stärksten verformen. Da bei diesen Vetos auch der größte Anteil des Signals verloren geht, beeinflusst die Größe des Signal-Verlusts die p_T -Verteilung. Die zweifachen Vetos sind weniger effizient (außer das zweifache 85 %-Veto) als die einfachen Vetos, sodass eine Form-Änderung

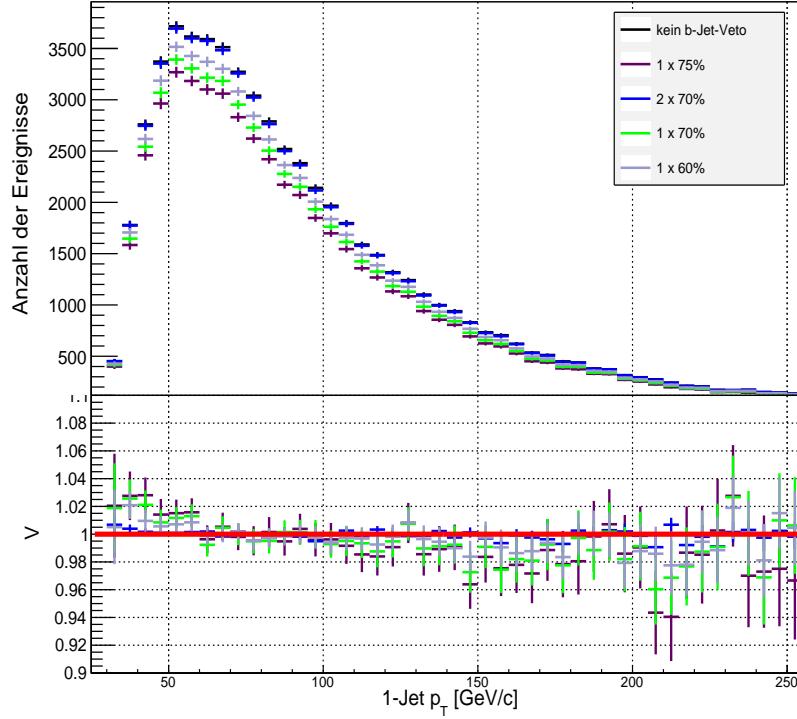


Abbildung 3.4: Transversalimpuls-Verteilungen des ersten Jets für $N_{\text{Jet}} = 3$:

Oben: die Impuls-Verteilung nach Anwendung verschiedener Vetos.

Unten: Formveränderung V der p_T -Verteilung (siehe Gleichung 3.1)

sehr gering ist. Aus Abbildung 3.4 wird diese Änderung auf weniger als 1 % bei $N_{\text{Jet}} = 3$ geschätzt. Aber auch die Anwendung der einfachen Vetos verursacht hier nur eine Verformung von maximal 5 %.

Die Anwendung von b-Jet-Vetos bei Jet-Multiplizitäten bis $N_{\text{Jet}} = 6$ zeigt ein ähnliches Verhalten, wobei ihr Einfluss auf die Form der p_T -Verteilung auf bis zu maximal 20 % steigt³. Dieser Einfluss äußert sich allerdings in keinem eindeutigen Trend und, da die Anzahl an Ereignissen mit der Multiplizität sinkt, kann der Einfluss auf statistische Fluktuationen zurückgeführt werden.

Weiterhin wurden zusätzlich zu der p_T -Verteilung des führenden Jets noch weitere Verteilungen betrachtet: Für $N_{\text{Jet}} = 3 - 7$ wurden die p_T -Verteilungen für die ersten drei Jets und für das Myon, sowie die Verteilung des gesamten transversalen Impulses H_T und das Verhältnis zwischen den Impulsen des ersten und des zweiten Jets und des ersten Jet und des Myons betrachtet. All diese Verteilungen wiesen ein ähnliches Verhalten auf.

Ferner wurde auch die Verteilung der Pseudorapidität η der Jets untersucht, welche eine besondere Sensitivität gegenüber einer Reduzierung der Ereignisse mittels b-Jet-Vetos aufweist. Diese Sensitivität ist eine Eigenheit des b-taggings, welches nur im Bereich $|\eta| < 2.5$ möglich ist. Die Pseudorapidität der Jets wird jedoch bis $|\eta| < 4.4$ gemessen. Deshalb wird die η -Verteilung durch die Anwendung eines b-Jet-Vetos bei $|\eta| < 2.5$ mehr

³Die zugehörigen Abbildungen finden sich im Anhang A.3

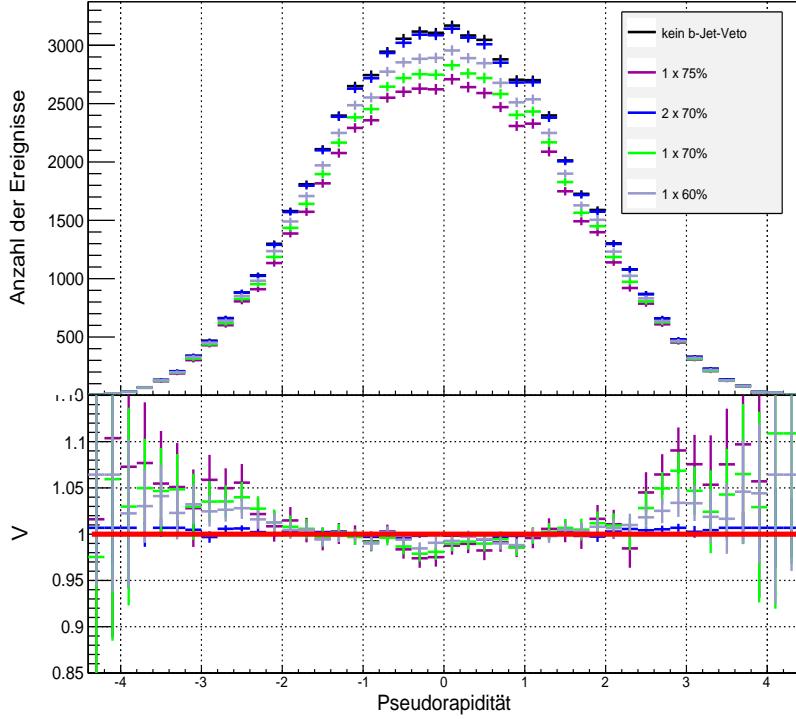


Abbildung 3.5: Pseudorapidity des führenden Jets bei $N_{\text{Jet}} = 3$:

Oben: die generelle Verteilung nach Anwendung der verschiedenen Veto.
Unten: Formveränderung V der η -Verteilung (siehe Gleichung 3.1).

verändert als an den Flanken der Verteilung ($|\eta| > 2.5$). Durch eine größere Anzahl an Jets in dem Ereignis, steigt auch die Wahrscheinlichkeit von zentralen b-Jets, wodurch dieser Effekt immer weiter ausgeglichen wird. Deswegen ist an dieser Stelle besonders die Verteilung bei $N_{\text{Jet}} = 3$ von Interesse.

In Abbildung 3.5 ist die Pseudorapidity des ersten Jets bei $N_{\text{Jet}} = 3$ dargestellt, wobei die Grafik wie Abbildung 3.4 unterteilt ist. Wieder ist der verstärkte Einfluss von b-Vetos mit höher effizienten Arbeitspunkten zu beobachten. Zusätzlich ist aus dem unteren Teil der Abbildung die Wirkung der Vetos auf die verschiedenen Bereiche der Verteilung zu erkennen. Die Verteilung an den Flanken (bei $|\eta| > 2.5$) zeigt eine positive Abweichung von bis zu 10 %, während die Verteilung zentral um $\eta \approx 0$ eine negative Abweichung von weniger als 4 % aufweist. Dies ist dem erwähnten Effekt zuzuschreiben. Es wirkt anhand der gezeigten Verteilungen so, als wäre eine größere Verformung an den Flanken zu beobachten als zentral, also gegensätzlich zu dem erwartenden Effekt. Dies liegt an der doppelten Normierung, die für die Erstellung des unteren Teils der Abbildung 3.5 notwendig war (wie auch schon bei Abbildung 3.4). Zusätzlich ist die Anzahl der Ereignisse in den Flanken sehr gering, weswegen eine genauere Einschätzung der Verformung nicht möglich ist. Bei höheren Multiplizitäten wird dieses Verhalten kontinuierlich schwächer, bis nur noch statistische Schwankungen zu erkennen sind⁴.

⁴Im Anhang sind die zugehörigen Abbildungen zu finden unter A.4.

Die Pseudorapidität weist die größte Sensibilität der kinematischen Verteilungen gegenüber der Anwendung von b-Jet-Vetos auf. Bei der η -Verteilung, wie bei allen hier erwähnten Observablen, ist nur bei $N_{\text{Jet}} = 3$ eine deutliche Formveränderung durch Anwendung der Vetos zu erkennen. Dies ist ein Indikator, dass auch keine weiteren bzw. stärkeren Formveränderungen für höhere Multiplizitäten bei den kinematischen Verteilung zu erwarten sind. Die beobachteten Verformungen der Verteilungen betragen zudem nur wenige Prozent, welche korrigiert werden können. Andererseits ist es auch möglich, die Verformung als systematische Unsicherheiten auf die kinematischen Verteilungen zu verwenden, denn die bereits bestehenden systematischen Unsicherheits-Faktoren (z.B. die Unsicherheit auf die Energieskalar der Jets (JES)[13]) sind dominierend.

3.2.3 Einfluss der b-Jet-Vetos auf W_μ -Ereignisse in Assoziation mit b- und c-Jets

Ein b-Jet-Veto sollte idealerweise nur $t\bar{t}$ -Untergrundereignisse, d.h. Ereignisse mit b-Jets verwerfen, wobei die Identifikation der b-Jets, wie in Kapitel 3.1 erläutert, maßgeblich auf der endlichen Lebensdauer der Quarks und dem Impact-Parameter basiert. c-Hadronen besitzen auf Grund ihrer Lebensdauer, wie b-Hadronen, einen signifikant von Null verschiedenen Impact-Parameter. Daher ist zu erwarten, dass die als b-Jet-Ereignis identifizierten Ereignisse, deren Anzahl von dem Arbeitspunkt des jeweiligen b-taggings abhängt, zu einem großen Anteil aus Ereignissen mit c-Jets bestehen. Im Folgenden wird überprüft, woraus die mit verschiedenen b-taggings, bzw b-Jet-Vetos selektierten Ereignisse des W +Jet-Signalprozesses wirklich bestehen. Dieses Wissen ist maßgeblich, um das Signal später wieder zu korrigieren.

Dabei werden die folgenden *schweren* W_μ -Ereignisse, die in Assoziation mit Jets aus schweren Quarks entstehen, von den restlichen *leichten* Ereignissen unterschieden:

- bW_μ -Ereignisse, bei denen mindestens einer der Jets aus einem b-Quark entsteht
- cW_μ -Ereignisse, bei denen ein Jet aus einem c-Quark entsteht
- ccW_μ -Ereignisse, bei denen zwei Jets aus zwei c-Quarks entstehen

Einige der Produktionsprozesse dieser Ereignisse werden in Kapitel 2.1 beschrieben. Die verschiedenen schweren W_μ -Ereignisse werden mit dem Monte-Carlo-Generator ALPGEN simuliert, wobei die genannten Kategorien separat erzeugt werden. In Abbildung 3.6 ist das Verhalten der schweren W_μ -Ereignissen mit und ohne Anwendung der b-Jet-Vetos dargestellt. Jeweils im oberen Teil der Abbildung ist die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von der Jet-Multiplizität dargestellt. Im unteren Bereich werden (wieder abhängig von der Jet-Multiplizität) die Verhältnisse zwischen der Anzahl der jeweiligen schweren Ereignisse und der gesamten Anzahl der W_μ -Ereignisse abgebildet. In Abbildung 3.6(a) werden die Anzahl der Ereignisse mit inklusiver Selektion (ohne angewendetes b-Jet-Veto) dargestellt, in (b) die Ereignisse, die mindestens ein mit Hilfe des 70 %-b-taggings identifizierten b-Jet aufweisen und in (c) die Ereignisse, die nach der Anwendung des

70 %-b-Jet-Vetos noch vorhanden sind.

In Abbildung 3.6(a) ist zu erkennen, dass der Anteil der bW_μ -Ereignisse mit 4 % – 8 % der geringste der schweren W_μ -Ereignissen ist. Der cW_μ -Anteil sinkt zwar mit steigender Jet-Multiplizität, überwiegt aber dennoch für die dargestellten Jet-Multiplizitäten mit 13 % – 9 %. Die ccW_μ -Ereignisse machen 8 % – 11 % der gesamten W_μ -Verteilung aus. In (b) ist zu erkennen, dass die vom b-tagging selektierten Ereignisse für diesen Arbeitspunkt zu circa 25 % aus bW_μ , zu 10 – 20 % aus ccW_μ und zu 15 – 30 % aus cW_μ -Ereignissen bestehen. Die restlichen selektierten W_μ -Ereignisse (35 – 55 %) bestehen aufgrund von Fehlidentifikationen aus leichten W_μ -Ereignisse. In (c) wird durch den Vergleich mit (a) deutlich, dass die Anwendung von b-Jet-Vetos nur einen geringen Einfluss auf die Verhältnisse der schweren W_μ -Ereignisse hat. Die Anteile der cW_μ - und der ccW_μ -Ereignisse reduzieren sich maximal um 2 %, während der bW_μ -Anteil sich bis zu 5 % verringert. Dies bedeutet, dass die leichten W_μ -Ereignisse einen um circa 10 % größeren Anteil an den gesamten W_μ -Ereignissen ausmachen.

Dieselben Verteilungen wurden im Rahmen dieser Arbeit auch für die anderen Arbeitspunkte des b-taggings untersucht. Die Schlussfolgerungen hinsichtlich der schweren W_μ -Ereignisse ändern sich jedoch nicht.

Diese geringe Veränderung der Verhältnisse durch die Anwendung eines b-Jet-Veto ermöglicht prinzipiell die Korrektur der Anzahl an Signalereignissen, die notwendig ist, damit in der W +Jet-Analyse nicht die Information über schwere Ereignisse verloren geht: Die Anzahl an schweren Ereignisse N_{Korr} , die durch ein b-Jet-Veto verworfen werden, berechnet sich nach

$$N_{\text{Korr}} = (N_{bW} + N_{cW} + N_{ccW}) \cdot b^{\text{eff}} \quad (3.2)$$

wobei die Indices für die verschiedenen schweren Ereignisse stehen, sodass z.B. N_{bW} die Anzahl an bW_μ -Ereignissen in den Daten ohne Anwendung des b-Jet-Vetos angibt, und b^{eff} die Effizienz des jeweiligen Arbeitspunktes angibt.

Diese Anzahl an Ereignisse können so durch Bin-für-Bin-Korrekturen zu den Observablen des Signals zurück addiert werden. Es ist nun zu bedenken, dass die Wirkungsquerschnitte der schweren Ereignisse eine relativ hohe Unsicherheit besitzen. Als Beispiel: die Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts bW +Jet-Produktions, die in der Analyse der Daten von 2011 [8] gemessen wurde, betrug 15 %. Diese Unsicherheiten betreffen die Anzahl an Ereignissen, also z.B. N_{bW} . Das Verhältnis der schweren W_μ -Ereignisse verändert sich durch die Anwendung von b-Jet-Vetos um weniger als 10 % und so wird die Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte hinreichend unterdrückt.

Allerdings zeigt Gleichung 3.2, dass auch die b-tagging Effizienz für die Berechnung der Korrektur wichtig ist und somit auch die Unsicherheit der Effizienz eine Unsicherheit auf die Korrektur ausübt. Die Unsicherheiten der Effizienzen sind abhängig von dem jeweiligen transversalen Impuls und von der verwendeten Methoden, um diese zu berechnen.

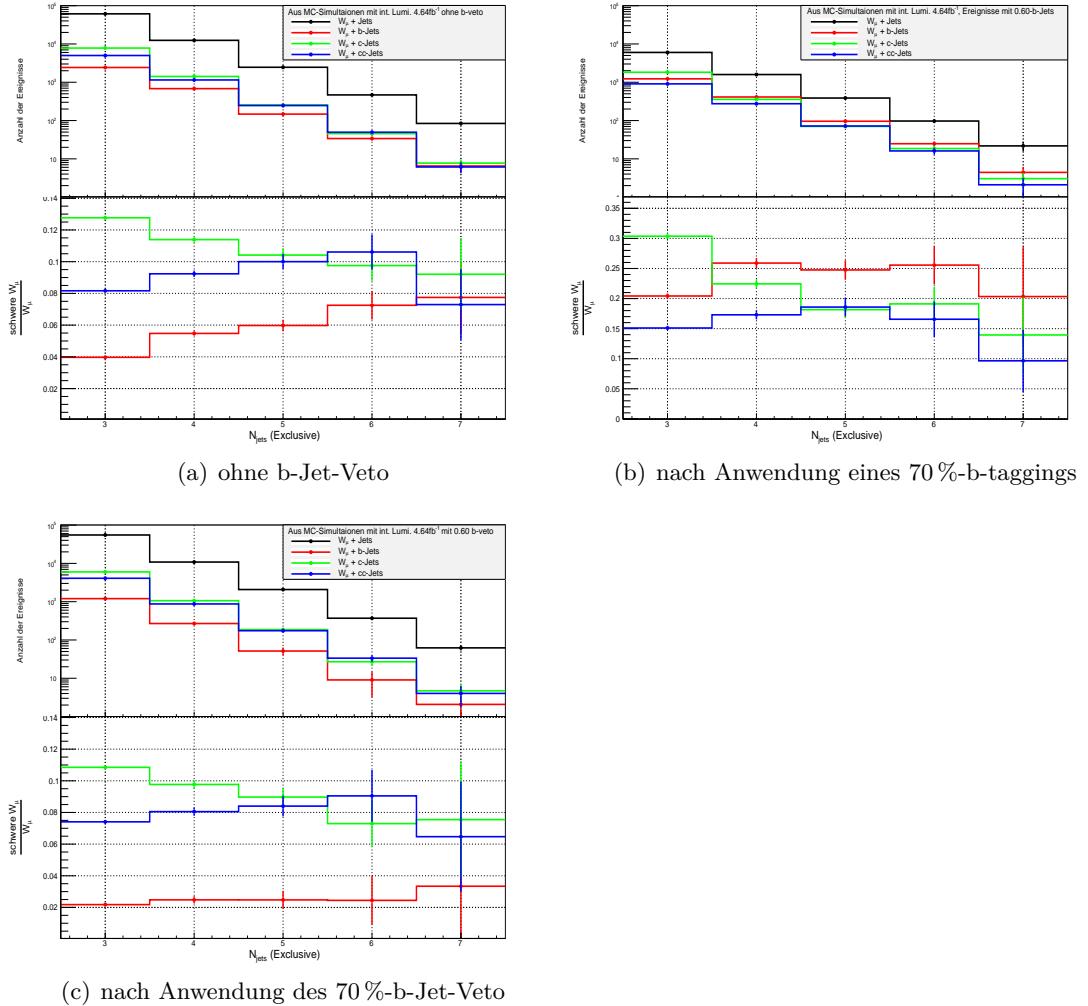


Abbildung 3.6: Verhalten der schweren W_μ -Ereignisse ohne b-Jet-Veto (a), nach einem 70 %-b-tagging (b) und nach einem 70 %-b-Jet-Veto (c) in Abhängigkeit von der Jet-Multiplizität: Jeweils Oben: Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit der Jet Multiplizität. Jeweils Unten: Verhältnis der schweren Ereignissen an den gesamt Ereignis. Die Gesamtanzahl an W_μ -Ereignissen ist in schwarz eingezeichnet.

Tabelle 3.1: Signal-, Untergrundverlust und die Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses (S/U) bei $N_{\text{Jet}} = 5$.

Arbeitspunkt	Signalverlust	Untergrundverlust	Verbesserung des S/U
60 %	10%	72%	≈ 3
70 %	16%	82%	≈ 4.5
75 %	22%	86%	≈ 5.5

Die systematische Unsicherheit der Effizienz des einfachen 70 %-Vetos variiert für einen transversalen Impuls von 50–100 GeV zwischen 5 % und 15 % [12]. Hinzu kommt noch ein ebenso großer statistischer Fehler. Für zweifache Vatos würde dieser Fehler sich gemäß der einfachen Fehlerfortpflanzung verdoppeln und somit 10 % – 30 % betragen. Dies würde allerdings voraussetzen, dass die b-Jets unkorreliert sind, was noch zu untersuchen wäre. Die einfachen Vatos verursachen somit deutlich geringere Unsicherheiten, die zudem durch den geringen Anteil an schweren Ereignissen ebenfalls unterdrückt wird und somit nur eine geringe Unsicherheit auf das korrigierte Signalereignisse verursachen würde.

Auch für W_μ -Ereignisse mit leichten Jets muss eine Korrektur ähnlich wie in Gleichung 3.2 erfolgen. In diesem Fall bezeichnet b^{eff} die Fake-Rate, die wesentlich geringer als die Effizienz des b-Jet-Tagging sein sollte.

3.3 Deutung und weiterer Ausblick

In diesem Teil der Arbeit wurde die Wirkung verschiedener Arbeitspunkte des b-Jet-Vetos auf das Verhältnis zwischen W_μ - und $t\bar{t}$ -Ereignisse untersucht, sowie die Wirkung auf Observablen der W_μ -Ereignisse. Es wurde gezeigt, dass die kinematischen Verteilungen kaum durch die Vatos verändert werden. Sofern eine Veränderung festgestellt wurde, befand sich diese im Bereich von wenigen Prozenten und somit innerhalb der Unsicherheiten der JES. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis wurde am stärksten durch die einfachen b-Jet-Vatos verbessert, hierbei werden allerdings bis zu 30 % der W_μ -Ereignisse verworfen. Die zweifachen Vatos erhalten dagegen die Signalereignisse sehr gut (bis auf das zweifache 85 %-Veto) und verbessern das betrachtete Signal-zu-Untergrund-Verhältnis, wenn auch nicht so deutlich wie die einfachen Vatos. Die Unsicherheit auf das b-tagging ist abhängig von der Anzahl der b-taggings und somit gehen zweifache b-Jet-Vatos mit einer deutlich größeren Unsicherheit bei späteren Korrekturen einher. Da auf eine Korrektur des Signals nicht verzichtet werden sollte, sind die einfachen b-Jet-Vatos (mit Ausnahme des einfachen 85 %-Vetos) zu favorisieren und sollten weiter untersucht werden. Der Signalverlust, der Untergrundverlust und die Verbesserungen des Signal-zu-Untergrund-Verhältnis werden in Tabelle 3.1 für $N_{\text{Jet}} = 5$ zusammengefasst.

Für die Optimierung des $W + \text{Jets}$ -Signal im Verhältnis zu dem $t\bar{t}$ -Untergrund sind

zusätzlich zu den gezeigten Untersuchungen noch weitere Studien notwendig. Für die Korrektur des Signals sollte eine genaue Untersuchung der verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt werden, damit eine gute Simulation im Hinblick auf b-tagging und den Einfluss von b-Jet-Vetos auf die Observablen gewährleistet ist. Zudem wurde diese Studie nur für den Myon-Kanal der W+Jets-Ereignisse durchgeführt, es sollte daher auch der Elektron-Kanal betrachtet werden, selbst wenn dort kein anderes Verhalten erwartet wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde gezeigt, dass einfache b-Jet-Vetos insgesamt die Signalstärke in Hinblick auf den $t\bar{t}$ -Untergrund verbessern, so dass die weitere Analyse der W+Jets -Ereignisse verbessert werden kann. Besonders da die Daten aus dem Jahr 2012 eine höhere Luminosität und somit eine größere Anzahl an Ereignissen aufweisen, kann die Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses erfolgen, ohne dass durch die Verringerung des W_μ -Signals die statistische Signifikanz für $N_{\text{Jet}} = 3 - 7$ einschränkt wird.

4 Bestimmung des $t\bar{t}$ -Untergrundes

In dem letzten Kapitel ging es darum, inwieweit ein b-Jet-Veto das Verhältnis zwischen W_μ -Signal und $t\bar{t}$ -Untergrund verbessert und welche Folgen dies für das Signal hat. Dieses Kapitel behandelt die Frage, wie der $t\bar{t}$ -Untergrund bestimmt werden kann und welchen Einfluss die b-Jet-Identifikation dabei hat. Die Untergrundbestimmung ist für jede Prozess-Analyse fundamental, da sie eine klare Differenzierung verschiedener Prozesse ermöglicht. Die Auswirkung der b-Jet-Identifikation ist von besonderem Interesse, da in der W+Jets-Analyse des Jahres 2011 eben diese zur Bestimmung des $t\bar{t}$ -Untergrundes verwendet wird. Die sich dabei ergebende statistische Unsicherheit auf die $t\bar{t}$ -Ereignisse bei $N_{\text{Jet}} = 6$ beträgt über 10 % und ist die dominierende Unsicherheit. Für die Analyse des Jahres 2012 wird ein zusätzliches b-Jet-Veto auf die Daten bei der Bestimmung des $t\bar{t}$ -Untergrund angewendet. Im Weiteren wird untersucht, inwiefern sich die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Anzahl der $t\bar{t}$ -Ereignisse mit b-Jet-Veto verändern. Zunächst wird auf die Unterscheidung zwischen W+Jet- und $t\bar{t}$ -Ereignissen mit Hilfe der charakteristischen Form der transformierten Aplanarität eingegangen und wie daraus der Untergrund bestimmt werden kann. Daraufhin wird die Methode der Untergrundbestimmung untersucht, die in der Analyse für die Daten aus dem Jahr 2011 genutzt wird, sowie die Methode, die für die Analyse der Daten des darauffolgenden Jahr genutzt wird. Hierbei wird nur der Myon-Kanal untersucht.

4.1 Transformierte Aplanarität

Die transformierte Aplanarität \tilde{A} ist eine Größe, die beschreibt, ob ein Ereignis von *planarer* oder *sphärischer* Art ist. Insbesondere bei der Unterscheidung von W_μ - und $t\bar{t}$ -Ereignissen hat sich die transformierte Aplanarität bisher als das stabilste Kriterium herausgestellt [14].

Die Aplanarität A [14], auf der die transformierte Aplanarität basiert, ist definiert als:

$$A = 1.5 \cdot \lambda_3 \quad (4.1)$$

wobei λ_3 der kleinste Eigenwert des vollständigen Impulstensors M ist. Der vollständige Impulstensor M beschreibt die Impulsdichte und die Impulsströme aller Teilchen, die in einem Ereignis entstanden sind. [14]

Die Aplanarität beschreibt den Anteil des transversalen Impulses, der orthogonal zur Ebene liegt, die vom ersten und zweiten Jet zusammen aufgespannt wird. Ist ein Ereignis

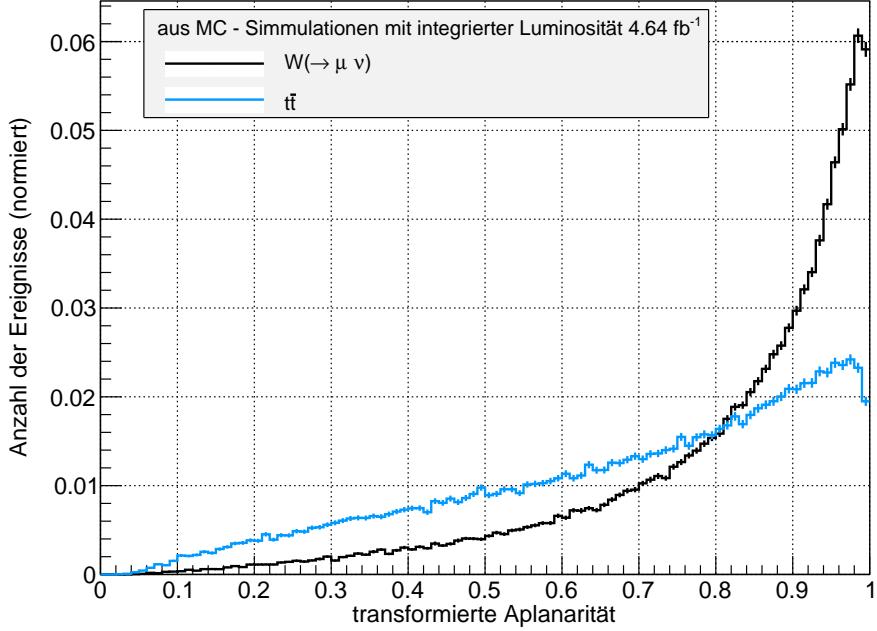


Abbildung 4.1: Normierte Verteilung der transformierten Aplanarität bei $N_{\text{Jet}} = 3$ für W_μ -Ereignisse in schwarz und $t\bar{t}$ -Ereignisse in blau.

sphärisch, so ist dieser Impulsanteil maximal und es gilt: $A = 0.5$ ¹. Bei einem *planaren* Ereignis, liegen alle transversalen Impulse in einer Ebene und somit gilt $A = 0$. Um eine genauere Differenzierung zwischen verschiedenen Prozessen zu ermöglichen, wird die Aplanarität transformiert:

$$\tilde{A} = e^{-16 \cdot A} \quad (4.2)$$

Die transformierte Aplanarität nimmt so Werte zwischen 0 und 1 ein, wobei nun $\tilde{A} = 1$ ein planares Ereignis repräsentiert und $\tilde{A} \approx 0$ ein sphärisches.

Für W_μ - und die $t\bar{t}$ -Ereignisse wird die transformierte Aplanarität in Abbildung 4.1 für Ereignisse mit $N_{\text{Jet}} = 3$ dargestellt. Hierbei sind beide Verteilungen normiert, um sie unabhängig von der Anzahl der Ereignisse zu vergleichen. Beide Ereignisse werden dabei mit dem Monte-Carlo-Generator ALPGEN erstellt. Sowohl die W_μ -, als auch die $t\bar{t}$ -Verteilung haben ihr Maximum um $\tilde{A} \approx 1$, was planaren Ereignissen entspricht. Der Unterschied der Verteilung ist anhand ihrer Steigungen zu erkennen: die W_μ -Verteilung steigt exponentiell an, während die $t\bar{t}$ -Kurve linear wächst. Dies bedeutet, dass in $t\bar{t}$ -Ereignisse auch viele sphärische Ereignisse vorhanden sind, welche in W_μ -Ereignisse selten sind. Durch Betrachtung der unterschiedlichen Verteilungen der transformierten Aplanarität, sind W_μ -Ereignisse gut von $t\bar{t}$ -Ereignissen zu unterscheiden.

¹Ein Wert höher als $A = 0.5$ ist aufgrund des Eigenwertes des Impulstensors nicht möglich.

4.2 Bestimmung des Untergrunds mit Hilfe der transformierten Aplanarität

Die transformierte Aplanarität ermöglicht es, den Untergrund in W_μ -Ereignissen zu bestimmen. Nach Filterung der Daten² enthalten diese nur noch W_μ - und $t\bar{t}$ -Ereignisse. Dies bedeutet, dass die \tilde{A} -Verteilung aus einer Kombination der W_μ -Verteilung und der $t\bar{t}$ -Verteilung (siehe Abbildung 4.1) besteht. Der Verlauf dieser Verteilungen ist bekannt, wohingegen die Anzahl der jeweiligen Ereignissen und damit die Normierung der einzelnen Verteilungen unbekannt sind.

Um diese zu bestimmen, wird ein sogenannter Maximum-Likelihood-Fit[15] angewendet. Dies ist eine Fit-Methode, bei der die Normierung der beiden bekannten Verteilungen, auch *Schablonen* genannt, so variiert werden, dass die Schablonen zusammen den gemessenen Daten am besten entsprechen. Der Maximum-Likelihood-Fit variiert die Normierung der Schablonen und berechnet die Wahrscheinlichkeit, inwiefern diese Kombination den Daten entsprechen. Die Kombination, die die maximale Wahrscheinlichkeit liefert, ist das Ergebnis des Fits.

Für diese Arbeit wurde ein Maximum-Likelihood-Fit aus der Umgebung RooFit[16] genutzt, der direkt die Anzahl an Ereignissen des Signals und des Untergrunds bestimmt.

4.2.1 Closure-Tests

Bevor diese Methode auf Daten angewendet wird, muss die Funktionalität des Fits gewährleistet sein. Es ist sicherzustellen, dass korrekte Schablonen der Verteilung genutzt werden. Zudem ist es nötig zu verstehen, bei welchen Kriterien der Fit und seine Fehlerabschätzung nicht mehr verlässlich ist. Das Fit-Verhalten wird in sogenannten *Closure-Tests* überprüft, um spätere Fehlinterpretationen oder unerkannte Hinweise auf neue Physik zu vermeiden.

In einem Closure-Test wird nicht mit Daten gearbeitet, sondern mit Pseudodaten (PD). Dies sind simulierte Daten, die aus Monte-Carlo-Simulationen gewonnen werden. Für die hier vorgestellte Bestimmung des $t\bar{t}$ -Untergrunds sind dies W_μ - und $t\bar{t}$ -Ereignisse, die mit dem ALPGEN-Generator erstellt werden.

Der erste Closure-Test, der für eine Untergrundbestimmung durchgeführt wird, ist eine Art Ideal-Fall und wird im Folgenden auch so genannt. Das bedeutet zum einen, dass die W_μ -Ereignisse der PD und die entsprechenden Ereignisse der Schablone den selben Verlauf der Verteilung der transformierten Aplanarität aufweisen. Auch für die $t\bar{t}$ -Ereignisse der PD wird die selbe Form genutzt wie für die $t\bar{t}$ -Schablone. Zudem sollten die Schablonen möglichst glatt sein, also mit einer großen Anzahl an Ereignissen gefüllt sein, so dass keine statistischen Fluktuationen sichtbar sind. Für die PD hingegen wird eine realistische

²Hier wird davon ausgegangen, dass die Korrekturen auf die anderen bekannten Untergrundprozesse bereits angewendet wurden.

Anzahl an Ereignissen gefordert, in der Größenordnung wie sie im Experiment erwartet werden. Hierfür wird die Anzahl an Ereignissen verwendet, die der ALPGEN-Generator für die W_μ - bzw. die $t\bar{t}$ -Ereignisse für die Luminosität in den Daten vorhersagt. Damit die Formen zwischen den jeweiligen PD und Schablonen übereinstimmen und trotzdem eine unterschiedliche Anzahl an Ereignissen für beide verwendet werden kann, werden für jede Jet-Multiplizität ($N_{\text{Jet}} = 3 - 7$) die Verteilungen der transformierten Aplanarität (siehe z.B. Abbildung 4.1) mithilfe eines Polynoms gefittet.

Der darauf angewendete Maximum-Likelihood-Fit muss stabil gegenüber Fluktuationen sein, da nicht zu erwarten ist, dass die Gesamtanzahl an W_μ oder $t\bar{t}$ -Ereignisse immer exakt gleich bleibt. Um dies zu überprüfen beinhalten die folgenden Closure-Tests 500 Wiederholungen: Nach der Bestimmung der Formen der \tilde{A} -Verteilungen, was für jede Multiplizität separat geschieht, werden zunächst die Schablonen mit einer hohen Anzahl an Ereignissen gefüllt und danach 500 mal PD erstellt, an denen jeweils der Likelihood-Fit durchgeführt wird. Die Anzahl der Ereignisse in den PD wird dabei zufällig anhand einer Poisson-Verteilung festgelegt. Dies geschieht separat für die W_μ -PD und die $t\bar{t}$ -PD. Der Mittelwert der jeweiligen Poisson-Verteilung entspricht der realistischen Anzahl an Ereignissen, die die Monte-Carlo-Simulation für die jeweilige Multiplizität vorhergesagt hat.

Abbildung 4.2 zeigt die Ergebnisse eines der 500 Maximum-Likelihood-Fits für $N_{\text{Jet}} = 3 - 6$. Dabei sind sowohl die \tilde{A} -Verteilung der PD dargestellt, das Ergebnis für die gesamte Verteilung, für die W_μ -Verteilung und die $t\bar{t}$ -Verteilung.

In Abbildung 4.3 werden die wichtigsten Verteilungen bei $N_{\text{Jet}} = 3$ für die Auswertung vorgestellt, die sich aus den 500 Wiederholungen gebildet haben. In den Verteilungen ist jeweils die Häufigkeit eines bestimmten Wertes einer Observablen gezeigt. In der Abbildung links oben wird die Anzahl der Ereignisse für den Untergrund, die der Fit liefert, mit der Anzahl verglichen, mit der die PD gefüllt wurde. Der Mittelwert beider Verteilungen stimmen gut überein, wobei die Breite der Fit-Verteilung wesentlich größer ist. Dies zeigt, dass der Fit die Anzahl der Ereignisse im Mittel richtig bestimmt. Wie gut der Fit die Anzahl bestimmt hat, wird in dem Plot rechts oben verdeutlicht. Dort wird die relative Abweichung D zwischen Anzahl der $t\bar{t}$ -PD-Ereignisse $N_{t\bar{t}}$ und Fit-Ergebnis $N_{t\bar{t}\text{-Fit}}$ dargestellt:

$$D^i = \frac{N_{t\bar{t}}^i - N_{t\bar{t}\text{-Fit}}^i}{N_{t\bar{t}\text{-Fit}}^i} \quad (4.3)$$

Der Index i steht dabei für eine der 500 Wiederholungen und soll verdeutlichen, dass die Abweichung für jedes einzelne Ergebnis berechnet wurde. Der Mittelwert der Verteilung D liegt bei circa 0, was zeigt, dass der Fit die Anzahl der $t\bar{t}$ -Ereignisse in den PD richtig bestimmt. Die Breite der Verteilung D – ihr *RMS*-Wert³ – liegt bei 2.8 %. Links unten

³An dieser Stelle wird betont, dass die Breite der Verteilung gleich dem RMS der Histogramme gesetzt wurde. Dieser Wert ist allerdings stark abhängig von den Ausreißern der Verteilungen. Bei $N_{\text{Jet}} = 6$

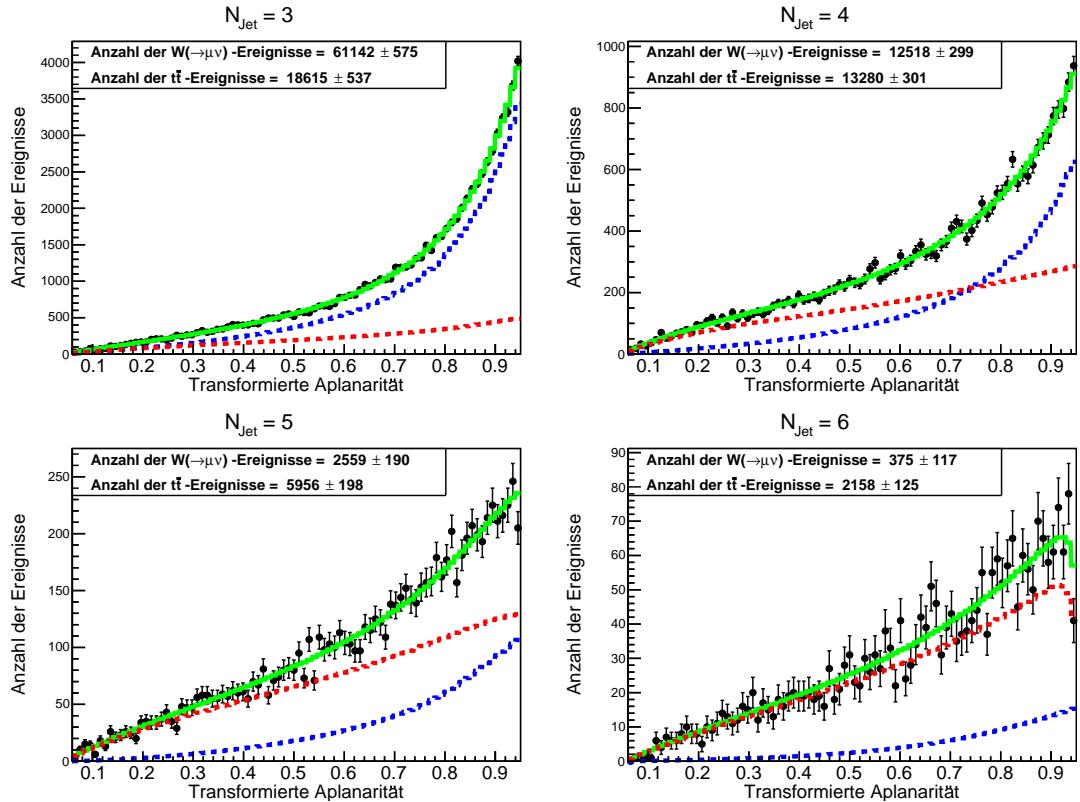


Abbildung 4.2: Verteilungen der transformierten Aplanarität für den Ideal-Fall für $N_{\text{jet}} = 3 - 6$. Jeweils die PD in schwarz, das Fit-Ergebnis in grün, die resultierende Verteilung der W_μ -Ereignisse in blau und die Verteilung der $t\bar{t}$ -Ereignisse in rot.

in Abbildung 4.3 wird die relative Genauigkeit F des Fits dargestellt:

$$F^i = \frac{\Delta N_{t\bar{t}\text{-Fit}}^i}{N_{t\bar{t}\text{-Fit}}^i} \quad (4.4)$$

mit dem absoluten Fehler des Fits $\Delta N_{t\bar{t}\text{-Fit}}$. Die mittlere Genauigkeit liegt bei circa 3 % und die Verteilung weist eine sehr geringe Breite auf. Die Genauigkeit ist somit für alle Wiederholungen im Closure-Test annähernd gleich. Im letzten Bild unten rechts wird eine weitere Größe zur Einschätzung der Qualität des Fits dargestellt:

$$S^i = \frac{N_{t\bar{t}}^i - N_{t\bar{t}\text{-Fit}}^i}{\Delta N_{t\bar{t}\text{-Fit}}^i} = \frac{D}{F} \quad (4.5)$$

Die Größe S ist der Quotient aus der absoluten Abweichung zwischen der Anzahl der $t\bar{t}$ -PD-Ereignisse und den $t\bar{t}$ -Fit-Ergebnis ($N_{t\bar{t}} - N_{t\bar{t}\text{-Fit}}$) und dem absoluten Fit Fehler ($\Delta N_{t\bar{t}\text{-Fit}}$). Der Mittelwert der Größe S liefert keine neuen Erkenntnisse, aber die Breite S' der Verteilung von S gibt eine Einschätzung, wie gut der Fehler des Fits den „richtigen“ Fehler widerspiegelt. Bei einer Breite S' größer als eins wird der Fehler zu klein eingeschätzt, bei einem Wert kleiner als eins hingegen wird der Fehler überschätzt. Mit einem Wert von 0.963 ist die Fehlereinschätzung an dieser Stelle nur leicht zu groß und somit nicht bedenklich.

Für höhere Jet-Multiplizitäten bleiben die Werte in der selben Größenordnung, wobei die relative Unsicherheit des Fits auf 6 % wächst, was an der geringeren Anzahl an Ereignissen der PD liegt. Bei $N_{\text{Jet}} = 7$ sind nur noch um die 80 W_μ -Ereignisse insgesamt in den PD vorhanden und der Fit schlägt fehl. Im Weiteren wird bei der Auswertung der Tests nicht auf $N_{\text{Jet}} = 7$ eingegangen.

Der Einfluss der $t\bar{t}$ -Bestimmung auf den Wirkungsquerschnitt von W_μ -Ereignisse bzw. der dadurch entstehende relative Fehler auf den Wirkungsschnitt, ist ein wichtiger Aspekt für die weitere Analyse. Der Wirkungsquerschnitt ist definiert nach:

$$\sigma = \frac{N_{\text{Data}} - N_{\text{Bkg}}}{L \cdot \epsilon} \quad (4.6)$$

mit N_{Data} der Anzahl der gemessenen Signalereignisse (ohne Korrekturen), N_{Bkg} der Anzahl der Ereignisse des Untergrundes, L der integrierten Luminosität und ϵ der Trigger-Effizienz. Der relative Fehler, der aus der Bestimmung des Untergrunds entsteht, ist damit:

$$C = \frac{\Delta N_{t\bar{t}\text{-Fit}}}{N_{\text{Data}} - N_{t\bar{t}\text{-Fit}}} \quad (4.7)$$

Der relative Fehler C des Wirkungsquerschnitt steigt in diesem Test von weniger als 1 % \pm 0.01 % auf knapp 30 % \pm 10 %. Dies liegt zum größten Teil daran, dass der $t\bar{t}$ -Untergrund dominierender wird, aber auch weil die absolute Anzahl der Ereignisse in den Daten sinkt, was im wesentlichen die Fehlergenauigkeit beeinflusst.

kommen diese Ausreißer öfter vor, was die Breite der Verteilung künstlich vergrößert.

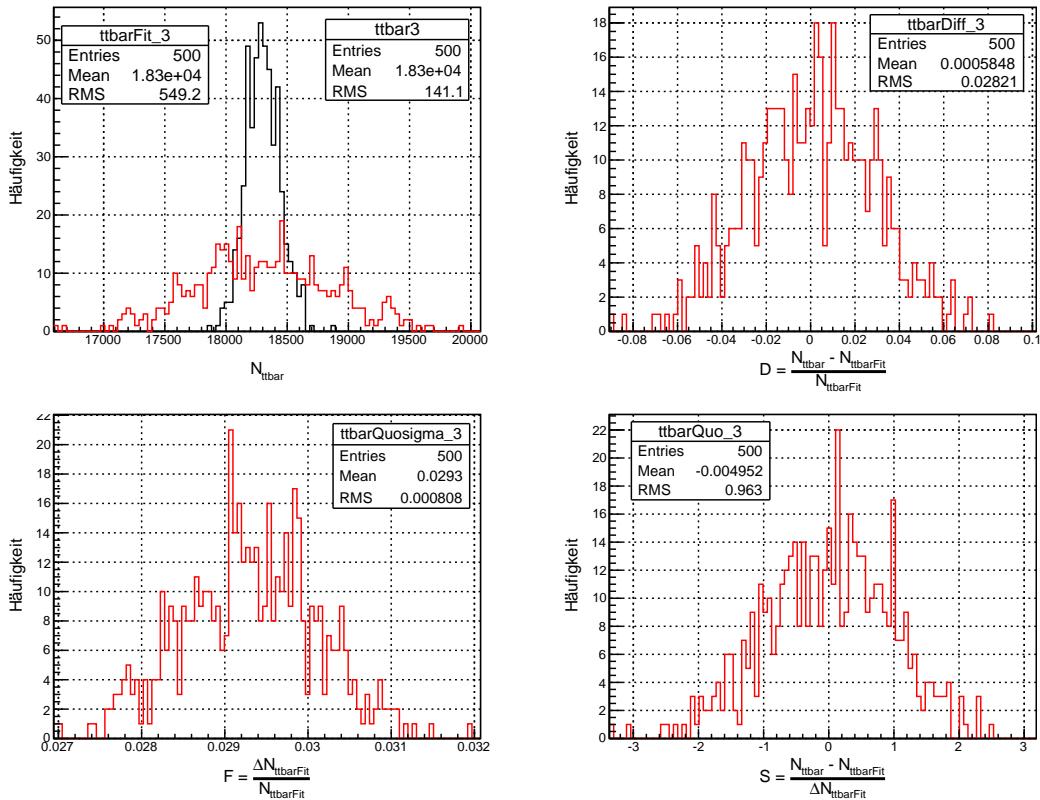


Abbildung 4.3: Beispiel-Ergebnisse eines Closure-Tests, hier des Ideal-Falls (bei $N_{\text{Jet}} = 3$). Die Histogramme zeigen an, wie oft ein Wert in den 500 Wiederholungen vorgekommen ist. Die Werte, die dabei betrachtet wurden, sind:
 Links oben: Die Anzahl der $t\bar{t}$ -Ereignisse, die der Fit berechnet hat (rot) und die Anzahl, die in den PD vorhanden waren (schwarz).
 Rechts oben: die relative Differenz D zwischen „richtiger“ Anzahl und Anzahl der $t\bar{t}$ -Ereignisse, die durch den Fit bestimmt wurden.
 Links unten: der relative Fit-Fehler F . Rechts unten: die Abschätzung des Fehlers S .

Die Ergebnisse des Ideal-Falls werden in Tabelle 4.1 für $N_{\text{Jet}} = 5$ und 6 zusammengefasst und fungieren als Vergleichswerte für weitere Tests.

4.2.2 Bestimmung des $t\bar{t}$ -Untergrund mit Hilfe der b-Jet-Identifikation

Der Grund, warum im Jahr 2011 für die Untergrundbestimmung nicht dieser Ideal-Fall genutzt wurde, ist, abgesehen von der enormen Unsicherheit C des Wirkungsquerschnitts bei $N_{\text{Jet}} = 6$, der Monte-Carlo-Generator der $t\bar{t}$ -Ereignisse. Die Simulation der $t\bar{t}$ -Ereignisse ist sehr unsicher, was den Wirkungsquerschnitt, aber auch den Verlauf der kinematischen Verteilungen betrifft. Die absolute Unsicherheit wurde im Jahre 2010 bei $W + \text{Jets}$ auf fast 40 % für $N_{\text{Jet}} = 4$ geschätzt [17]. Eine große Unsicherheit der Schablone eines Likelihood-Fits ist ungünstig, weswegen eine Schablone aus den gemessenen Daten gewonnen wurde. Dies ist durch die b-Jet-Identifikation möglich. Dabei wird ausgenutzt, dass b-Jets häufiger durch $t\bar{t}$ -, als durch W_μ -Ereignisse entstehen. Dadurch bestehen Ereignisse, die das b-Jet-Kriterium erfüllen, zum größten Teil aus $t\bar{t}$ -Ereignissen. Im weiteren wird auch dieser Fall durch ein Closure-Test simuliert und getestet. Hierbei wird das b-tagging mit einer Effizienz von 60 % verwendet.

Für einen Closure-Test, der die $t\bar{t}$ -Schablone aus den PD gewinnt, werden einige Vereinfachungen durchgeführt: Zum einen werden wie im Ideal-Fall weiterhin der selbe Verlauf der Verteilungen der transformierten Aplanarität bei den Schablonen und den PD gewählt. Diesbezüglich werden auch keine Unterscheidungen zwischen b-Jet-Ereignissen und solchen Ereignissen, die keine b-Jets beinhalten, getroffen: Sämtliche W_μ -Ereignisse besitzen pro Jet-Multiplizität die selbe Form, ebenso haben auch alle $t\bar{t}$ -Ereignisse (unter sich) den selben Verlauf der \tilde{A} -Verteilung. Zusätzlich wird davon ausgegangen, dass eine b-Jet-Identifizierung nur Einfluss auf $t\bar{t}$ -Ereignisse hat. Dies ist im Allgemeinen nicht der Fall, es wird hier aber davon ausgegangen, dass dieses Verhalten durch Korrekturen herbeigeführt werden kann. Die letzte Vereinfachung besagt, dass das Verhältnis zwischen der Anzahl an identifizierten b-Jets und die gesamt Anzahl aller Ereignisse konstant ist.

Diese Vereinfachungen führen dazu, dass nur die Korrelation zwischen PD und $t\bar{t}$ -Schablone, sowie die Auswirkung einer Schablone, die mit einer geringen Anzahl an Ereignissen gefüllt wurde, getestet werden. Ersteres folgt daraus, dass die als b-Jet-Ereignis identifizierten Ereignisse eine Untermenge der $t\bar{t}$ -Ereignisse sind und somit auch eine Untermenge der PD. Dementsprechend werden die PD konstruiert, was bedeutet, dass die $t\bar{t}$ -Schablone für jede Wiederholung neu erstellt werden muss. Weiteres ist durch die Anzahl der Ereignisse in der Schablone erklärbar. Diese können nicht mehr beliebig erhöht werden, sondern sind abhängig von der Anzahl an erkannten b-Jet-Ereignissen. Aufgrund dessen wird dieser Test im Folgenden „b-Jet-Statistik-Test“ genannt. In Abbildung 4.4 ist jeweils ein Ergebnis des Maximum-Likelihood-Fits pro Jet-Multiplizität

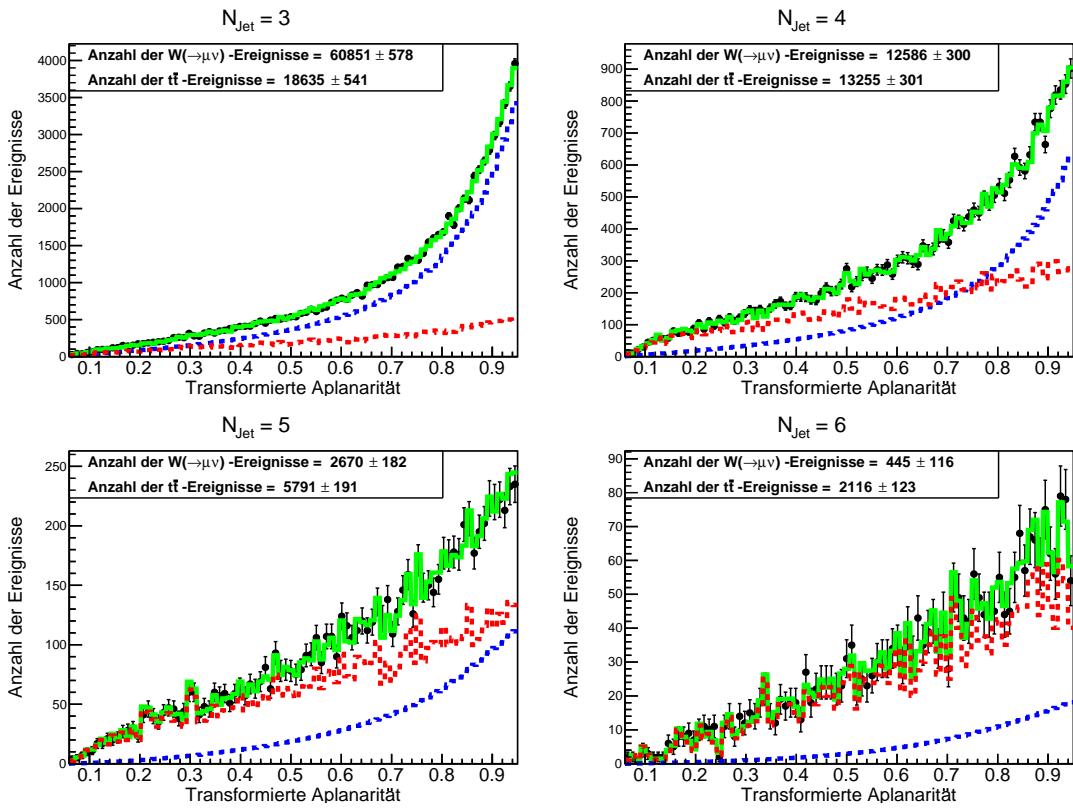


Abbildung 4.4: Verteilungen der transformierten Aplanarität für den b-Jet-Statistik-Test für $N_{\text{Jet}} = 3 - 6$. Jeweils die PD in schwarz, das Fit-Ergebnis in grün, die resultierende Verteilung der W_μ -Ereignisse in blau und die Verteilung der $t\bar{t}$ -Ereignisse in rot.

$(N_{\text{Jet}} = 3 - 6)$ dargestellt. Während sich die PD und die W_μ -Schablone nicht bedeutend vom Ideal-Fall unterscheiden, ist die geringere Anzahl an Ereignissen in der $t\bar{t}$ -Schablone deutlich zu erkennen. Der Fit folgt diesen Fluktuationen, da die Schablone dies vorgibt. Zudem dominieren bei $N_{\text{Jet}} = 5$ und $N_{\text{Jet}} = 6$ die $t\bar{t}$ -Ereignisse, weswegen dort am deutlichsten die statistischen Fluktuationen der $t\bar{t}$ -Schablone zu erkennen sind.

Die geringere Anzahl an Ereignissen der $t\bar{t}$ -Schablone äußert sich im Test durch eine höheren relativen Abweichung D zwischen der „wirklichen“ Anzahl (an $t\bar{t}$ -Ereignissen) und die durch den Fit bestimmten. Die Abweichung ist für den b-Jet-Statistik-Test unter 5 %, im Vergleich zum Ideal-Fall, der eine Abweichung von unter 1 % hatte. Die Unsicherheiten des Fits selbst und die Unsicherheiten des Wirkungsquerschnitts sind von vergleichbarer Größe. Lediglich die Fehlerabschätzung S' des Fits wird signifikant schlechter. Mit höherer Multiplizität sinkt die Breite S' der Verteilung S (siehe Gleichung 4.5) auf knapp 0.5 ab. Dieser Effekt lässt sich durch die vorher diskutierte Korrelation zwischen $t\bar{t}$ -Schablone und PD erklären, da diese ebenfalls mit der Anzahl an Jets steigt⁴. Daraus kann nun gedeutet werden, dass die relative Unsicherheit F des Fits bei $N_{\text{Jet}} = 6$ mit

⁴Die Korrelation wird stärker, denn bei höheren Jet-Multiplizitäten steigt der Anteil, den die b-Jet-Ereignisse an den gesamten Daten ausmachen (siehe Kapitel 3).

5.6 %⁵ einem zu hohen Wert entspricht. Die Ergebnisse des b-Jet-Statistik-Tests werden nochmal in Tabelle 4.1 für die Jet-Multiplizität 5 und 6 zusammengefasst.

4.2.3 Bestimmung des $t\bar{t}$ -Untergrund mit zusätzlichem b-Jet-Veto

Der b-Jet-Statistik-Test hat gezeigt, dass eine hohe Korrelation zwischen der $t\bar{t}$ -Schablone und den PD besteht, wenn die Schablone durch Anwendung der b-Jet-Identifikation bestimmt wird. Daher bietet es sich an, diese Korrelation durch ein b-Jet-Veto auf die Daten zu beheben. Es wird ein einfaches 60 %-b-Jet-Veto in die Selektion der PD eingebaut und die Ereignisse, die dadurch verworfen werden, werden korrigiert und als $t\bar{t}$ -Schablone verwendet. Zudem wird durch ein b-Jet-Veto das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verbessert (siehe Kapitel 3), wodurch die Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts verbessert wird. Aus diesen Gründen wird bei der Analyse der im Jahr 2012 aufgezeichneten Daten diese Methode verwendet.

Um diese Methode zu testen werden die selben Vereinfachungen vorausgesetzt, die auch schon für den b-Jet-Statistik-Test genutzt werden (siehe Kapitel 4.2.2), mit einer Ausnahme: die b-Jet-Vetos reduzieren auch die Anzahl der W_μ -Ereignisse⁶. Im folgenden wird der Test „b-Veto-Statistik-Test“ genannt. In Abbildung 4.5 sind wieder die Fit-Ergebnisse für diesen Closure-Test abgebildet. Wie bei den anderen Tests sind auch hier wieder die PD, das Fit-Ergebnis, die W_μ -Verteilung und die $t\bar{t}$ -Verteilung dargestellt. Im Vergleich zum Ideal-Fall (siehe Abbildung 4.2) ist zu erkennen, dass die absolute Anzahl an Ereignissen in den PD abgenommen hat, weswegen die Verteilung der PD bei $N_{\text{Jet}} = 6$ bereits statistische Schwankungen aufweist. Andererseits ist das verbesserte Signal-zu-Untergrund-Verhältnis deutlich zu erkennen: Die W_μ -Verteilung dominiert die PD für alle Jet-Multiplizitäten. Dies hat zur Folge, dass die statistischen Fluktuationen der $t\bar{t}$ -Schablone, die schon im b-Jet-Statistik-Test zu sehen sind, im Fit unterdrückt werden.

Durch die geringere Anzahl an Ereignissen in den PD wächst die Unsicherheit des $t\bar{t}$ -Fit-Ergebnisses auf bis zu 18 %, während die Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts auf 12 % sinkt. Letzteres ist auf das bessere Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zurückzuführen. Bei der relativen Abweichung D ist hingegen der Einfluss der geringen Anzahl an Ereignissen in der $t\bar{t}$ -Schablone zu erkennen, wie es bereits bei dem b-Jet-Statistik-Test der Fall war. Die Abweichung steigt allerdings drastisch auf bis zu 30%, was nicht alleine mit der geringen Anzahl an Ereignissen in der Schablonen zu erklären ist, sondern auch an der geringeren Anzahl an Ereignissen in den PD liegen muss. Die Fehlerabschätzung S' ist dafür signifikant besser und befindet sich wie auch im Ideal-Fall um 1 gestreut. Auch diese Ergebnisse werden in Tabelle 4.1 für $N_{\text{Jet}} = 5$ und 6 zusammengefasst.

⁵Der statistische Fehler entspricht wegen den Vereinfachungen nicht den 10 % der Analyse aus 2011.
Das prinzipielle Verhalten, kann aber dennoch hieran studiert werden.

⁶Für den Verlauf der W_μ -Verteilungen wird angenommen, dass sie sich nicht verändern.

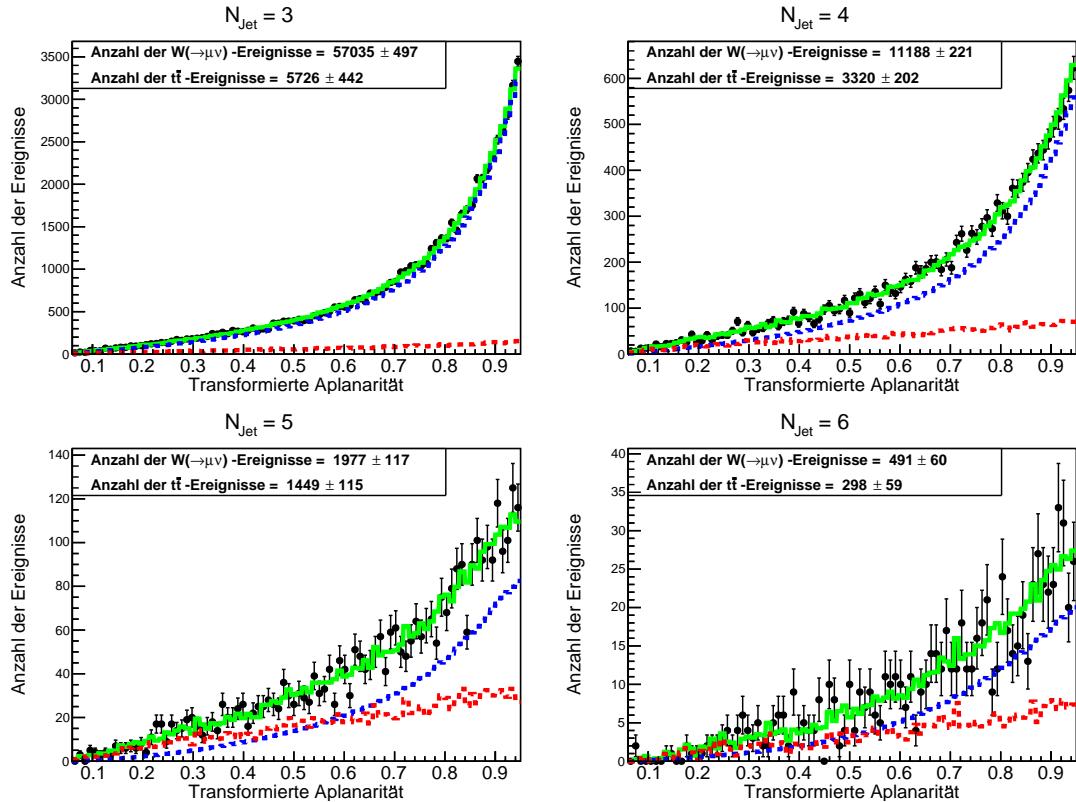


Abbildung 4.5: Verteilungen der transformierten Aplanarität für den kombinierten Fall für $N_{\text{jet}} = 3 - 6$. Jeweils die PD in schwarz, das Fit-Ergebnis in grün, die resultierende Verteilung der W_μ -Ereignisse in blau und die Verteilung der $t\bar{t}$ -Ereignisse in rot.

Tabelle 4.1: Ergebnisse der verschiedenen Tests für $N_{\text{Jet}} = 5$ (oben) und 6 (unten). Angegeben werden die relative Abweichung D, die relative Genauigkeit F des Fits, die Breite S' der Fehlerabschätzung und die relative Unsicherheit C des Wirkungsquerschnitts, die sich aus der Bestimmung der Anzahl an $t\bar{t}$ -Ereignissen ergibt.

$N_{\text{Jet}} = 5$

Tests	D in %	F in %	S'	C in %
Ideal-Fall	-0.2 ± 3.1	3.3 ± 0.1	0.934	8.2 ± 0.7
(2011-Methode)				
b-Jet-Statistik	1.6 ± 2.0	3.3 ± 0.1	0.604	7.6 ± 0.5
(2012-Methode mit $L = 4.46 \text{ fb}^{-1}$)				
b-Veto-Statistik	8.1 ± 10.1	9.2 ± 0.7	1.034	4.9 ± 0.4
(2012 Methode mit $L = 22.3 \text{ fb}^{-1}$)				
b-Veto-Statistik	1.7 ± 4.0	3.9 ± 0.1	0.998	2.3 ± 0.1

$N_{\text{Jet}} = 6$

Tests	D in %	F in %	S'	C in %
Ideal-Fall	-0.2 ± 5.0	5.9 ± 0.3	0.898	29.1 ± 9.3
(2011-Methode)				
b-Jet-Statistik	4.3 ± 3.2	5.6 ± 0.3	0.562	20.8 ± 3.0
(2012-Methode mit $L = 4.46 \text{ fb}^{-1}$)				
b-Veto-Statistik	29.1 ± 22.6	18.0 ± 2.7	1.010	12.4 ± 2.1
(2012-Methode mit $L = 22.3 \text{ fb}^{-1}$)				
b-Veto-Statistik	4.1 ± 7.6	7.1 ± 0.4	1.022	7.0 ± 0.7

Der b-Veto-Statistik-Test hat bisher nur die *Methode* der Untergrundbestimmung des Jahres 2012 getestet. Bei der Datennahme des Jahr 2012 wurde eine fünfmal höhere integrierte Luminosität im Vergleich zu der Datennahme des Jahr 2011 erreicht. Wird mit dieser Luminosität der gerade diskutierte Test erneuert durchgeführt, so verbessern sich alle Ergebnisse: Die Unsicherheiten des Fits sowie des Wirkungsquerschnitts verringern sich auf 7%. Die relative Abweichung D sinkt auf 4%. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Tabelle 4.1 eingetragen.

4.3 Ergebnisse

In Tabelle 4.1 sind die Ergebnisse der verschiedenen Tests für $N_{\text{Jet}} = 5$ und 6 dargestellt. Hier sind die Vor- und Nachteile der verschiedenen Methoden deutlich zu erkennen: Die

Methode des b-Jet-Statistik-Test bestimmt die Anzahl der $t\bar{t}$ -Ereignisse, abgesehen von der Methode des Ideal-Falls, am zutreffendsten. Der Fehler F des Fits ist prozentual gesehen am geringsten, wobei die Fehlerabschätzung S diese Unsicherheit fragwürdig erscheinen lässt. Die Unsicherheit F der Anzahl der Untergrund-Ereignisse hat zudem einen dominierenden Einfluss auf die Unsicherheit C des Wirkungsquerschnitts von über 20 %, was auch die Analyse im Jahr 2011 gezeigt hat [8].

Wird die Methode des b-Veto-Statistik-Test angewendet, so wird die Gesamtanzahl der Ereignisse signifikant reduziert. Dieser Einfluss ist an der Abweichung D und an dem Fehler F des Fits deutlich zu erkennen, die bei $N_{\text{Jet}} = 5$ auf über 8 % steigen, bei $N_{\text{Jet}} = 6$ sogar auf über 18 %. Dies ist jedoch rein statistischer Natur, da durch eine erhöhte integrierte Luminosität die Abweichung D von 29 % auf 4 % und der Fehler F von 18 % auf 7 % (für $N_{\text{Jet}} = 6$) sinkt. Diese Methode hat zudem zwei Vorteile gegenüber der Methode des b-Jet-Statistik-Tests: Erstens wird die Korrelation zwischen der $t\bar{t}$ -Schablone und der PD aufgehoben, so dass die Unsicherheit F des Fits wieder verlässlich ist. Zweitens wird das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verbessert, wodurch die Unsicherheit C des Wirkungsquerschnitts signifikant verringert wird. Bei gleicher Luminosität wird sie im Vergleich zu der Unsicherheit bei der Methode des b-Jet-Statistik-Tests halbiert, mit fünffacher Luminosität sogar gedrittelt. Der Einfluss des Fit-Fehlers F auf die Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts beträgt somit nur noch 7 % zu vorherigen 20.8 % und ist somit nicht mehr der dominierende Faktor.

Da einige Vereinfachungen, wie die Übereinstimmungen der Formen der \tilde{A} -Verteilung für die PD und die Schablonen, getroffen wurden, wird durch die oben präsentierten Ergebnisse nur ein Trend angedeutet. Um exaktere Closure-Tests durchzuführen, muss das Verhalten der Fits bei verschiedenen Formen getestet werden, etwa wenn die PD mit einem Monte-Carlo-Generator erstellt werden und die W_μ -Schablone mit einem andern. Zudem wurde angenommen, dass Ereignisse mit b-Jets den selben Verlauf der Verteilung für die Größe der transformierten Aplanarität aufweisen, wie Ereignisse ohne bzw. dass Änderungen in der Verteilung zufriedenstellend korrigiert werden können. Auch dies sollte in weiteren Closure Tests überprüft werden. In den hier präsentierten Tests wurde nur der Myon-Kanal untersucht, weswegen auch die Ausweitung auf den Elektronen-Kanal in weiteren Studien miteinbezogen werden sollten. Zudem können dort auch die Wirkung der verschiedenen Arbeitspunkte des b-Jet-Vetos untersucht werden, die das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis weiter verbessern. Weiterhin wurde in der Analyse festgestellt, dass durch statistische Fluktuationen, sowohl in der $t\bar{t}$ -Schablone als auch in den Daten, die Bestimmung der Anzahl an $t\bar{t}$ -Ereignissen verschlechtert wird. Durch eine größere Bin-Breite bei den entsprechenden Histogrammen könnte dem entgegen gewirkt werden, was sich allerdings negativ auf andere Größen auswirken könnte.

Im allgemeinen hat dieses Kapitel gezeigt, dass durch Anwendung von b-Jet-Vetos die statistische Unsicherheit C des Wirkungsquerschnitts von W+Jets-Ereignisse, die

aus der Bestimmung des $t\bar{t}$ -Untergrundes resultiert, signifikant reduziert wird. Daher ist nicht zu erwarten, dass diese Unsicherheit weiterhin der dominierende Faktor auf die statistische Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts bei der Analyse der Daten des Jahr 2012 ist. Vermutlich ist daher eine W+Jets-Analyse der Daten von 2012 bis zu $N_{\text{Jet}} = 6$ möglich.

5 Zusammenfassung

Viele ATLAS Analysen beinhalten W+Jets-Ereignisse als wichtigen Untergrund und werden durch die Genauigkeit diesen Untergrund zu bestimmen limitiert. Die W-Boson-Produktion stellt zudem eine der Standardkerzen des Standardmodells dar und W+Jets-Ereignisse sind einer der wichtigsten Tests für perturbative QCD. Ob nun für Untergrundanalysen oder für Tests des SM, die Kenntnisse, die aus der W+Jets-Analyse gewonnen werden können, sind von essentieller Bedeutung für die Hochenergiephysik.

Die Messung der W-Boson-Produktion in Assoziation mit Jets wird bei hohen Jet-Multiplizitäten ($N_{\text{Jet}} > 3$) durch den dominierenden Untergrundprozess der Top-Paar-Produktion, den $t\bar{t}$ -Ereignissen, eingeschränkt. Ziel dieser Arbeit war es, die Anwendung verschiedener Arbeitspunkte des b-Jet-Vetos zu untersuchen, um das Signal-zu-Untergrundverhältnis zwischen den W+Jet- und $t\bar{t}$ -Ereignissen zugunsten der W+Jet-Ereignisse zu verbessern. Die Analyse wurde mit Monte-Carlo-Daten durchgeführt, die auf eine integrierte Luminosität $L = 4.64 \text{ fb}^{-1}$ normiert wurden, was der Datenmenge aus dem Jahr 2011 entspricht. Die besten Ergebnisse lieferten die einfachen b-Jet-Vetos mit Effizienzen von 60 %, 70 % und 75 %. Durch Anwendung dieser b-Jet-Vetos lässt sich das Signal-zu-Untergrundverhältnis um den Faktor 3 bis 5 zugunsten der W+Jet-Ereignisse verbessern. Die Veränderungen in den kinematischen Observablen, die durch das zusätzliche Selektionskriterium verursacht wurden, betragen nur wenige Prozent und der Signalverlust, der sich im Bereich von 10 % - 20 % bei $N_{\text{Jet}} = 5$ befindet, kann mit minimalen Unsicherheiten korrigiert werden.

Weiterhin wurde der Einfluss des 60 %-b-Jet-Vetos bei der Bestimmung des $t\bar{t}$ -Untergrundes anhand von Closure-Tests untersucht. Für die Bestimmung der Anzahl der $t\bar{t}$ -Ereignissen wurden Maximum-Likelihood-Fits durchgeführt. Die statistischen Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts der W+Jets-Ereignisse, der durch die Bestimmung der $t\bar{t}$ -Ereignisse verursacht wird, kann durch Anwendung des b-Jet-Vetos signifikant um einen Faktor 2 verringert werden. Durch eine zusätzliche höhere integrierte Luminosität, die in der Datennahme von 2012 erreicht wurde, sinkt diese Unsicherheit sogar um einen Faktor 3.

Aufgrund dieser Ergebnisse werden einfache b-Jet-Vetos in der Analyse der W+Jets-Ereignisse in Daten von 2012 angewendet.

Anhang

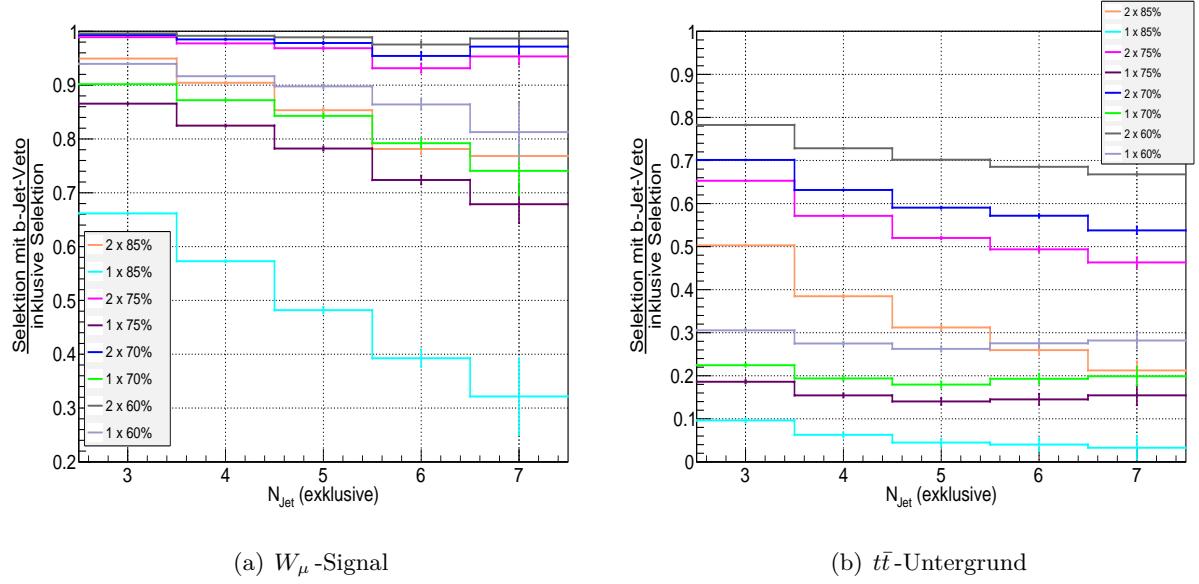


Abbildung A.1: Auswirkung der verschiedenen b-Jet-Vetos auf das Signal (a) und den Untergrund (b). Dargestellt ist der Quotient aus der Ereignis-Anzahl nach einem b-Jet-Veto und der Ereignis-Anzahl vor dem Veto für $N_{\text{jet}} = 3 - 7$. Die verschiedenen Farben stehen dabei für die unterschiedlichen effizienten b-Jet-Vetos.

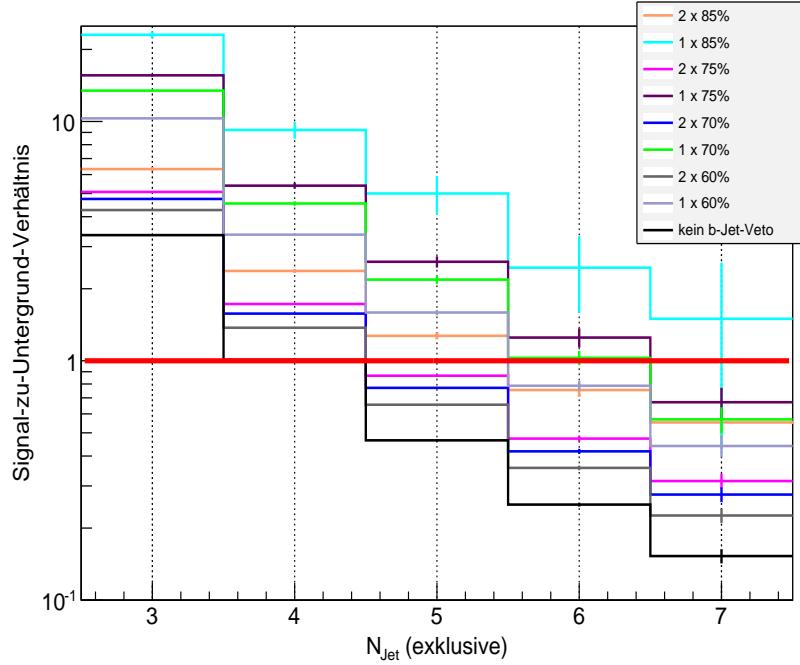


Abbildung A.2: Auswirkung der verschiedenen b-Jet-Vetos auf das Verhältnis W_μ über $t\bar{t}$ -Ereignisse für $N_{\text{jet}} = 3 - 7$. Die rote Linie bei 1 kennzeichnet den Wechsel der Dominanz zwischen W_μ und $t\bar{t}$ -Ereignissen.

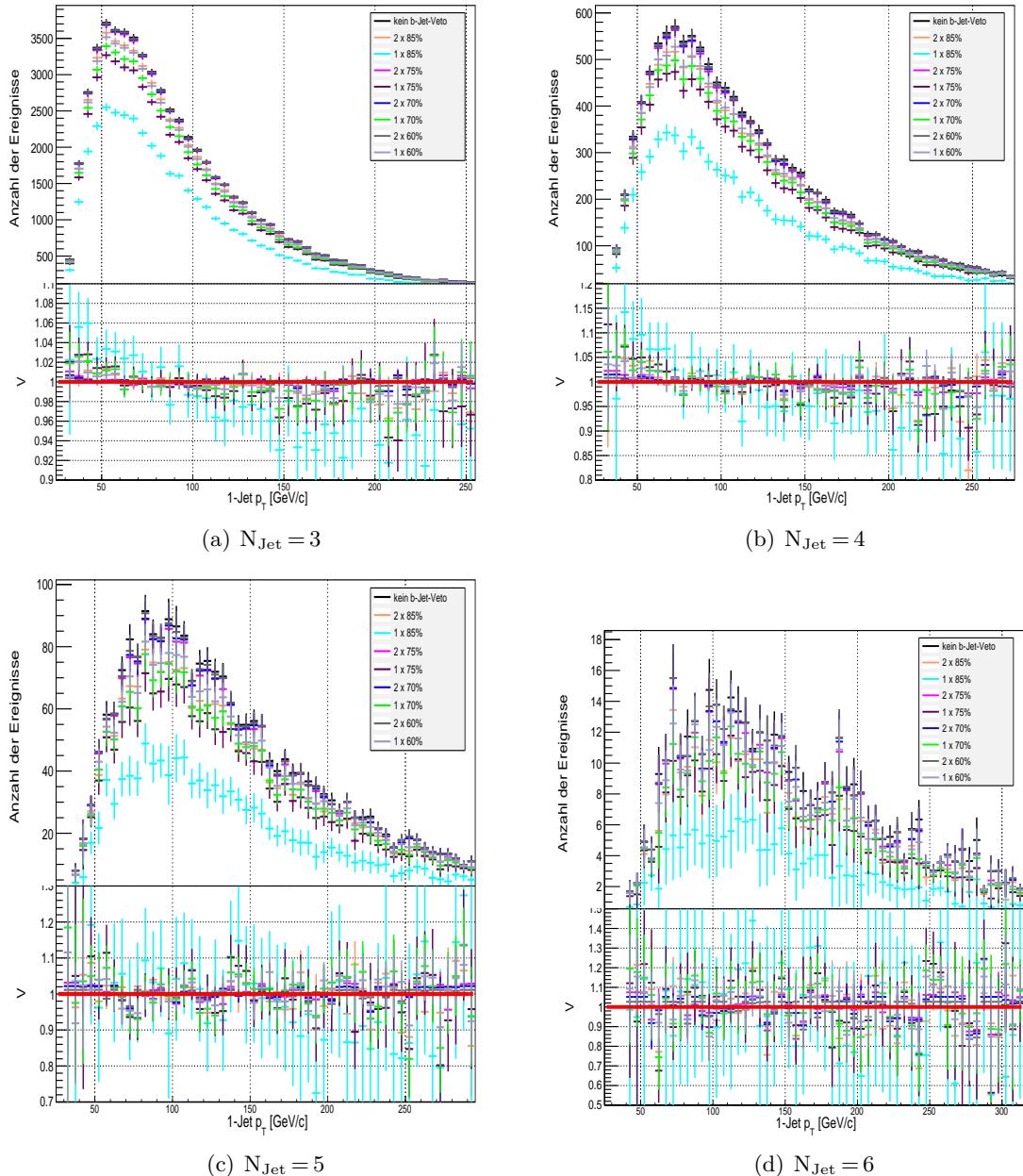


Abbildung A.3: Transversalimpuls-Verteilungen des ersten Jets für $N_{\text{Jet}} = 3 - 6$:
 Jeweils oben: die Impuls-Verteilung nach Anwendung der verschiedenen Vets.
 Jeweils unten: Formveränderung V der p_T -Verteilung (siehe Gleichung 3.1)

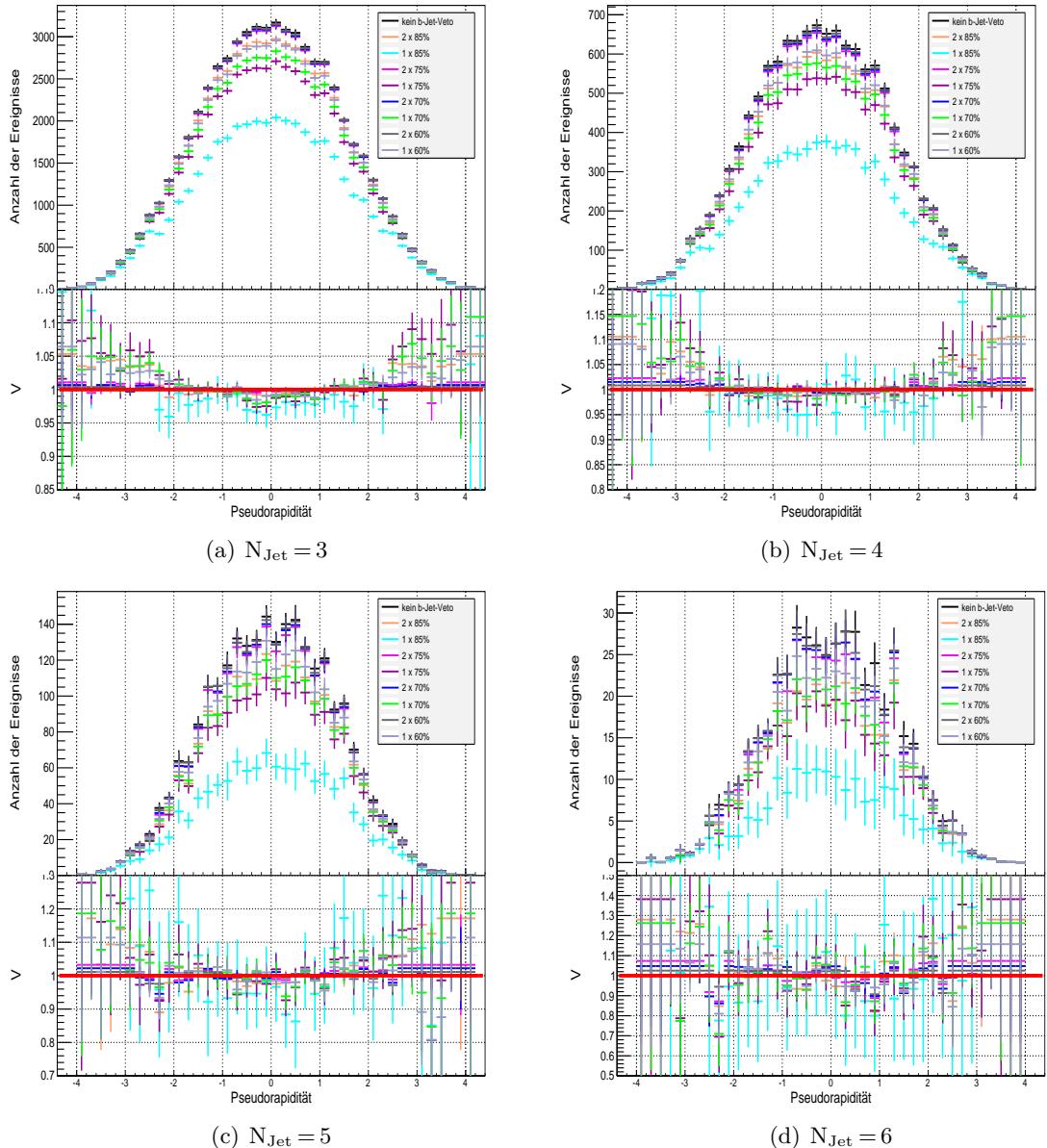


Abbildung A.4: Pseudorapidity-Verteilungen des ersten Jets für $N_{\text{Jet}} = 3 - 6$:
 Jeweils oben: die η -Verteilung nach Anwendung der verschiedenen Veto.
 Jeweils unten: Formveränderung V der η -Verteilung (siehe Gleichung 3.1)

Literatur

- [1] URL: <http://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell>.
- [2] ATLAS Collaboration. „Study of jets produced in association with a W boson in pp colisons at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector“. In: CERN-PH-EP-2011-218 (2012).
- [3] Lyndon Evans und Philip Bryant. „LHC Machine“. In: JINST 3 S08001 (2008).
- [4] ATLAS Collaboration. „The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Col- linder“. In: JINST 3 S08003 (2008).
- [5] Angela Barbaro Galtieri, Fabrizio Margaroli und Igor Volobouev. „Precision measurements of the top quark mass from the Tevatron in the pre-LHC era“. In: Rep. Prog. Phys. 75 056201 (2012).
- [6] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam und Gregory Doyez. „The anti- k_t jet clustering algorithm“. In: JHEP 0804 (2008), S. 063.
- [7] J. Beringer et al.(Particle Data Group). *2013 Review of Particle Physics*. Jan. 2013. URL: <http://pdg.lbl.gov>.
- [8] „In Vorbereitung zur Publikation“. In: (2014?).
- [9] Mangano, M. Ll u. a. „ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions“. In: JHEP 0307 (2003), S. 001.
- [10] P. Nanson. „A new method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms“. In: JHEP 0411 (2004), S. 040.
- [11] ATLAS Collaboration. „Identification and Tagging of Double b-hadron jets with the ATLAS Detector“. In: ATLAS-CONF-2012-100 (2012).
- [12] ATLAS Collaboration. „Measurement of the b-tag Efficieny in a Sample of Jets Containing Muons with 5 fb^{-1} of Data from the ATLAS Detector“. In: ATLAS- CONF-2012-043 (2012).
- [13] The ATLAS Collaboration. „Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ “. In: CERN-PH-EP-2011-191 (2011).
- [14] The ATLAS Collaboration. „Measurement of event shapes at large momentum transfer with ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ “. In: CERN-PH-EP- 2012-119 (2012).
- [15] Glen Cowan. *Statistical Data Analysis*. Oxford Science Publications, 1998.

- [16] URL: <http://root.cern.ch/drupal/content/roofit>.
- [17] ATLAS Collaboration. „Measurement of the production cross section for W-bosons in association with jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector“. In: CERN-PH-EP-2010-081 (2012).

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ...,