



Lukas Gerritzen

Studie der Multijet-Untergrundbestimmung bei der Produktion
von W -Bosonen in Assoziation mit Jets am ATLAS-Experiment
bei $\sqrt{s} = 8$ TeV

Bachelorarbeit

HD-KIP-14-110

**Fakultät für Physik und Astronomie
Universität Heidelberg**

Bachelorarbeit in Physik
eingereicht von

Lukas Gerritzen

geboren in Offenbach am Main (Deutschland)

2014

**Studie der Multijet-Untergrundbestimmung bei der
Produktion von W -Bosonen in Assoziation mit Jets
am ATLAS-Experiment bei $\sqrt{s} = 8$ TeV**

Diese Bachelorarbeit wurde von

Lukas Gerritzen

am

Kirchhoff-Institut für Physik in Heidelberg

unter der Betreuung von

Herrn Prof. Dr. Schultz-Coulon

verfasst.

Abstract

The study of the W boson production in association with jets is an important test of perturbative quantum chromodynamics. In addition to the production of W bosons with subsequent decay $W \rightarrow \mu\nu$, also multijet events where the identified muons are mostly heavy flavour decay muons pass the selection. To determine this background, a fit method is used in which the distribution of the missing transverse energy E_T^{miss} in data is fitted to two templates. One of these templates consists of multijet events that were selected from data using specific selection criteria. For the analysis of the data from 2012, the previously applied selection criteria for the background can no longer be used due to changes in data taking conditions and triggers.

In this bachelor thesis, the trigger EF_mu24_tight was identified as the most promising for the multijet selection. The effects of increasing luminosity over the year 2012 were studied and an effect on the E_T^{miss} distribution of approximately 30% was found. Furthermore, different cuts on the isolation criterion of the muon in the multijet background selection were tested. A lower cut on the isolation at ≥ 0.15 and an upper cut at ≈ 0.5 for the tested isolation variable was found to be best.

Zusammenfassung

Die Untersuchung der Produktion von W -Bosonen in Assoziation mit Jets ist ein wichtiger Test der perturbativen Quantenchromodynamik. Neben der W -Boson-Produktion mit anschließendem Zerfall $W \rightarrow \mu\nu$ treten allerdings auch Multijet-Ereignisse auf, bei denen die identifizierten Myonen zum Großteil aus Heavy-Flavour-Zerfällen stammen. Um diesen Untergrund zu bestimmen, wird eine Fit-Methode verwendet, die zwei Templates an die Verteilung der fehlenden Transversalenergie E_T^{miss} in Daten füttet. Eines der Templates besteht dabei aus Multijet-Ereignissen, die durch spezielle Selektionskriterien aus Daten gewonnen werden. In der Analyse der Daten aus 2012 können bisherige Selektionskriterien für den Untergrund aufgrund anderer Datennahmebedingungen und Trigger nicht mehr angewendet werden.

Im Rahmen der vorliegenden Bachelorarbeit konnte der Trigger EF_mu24_tight als vielversprechend für die Multijet-Selektion identifiziert werden. Die Auswirkungen von ansteigender Luminosität über das Jahr 2012 wurden untersucht und Effekte von ca. 30 % auf die E_T^{miss} -Verteilung festgestellt. Des Weiteren wurden mögliche Grenzen für das Myonenisolationskriterium der Multijet-Untergrundselektion getestet. Dabei wurden eine untere Grenze von $\geq 0,15$ und eine obere Grenze von $\approx 0,5$ für die getestete Isolationsvariable als beste bestimmt.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
1.1 Theoretischer Hintergrund	1
1.1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik	1
1.1.2 W-Bosonen in Assoziation mit Jets	3
1.2 Der LHC und ATLAS	5
1.2.1 Der Large Hadron Collider	5
1.2.2 Aufbau von ATLAS	5
1.2.3 Das Triggersystem von ATLAS	8
2 Produktion von W-Bosonen in Assoziation mit Jets	11
2.1 Teilchenidentifikation in ATLAS	11
2.2 Signalselektion für W+Jets-Ereignisse	13
2.3 Untergründe für die Analyse von W+Jets im Myonen-Zerfallskanal	15
3 Bestimmung des Multijet-Untergrunds im Myonen-Zerfallskanal	17
3.1 Methode zur Bestimmung des Multijet-Untergrunds	17
3.2 Selektion der Multijet-Kontrollregion für Daten aus 2011	18
4 Studium des Multijet-Untergrunds für Daten aus 2012	21
4.1 Datennahme im Jahr 2012 und Überlagerung zeitgleicher $p\bar{p}$ -Kollisionen	21
4.2 Vergleich möglicher Kontrolltrigger	22
4.2.1 Zur Statistik der einzelnen Trigger	23
4.2.2 Finden eines Kontrolltriggers	24
4.2.3 Vergleich unterschiedlicher Datennahmeperioden	25
4.3 Studium der Selektionskriterien für eine Multijet-Kontrollregion	27
4.3.1 Variation der unteren Grenze des Isolationswerts	28
4.3.2 Variation der oberen Grenze des Isolationswerts	29
4.4 Ergebnis und Ausblick	31
5 Zusammenfassung	33

1 Einleitung

1.1 Theoretischer Hintergrund

1.1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) beschreibt die fundamentalen Bausteine der Materie sowie deren Wechselwirkungen untereinander. Die in dieser Theorie enthaltenen und vorhergesagten Teilchen konnten in den vergangenen ungefähr 40 Jahren in verschiedenen Hochenergieexperimenten ausnahmslos nachgewiesen werden. Zudem konnte das vom SM beschriebene Verhalten dieser Teilchen bei Energieskalen bis zu einigen TeV experimentell bestätigt werden. Der vollständige Satz der Teilchen ist in Abbildung 1.1 dargestellt.

Quarks und Leptonen

Im SM werden insgesamt zwölf Materienteilchen mit einem halbzahligen Spin beschrieben. Diese so genannten Fermionen lassen sich in zwei Gruppen unterteilen: Quarks und Leptonen, wobei beide Gruppen wiederum aus drei *Generationen* mit jeweils zwei Teilchen bestehen. Zu jedem Teilchen existiert ein Antiteilchen, das in Masse, Wechselwirkungsart und -stärke dem *normalen* Teilchen gleicht, jedoch umgekehrte Ladungsvorzeichen besitzt. Die unterschiedlichen Sorten von Quarks und Leptonen, wie beispielsweise Up- und Strange-Quarks, bzw. Elektronen und Myonen bezeichnet man als unterschiedliche *Flavours*.

Quarks kommen in der Natur nur als zusammengesetzte Teilchen – so genannte Hadronen – vor. Besteht ein Hadron aus einem Quark und einem Antiquark, heißt es Meson, besteht es aus drei Quarks, heißt es Baryon. Beispiele für Hadronen sind das Pion (ein Meson) und das Proton (ein Baryon). Während alle Quarks elektrische Ladung tragen, gibt es unter den Leptonen drei elektrisch geladene, massive Leptonen (z.B. das Elektron) und drei fast masselose, elektrisch neutrale Neutrinos (ν).

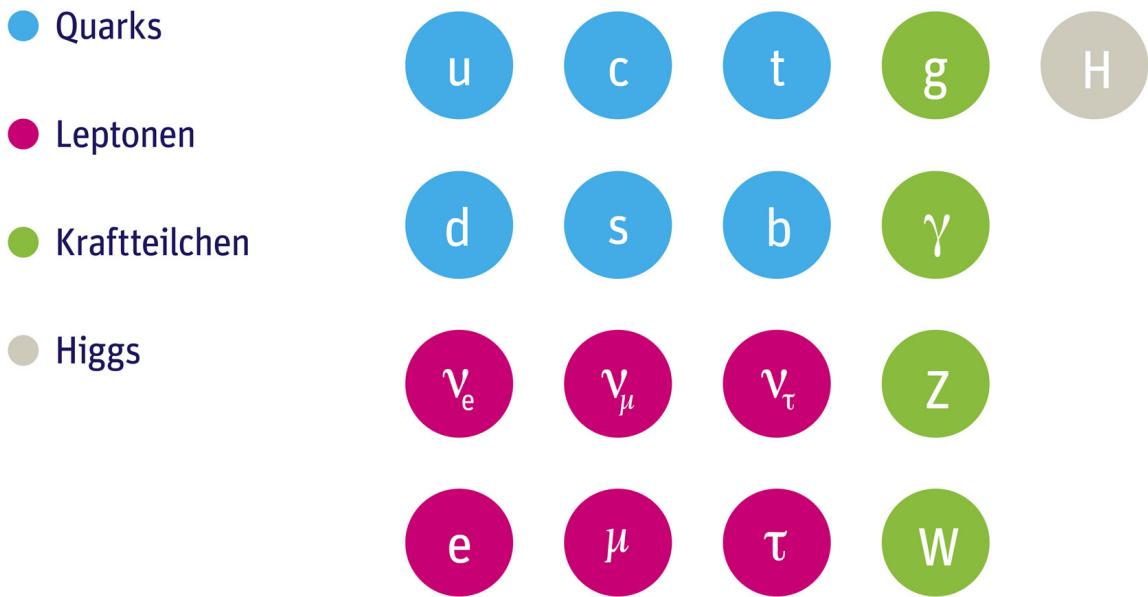


Abbildung 1.1: Darstellung aller Teilchen des Standardmodells. Zu den Quarks und Leptonen gehört jeweils ein Antiteilchen, das nicht abgebildet ist [1].

Zusätzlich zur elektrischen Ladung gibt es noch eine schwache und eine starke Ladung, letztere wird auch *Farbe* oder *Farbladung* genannt. Alle Leptonen und Quarks tragen eine schwache Ladung, doch nur Quarks haben eine Farbladung.

Die fundamentalen Wechselwirkungen

In der gegenwärtigen Physik sind vier fundamentale Wechselwirkungen bekannt. Das SM beschreibt die elektromagnetische Wechselwirkung sowie die starke und die schwache Kraft [2, 3]. Daneben existiert die Gravitation, die für makroskopische Objekte wie Galaxien, Planeten und Menschen von großer Wichtigkeit ist. Auf der Skala der Elementarteilchen spielt sie aufgrund ihrer wesentlich geringeren Stärke¹ keine bedeutende Rolle. Die Gravitation ist nicht im SM enthalten, da sie bis jetzt nicht quantenfeldtheoretisch beschrieben werden konnte.

Im SM werden diese Wechselwirkungen über den Austausch von Kraftteilchen (Eichbosonen), die einen Spin von 1 aufweisen, beschrieben. Dabei kann ein Teilchen dann über eine der Kräfte wechselwirken, wenn es die zugehörige Ladung trägt. Die Austausch-

¹Vergleicht man den gravitativen und den elektrostatischen Anteil der Anziehung von Elektronen und Positronen, so ergibt sich mit $F_G = -G_N \frac{m_e^2}{r^2}$ und $F_{EM} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}$ das Verhältnis der Kräfte $\frac{F_G}{F_{EM}} = G_N \cdot 4\pi\epsilon_0 \frac{m_e^2}{e^2} \approx 10^{-43}$.

teilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung sind die Photonen (γ). Die schwache Wechselwirkung geschieht über den Austausch von massiven W^\pm - und Z^0 -Bosonen, während die starke Kraft über Gluonen vermittelt wird. Gluonen sind wie Photonen masselos, tragen jedoch als einziges Kraftteilchen die Ladung, an die sie koppeln, d.h. Farbladung. Das führt dazu, dass Gluonen an Gluonen koppeln können. Dies hat einige der charakteristischen Eigenschaften der starken Wechselwirkung zur Folge. Die Beschreibung der starken Wechselwirkung nennt man Quantenchromodynamik (QCD), analog zur Quantenelektrodynamik (QED), der Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung.

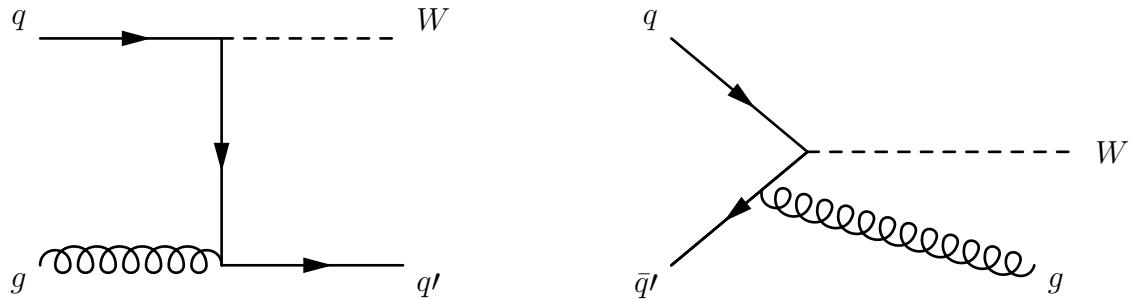
Der Higgs-Mechanismus beschreibt als Bestandteil des SMs die Eigenschaft *Masse* der Materienteilchen sowie der W - und Z -Bosonen, und sagt die Existenz eines weiteren Bosons vorher. Der experimentelle Nachweis dieses Higgs-Bosons gelang 2012 den Experimenten ATLAS und CMS am CERN [4, 5].

Teilchenjets

Obwohl die QCD die Beschreibung von einzelnen Quarks und Gluonen ermöglicht, wurden diese experimentell bisher nur in farbneutralen Kombinationen als Meson oder Baryon gefunden. Das bedeutet, dass Quarks und Gluonen nicht frei existieren können. Dieser Effekt wird *Confinement* genannt und führt dazu, dass einzelne Quarks und Gluonen, die z.B. bei Hochenergieexperimenten erzeugt werden, *hadronisieren*. Dabei entstehen farbneutrale Hadronen, die wiederum zerfallen können. Den daraus resultierenden Teilchenfluss nennt man *Teilchenjet*. Im Allgemeinen kann nicht zwischen Jets von Gluonen und Jets von Quarks unterschieden werden.

1.1.2 W-Bosonen in Assoziation mit Jets

Entstehen bei Proton-Proton-Kollisionen einzelne W -Bosonen, so haben diese aufgrund der Impulserhaltung keinen großen Impulsanteil transversal zur ursprünglichen Protonenbewegung. Wenn zusätzlich Quarks oder Gluonen als Effekte der QCD entstehen, können diese in eine andere Richtung als das Boson abgestrahlt werden und dem W -Boson einen signifikanten Transversalimpuls ermöglichen. Deshalb eignen sich Ereignisse mit W -Bosonen in Assoziation mit Jets zur Überprüfung der QCD. Das Verständnis dieser $W+Jets$ -Ereignisse dient außerdem vielen anderen Analysen, da sie einen der wichtigsten Untergrundprozesse z.B. bei $t\bar{t}$ -, Diboson- und Single-Top-Ereignissen, sowie bei der Produktion von Higgs-Bosonen darstellen [6].



- (a) Der dominierende Prozess bei hohen Transversalimpulsen des W -Bosons. Neben einem W -Boson entsteht ein Quark, das einen Jet erzeugt.
- (b) Der dominierende Prozess bei sehr niedrigen Transversalimpulsen des W -Bosons. Ein Quark strahlt ein Gluon ab, das einen Jet erzeugt. Das W -Boson stammt aus der Vernichtung von Quark und Antiquark.

Abbildung 1.2: Verschiedene Ereignisse mit einem W -Boson und einem Teilchenjet im Endzustand.

In Abbildung 1.2 sind zwei Beispiele für die Erzeugung eines W -Bosons in Assoziation mit einem Jet dargestellt. Abbildung 1.2a zeigt den dominierenden Prozess für $W+J$ -Ereignisse (ca. 50%) mit einem Transversalimpuls des Bosons $p_T \gtrsim 60 \text{ GeV}$ [7]. Dieser Prozess ist eine Überlagerung von zwei Prozessen. Zum einen kann er so gedeutet werden, dass ein Gluon in ein Quark-Antiquark-Paar zerfällt. Das hierbei entstehende Quark wird einen Jet erzeugen, das Antiquark erzeugt mit einem weiteren Quark ein W -Boson. Zum anderen kann das Quark im Anfangszustand unter Abstrahlung eines W -Bosons seinen Flavour ändern. Die Wechselwirkung mit dem Gluon führt dann zu einer Farbänderung des Quarks. Kombiniert man beide Prozesse, ergibt sich die korrekte Beschreibung eines propagierenden Quarks.

Der zweite Prozess (Abbildung 1.2b) ist der dominierende Prozess für Ereignisse mit einem sehr kleinen Transversalimpuls des W -Bosons von $p_T \lesssim 30 \text{ GeV}$ [7]. Er beschreibt die Erzeugung eines W -Bosons aus der Vernichtung eines Quarks und eines Antiquarks, jedoch strahlt eines von beiden ein Gluon ab, das einen Jet bildet. In beiden Fällen ist durch weitere Gluonabstrahlung der Teilchen im Anfangszustand mehr als ein Jet möglich. Die Wahrscheinlichkeit der Ereignisse sinkt jedoch mit höherer Anzahl an Jets.

Ereignisse dieser Art werden im Rahmen der $W+J$ -Analyse untersucht, wie zum Beispiel mit Daten von ATLAS aus den Jahren 2010 [6] und 2011 [8].

1.2 Der LHC und ATLAS

1.2.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) am CERN (*Europäische Organisation für Kernforschung*) ist der derzeit größte Teilchenbeschleuniger der Welt. Mit Hilfe von Proton-Proton-Kollisionen ($p\bar{p}$) bei einer nominellen Schwerpunktsenergie von 14 TeV und einer nominellen Luminosität² von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ermöglicht der LHC ein präzises Studium des SM und die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells. Die Protonen werden in Strahlbündeln (*Bunches*) von ungefähr 10^{11} Protonen beschleunigt. Diese Bunches kollidieren mit einer Rate von 40 MHz [9]. In den Jahren 2010 und 2011 fanden die Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ statt, im Jahr 2012 bei $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Insgesamt konnten so vom ATLAS-Experiment Daten entsprechend einer integrierten Luminosität³ von ca. 36 pb^{-1} , 5 fb^{-1} und 21 fb^{-1} aufgezeichnet werden.

An vier Kollisionspunkten des LHC befinden sich die vier großen Experimente ATLAS, CMS, ALICE und LHCb. ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) und CMS (*Compact Muon Solenoid*) sind Vielzweckdetektoren, die unter anderem für den Nachweis des Higgs-Bosons und für die Suche nach neuen Teilchen gebaut wurden. ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) dient der Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas, und in LHCb werden Zerfälle von Hadronen mit einem Bottom- oder Charm-Quark beobachtet, mit deren Hilfe beispielsweise die Materie-Antimaterie-Asymmetrie erklärt werden könnte.

1.2.2 Aufbau von ATLAS

Der ATLAS-Detektor ist zylindersymmetrisch um die Strahlachse gebaut und hat eine Länge von 44 m sowie einen Durchmesser von 25 m bei einer Masse von 7000 Tonnen.

Das bei ATLAS verwendete rechtshändige Koordinatensystem hat seinen Ursprung im Interaktionszentrum, wo sich die Strahlen kreuzen. Die z -Achse ist parallel zur Strahlrichtung, die x - y -Ebene liegt transversal zum Strahl. Die positive x -Achse zeigt in Richtung des Beschleunigermittelpunkts und die positive y -Achse nach oben, zur Erdoberfläche. Der Azimutalwinkel ϕ liegt in der Transversalebene, während der Polarwinkel θ relativ

²Die Luminosität \mathcal{L} beschreibt die Anzahl von Teilchenbegegnungen pro Zeit und Fläche. Sie hat die Dimension $[(\text{Fläche} \times \text{Zeit})^{-1}]$. Multipliziert mit dem Wirkungsquerschnitt σ einer Reaktion ergibt sie die Rate der Ereignisse \dot{N} .

³Die integrierte Luminosität $\int \mathcal{L} dt$ ist ein Maß dafür, wie viele Ereignisse in einem bestimmten Zeitraum stattgefunden haben. Sie ist direkt proportional zur Anzahl der Ereignisse.

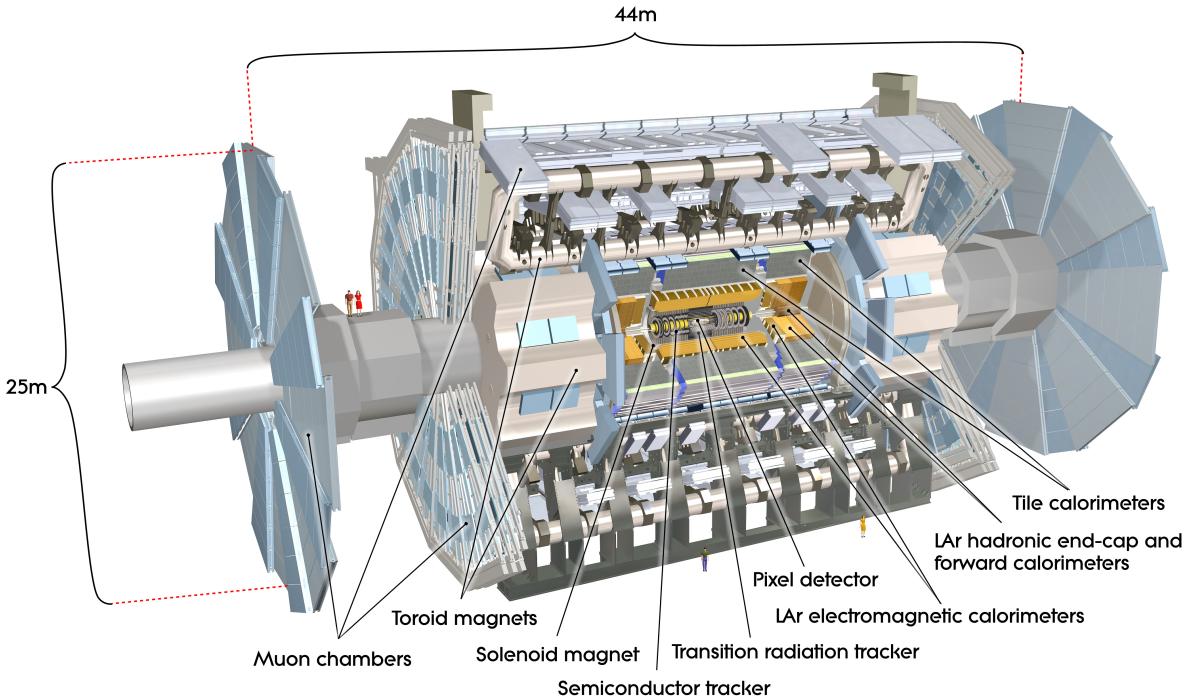


Abbildung 1.3: Darstellung des ATLAS-Detektors. Die einzelnen Subdetektorsysteme sind separat gekennzeichnet [10].

zur Strahlrichtung gemessen wird. Als Maß für die Neigung gegenüber der Strahlachse wird häufig die Pseudorapidität $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ genutzt [9].

Um den Wechselwirkungspunkt herum befinden sich die einzelnen Bestandteile des Detektors. Der Aufbau ist in Abbildung 1.3 zu sehen. Ganz innen befindet sich der Innere Detektor (ID), der zur Aufzeichnung von Spuren und zur Identifikation von geladenen Teilchen dient. Über die Spur und ihre Krümmung in einem externen Magnetfeld kann auf Entstehungsort und Transversalimpuls geschlossen werden. Die Energien der detektierbaren Teilchen⁴ werden mit dem sich daran anschließenden Kalorimeter gemessen. Das ganz außen befindliche Myonenspektrometer (MS) kann Myonen identifizieren und deren Impulse messen.

Den innersten Teil des ID stellt der Pixeldetektor dar, der die feinste Granularität liefert und einen Bereich von $|\eta| < 2,5$ abdeckt. Die Auflösung der Pixel beträgt in z -Richtung ca. $115 \mu\text{m}$ und auf der Mantelfläche ca. $10 \mu\text{m}$. Der Silizium-Streifendetektor (*Semi-Conductor Tracker*, SCT) und der Übergangsstrahlung-Spurdetektor (*Transition*

⁴Das sind alle Teilchen mit Ausnahme der Neutrinos. Die Messung der Energie von Myonen erfordert zusätzlich das Myonenspektrometer.

Radiation Tracker, TRT) bieten mehr Messpunkte für die Teilchenspuren und ermöglichen so eine genauere Spurbestimmung. Der TRT erlaubt mittels Übergangsstrahlung außerdem eine spezifische Identifikation von Elektronen. Mit der vorhandenen hohen Auflösung kann der Entstehungsort (d.h. der Interaktions-Vertex) der zwei kollidierenden Protonen bestimmt werden. Geladene Teilchen beschreiben eine gebogene Flugbahn im ID, da dort ein um den ID gebauter Solenoidmagnet ein 2 T starkes Magnetfeld in z -Richtung erzeugt.

Das Kalorimeter wird in η in *Barrel*-, *Endkappen*- und *Vorwärtskalorimeter* unterteilt. Zusätzlich wird zwischen dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter unterschieden, wobei das hadronische Kalorimeter das elektromagnetische umschließt. Im Kalorimeter geben Teilchen – mit Ausnahme der Myonen und Neutrinos – ihre gesamte Energie in Form von Teilchenschauern ab.

Die elektromagnetischen Barrel- und Endkappkalorimeter ($|\eta| < 1,475$, bzw. $1,375 < |\eta| < 3,2$) bestehen aus alternierenden Schichten von Blei-Absorbern, flüssigem Argon und Elektroden. Sie sind so dimensioniert, dass elektromagnetische Teilchenschauer basierend auf Bremsstrahlung (der Elektronen) und Paarbildung (der Photonen) nicht bis ins hadronische Kalorimeter vordringen.

Beim hadronischen Kalorimeter wird die Wechselwirkung von Hadronen mit Materie ausgenutzt. Hadronen erzeugen durch Wechselwirkung in Absorberplatten Schauer aus unterschiedlichen Teilchen, die dann detektiert werden. Im hadronischen Barrelkalorimeter bei $|\eta| < 1,7$ werden Stahl als Absorbermaterial und Szintillatorplatten für die Detektion verwendet. Das hadronische Endkappkalorimeter ($1,5 < |\eta| < 3,2$) verwendet wie das Vorwärtskalorimeter ($3,1 < |\eta| < 4,9$) und das elektromagnetische Endkappkalorimeter flüssiges Argon zur Teilchendetektion. Als Absorber sind im hadronischen Endkappkalorimeter Kupfer und im Vorwärtskalorimeter Kupfer und Wolfram verbaut.

Der äußerste Bestandteil des ATLAS-Detektors – und damit ausschlaggebend für die Dimensionierung des Detektors – ist das MS, das eine Spurbestimmung im Bereich $|\eta| < 2,7$ und Triggering (siehe auch Abschnitt 1.2.3) im Bereich von $|\eta| < 2,4$ erlaubt. Die Myonen, die in Kollisionen bei ATLAS entstehen, sind annähernd minimal ionisierend und deponieren daher nur geringe Energie in den Kalorimetern. Aufgrund des Kalorimeterdesigns sind nahezu alle Teilchen, die das MS erreichen, Myonen. Im MS herrscht ein Magnetfeld, das von einem Toroidsystem aus drei Luftkern-Toroidmagneten erzeugt wird. Diese bestehen aus je acht symmetrisch um die Strahlachse angeordneten Spulen. Die zwei Endkappentoroide sorgen für die Myonenablenkung im Bereich von $1,6 < |\eta| < 2,7$

und befinden sich im Barreltoroid, welcher $|\eta| < 1,4$ abdeckt. Im Übergangsbereich $1,4 < |\eta| < 1,6$ sorgt eine Kombination der beiden Felder für die Ablenkung der Myonen. Die magnetische Flussdichte beträgt ca. 0,5 T im Barrel- und 1 T im Endkappenbereich [9].

Die Spurbestimmung wird im Barrel-Bereich durch drei Lagen von zylindrisch angeordneten Myonenkammern, im Endkappenbereich durch drei Lagen von in der Transversalebene angeordneten Myonenkammern ermöglicht. Für die Spurbestimmung werden über den gesamten η -Bereich Driftröhren (*Monitored Drift Tubes MDT*), sowie für hohe Pseudorapiditäten ($2 < |\eta| < 2,7$) in der innersten Lage Streifendetektoren (*Cathode Strip Chambers CSC*) eingesetzt. Für das Triggersystem werden im Barrel ($|\eta| < 1,05$) Widerstandsplattenkammern (*Resistive Plate Chambers RPC*) und im Endkappenbereich ($1,05 < |\eta| < 2,4$) *Thin Gap Chambers* (TGC) verwendet. Die Triggerkammern dienen der Identifikation der Strahlkreuzung, liefern Myoninformationen für die erste Stufe des ATLAS-Triggers (L1 – siehe Abschnitt 1.2.3) und erhöhen die Genauigkeit der Spurbestimmung durch Messung der Myonspurkoordinate orthogonal zu den MTDs und CSCs.

1.2.3 Das Triggersystem von ATLAS

Mit einer Kollisionsrate von 40 MHz und einer Datengröße von ca. 1,5 MB pro Kollisionsereignis werden von LHC und ATLAS pro Sekunde weit mehr Daten generiert, als von der Hard- und Software verarbeitet und gespeichert werden können. Ein Trigger steuert in einem Experiment die Datennahme und ermöglicht es, den Datenstrom zu reduzieren, indem er anhand spezifischer Kriterien nur einen Teil der Messwerte zur Speicherung und damit zur Offline-Analyse freigibt.

Das ATLAS-Triggersystem besteht aus drei aufeinander aufbauenden Stufen: Level 1 (L1), Level 2 (L2) und Event Filter (EF). Der L1-Trigger ist hardwarebasiert, während L2 und EF softwarebasiert sind und zusammen als High Level Trigger (HLT) bezeichnet werden.

Das Triggersystem reduziert die ursprüngliche Interaktionsrate von Protonenbunches von 40 MHz sukzessive und mit zunehmend präziseren Selektionskriterien. Das L1-Triggersystem wertet die Kalorimeter- und Myonen-Informationen mit einer reduzierten Granularität aus und trifft in weniger als 2,5 μ s die Entscheidung, ob ein Ereignis relevant ist und identifiziert *interessante Regionen*. Wird das Ereignis von L1 akzeptiert, wird es an L2 weitergegeben, wobei sich die Ereignisrate auf ca. 75 kHz reduziert hat [9]. L2 nutzt die volle Detektorinformation sowie Informationen aus dem Spurendetektor in den

interessanten Regionen, um die Selektion zu verfeinern. Vorteil der Verwendung von interessanten Regionen ist, dass die vollständigen Daten in der jeweiligen interessanten Region verarbeitet werden, was allerdings nur ca. 2% der Gesamtdaten des Ereignisses entspricht. Dadurch kann die maximale Granularität mit moderatem Rechenaufwand verarbeitet werden. Von L2 akzeptierte Ereignisse werden schließlich mit einer Rate von ca. 3,5 kHz an den Event Filter weitergegeben, welcher voll rekonstruierte Ereignisse mit Hilfe von Offline-Analysemethoden selektiert. Der Datenstrom an Ereignissen, die vom EF akzeptiert werden, ist auf 200 Hz ausgelegt, jedoch liegt die wirkliche Rate etwas höher.

Um die Bandbreite der Datennahme bei veränderlicher Luminosität optimal auszunutzen, gibt es das so genannte *Prescaling*. Das bedeutet, dass Ereignisse, welche die Triggerkriterien erfüllen, nur zu einem gewissen Prozentsatz gespeichert werden. Mit Hilfe der so genannten Prescaling-Faktoren⁵ kann in der Offline-Analyse die absolute Häufigkeit der Ereignisse dieses Typs rekonstruiert werden. Die Trigger, die für die vorliegende Bachelorarbeit relevant sind, sind größtenteils Myonentrigger des Event Filters.

⁵Ein Prescaling-Faktor von 10 bedeutet beispielsweise, dass nur jedes zehnte Ereignis gespeichert wird.

2 Produktion von W-Bosonen in Assoziation mit Jets

In den vergangenen Jahren sind bei ATLAS W -Bosonen in Assoziation mit Jets basierend auf Daten aus den Jahren 2010 und 2011 mit integrierten Luminositäten von 36 pb^{-1} und $4,6 \text{ fb}^{-1}$ sowie $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ untersucht worden [6, 8].

Mit den Daten aus dem Jahr 2010 konnten die Wirkungsquerschnitte als Funktion der inklusiven Jet-Multiplizitäten für bis zu fünf Jets bestimmt werden [6]. Die Daten aus dem Jahr 2011 ermöglichen die Berechnung der Wirkungsquerschnitte für Multiplizitäten bis sieben Jets [8]. Beide Studien wurden verwendet, um Vorhersagen der perturbativen QCD zu prüfen und die Ergebnisse mit den Vorhersagen verschiedener Theorien zu vergleichen.

Für die Untersuchung von W -Bosonen in Assoziation mit Jets ist es wichtig, dass sowohl W -Bosonen als auch Jets detektiert werden können. Während Teilchenjets unter anderem im Kalorimeter nachgewiesen werden, sind W -Bosonen nicht direkt im Detektor nachweisbar, da sie mit einer Lebensdauer von ca. 10^{-25} s zerfallen¹. Der Nachweis erfolgt über die Zerfallskanäle $W \rightarrow e\nu$ und $W \rightarrow \mu\nu$. Die vorliegende Bachelorarbeit befasst sich mit dem Myonenkanal, W -Bosonen werden also über das Signal eines *einzelnen* Myons und über fehlenden Transversalimpuls E_T^{miss} detektiert.

2.1 Teilchenidentifikation in ATLAS

Teilchen werden online vom Triggersystem und offline über ihre Signatur im Detektor identifiziert. Geladenen Teilchen kann eine Spur im ID und ein Signal im Kalorimeter zugewiesen werden. Neutrale Teilchen weisen keine Spur im ID auf, deponieren jedoch Energie im Kalorimeter. Bei ATLAS werden Elektronen, Myonen, Tauonen, Jets, Pho-

¹Bei einer Zerfallsbreite von $\Gamma = 2,085(42) \text{ GeV}$ [11] ergibt sich für die Lebensdauer $\tau = \hbar/\Gamma \approx 3,2 \times 10^{-25} \text{ s}$

tonen sowie die fehlende Transversalenergie E_T^{miss} rekonstruiert. Der Abstand zwischen zwei Objekten im Detektor ist definiert als $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

Um den Zerfallskanal $W \rightarrow \mu\nu$ zu untersuchen, sind vor allem die folgenden Objekte wichtig.

Myonen

Ein Myon wird über ein Signal im MS und (in den meisten Fällen) eine zugehörige Spur im ID identifiziert. Das Triggersystem umfasst einen Bereich von $|\eta| < 2,4$, während die Spurbestimmung im MS bis $|\eta| < 2,7$ möglich ist. Dass ein Myon fälschlich identifiziert wird, ist unwahrscheinlich. Kosmische Myonen besitzen in der Regel keine Spur im ID, die nahe am Interaktions-Vertex liegt, und werden nicht gezählt. Sehr hochenergetische Teilchen können das Kalorimeter durchdringen und ein Signal im MS auslösen. Dies wird *Punch-Through* genannt. Das Kalorimeter ist mit einer Dicke von 11 Interaktionslängen so designt, dass die Rate an Punch-Throughs deutlich unterhalb der Rate von echten Myonen liegt [9]. Die Interaktionslänge ist die mittlere Weglänge in Materie nach der sich beim Durchdringen die Anzahl geladener, relativistischer Teilchen auf den Faktor $1/e$ reduziert.

Fehlende transversale Energie (Neutrinos)

Nur schwach wechselwirkende Teilchen wie Neutrinos können im ATLAS-Detektor nicht direkt nachgewiesen werden. Stattdessen wird die fehlende Transversalenergie E_T^{miss} auf Grundlage der Impulserhaltung berechnet. Bei Parton-Parton-Kollisionen wie in ATLAS können Partonen mit unterschiedlichen Energien aufgrund unterschiedlicher Impulsanteile der Partonen am Proton kollidieren. Deshalb ist der Schwerpunktsimpuls vor der Kollision in z -Richtung nicht bekannt. Die Vektorsumme über alle transversalen Impulse der entstehenden Teilchen muss dennoch null ergeben. Die fehlende transversale Energie ist definiert als $E_T^{\text{miss}} = -(\sum E_T^{\text{kalo}} + \sum p_T^{\text{MS}})$, wobei der erste Term die Vektorsumme der transversalen Energie im Kalorimeter angibt, während der zweite Term der Vektorsumme der Transversalimpulse im MS entspricht. Im SM ist fehlende Transversalenergie nur auf Neutrinos zurückzuführen. Zusätzlich können Fehlmessungen auch zu einer scheinbar fehlenden Transversalenergie führen.

Teilchenjets

Hadronische Teilchenjets erzeugen Signale im hadronischen Kalorimeter. Diese Signale werden von Algorithmen wie dem anti- k_t Jet-Clustering Algorithmus verarbeitet, die daraus Jets rekonstruieren (eine Beschreibung des Algorithmus findet sich in [12]). Zur weiteren Analyse müssen Jets gewissen Kriterien genügen. Diese Kriterien betreffen beispielsweise die räumliche Ausdehnung sowie die im Kalorimeter gemessenen Energien.

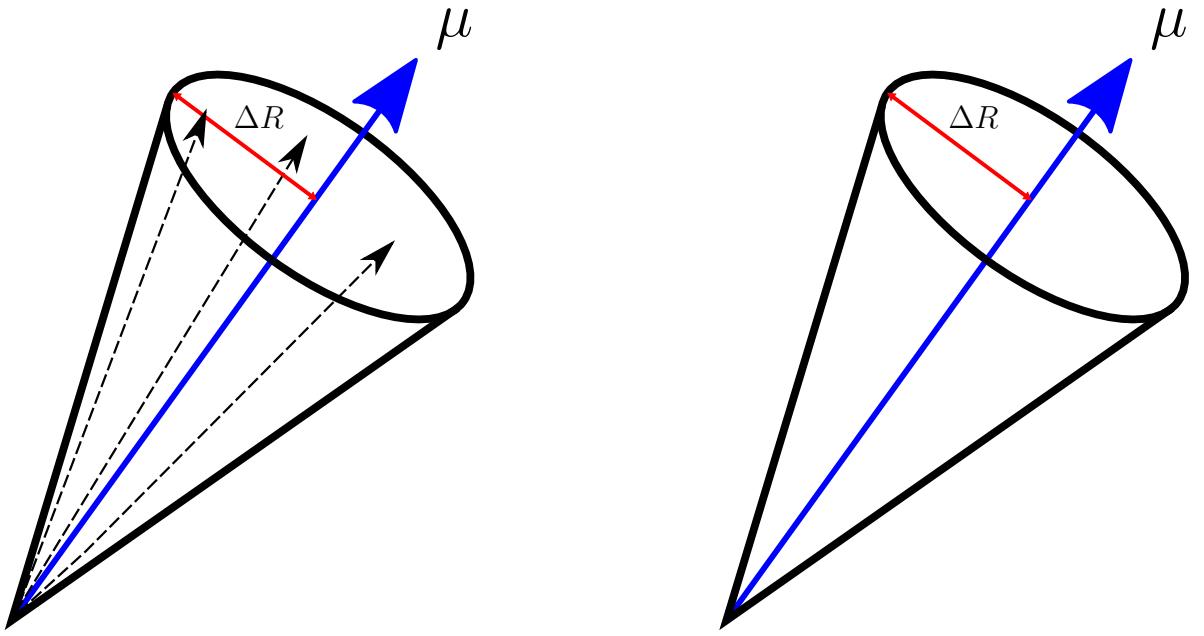
2.2 Signalselektion für W+Jets-Ereignisse

Der folgende Abschnitt beschreibt die Auswahlkriterien für ein W+Jets-Ereignis für Daten aus dem Jahr 2012 bei einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV und einer integrierten Luminosität von 21 fb^{-1} . W+Jets-Ereignisse werden dabei durch folgende Kriterien selektiert.

Es werden nur Ereignisse verarbeitet, welche die Triggerkriterien von einem von zwei Signaltriggern des Event Filters erfüllen. Beide selektieren Ereignisse mit mindestens einem identifizierten Myon. Die Kriterien des einen Triggers, mu36 genannt, umfassen dabei unter anderem einen Myonenimpuls von mindestens 36 GeV, die des anderen, mu24i genannt, mindestens 24 GeV. Zusätzlich fordert letzterer ein Isolationskriterium, das heißt, dass nur isolierte Myonen mit einer relativen Isolation von unter 1,2 selektiert werden.

Die *relative Isolation* eines Myons (im Folgenden einfach *Isolationswert* genannt) ist dabei über die Summe der Transversalimpulse als $\sum p_T^{\text{ID}} / p_T^\mu$ definiert. Die Summe $\sum p_T^{\text{ID}}$ der Impulse aller Teilchen innerhalb eines Kegels mit Radius ΔR um das Myon beinhaltet nicht den Myonenimpuls p_T^μ selbst. In der folgenden Analyse ist ΔR mit 0,2 fest gewählt. In Abbildung 2.1 ist die Isolation eines Myons zusätzlich veranschaulicht. Ein hoher Isolationswert entspricht einem Myon, das sich in einem Jet befindet, während $\sum p_T^{\text{ID}} / p_T^\mu = 0$ einem in der Kollision direkt erzeugten (oder einem aus einem direkt erzeugten W-Boson entstandenen), isolierten Myon entspricht. Ein niedriger Isolationswert ist daher eines der Selektionskriterien, die für W+Jets-Ereignisse genutzt werden, während bestimmte Untergründe einen deutlich höheren Isolationswert und damit keine gute Myonisolation aufweisen (siehe auch Abschnitt 2.3).

Zu dieser Signalregion gehören außerdem die folgenden weiteren Kriterien auf Grundlage der Offline-Rekonstruktion der Ereignisse. Es wird pro Ereignis exakt ein Myon gefordert. Zusätzlich wird auch offline ein Schnitt auf die Isolation angewandt, sodass nur isolierte Myonen mit einem Isolationswert von unter 0,1 betrachtet werden. Weitere Schnitte betreffen den transversalen Stoßparameter d_0 des Myons und dessen Fehler $\sigma(d_0)$.



(a) Der nichtisolierte Fall: In nächster Nähe zum Myon befinden sich weitere Spuren.

(b) Der isolierte Fall: Um die Spur des Myons befinden sich keine weiteren Spuren.

Abbildung 2.1: Darstellung der Isolation eines Myons anhand von Spuren in einem Kegel mit Radius ΔR (hier: 0,2) um das Myon.

Anmerkung: Für die Analyse ist nicht die Anzahl der Spuren, sondern die Summe der Impulse ausschlaggebend.

Der transversale Stoßparameter ist dabei definiert als kürzester Abstand zwischen der rekonstruierten Myonenspur und der Strahlachse. Es wird eine Signifikanz von $|d_0/\sigma(d_0)| < 3$ gefordert, was bedeutet, dass das Myon nicht signifikant vom primären Wechselwirkungspunkt entfernt entstehen darf. Zusätzlich wird über die Forderung an die fehlende Transversalenergie $E_T^{\text{miss}} > 25 \text{ GeV}$ die Entstehung eines Neutrinos verlangt. Die transversale Masse m_T des W -Bosons muss mindestens 40 GeV betragen und ist über den Transversalimpuls des Myons und des Neutrinos als $m_T = \sqrt{2p_T^\mu p_T^\nu (1 - \cos((\phi^\mu - \phi^\nu)))}$ definiert. Lediglich die transversale Masse und nicht die invariante Masse kann rekonstruiert werden, da über den Impuls des Neutrinos nur die Transversalkomponente durch E_T^{miss} bekannt ist.

2.3 Untergründe für die Analyse von W+Jets im Myonen-Zerfallskanal

Bei jeder Analyse gibt es Ereignisse, die einige oder alle Auswahlkriterien des Signals erfüllen, obwohl ihnen andere Prozesse zugrunde liegen. Im Falle von W+Jets im Myonenkanal sind dies vor allem andere leptonische Zerfälle von massiven Eichbosonen, $t\bar{t}$ -Ereignisse, sowie semileptonische Zerfälle von schweren Quarks (Heavy-Flavour-Zerfälle) in Multijet-QCD-Ereignissen.

Die Untergründe der Eichbosonen sind unter anderem folgende Prozesse:

- $W \rightarrow \tau\nu$, wobei das Tauon in ein Myon zerfällt,
- $Z \rightarrow \mu\mu$, wobei ein Myon nicht identifiziert wird oder den Detektor außerhalb des abgedeckten Raumwinkels verlässt,
- $Z \rightarrow \tau\tau$,
- Diboson-Produktion, wie ZZ , ZW oder WW .

Bei niedrigen Jet-Multiplizitäten dominieren die Prozesse $W \rightarrow \tau\nu$ und $Z \rightarrow \mu\mu$, während bei höheren Multiplizitäten die $t\bar{t}$ -Produktion den dominierenden Untergrund darstellt [6].

Die dominierenden Prozesse beim Multijet-Untergrund im Myonenkanal sind leptonische Zerfälle von Hadronen mit Bottom- oder Charm-Quarks, die durch die starke Wechselwirkung entstehen. Diese zerfallen über die schwache Wechselwirkung, wobei ein W -Boson entsteht. Zerfällt dieses W -Boson leptonisch, z.B. in ein Myon und ein Neutrino, so ergibt sich ein Endzustand mit einem Myon und Jets. W -Bosonen zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 32 % leptonisch. Ein solcher Heavy-Flavour-Zerfall ist in Abbildung 2.2 abgebildet. Das Bottom-Quark sowie sein Antiteilchen zerfallen über die schwache Wechselwirkung. Ein einzelnes Myon erhält man, wenn nur genau eines der W -Bosonen leptonisch zerfällt, der Zerfall also *semileptonisch* geschieht. Da die W -Bosonen jeweils keinen großen Impuls senkrecht zur Richtung der ursprünglichen Bottom-(Anti-)Quarks tragen, werden die Zerfallsprodukte im Detektor als Teil des jeweiligen Bottom-Quark-Jets gemessen. Das Myon, das im Zerfall des W^- -Bosons entsteht, wird also *nicht isoliert* auftreten.

Wenn die Entstehungsmechanismen physikalischer Prozesse, wie z.B. die Produktion von Z -Ereignissen, hinreichend gut bekannt sind, können die Untergründe mit Hilfe

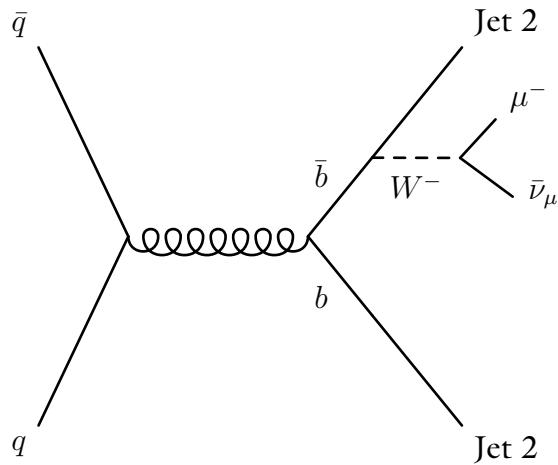


Abbildung 2.2: Der dominierende Multijet-Untergrundprozess für W +Jets: Semileptotischer Heavy-Flavour-Zerfall. Im Detektor werden zwei Jets detektiert, von denen einer ein (nichtisoliertes) Myon enthält.

von Simulationen bestimmt werden. Die Untergründe, die aus Zerfällen von massiven Vektorbosonen stammen, können und werden in der W +Jets-Analyse beispielsweise durch Simulationen modelliert und vorhergesagt. Der $t\bar{t}$ -Untergrund wurde für Daten aus dem Jahr 2010 ebenfalls durch Simulationen, für Daten aus dem Jahr 2011 jedoch datenbasiert bestimmt. Voraussichtlich wird auch für die Daten aus dem Jahr 2012 der datenbasierte Ansatz gewählt, da so Unsicherheiten aus den Simulationen verkleinert werden können.

Für den Multijet-Untergrund bei W +Jets-Ereignissen wurde bisher und wird auch für Daten aus 2012 ebenfalls eine datenbasierte Methode gewählt werden. Diese wird in Kapitel 3 behandelt.

3 Bestimmung des Multijet-Untergrunds im Myonen-Zerfallskanal

3.1 Methode zur Bestimmung des Multijet-Untergrunds

In diesem Kapitel wird die datenbasierte Methode der Untergrundbestimmung, das so genannte *Template-Fitting*, das zur Bestimmung des Multijet-Untergrunds für die $W+Jets$ -Analyse von ATLAS verwendet wird, am Beispiel von Daten aus dem Jahre 2011 erklärt. Da diese Methode in der Vergangenheit erfolgreich herangezogen wurde, wird sie auch in der Analyse der ATLAS-Daten aus 2012 eingesetzt. Dabei werden mehrere *Templates* an Messdaten gefittet und der relative Anteil der Templates an den Daten bestimmt. Über diesen Anteil lässt sich direkt der Beitrag des Multijet-Untergrunds bestimmen.

Die Verteilung, welche mit Templates gefittet wird, wird aus Daten gewonnen und besteht aus Ereignissen, welche die Signal-Auswahlkriterien erfüllen¹. Diese Ereignisse beinhalten das Signal – also $W+Jets$ -Ereignisse – sowie alle Untergründe. Als Templates werden die folgenden zwei verwendet:

- das *Signaltemplate*, das $W+Jets$ -Ereignisse und alle Untergründe bis auf den Multijet-Untergrund aus Simulationen enthält,
- das *Multijettemplate*, das mit einer speziellen Selektion (siehe Abschnitt 3.2) aus Daten gewonnen wird, die den Anteil an Multijet-Ereignissen auf über 80 % erhöht.

Für jede exklusive Jet-Multiplizität wird ein gesonderter Fit durchgeführt. Als zu fittende Verteilung wurde in den vergangenen Jahren die Verteilung der fehlenden Transversalenergie E_T^{miss} verwendet, was sich bewährt hat. Grundvoraussetzung für den Fit sind

¹Wie später beschrieben wird die Anforderung an E_T^{miss} nicht verlangt.

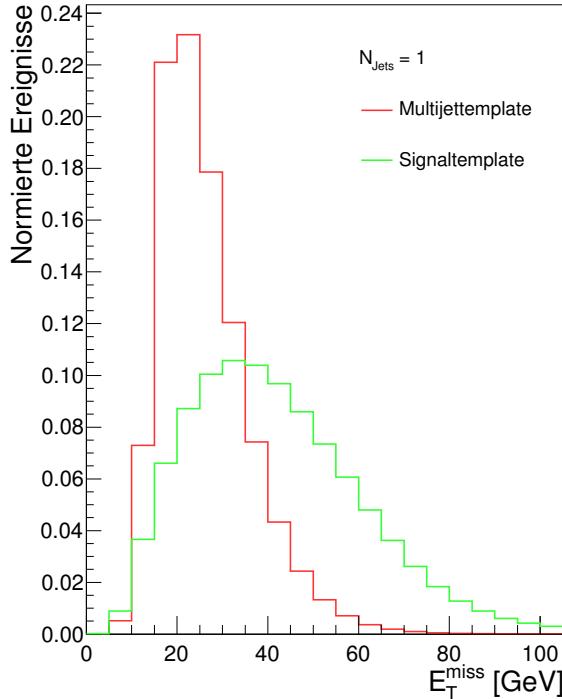


Abbildung 3.1: Die normierten E_T^{miss} -Verteilungen des Signal- und Multijettemplates der Analyse von ATLAS-Daten aus 2011 bei einer exklusiven Jet-Multipizität von $N_{\text{jets}} = 1$.

Formunterschiede zwischen den einzelnen Templates. Dieses Kriterium ist, wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist, für E_T^{miss} erfüllt.

Die Template-Fits werden mit Hilfe der Klasse `TFractionFitter` [13] aus dem Framework ROOT [14] durchgeführt.

3.2 Selektion der Multijet-Kontrollregion für Daten aus 2011

Wie bereits in Abschnitt 2.3 erklärt, besteht der Multijet-Untergrund zum Großteil aus Myonen im semileptonischen Heavy-Flavour-Zerfall. Eine Selektion dieses Untergrunds, die so genannte *Kontrollregion*, sollte eine hohe Reinheit an Multijet-Ereignissen besitzen. Myonen aus Heavy-Flavour-Zerfällen werden durch Invertierung der Anforderung an die Isolation selektiert.

Das Multijettemplate wurde erstellt, indem Ereignisse selektiert wurden, deren Myonenisolation Werte zwischen 0,1 und 0,5 betrug. Das Signal hingegen wurde mit einer

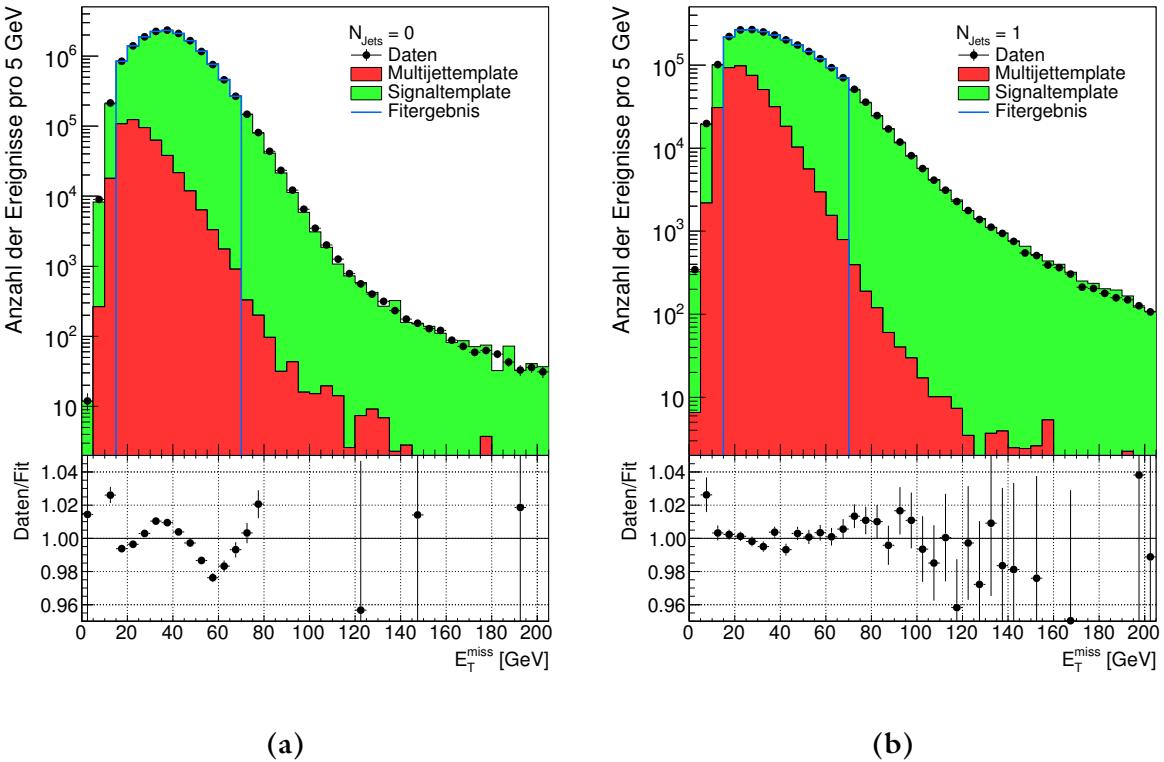


Abbildung 3.2: In blau eingezeichnet ist das Ergebnis des Template-Fits. Die Templates wurden entsprechend der Ergebnisse skaliert und zusammen mit den Daten eingetragen. Es ist eine gute Übereinstimmung der Daten mit den Fits zu erkennen. In (a) ist das Ergebnis für $N_{\text{jets}} = 0$ zu sehen, in (b) für $N_{\text{jets}} = 1$.

Isolation von unter 0,1 ausgewählt. Daher sind die beiden Mengen statistisch unabhängig. Da der Fit insbesondere für die Unterschiede bei niedriger fehlender Transversalenergie sensitiv ist, wurden außerdem keine Kriterien an E_T^{miss} gestellt, um als Fitbereich den E_T^{miss} -Bereich zwischen 15 und 70 GeV wählen zu können.

Da auch Signalergebnisse die Selektion für die Multijet-Kontrollregion passieren können, ist die so genannte *Signal-Kontamination* eine wichtige Größe. Bei $N_{\text{jets}} = 0$ beträgt sie ca. 14 % der selektierten Ereignisse in der Kontrollregion und ca. 4 % bei Ereignissen mit exakt einem Jet. Bei höheren Jet-Multiplizitäten ist die Signal-Kontamination mit unter einem Prozent deutlich schwächer ausgeprägt. Damit ist die Signal-Kontamination vor allem bei niedrigen Jet-Multiplizitäten relevant. Für die exakten Selektionskriterien der Multijet-Kontrollregion für Daten aus 2012 werden ähnliche, bzw. geringere Signal-Kontaminationen angestrebt.

Tabelle 3.1: Die Ergebnisse der einzelnen Fits bis zu einer exklusiven Jet-Multiplizität von $N_{\text{jets}} = 5$.

N_{jets}	0	1	2	3	4	5
Anteil des Multijet-Untergrunds [%]	5	25	37	40	35	27

Die verbleibende Kontamination durch Signal- und andere Untergrundereignisse wird für jede exklusive Jet-Multiplizität gesondert bestimmt, indem die Selektionskriterien aus der Kontrollregion auf Ereignisse des Signals sowie anderer Untergründe aus Simulationen angewendet werden. Durch Subtraktion von den Datenereignissen kann ein dekontaminiertes Multijet-Template sichergestellt werden.

Für jede exklusive Jet-Multiplizität N_{jets} wird der Beitrag von Multijet-Untergrund und der des Signals mit anderen Untergründen einzeln bestimmt. Zwei der Ergebnisse für Daten aus 2011 sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Zur endgültigen Angabe des Multijet-Untergrunds in der Signalregion muss der bestimmte Multijet-Beitrag daher auf den Bereich $E_T^{\text{miss}} > 25 \text{ GeV}$ umgerechnet werden. Die Ergebnisse für alle exklusiven Jet-Multiplizitäten bis einschließlich $N_{\text{jets}} = 5$ sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Die Fitergebnisse für den Anteil des Signaltemplates werden zwar ebenfalls bestimmt, jedoch in der Analyse nicht weiter verwendet. Zusammengesetzt aus der Anzahl an Ereignissen und dem gefitteten Anteil, sollte der Skalierungsfaktor des Signaltemplates bei 1 liegen.

4 Studium des Multijet-Untergrunds für Daten aus 2012

4.1 Datennahme im Jahr 2012 und Überlagerung zeitgleicher pp-Kollisionen

Zur Bestimmung des Multijet-Untergrunds für die Analyse von $W+J$ ets aus Ereignissen in Daten aus 2012 kann nicht die gleiche Kontrollregion wie 2011 verwendet werden. Dies liegt im Wesentlichen daran, dass aufgrund gestiegener Energie und Luminosität 2012 andere Trigger zur Datennahme und damit andere Signaltrigger für die $W+J$ ets-Analyse verwendet wurden als 2011. Einer dieser Signaltrigger enthält zur besseren Selektion von Myonen z.B. aus $W+J$ ets-Ereignissen ein Isolationskriterium (siehe auch Abschnitt 2.2). Dieses erschwert jedoch die Verwendung des Signaltriggers für die Multijet-Kontrollregion und erfordert ein genaues Studium von verwendbaren Triggern für diese Selektion (*Kontrolltrigger*) und gleichzeitig eine Reoptimierung des verwendeten Isolationskriteriums.

Eine weitere Schwierigkeit ist die gestiegene Luminosität, die 2012 zu deutlich mehr Interaktionen pro Strahlkreuzung geführt hat. Während es 2011 noch im Mittel 9,1 Interaktionen waren, stieg diese Zahl für das Jahr 2012 auf 20,7 an. Die meisten dieser zusätzlichen Interaktionen besitzen einen deutlich kleinerem Impulsübertrag als die harten Parton-Parton-Kollisionen. Bei diesen schwächeren Kollisionen entstehen niederenergetische Teilchen, die zu einer allgemein erhöhten Dichte der Energiedeposition im Detektor und gemessener Spuren führen. Der Effekt zusätzlicher niederenergetischer Kollisionen wird *Pileup* genannt und nimmt mit steigender Luminosität zu.

Nicht nur beim Laufwechsel von 2011 auf 2012 wurde die Luminosität erhöht, auch im Laufe des Jahres 2012 nahm sie zu. Da eine allgemein erhöhte Energiedichte im Detektor aufgrund von Pileup die Isolation des Myons beeinflussen kann, muss der Einfluss von Pileup auf das Multijettemplate untersucht werden. Im Gegensatz zu den unskalierten

Signaltriggern verwenden die potentiellen Kontrolltrigger Prescaling mit nicht konstanten Prescaling-Faktoren. Dies führt dazu, dass die Verteilung des Pileup im Multijettemplate anders ist als in den aufgenommenen Daten. Die Auswirkung dieses Effekts muss überprüft werden. Die Datennahme wurde dabei in unterschiedliche Datenperioden A–L unterteilt.

4.2 Vergleich möglicher Kontrolltrigger

Da, wie bereits in Abschnitt 4.1 erwähnt, für die Multijet-Untergrundanalyse im Jahr 2012 nicht die selben Trigger verwendet werden können wie für die Signalselektion, wurden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene mögliche Kontrolltrigger getestet.

Für die Signalregion werden zwei Trigger, `mu36` und `mu24i`, verwendet (siehe auch Abschnitt 2.2), die mit einem logischen OR verbunden wurden. Einer dieser Signaltrigger, `mu36`, selektiert Ereignisse mit mindestens einem Myon, das einen Transversalimpuls p_T von mehr als 36 GeV besitzt. Für die Kontrollregion werden jedoch Myonen mit $p_T > 25$ GeV benötigt. Der andere Signaltrigger, `mu24i`, hat einen niedrigeren Grenzwert von $p_T > 24$ GeV, jedoch wird bei diesem auf Triggerebene ein Isolationskriterium gefordert. Selektiert werden isolierte Myonen, deren Isolationswert kleiner als 0,12 ist.

Für die Auswahl als Kontrolltrigger kommen prinzipiell alle Myonentrigger infrage, die kein Isolationskriterium besitzen und im Bereich des Transversalimpulses von 25 GeV voll effizient sind. Über das ganze Datennahmejahr 2012 waren bei ATLAS von den einfachen Myonentriggern nur die beiden mit einem Mindesttransversalimpuls von 15 und 24 GeV aktiv. Die Trigger sind entsprechend ihrer Schwellenwerte benannt: `EF_mu15` (`mu15`) und `EF_mu24_tight` (`mu24`). Als weitere Option könnte auch ein Trigger verwendet werden, der Ereignisse mit einem Myon und Photonen selektiert, da Jets die Selektionskriterien für Photonen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit erfüllen können. Dafür wurde der Trigger `EF_mu18_2g10_medium` (`mu18_2g10`) untersucht, der neben einem Myon mit mindestens 18 GeV Transversalimpuls auch zwei Photonen mit Energien von jeweils mindestens 10 GeV fordert. Diese Energie ist niedriger als die Mindestenergie, die für Jets verlangt wird, sodass auch $W+0\text{Jets}$ - und $W+1\text{Jet}$ -Ereignisse selektiert werden können.

Für diese Trigger wurden alle folgenden Untersuchungen an Daten aus der Datennahmeperiode J durchgeführt.

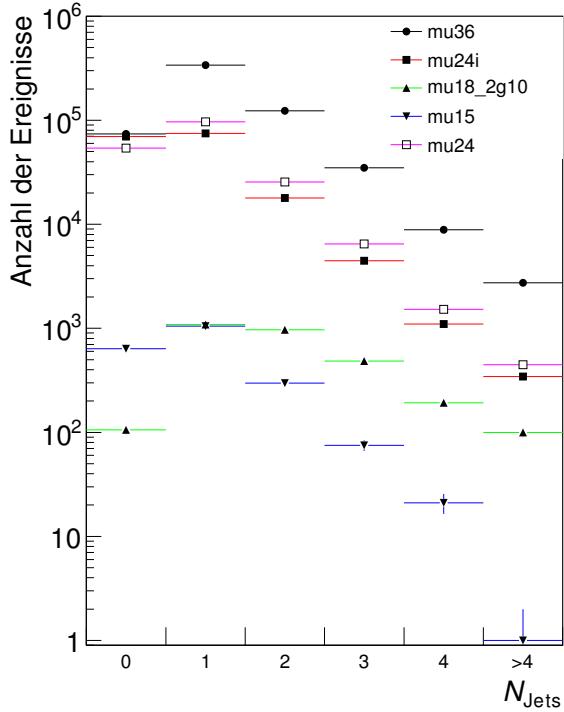


Abbildung 4.1: Die Anzahl der Ereignisse aus Datennahmeperiode J, die die einzelnen Trigger in Abhängigkeit von der Jet-Multiplizität liefern. Unterschiede kommen durch Prescaling und unterschiedliche Selektionskriterien zustande.

4.2.1 Zur Statistik der einzelnen Trigger

Aufgrund unterschiedlicher Selektionskriterien und Prescaling-Faktoren liefern die möglichen Kontrolltrigger sehr unterschiedliche Anzahlen von Ereignissen. Davon ist mu15 besonders stark betroffen. Die Prescaling-Faktoren liegen für diesen Trigger in der Größenordnung von 10^3 . In Abbildung 4.1 ist für alle Trigger die jeweilige Anzahl der selektierten Ereignisse über der Jet-Multiplizität aufgetragen. Als Grundlage für diese Graphik wurde eine mögliche Selektion für die Multijet-Kontrollregion mit Isolationswerten zwischen 0,1 und 0,5 gewählt. Wie man sieht, liegen mehrere Größenordnungen zwischen mu15 und den Signaltriggern mu36 und mu24i. Vor allem im Bereich höherer Jet-Multiplizitäten ist die Statistik, die durch Anwendung von mu15 erzeugt werden kann, ungenügend.

Ebenfalls nur eine sehr geringe Statistik ermöglicht mu18_2g10. Die Anzahl der Ereignisse, die mu24 liefert, liegt hingegen in der Größenordnung der unskalierten Signaltrigger. Dies macht den Trigger mu24 zu einem der Hauptkandidaten für einen Kontrolltrigger für die Analyse der Daten aus 2012.

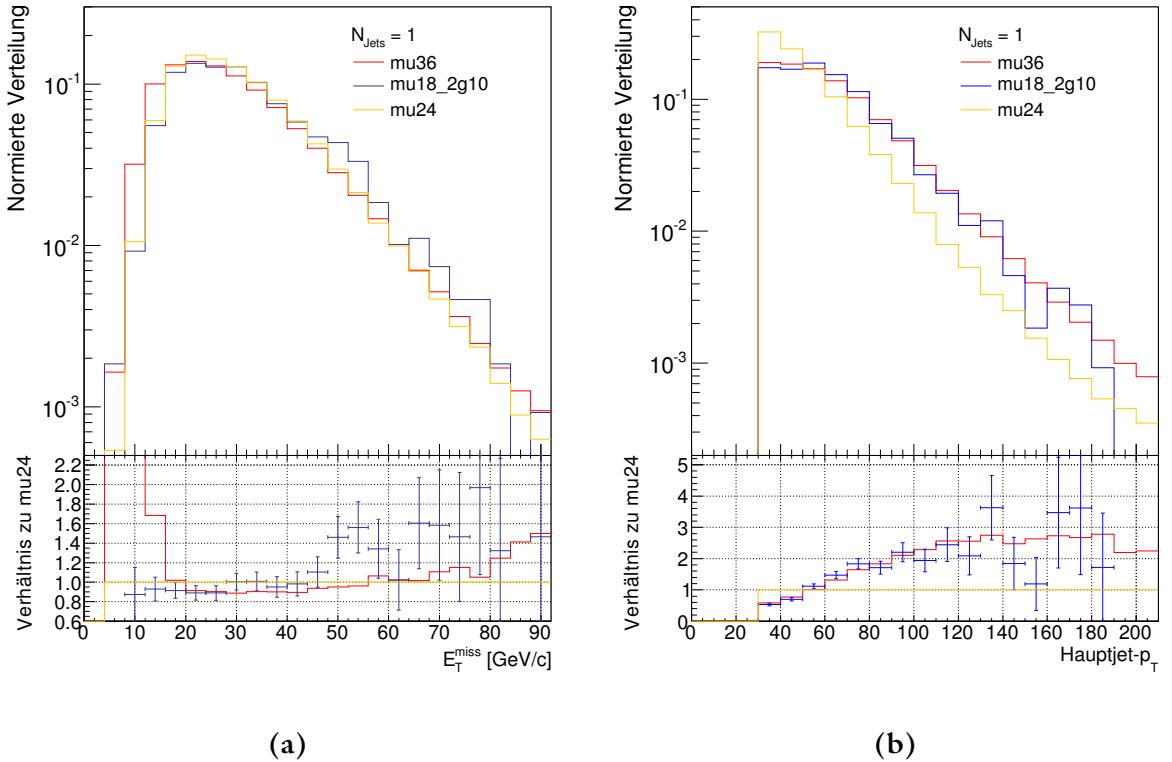


Abbildung 4.2: Die normierten kinematischen Verteilungen der fehlenden Transversalenergie (a) und des Hauptjet- p_T (b) in Abhängigkeit von der Wahl des Triggers. Nicht eingezeichnet sind die Verteilungen des Triggers mu15, welche die gleichen Formen wie mu24 aufweisen, und die des Signaltriggers mu24i. Die Auswahl beschränkt sich auf $N_{\text{jets}} = 1$. Unten ist jeweils das Verhältnis der Verteilungen zu der des Triggers mu24 zu sehen.

4.2.2 Finden eines Kontrolltriggers

Für die finale Auswahl von Kontrolltriggern ist neben der Statistik der Einfluss auf verschiedene kinematische Verteilungen wie insbesondere E_T^{miss} , aber z.B. auch die Verteilung des Transversalimpulses p_T des Hauptjets – also des Jets mit dem größten p_T – relevant.

Da die E_T^{miss} -Verteilung für den Fit verwendet wird, ist es wichtig, dass die Form nicht von der Auswahl des Triggers abhängt. In Abbildung 4.2a ist die normierte E_T^{miss} -Verteilung verschiedener Trigger aufgetragen. Vergleicht man die Verteilungen der beiden möglichen Kontrolltrigger mu24 und mu18_2g10, so sieht man keine große Diskrepanz. Bis auf den ersten Bin und einen Bereich um $E_T^{\text{miss}} = 55 \text{ GeV}$ stimmen die Verteilungen im Rahmen der statistischen Ungenauigkeit überein.

Zieht man jedoch zusätzlich die Verteilungen des Hauptjet- p_T der Trigger hinzu (Abbildung 4.2b), so sieht man einen großen Unterschied zwischen den einzelnen Verteilungen.

Die Verteilung des Hauptjet- p_T bei Forderung des Signaltriggers `mu36` unterscheidet sich deutlich von der Verteilung mit dem Trigger `mu24`. Bei niedrigem p_T des Jets liegen weniger Ereignisse vor, bei hohem p_T jedoch deutlich mehr. Das bedeutet, dass der durchschnittliche Transversalimpuls des Hauptjets höher ist als bei Verwendung von `mu24`. Dieser Effekt lässt sich durch eine Korrelation des Myonenimpulses mit dem Impuls des Hauptjets erklären. Der Signaltrigger `mu36` selektiert Myonen mit einem Transversalimpuls, der durchschnittlich höher ist als bei `mu24`. Deshalb ist auch der Hauptjet- p_T durchschnittlich höher.

Weiterhin fällt auf, dass der Trigger `mu18_2g10`, der zusätzlich die Präsenz zweier weiterer Objekte fordert, ein ähnliches Spektrum des Hauptjet- p_T wie `mu36` erzeugt. Dies legt den Schluss nahe, dass wie bei `mu36` ebenfalls Myonen mit einem höheren mittleren Transversalimpuls selektiert werden, was verständlich ist, wenn man bedenkt, dass die beiden weiteren Objekte durch Rückstoß ebenfalls einen Beitrag zum Transversalimpuls des Myons leisten.

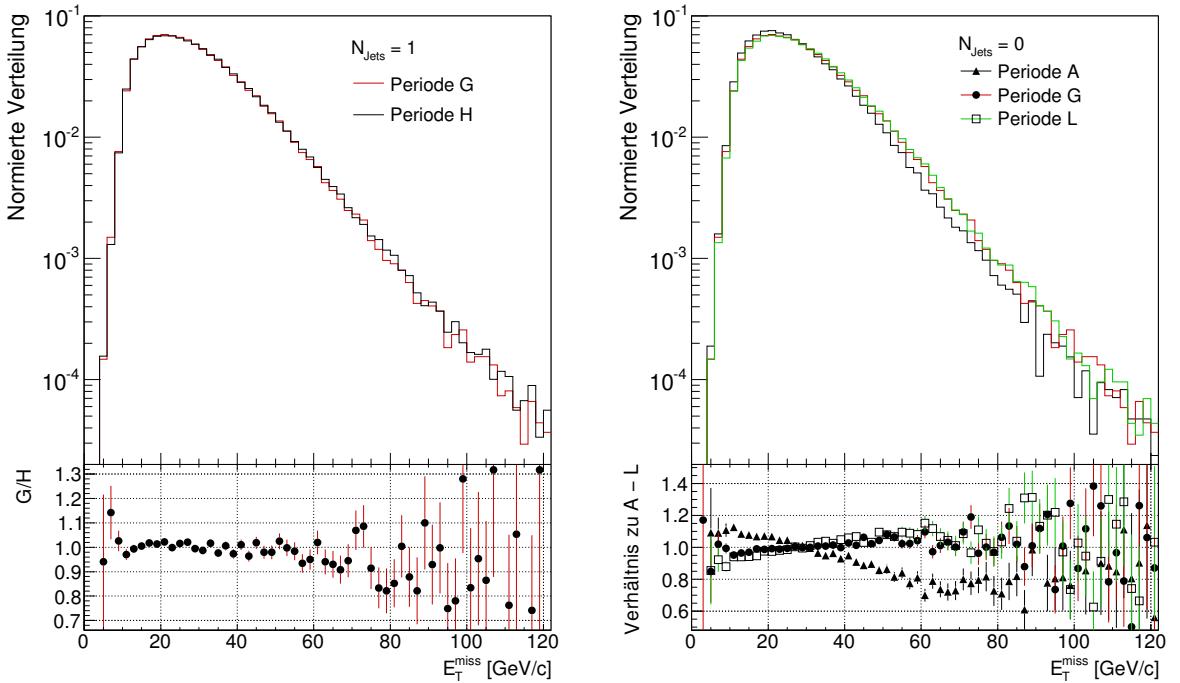
Die deutlich unterschiedliche Hauptjet- p_T -Verteilung von `mu18_2g10` zu `mu24` ist bis $N_{\text{jets}} = 3$ zu erkennen. Bei höheren Multiplizitäten ist die Statistik zu gering, als dass man den Effekt im Rahmen dieser Bachelorarbeit bestätigen oder ausschließen könne. Eine Wiederholung der Analyse mit dem vollständigen Datensatz könnte klären, ob Trigger, die Myonen in Assoziation mit Photonen selektieren, als Kontrolltrigger geeignet sind.

Damit ist `mu24` der einzige untersuchte Kontrolltrigger, der für die Multijet-Untergrundanalyse als vielversprechend angesehen werden kann. Es ist der einzige Trigger, der bei den gesuchten Transversalimpulsen der Myonen voll effizient ist, nicht zu stark durch Prescaling an Statistik einbüßt, und zusätzlich kein Bias durch ein Isolationskriterium oder die Forderung weiterer Objekte besitzt.

4.2.3 Vergleich unterschiedlicher Datennahmeperioden

Wie schon in Abschnitt 4.1 erklärt, muss der Einfluss von Pileup auf die Kontrollregion und die Verteilungen verschiedener Variablen, insbesondere E_T^{miss} , überprüft werden. Zu diesem Zweck wurden die Unterschiede der E_T^{miss} -Spektren bei Anwendung der zwei einzelnen Signaltrigger bei verschiedenen Datennahmeperioden untersucht, die unterschiedliche Pileup-Konditionen aufweisen können. Abbildung 4.3 zeigt E_T^{miss} -Spektren, die unter Verwendung von `mu36` und Forderung von $N_{\text{jets}} = 1$ generiert wurden.

Der Vergleich von zwei aufeinanderfolgenden Datennahmeperioden, in Abbildung 4.3a G und H, zeigt keinen wesentlichen Unterschied der E_T^{miss} -Spektren. Kleine erkennbare Unterschiede liegen im Rahmen der statistischen Unsicherheiten.



(a) Zwischen den beiden benachbarten Perioden G und H ist kein signifikanter Unterschied der E_T^{miss} -Verteilungen vorhanden.

(b) Zwischen den E_T^{miss} -Verteilungen der Perioden am Anfang und am Ende des Jahres ist eine Diskrepanz von ca. 30 % vorhanden.

Abbildung 4.3: Vergleich der normierten E_T^{miss} -Verteilungen verschiedener Datennahmperioden. Links ist im unteren Teil das Verhältnis der beiden Perioden G und H zueinander eingezeichnet. Rechts ist im unteren Teil zusätzlich das Verhältnis der einzelnen Spektren zu einem normierten Gesamttemplate zu sehen, das die Ereignisse aller Perioden enthält.

Der Effekt auf Perioden, die weiter auseinander liegen und damit größere Unterschiede in Luminosität und Pileup aufweisen, ist mit bis zu ca. 30 % zwischen einzelnen Perioden deutlich stärker. Wie in Abbildung 4.3b gezeigt ist, weist der E_T^{miss} -Verlauf in Periode A, der ersten des Jahres 2012, deutliche Unterschiede zum Verlauf von G und der letzten Periode L auf. Diese Unterschiede laufen kontinuierlich ab und die Verteilungen der dazwischenliegenden Perioden liegen zwischen den entsprechenden Verteilungen.

Der Einfluss auf die E_T^{miss} -Verteilung tritt bei beiden untersuchten Triggern und allen untersuchten Isolationen sowie Jet-Multiplizitäten auf. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass die Veränderung der Form durch veränderte Luminosität hervorgerufen wird.

Das bedeutet, dass dieser Effekt und sein eventueller Einfluss auf das Fitergebnis der Bestimmung des Multijet-Untergrunds weiter studiert werden muss.

4.3 Studium der Selektionskriterien für eine Multijet-Kontrollregion

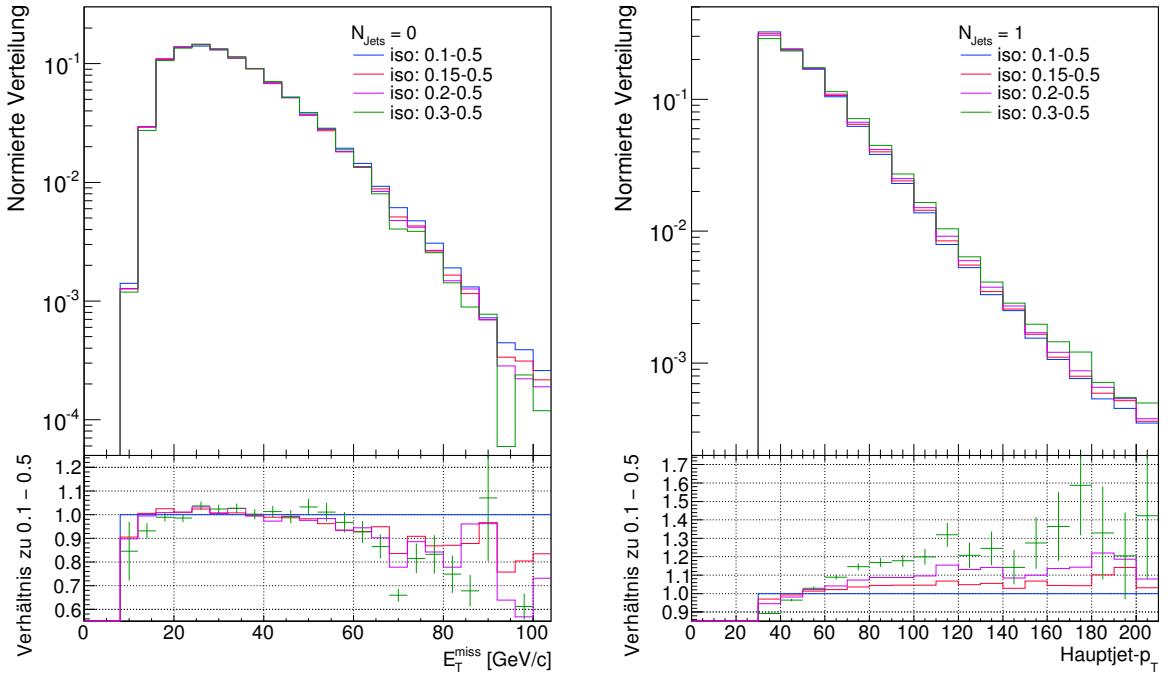
Für die Auswahl der Kontrollregion für die $W+Jets$ -Analyse der Daten aus dem Jahr 2012 ist ein Blick auf die Kontrollregionen der $W+Jets$ -Analysen aus den vorherigen Jahren interessant. Während die Kontrollregion 2010 durch Invertierung des Kriteriums für die Signifikanz des transversalen Stoßparameters und Schnitte auf den Stoßparameter definiert wurde, wurde 2011, wie bereits erklärt, die Myonenisolation verwendet. Dieses Kriterium wird derzeit, unter anderem auch im Rahmen dieser Arbeit, für die Analyse der Daten aus 2012 studiert. Eine Übersicht der verschiedenen Kriterien findet sich in Tabelle 4.1. Die genauen Kriterien für die Myonenisolation für 2012 stehen noch nicht fest, jedoch konnten sie im Rahmen der vorliegenden Bachelorarbeit eingeschränkt werden.

Um geeignete Grenzen für die Myonenisolation in der Multijets-Kontrollregion zu finden, werden Grenzen variiert und die Auswirkungen auf unterschiedliche kinematische Verteilungen überprüft. Insbesondere die E_T^{miss} -Verteilung sollte nicht von der Auswahl der Schnittwerte abhängig sein, da sie für den Fit genutzt wird. Eine starke Beeinflussung der Form würde das Fitergebnis und damit die Abschätzung des Multijet-Untergrunds unzuverlässig werden lassen. Andere kinematische Verteilungen sollten jedoch bei Variation der Isolationswerte ebenfalls von der Form her konstant bleiben, um eine Veränderung der Zusammensetzung des Multijet-Untergrunds aus unterschiedlichen physikalischen Prozessen auszuschließen. Besonders interessant und relevant sind vor diesem Hintergrund die Verteilungen der Jets, insbesondere des Hauptjets.

Die Untersuchung unterteilt sich im Folgenden in die Beobachtung des Effekts bei Variation der unteren sowie der oberen Grenze des Isolationswerts.

Tabelle 4.1: Haupt-Selektionskriterien für die Multijet-Kontrollregion für die $W+Jets$ -Analyse für Daten aus 2010, 2011 und 2012.

Daten aus	2010	2011	2012
Trigger	Signaltrigger	Signaltrigger	Kontrolltrigger
Myonenisolation	$x < 0,1$	$0,1 < x < 0,5$	wird untersucht
d_0	$0,1 < d_0 < 0,4 \text{ mm}$	$ d_0 < 0,4 \text{ mm}$	$ d_0 < 0,4 \text{ mm}$
$ d_0/\sigma(d_0) $	$ d_0/\sigma(d_0) > 3$	$ d_0/\sigma(d_0) < 3$	$ d_0/\sigma(d_0) < 3$
m_T	$m_T > 40 \text{ GeV}$	$m_T > 40 \text{ GeV}$	$m_T > 40 \text{ GeV}$



(a) Die E_T^{miss} -Verteilung bei $N_{\text{jets}} = 0$ in Abhängigkeit der verschiedenen unteren Grenzen der Isolation. Die Abweichung der Verteilung mit 0,1 als unterer Grenze trat lediglich bei niedrigen Jet-Multiplizitäten auf.

(b) Die Verteilung des Hauptjet- p_T ist bei $N_{\text{jets}} = 1$ sensitiv für die untere Grenze der Isolation. Der Effekt wird mit steigender Multiplizität schwächer.

Abbildung 4.4: Gezeigt sind die Spektren von E_T^{miss} und des Hauptjet- p_T in Abhängigkeit von der unteren Grenze der Isolation des Myons. Unten ist jeweils das Verhältnis der einzelnen Verteilungen zu der mit 0,1 als untere Grenze aufgetragen. Als Trigger wurde mu24 genutzt.

4.3.1 Variation der unteren Grenze des Isolationswerts

Die untere Grenze des Isolationswerts lag für die Analyse der 2011er Daten bei 0,1. Davon ausgehend wurden im Rahmen dieser Bachelorarbeit folgende Werte als untere Grenze für den Isolationswert in 2012er Daten getestet und der Einfluss auf die kinematischen Verteilungen beobachtet: 0,1; 0,15; 0,2 und 0,3. Als obere Grenze für den Isolationswert wurde dabei die obere Grenze von 0,5 aus dem Jahr 2011 beibehalten. Untersuchungen fanden hauptsächlich unter Anwendung der Trigger mu36 und mu24 und für Daten aus der Datennahmeperiode J statt. Der Signaltrigger mu24i eignet sich für die Untersuchung aufgrund des Isolationskriteriums auf Triggerebene nicht.

Abbildung 4.4 zeigt die E_T^{miss} -Verteilungen (4.4a) und die p_T -Verteilungen (4.4b) des Hauptjets bei Variation der unteren Grenze der Myonenisolation. Insgesamt zeigt

sich, dass die Verteilung von E_T^{miss} bei einer Jet-Multiplizität $N_{\text{Jets}} \geq 1$ kaum sensitiv auf Veränderungen der unteren Myonenisolationsgrenze ist. Für die getesteten Werte liegen die Abweichungen dieser Verteilung im Rahmen der statistischen Unsicherheiten.

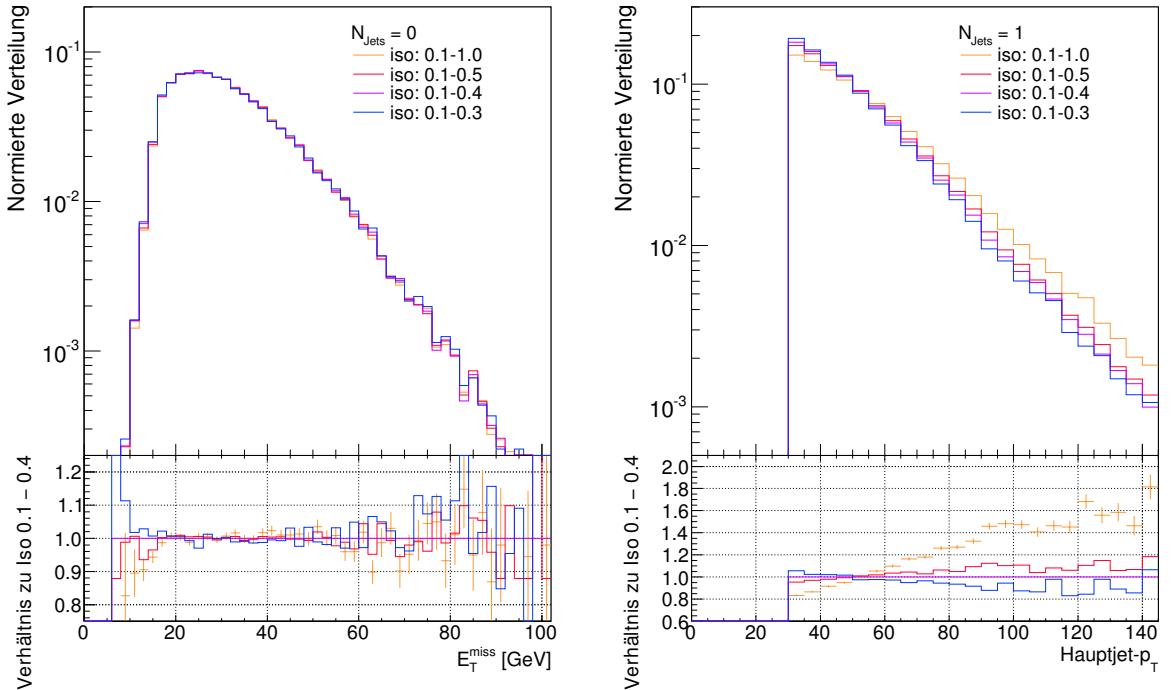
Lediglich für $N_{\text{Jets}} = 0$ stellt man fest, dass sich die Form der E_T^{miss} -Verteilung signifikant verändert, wenn man die Ereignisse mit einer unteren Grenze des Isolationswerts über 0,15 selektiert (siehe Abbildung 4.4a). Die Verteilungen mit unteren Grenzen ab 0,15 weichen jedoch deutlich von der E_T^{miss} -Verteilung mit nur 0,1 als unterer Grenze ab. Dieser Formunterschied könnte durch Signal-Kontamination des Kontrolltemplates hervorgerufen werden. Die Signal-Kontamination ist nur bei sehr niedrigen Jet-Multiplizitäten ein starker Effekt und könnte in einem nächsten Schritt mit Simulationen überprüft werden. Im Falle einer tatsächlichen hohen Signal-Kontamination empfiehlt es sich gemäß dieser Studie, eine untere Grenze für den Isolationswert zu wählen, die bei mindestens 0,15 liegt.

Im Gegensatz zur E_T^{miss} -Verteilung ist die Verteilung des Hauptjet- p_T deutlich sensibler für Änderungen der Isolation des Myons (siehe Abbildung 4.4b). So unterscheiden sich die Formen des Jet- p_T bei den verschiedenen unteren Grenzen für die Isolation um bis zu 30 %. Dieser Effekt verringert sich mit einer steigenden Jet-Multiplizität und bei Betrachtung der p_T -Verteilungen für die Jets mit zweit- oder dritthöchstem p_T . Diese Beobachtungen lassen sich dadurch erklären, dass z.B. für Myonen aus Heavy-Flavour-Zerfällen der Transversalimpuls des Myons und dessen Isolation korreliert sind. Der Transversalimpuls des Hauptjets, der insbesondere bei niedrigen Jet-Multiplizitäten den Myon-Heavy-Flavour-Jet ausbalanciert, ist daher wiederum stark mit dem des Myons korreliert. Der Effekt der Myonenisolation auf die p_T -Verteilungen der Hauptjets ist mit 10 bis 15 % deutlich stärker ausgeprägt als der Effekt auf die übrigen Jets, da diese weniger stark zur Energie- und Impuls-Balance beitragen. Eine ähnliche Argumentation gilt für höhere Jet-Multiplizitäten im Ereignis, da auch hier der Einfluss der unteren Myonenisolationsgrenze auf die Jet- p_T -Verteilung zurückgeht.

Bevor die untere Grenze der Myonenisolation der Multijet-Kontrollregion endgültig festgelegt wird, sollten die beiden hier festgestellten Effekte weiter untersucht und besser verstanden werden.

4.3.2 Variation der oberen Grenze des Isolationswerts

Für die Untersuchung der oberen Grenzen der Myonenisolation wurden Ereignisse aus Datenperiode A verwendet. Als Trigger wurde der Signal- und Kontrolltrigger aus der Analyse von 2011 mu18 verwendet, der nur in Periode A aktiv war und deshalb für spätere



(a) Die E_T^{miss} -Verteilung bei verschiedenen unteren Grenzen für die Isolation. Verwendet wurde der Trigger mu18 bei $N_{\text{jets}} = 0$. Die Verteilungen mit 1,0 als obere Grenze zeigen die größten Abweichungen.

(b) Die Verteilung des Leading Jet- p_T ist sensitiv für die Isolation. Gezeigt sind die Spektren für $N_{\text{jets}} = 1$ unter Verwendung des Triggers mu18 bei Daten der Periode A.

Abbildung 4.5: Dargestellt sind die Verteilungen von E_T^{miss} (a) und dem Hauptjet- p_T (b) in Abhängigkeit von der oberen Grenze der Myonenisolation. Nicht eingezeichnet sind die Verteilungen bei einer oberen Grenze von 0,2.

Perioden nicht zur Verfügung stand. Es wurden folgende obere Grenzen untersucht: 0,2; 0,3; 0,4; 0,5 und 1,0. Die untere Grenze der Myonenisolation wurde dabei bei 0,1 belassen. Abbildung 4.5 zeigt die Verteilungen der fehlenden Transversalenergie (4.5a) sowie des Hauptjet- p_T (4.5b) bei den genannten oberen Grenzen mit Ausnahme von 0,2. Die Verteilung mit den Grenzen 0,1 und 0,2 wurde nicht eingezeichnet, da die Statistik zu stark eingeschränkt ist.

Auch hier ist die Sensitivität der E_T^{miss} -Verteilung auf die Veränderung der Myonenisolation äußerst gering. Bis auf die beiden extremen oberen Grenzen von 0,2 und 1,0 war kein großer Einfluss feststellbar. Die Unterschiede zwischen diesen beiden lassen sich insbesondere bei 0,2 auf statistische Schwankungen aufgrund der geringen Statistik zurückführen. Die Abweichung der E_T^{miss} -Verteilung mit einer oberen Grenze von 1,0 im Bereich $E_T^{\text{miss}} < 20 \text{ GeV}$ könnte ebenfalls statistischen Ursprungs sein.

Wesentlich deutlicher ist wieder die Auswirkung auf den Transversalimpuls des Hauptjets aufgrund der in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Korrelation. Der Einfluss der *gemäßigen* oberen Grenzen zwischen 0,3 und 0,5 ist ähnlich stark ausgeprägt wie in der Untersuchung der unteren Grenze. Für eine obere Isolationsgrenze von 1,0 hingegen treten Abweichungen von über 50 % in der p_T -Verteilung gegenüber den anderen Grenzen auf.

Die Analyse im Rahmen dieser Bachelorarbeit hat gezeigt, dass sich ein Isolationswert von 0,2 nicht als obere Grenze eignet, da die resultierende Statistik bei einer gleichzeitigen unteren Grenze von $\geq 0,1$ sehr gering ist. Eine obere Grenze von 1,0 hat einen kleinen Einfluss auf die E_T^{miss} -Verteilung, sowie einen großen Effekt auf den Hauptjet- p_T und sollte nicht ohne weitere Untersuchungen verwendet werden.

Im *gemäßigen Bereich* für die obere Isolationsgrenze ist die E_T^{miss} -Verteilung relativ stabil, sodass im Rahmen dieser Analyse und unter weiterer Beobachtung des Hauptjet- p_T eine obere Grenze von 0,5 verwendbar und sinnvoll erscheint.

4.4 Ergebnis und Ausblick

Aufgrund unterschiedlicher Datennahmebedingungen im Jahr 2012 verglichen zu 2011 muss die für die Bestimmung des Multijet-Untergrunds verwendete Selektion in der $W+\text{Jets}$ -Analyse untersucht und neu optimiert werden.

Für den Myonenkanal der Analyse konnte im Rahmen dieser Arbeit ein Trigger gefunden werden, der voraussichtlich für die Multijet-Kontrollregion verwendet werden kann. Es handelt sich um den Trigger EF_mu24_tight. Zudem wurde gezeigt, dass beim Vergleich benachbarter Datennahmeperioden die Änderung der Pileup-Bedingungen die Verteilung der fehlenden Transversalenergie nur wenig beeinflusst. Über das ganze Datennahmejahr 2012 liegt der Einfluss jedoch bei bis zu 30 %, weshalb weitere Untersuchungen empfehlenswert sind.

Des Weiteren wurde der Einfluss möglicher Grenzen für die Isolationswerte der Myonen in der Multijet-Kontrollregion auf verschiedene kinematische Verteilungen betrachtet. Dabei konnten Grenzen für die Isolationswerte der Myonen gefunden werden, mit deren Hilfe sich eine Kontrollregion für den Multijet-Untergrund definieren lässt. Obwohl die im Rahmen dieser Arbeit erlangten Ergebnisse erste Hinweise auf eine geeignete Definition der Multijet-Kontrollregion für 2012er Daten liefern, sind in einigen Fällen noch detaillierte Studien für eine endgültige Definition nötig. So könnten beispielsweise obere Grenzen zwischen 0,5 und 1,0 untersucht werden.

Hinsichtlich der Myonenselektion in der Multijet-Kontrollregion ist außerdem von Interesse, ob zusätzlich oder anstelle der Invertierung der Myonenisolation eine Invertierung der Signifikanz des transversalen Stoßparameters wie in der Analyse von 2010 ein besseres Resultat liefert. Auch alternative Definitionen der Myonenisolation, z.B. mit einem anderen Radius, innerhalb dessen die Isolation betrachtet wird, könnten noch Optimierungspotential liefern.

Ein weiterer Trigger, der über das Jahr 2012 aktiv war, dessen Informationen jedoch nicht im Datensatz vorhanden waren, der Grundlage für die vorliegende Bachelorarbeit war, ist EF_mu24_g20vh_medium. Dieser fordert ein Photon mit einer Energie von mindestens 20 GeV und Myonen mit einem Transversalimpuls von mehr als 24 GeV. Da zusätzlich zum Myon nur ein weiteres Photon gefordert wird, könnte dieser Trigger bei niedrigeren Jet-Multiplizitäten bereits eingesetzt werden.

Mit größerer Statistik ließe sich außerdem besser untersuchen, ob sich Trigger, die Myonen in Assoziation mit Photonen selektieren, für die Multijet-Untergrundanalyse eignen, insbesondere auch der Trigger EF_mu18_2g10, der auch Gegenstand dieser Bachelorarbeit ist. Für die vorliegenden Studien wurden jeweils nur eine Datenperiode (A, bzw. J) verwendet, die einem Bruchteil von 4, bzw. 13 % des Datensatzes aus dem Jahr 2012 entsprechen.

5 Zusammenfassung

Die Produktion von W -Bosonen in Assoziation mit Teilchenjets ist ein wichtiger Standardmodell-Prozess um Vorhersagen der perturbativen Quantenchromodynamik zu überprüfen und stellt einen wesentlichen Untergrund bei vielen Analysen, z.B. zur Suche nach Physik jenseits des Standardmodells dar. Bei niedrigen Jet-Multiplizitäten sind Multijet-Prozesse einer der wichtigsten Untergründe. Myonen, wie sie z.B. bei Zerfällen $W \rightarrow \mu\nu$ entstehen, stammen hier hauptsächlich aus Heavy-Flavour-Zerfällen und sind damit im Gegensatz zu Myonen aus W +Jets nicht isoliert. Das heißt, dass in nächster Nähe zum Myon weitere Teilchen detektiert werden.

Um den Anteil des Multijet-Untergrunds zu bestimmen, werden die Verteilungen der fehlenden Transversalenergie E_T^{miss} von simulierten W +Jets-Ereignissen und andere Untergründe sowie Multijet-Ereignisse an die Messdaten gefittet. Das dafür verwendete Fittemplate für Multijet-Ereignisse wird dabei u.a. durch Forderung einer schlechten Isolation des Myons aus Daten selektiert. Ein weiteres Selektionskriterium ist der verwendete Trigger, der aufgrund veränderter Datennahmebedingungen und erhöhter Luminosität nicht einfach aus vergangenen Jahren übernommen werden kann. Auch Änderungen in der Anzahl an Interaktionen pro Strahlkreuzung, nicht nur beim Wechsel des Datennahmehauses von 2011 zu 2012, sondern auch Veränderungen im Laufe des Jahres 2012, erfordern ein detailliertes Studium der Selektionskriterien für Multijet-Ereignisse.

Im Rahmen der vorliegenden Bachelorarbeit konnte herausgefunden werden, dass der Trigger EF_mu24_tight für die Selektion des Multijet-Untergrunds bei 2012er Daten verwendet werden kann. Des Weiteren wurde festgestellt, dass die steigende Luminosität im Laufe des Jahres 2012 einen Einfluss auf die zu fittende Verteilung von E_T^{miss} von ca. 30 % besitzt. Dieser Einfluss muss daher im Rahmen weiterer Studien untersucht werden.

Da der Bereich der geforderten Myonenisolation für die Selektion von Multijet-Ereignissen neu definiert werden muss, wurden Variationen der Grenzen untersucht. Hierbei konnte festgestellt werden, dass die E_T^{miss} -Verteilung nur wenig sensitiv auf Veränderungen der Myonenisolation reagiert, die Verteilung des Transversalimpulses p_T des Jets mit höchstem p_T jedoch sehr sensitiv auf die geänderten Grenzen reagiert. Insgesamt wurden Grenzen für den Isolationswert des Myons von mindestens 0,15 weniger als ungefähr 0,5 als beste für die getesteten Isolationsvariable bestimmt.

Literatur

- [1] DESY. *Weltmaschine*. Juli 2014. URL: <http://www.weltmaschine.de/news/07102010/>.
- [2] Bogdan Povh. *Teilchen und Kerne. Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. ger. 9. Aufl. Springer-Lehrbuch. Berlin; Heidelberg: Springer Spektrum, 2014, XII, 467 S. ISBN: 978-3-642-37821-8.
- [3] Francis Halzen und Alan D. Martin. *Quarks and leptons. An Introductory Course In Modern Particle Physics*. eng. [Chichester u.a.]: Wiley, 1984, XVI, 396 S. ISBN: 0-471-88741-2 ; 978-0-471-88741-6.
- [4] ATLAS-Collaboration. „Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC“. In: *Physics Letters B* 716.1 (Sep. 2012), S. 1–29. ISSN: 03702693. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020. URL: <http://arxiv.org/abs/1207.7214>.
- [5] CMS-Collaboration. „Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC“. In: *Physics Letters B* 716.1 (Sep. 2012), S. 30–61. ISSN: 03702693. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021. URL: <http://arxiv.org/abs/1207.7235>.
- [6] ATLAS Collaboration. „Study of jets produced in association with a W boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector“. In: *Physical Review D* 85.9 (Mai 2012), S. 092002. ISSN: 1550-7998. DOI: 10.1103/PhysRevD.85.092002. URL: <http://cds.cern.ch/record/1411586>.
- [7] Sarah Alam Malik und Graeme Watt. „Ratios of W and Z cross sections at large boson p_T as a constraint on PDFs and background to new physics“. In: *Journal of High Energy Physics* 2014.2 (Feb. 2014), S. 25. ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1007/JHEP02(2014)025. URL: <http://arxiv.org/abs/1304.2424>.
- [8] ATLAS-Collaboration. „Measurements of the W production cross sections in association with jets with the ATLAS detector“. In: (Juli 2014). URL: <http://cds.cern.ch/record/1735193>.

- [9] ATLAS-Collaboration. „The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider“. In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (Aug. 2008), S08003–S08003. ISSN: 1748-0221. DOI: 10 . 1088 / 1748 - 0221 / 3 / 08 / S08003. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08003>.
- [10] CERN. *ATLAS Experiment*. Juli 2014. URL: <http://www.atlas.ch/>.
- [11] J. Beringer et al. (Particle Data Group). In: *Phys. Rev. D* 86 (Juli 2012 and 2013 partial update for the 2014 edition.), S. 010001. DOI: 10 . 1103 / PhysRevD . 86 . 010001.
- [12] Matteo Cacciari, Gavin P Salam und Gregory Soyez. „The anti- k_t jet clustering algorithm“. In: *Journal of High Energy Physics* 2008.04 (Apr. 2008), S. 063–063. ISSN: 1029-8479. DOI: 10 . 1088 / 1126 - 6708 / 2008 / 04 / 063. URL: <http://stacks.iop.org/1126-6708/2008/i=04/a=063>.
- [13] *ROOT Reference Guide: TFractionFitter*. Juli 2014. URL: <http://root.cern.ch/root/html/TFractionFitter.html>.
- [14] Rene Brun und Fons Rademakers. „ROOT - An object oriented data analysis framework“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 389 (1997), S. 81–86. ISSN: 01689002. DOI: 10 . 1016 / S0168 - 9002 (97) 00048 - X.

Erklärung

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

Ort, Datum

Unterschrift