

Bachelorarbeit

Studien zu Untergründen mit prompten Photonen für die Analyse von $t\bar{t}$ + Photon-Ereignissen mit dem ATLAS-Experiment

Studies of prompt photon background for the analysis of $t\bar{t}$ + photon events with the ATLAS experiment

angefertigt von

Tomke Schröer

aus Hamburg

am II. Physikalischen Institut

Arbeitsnummer: II.Physik-UniGö-BSc-2019/01

Bearbeitungszeit: 1. April 2019 bis 8. Juli 2019

Erstgutachter/in: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Zweitgutachter/in: Prof. Dr. Ariane Frey

Zusammenfassung

Das Top-Quark ist das schwerste Elementarteilchen. Aufgrund dessen hat es eine sehr kurze Lebensdauer, weshalb es das letzte Quark ist, das entdeckt wurde. Ein Top-Quark-Paar, also ein Top-Quark mit einem Antitop-Quark, kann in Hadron-Kollisionen durch Gluon-Fusion oder Quark-Antiquark-Annihilation ($q\bar{q}$ -Annihilation) entstehen. Am Large Hadron Collider (LHC), wo zwei Protonenstrahlen miteinander kollidieren, überwiegt die Gluon-Fusion. Bei der Top-Antitop-Quark-Produktion ($t\bar{t}$ -Produktion) kann jedes geladene Teilchen ein Photon abstrahlen. Der Prozess, in dem ein Top-Quark-Paar in Assoziation mit einem Photon erzeugt wird, also $t\bar{t} + \gamma$, soll in dieser Bachelorarbeit näher betrachtet werden. Dazu werden die Daten vom ATLAS-Experiment, aufgenommen während des Run II des LHC mit einer Luminosität von $\mathcal{L} = 139 \text{ fb}^{-1}$ und einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$, analysiert. Zu den Untergrundprozessen, die ein promptes Photon beinhalten, zählen die Produktion von Z - und W -Boson mit einem Photon, also $Z + \gamma$ und $W + \gamma$. Diese können mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen simuliert werden. Dabei werden Diskrepanzen zu den Daten beobachtet. Damit diese nicht die Messung von $t\bar{t}\gamma$ beeinflussen, werden die Simulationen durch Vergleiche mit den Daten korrigiert. Die nötigen Korrekturen werden mithilfe von Kontrollregionen (CR's), in denen der zu korrigierende Prozess besonders dominant ist, berechnet, um sie danach in Validierungsregionen (VR's) zu bestätigen. Im Anschluss werden diese Korrekturen schließlich auf die $t\bar{t}\gamma$ -Signalregionen (SR's) extrapoliert.

Stichwörter: Top-Quark, Top-Quark-Paar-Produktion, prompte Photonen, ATLAS

Abstract

The top quark is the heaviest elementary particle. That is why it has a very short lifetime, which is the reason for its late discovery. A top quark pair, denoted a top and an anti-top quark, can be created via gluon fusion or quark antiquark annihilation ($q\bar{q}$ annihilation) in hadron collisions. At the Large Hadron Collider (LHC), where two proton beams collide, the gluon fusion dominates. During the top-antitop production ($t\bar{t}$ production), every charged particle of the process is able to emit a photon. The process, where a top quark pair in association with a photon is created, denoted $t\bar{t} + \gamma$, is the subject of this bachelor thesis. For this, all data from the ATLAS experiment, collected during the Run II of the LHC with a luminosity of $\mathcal{L} = 139 \text{ fb}^{-1}$ and a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$, will be analysed. The production of a Z boson or a W boson with a photon ($Z + \gamma$ and $W + \gamma$) are amongst the dominant background processes. Those can be simulated with Monte Carlo simulations. Unfortunately there are some discrepancies between data and simulation. The measurement of $t\bar{t}\gamma$ should not be affected by these, that is why the simulation will be corrected via a comparison with the data. The needed corrections are extracted from control regions (CR's), where the simulated process, which is supposed to be corrected, is as dominant as possible. Afterwards, the correction is validated in validation regions (VR's). In the end, the correction is extrapolated to the $t\bar{t}\gamma$ -signal regions (SR's).

Keywords: top quark, top quark pair production, prompt photons, ATLAS

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theorie	3
2.1. Das Standardmodell (SM)	3
2.1.1. Elementarteilchen	3
2.1.2. Wechselwirkungen	4
2.2. Das Top-Quark	6
2.2.1. Top-Antitop-Produktion ($t\bar{t}$ -Produktion)	6
2.2.2. $t\bar{t}+\gamma$ -Produktion	7
3. Experimentelle Grundlagen	11
3.1. Large Hadron Collider (LHC)	11
3.2. ATLAS-Detektor	11
3.3. Monte-Carlo-Simulationen	14
3.4. Objektdefinitionen	14
4. Analyse	17
4.1. Vorselektionen für alle Regionen	18
4.2. Definition der Signalregionen	19
4.3. Regionen ohne b-Jets	19
4.3.1. Regionen für $Z\gamma$ ohne b-Jets	19
4.3.2. Regionen für $W\gamma$ ohne b-Jets	22
4.4. Regionen mit b-Jets	24
4.4.1. Regionen für $Z\gamma$ mit b-Jets	24
4.4.2. Regionen für $W\gamma$ mit b-Jets	26
5. Endresultate und Ausblick	29
A. zusätzliche Abbildungen	37

1. Einleitung

Einen der großen Bereiche der Physik bildet die Teilchenphysik. Diese beschäftigt sich mit den kleinsten Teilchen, aus denen alles andere aufgebaut ist. Natürlich kann man diese Teilchen nicht mit bloßen Augen untersuchen. Um mehr über sie zu erfahren, betrachtet man stattdessen, wie sie mit Materie und anderen Teilchen wechselwirken. Dazu werden Collider, wie der Large Hadron Collider (LHC) am CERN, verwendet. Wie der Name bereits vermuten lässt, werden in diesem Collider Hadronen zur Kollision gebracht. Der LHC ist ein Synchrotron und kann die Teilchen auf eine Schwerpunktsenergie bis zu $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ beschleunigen. Eines der größten Experimente am LHC ist das ATLAS-Experiment. An diesem Messpunkt werden Daten aus den im LHC stattfindenden Kollisionen von zwei Protonenstrahlen gewonnen. Eine der größten Errungenschaften der letzten Jahre beim ATLAS-Detektor und dem Nachbarexperiment CMS war die Entdeckung des Higgs-Bosons im Jahr 2012 [1, 2], welches bereits 1964 vorhergesagt wurde [3, 4].

ATLAS beschäftigt sich auch mit der Analyse vieler weiterer Prozesse, die bei der Kollision der Protonen stattfinden. Einer dieser Prozesse ist die Produktion von einem Top-Antitop-Quark-Paar in Assoziation mit einem Photon ($t\bar{t}\gamma$). Die Teilchen werden für gewöhnlich nicht direkt detektiert. Stattdessen werden die Zerfallsprodukte der teilhabenden Teilchen detektiert. Im Falle des Top-Antitop-Paars sind dies im Regelfall zwei Jets aus dem Zerfall der Top-Quarks in je ein W -Boson und ein b -Quark, welches dann einen Jet bildet und den Zerfallsprodukten des W -Bosons, welches in zwei Quarks zerfallen kann, die wiederum Jets bilden, oder in ein Lepton-Neutrino-Paar. Hier soll nur der Fall betrachtet werden, dass ein W -Boson leptonisch und das andere hadronisch, also in zwei Quarks, zerfällt. Die Teilchen, die am Ende nicht weiter zerfallen, sondern detektiert werden können, bezeichnet man als Endzustand des Prozesses.

Gleichzeitig finden noch eine Vielzahl weiterer Prozesse statt, die einen ähnlichen Endzustand haben. Da man bei diesen Prozessen anhand der Daten nicht unterscheiden kann, ob es sich um einen Untergrundprozess oder den gesuchten Prozess handelt, werden sie auch auf der Basis von theoretischen Überlegungen simuliert. Dadurch ergibt sich die Zusammensetzung dessen, was man misst. Nun lassen sich bei dem Prozess $t\bar{t}\gamma$ Diskrepanzen zwischen der Vorhersage und den Daten feststellen, die man unter anderem auf die Si-

1. Einleitung

mulation der Prozesse $Z\gamma$ und $W\gamma$ zurückführt. Diese Diskrepanzen sollen im Rahmen dieser Arbeit beseitigt werden. Dazu müssen in besonders reinen Regionen (sog. Kontrollregionen), wo die zu korrigierende Simulation besonders dominant ist, Korrekturen für die beiden Simulationen bestimmt werden, welche dann am Schluss auf die Signalregion extrapoliert werden. Hierzu werden in dieser Arbeit die vom ATLAS Detektor aufgezeichneten Daten des gesamten Run II, also der Jahre 2015 bis 2018, des LHC mit einer Luminosität von $\mathcal{L} = 139 \text{ fb}^{-1}$ verwendet. Eine frühere Analyse wurde mit Daten der Jahre 2015/16 mit einer Luminosität von $\mathcal{L} = 36 \text{ fb}^{-1}$ durchgeführt [5].

Im Folgenden werden dafür zunächst die theoretischen Grundlagen wie das Standardmodell der Teilchenphysik, das Top-Quark und die Prozesse der Top-Quark-Paar-Produktion mit und ohne Photon vorgestellt. Außerdem wird der LHC mit dem ATLAS-Detektor diskutiert. Im Anschluss folgen die Grundlagen zu den verwendeten Daten und Monte-Carlo-Simulationen, um ebendiese dann in der Analyse näher zu betrachten. Dabei werden die verschiedenen Regionen definiert, in denen die Korrekturen extrahiert und validiert werden, um sie schließlich auf die Signalregionen zu extrapolieren. Zum Schluss werden die Resultate zusammengefasst und ein Ausblick auf weitere Arbeiten gegeben.

2. Theorie

Im Folgenden werden die theoretischen Grundlagen wie das Standardmodell, das Top-Quark, sowie die Prozesse $t\bar{t}$ und $t\bar{t} + \gamma$ vorgestellt.

2.1. Das Standardmodell (SM)

Mithilfe des Standardmodells [6–16] können sowohl die Elementarteilchen selbst, als auch die Wechselwirkungen zwischen ihnen beschrieben werden. Es gibt jedoch auch Theorien, die über das Standardmodell hinausgehen, da es experimentelle Ergebnisse gibt, die mit dem Standardmodell nicht beschrieben werden können.

2.1.1. Elementarteilchen

Die Elementarteilchen des SM bilden die Quarks, Leptonen und Austausch-Bosonen. Quarks und Leptonen sind Fermionen, also Teilchen mit einem Spin $1/2$, die der Fermi-Dirac-Statistik genügen. Bei den Bosonen unterscheidet man zwischen den Eichbosonen mit Spin 1 und dem Higgs-Boson mit Spin 0. In Abbildung 2.1 sind alle Elementarteilchen aufgeführt. Die Fermionen lassen sich in drei Generationen unterteilen. Bei den Quarks gibt es pro Generation jeweils ein Up-Type-Quark mit einer Ladung von $2/3$ und ein Down-Type-Quark mit einer Ladung von $-1/3$. Die Up-Type-Quarks bilden die erste Zeile der Quarks in Abbildung 2.1, während die Down-Type-Quarks in der zweiten Zeile aufgeführt sind. Bei den Leptonen besteht eine Generation jeweils aus einem geladenem Teilchen mit Ladung -1 und dem dazugehörigen ungeladenen Neutrino. Anhand dessen, wie die Fermionen schwach wechselwirken, lassen sie sich nochmals unterteilen. Dies wird durch den schwachen Isospin I beschrieben, der die Werte $1/2$ und 0 annehmen kann. Linkshändige Teilchen einer Generation bilden Dubletts des schwachen Isospins. Der schwache Isospin hat nichts mit dem Spin eines Teilchens zu tun, lässt sich mathematisch aber äquivalent beschreiben. Die schwachen Isospin-Dubletts bilden die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung. Die Teilchen im ersten Eintrag des Dubletts haben als dritte Komponente des Isospins $I_3 +1/2$ und der zweite Eintrag $-1/2$. Rechtshändige Teilchen wechselwirken

		Materie (Fermionen)			Bosonen	
		I	II	III		
Quarks		u up	c charm	t top	γ Photon	H Higgs Boson
		d down	s strange	b bottom	g Gluon	Eichbosonen
Leptonen		ν_e Elektron- Neurino	ν_μ Myon- Neutrino	ν_τ Tau- Neutrino	Z^0 Z Boson	
		e Elektron	μ Myon	τ Tau	W^\pm W Boson	

Abb. 2.1.: Die Elementarteilchen in den jeweiligen Generationen.

nicht geladen schwach und bilden deshalb nur Singulett mit einem Isospin I - und somit auch einer dritte Komponente I_3 - von 0.

2.1.2. Wechselwirkungen

Es gibt drei verschiedene Wechselwirkungen¹, die schwache, die starke und die elektromagnetische, wobei sich die schwache nochmals in die geladene schwache und die neutrale schwache Wechselwirkung unterteilen lässt. Alle linkshändigen Fermionen des SM können geladen schwach, alle Fermionen neutral schwach, Quarks stark und geladene Teilchen elektromagnetisch wechselwirken. Die Bosonen bilden die Austauscheteilchen für die Wechselwirkungen. Das W - bzw. Z -Boson ist das Austauscheteilchen der geladenen bzw. neutralen schwachen Wechselwirkung. Bei der starken Wechselwirkung koppeln die Quarks an ein Gluon und bei der elektromagnetischen koppeln die geladenen Teilchen an

¹Die Gravitation kann vernachlässigt werden.

ein Photon.

Das W -Boson ist das einzige Teilchen, das den Flavour der Teilchen, die über das W -Boson wechselwirken, ändern kann. Koppelt es an Leptonen, so erhält es die Generation, bei Quarks kann es auch die Generation wechseln. Diese Prozesse werden jedoch unterdrückt. Die Unterdrückung bzw. die Präferenz, die Generation zu erhalten, wird durch die CKM-Matrix ausgedrückt (Beträge der Matrixelemente aus Referenz [17]):

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{sb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 0,97446 \pm 0,00010 & 0,22452 \pm 0,00044 & 0,00365 \pm 0,00012 \\ 0,22438 \pm 0,00044 & 0,97359^{+0,00010}_{-0,00011} & 0,04214 \pm 0,00076 \\ 0,00896^{+0,00024}_{-0,00023} & 0,04133 \pm 0,00074 & 0,999105 \pm 0,000032 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Dabei gibt der Vektor auf der linken Seite die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung an und der Vektor auf der rechten Seite die Masseneigenzustände. Die Unterdrückung des Generationenwechsels ist dadurch erkennbar, dass $V_{qq'} \approx 1$ für Quarks derselben Generation und $V_{qq'} \ll 1$ für Quarks aus verschiedenen Generationen ist. Des Weiteren koppeln W -Bosonen nur an linkshändige Teilchen und an rechtshändige Antiteilchen. Damit ist das W -Boson maximal paritätsverletzend. Die rechts- bzw. linkshändigen Zustände sind die Eigenzustände der γ^5 -Matrix. Dass die W -Bosonen nur an diese Teilchen koppeln, wird aus dem Vertex-Faktor ersichtlich:

$$-i \frac{g_W}{\sqrt{2}} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) = -i \frac{g_W}{\sqrt{2}} \gamma^\mu P_L. \quad (2.2)$$

g_W bezeichnet die schwache Kopplungskonstante und P_L den Projektionsoperator des linkshändigen Anteils eines Teilchens. Für Antiteilchen ist es der Projektionsoperator für den rechtshändigen Anteil. Die links- bzw. rechtshändigen Anteile bilden die Eigenzustände der Chiralität. Im relativistischen Grenzfall sind Helizität, also die Projektion des Spins auf die Achse parallel zur Bewegungsrichtung, und Chiralität gleich.

Gluonen können nur an farbgeladene Teilchen, also Quarks und Gluonen, koppeln. Quarks können in der Natur nicht einzeln vorkommen, man kann nur farbneutrale Objekte beobachten. Um dies zu beschreiben, gibt es drei Farbladungen, rot (r), blau (b) und grün (g). Quarks tragen eine der Farbladungen, Antiquarks tragen die entsprechenden Antifarben ($\bar{r}, \bar{b}, \bar{g}$). Farblose Objekte ergeben sich entweder aus einer Kombination aller drei

2. Theorie

Farbladungen oder aus einer Farbe und der dazugehörigen Antifarbe. Diese aus Quarks zusammengesetzten Teilchen werden Hadronen genannt. Hadronen, die aus einem Antiquark und einem Quark bestehen, heißen Mesonen, Baryonen sind Teilchen aus drei Quarks oder drei Antiquarks. Auch die Gluonen tragen eine Farbladung. Die möglichen Farben der Gluonen sind

$$r\bar{g}, g\bar{r}, r\bar{b}, b\bar{r}, g\bar{b}, b\bar{g}, \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{r} - g\bar{g}) \text{ und } \frac{1}{\sqrt{6}}(r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b}). \quad (2.3)$$

Welche Quarks miteinander wechselwirken können, wird durch die Gell-Mann-Matrizen λ_i angegeben. Sie sind die Generatoren der speziellen unitären Gruppe $SU(3)$. Die Kopplungskonstante α_s beschreibt die Stärke der Kraft zwischen den Quarks. Diese hängt von dem quadratischen Impulsübertrag q^2 ab. Im Gegensatz zu der Kopplungskonstante α der elektromagnetischen Wechselwirkung, sinkt die Kopplungskonstante mit steigendem Betrag von q^2 . Man spricht bei niedrigem Impulsübertrag und demzufolge großer Kopplung von der Quarkgefangenschaft (Confinement) [18], für große Beträge von q^2 hingegen von asymptotischer Freiheit [12]. Dies ist auch der Grund für Hadronisierung: Entfernen sich zwei Quarks voneinander, so wird die Kraft zwischen den Teilchen mit steigender Distanz immer größer, sodass es ab einem gewissen Punkt energetisch günstiger ist, zwei neue Quarks zu bilden. Entfernen diese sich jeweils wieder voneinander, wiederholt sich der Prozess, bis sich farbneutrale Mesonen oder Baryonen bilden.

2.2. Das Top-Quark

Das Top-Quark ist das schwerste bisher bekannte Quark mit einer Masse von $m_t = 172,69 \pm 0.25(\text{stat}) \pm 0.41(\text{syst}) \text{ GeV}$ [19]. Aufgrund seiner großen Masse hat es einen großen Phasenraum für den Zerfall und somit auch eine kurze Lebensdauer in der Größenordnung von $5 \cdot 10^{-25} \text{ s}$ [20]. Deshalb gibt es auch keine Hadronen mit Top-Quarks, denn bevor es einen gebundenen Zustand eingehen könnte, ist das Top-Quark bereits zerfallen. In Form von Top-Quark-Paaren wurde es erstmals 1995 am TEVATRON an den Detektoren CDF und DØ durch die Kollision von Protonen mit Antiprotonen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1,8 \text{ TeV}$ entdeckt [21, 22].

2.2.1. Top-Antitop-Produktion ($t\bar{t}$ -Produktion)

Top-Quarks werden an Hadron-Collidern hauptsächlich über die starke Wechselwirkung durch $q\bar{q}$ -Annihilation und Gluon-Fusion erzeugt. Die entsprechenden Feynman-Diagramme dieser Prozesse sind in Abbildung 2.2 zu sehen. Da am TEVATRON Protonen und Anti-

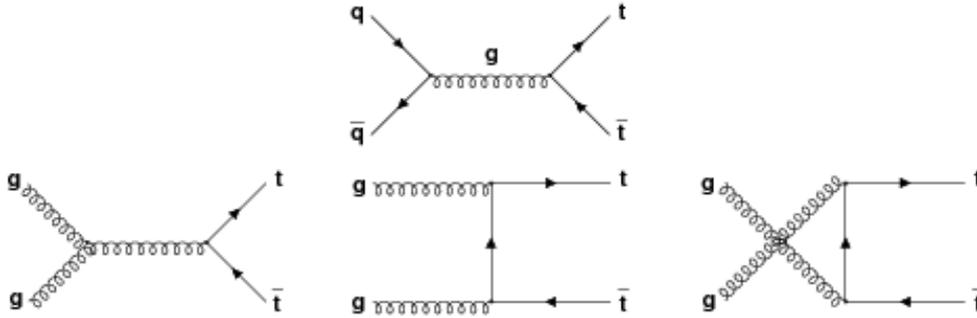


Abb. 2.2.: Feynman-Diagramme der $t\bar{t}$ -Produktion: oben durch $q\bar{q}$ -Annihilation und unten durch Gluon-Fusion.

protonen kollidierten, war der vorherrschende Prozess die $q\bar{q}$ -Annihilation, da dort bereits Antiquarks und Quarks als Valenzquarks vorhanden sind. Im Bereich hoher Schwerpunktsenergien ist die Energie, die zur Bildung des Top-Quark-Paars nötig ist, nur ein kleiner Teil dieser Energien. Demnach müssen die Teilchen, die zur Produktion beitragen, auch nur einen kleinen Anteil x vom Gesamtimpuls tragen. Für kleine x ist der Anteil an Gluonen wesentlich größer als der Anteil an See-Quarks. Aus diesem Grund dominiert am LHC, wo zwei Protonenstrahlen kollidieren und demnach keine Anti-Quarks als Valenzquarks zur Verfügung stehen, die Gluon-Fusion. Nachdem das Top-Quark-Paar entstanden ist, zerfällt es direkt. Der dabei vorherrschende Prozess ist der Zerfall $t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b}$. Möglich wäre zwar auch ein Zerfall in ein anderes Quark, dieser Prozess wird jedoch durch die entsprechenden CKM-Matrixelemente stark unterdrückt. Die entstehenden W -Bosonen können dann entweder hadronisch, also in ein $q\bar{q}$ -Paar, oder in ein geladenes Lepton ℓ und das entsprechende Neutrino ν_ℓ zerfallen.

Der leptonische Zerfall des W -Bosons ist für jedes Lepton gleich wahrscheinlich, das Verzweigungsverhältnis BR liegt pro Lepton im Mittel bei $BR_{W \rightarrow \ell\nu} = (10,86 \pm 0,09)\%$ [17]. Für den Zerfall in Quarks gilt $BR_{W \rightarrow q\bar{q}} = (67,41 \pm 0,27)\%$ [17]. Schaut man sich nun den Zerfall der beiden W -Bosonen an, die aus dem Zerfall des $t\bar{t}$ -Paares stammen, ergeben sich die in Abbildung 2.3 gezeigten Verzweigungsverhältnisse. Der komplett hadronische Zerfall findet am häufigsten statt, beinahe gleich häufig findet der Zerfall in ein Lepton und ein Quark-Antiquark-Paar statt. Die Dilepton-Kanäle treten am seltensten auf.

2.2.2. $t\bar{t} + \gamma$ -Produktion

So wie alle geladenen Teilchen können auch Top-Quarks elektromagnetisch wechselwirken, beispielsweise indem sie ein Photon abstrahlen. Wenn eines der elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen dies während der Top-Quark-Paar-Produktion tut, spricht man vom Prozess $t\bar{t} + \gamma$. Erste Hinweise auf diesen Prozess gab es 2011 bei CDF [23], die Entde-

2. Theorie

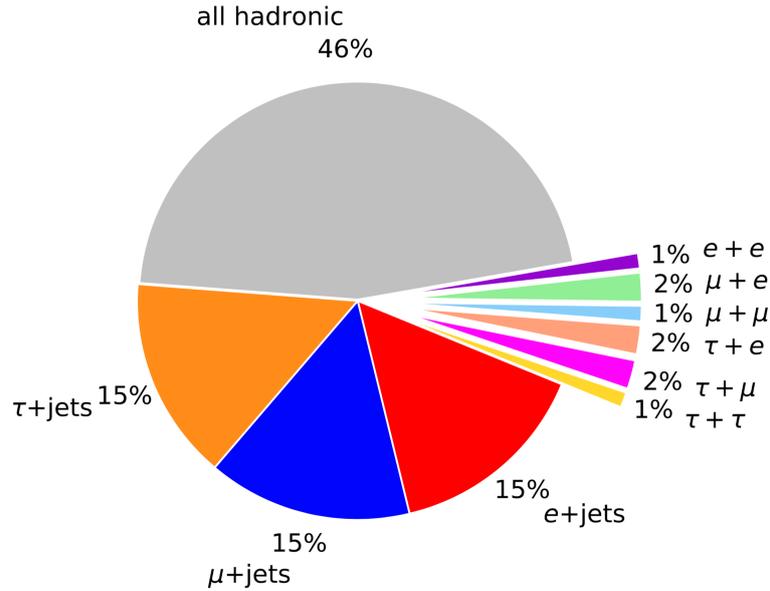


Abb. 2.3.: Verzweungsverhältnisse für den Zerfall der beiden W -Bosonen aus dem $t\bar{t}$ -Zerfall.

ckung hingegen gelang im Jahr 2015 beim ATLAS-Experiment [24]. Nun gibt es Prozesse, die einen ähnlichen Endzustand wie $t\bar{t} + \gamma$ haben und deshalb anhand der Daten nicht vom Signal $t\bar{t} + \gamma$ unterschieden werden können. Diese Prozesse bilden den irreduziblen Untergrund. Dazu zählen $W + \gamma$, $Z + \gamma$ und $t + \gamma$. Bei den Photonen handelt es sich dabei um prompte Photonen, also Photonen, die aus der primären Interaktion stammen und nicht in einem Schauer abgestrahlt wurden. Generell zählen alle Untergrundprozesse des $t\bar{t}$ -Prozesses, bei denen ein Photon abgestrahlt wird, auch zu den Untergrundprozessen von $t\bar{t} + \gamma$. Zusätzlich bilden jedoch Fake-Photonen einen großen Anteil des Untergrunds. Bei Fake-Photonen handelt es sich um Elektronen und Hadronen, die fälschlicherweise als Photon identifiziert werden, da sie eine dem Photon ähnliche Signatur im Detektor hinterlassen. Normalerweise können Photonen dadurch von Elektronen und Hadronen unterschieden werden, dass Photonen keine Spur im Spurdetektor hinterlassen, während Elektronen und geladene Hadronen dies tun. Außerdem unterscheiden sich die Schauer, die die Teilchen in den Kalorimetern auslösen. Nun kann es passieren, dass zum Beispiel im Spurdetektor kein Signal von Elektronen und Hadronen hinterlassen wird, weil das Rauschen zu groß ist und die Spur deshalb nicht als Spur erkannt wird oder Hits in den einzelnen Lagen fehlen. Dann werden die Elektronen und Hadronen erst im Kalorimeter detektiert, genauso wie Photonen und es kann passieren, dass sie, wenn der Schauer dem eines Photon zu sehr ähnelt, als solche missidentifiziert werden. Diese Elektronen bzw. Hadronen werden Elektron- bzw. hadronische Fakes genannt. Weitere hadronische Fakes

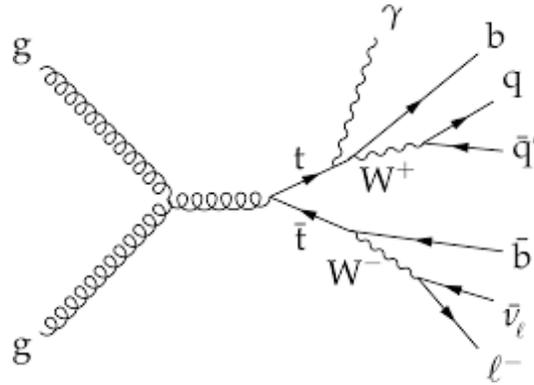


Abb. 2.4.: Feynman-Diagramm des $t\bar{t} + \gamma$ -Prozesses beim Zerfall in W -Bosonen und b -Quarks.

bilden die Photonen, die beim Zerfall von Hadronen entstehen, also erst im hadronischen Schauer entstehen und somit zwar reale, aber keine prompten Photonen sind. All diese Untergrundprozesse sollen vom Signal getrennt werden.

Nachdem dies passiert ist, können mithilfe des Wirkungsquerschnitts Rückschlüsse auf die Ladung Q_t des Top-Quarks gezogen werden, da die Kopplung ans Photon nach dem SM proportional zu Q_t^2 ist. Es gibt Modelle, die neben einer Ladung von $Q_t = 2/3$ auch eine Ladung von $-4/3$ zulassen würden [25]. Aufgrund der Ladungserhaltung müssen die Zerfallsprodukte eines Quarks bzw. Antiquarks in Summe die Ladung $\pm Q_t$ tragen. In Abbildung 2.4 ist der Prozess dargestellt, wenn das Top-Quark eine Ladung von $Q_t = 2/3$ hätte: Um Ladungserhalt an jedem Vertex zu realisieren, muss das Top-Quark in ein W -Boson mit Ladung 1 und ein Bottom-Quark mit Ladung $-1/3$ zerfallen. Das Antitop-Quark zerfällt entsprechend in ein W -Boson mit Ladung -1 und ein Antibottom-Quark mit Ladung $1/3$. Würde das Top-Quark nun eine Ladung von $-4/3$ haben, so müssten die beiden W -Bosonen und ihre Zerfallsprodukte miteinander ausgetauscht werden. Die b -Quarks hingegen bleiben dieselben.

In Theorien neuer Physik gibt es im Vertex-Faktor außerdem Faktoren, die unter anderem proportional zu γ^5 sind. Das würde darauf hinweisen, dass die Kopplung nicht rein vektoriell ist, sondern auch einen axial-vektoriellen Anteil hat. Im SM wird ein axial-vektorieller Anteil nicht vorhergesagt, die Faktoren wären also null. In Theorien, die über das SM hinausgehen, wäre es jedoch möglich, dass der Faktor ungleich null ist und so die Kopplung sowohl vektorielle als auch axial-vektorielle Anteile hat [26].

3. Experimentelle Grundlagen

3.1. Large Hadron Collider (LHC)

Der LHC ist der größte Beschleunigerring an der Europäischen Organisation für Kernforschung (CERN) in Genf. In ihm werden Hadronen, meist Protonen, beschleunigt und schließlich an vier Messpunkten kollidiert. Einen dieser Messpunkte bildet der ATLAS-Detektor. Eine schematische Darstellung des gesamten CERN-Beschleuniger-Komplexes inklusive des LHC und seiner Vorbeschleuniger ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Bevor die Teilchen in den LHC eingespeist werden, durchlaufen sie zunächst den Linearbeschleuniger Linac 2. Dort werden sie auf 50 MeV beschleunigt, bevor sie in den Synchrotron Booster eingeschleust werden. Nachdem sie dort eine Energie von 1,4 GeV erreicht haben, gelangen sie noch in weitere Beschleunigerringe wie das Proton Synchrotron (PS), wo sie auf 25 GeV beschleunigt werden und das Super Proton Synchrotron (SPS), welches sie mit einer Energie von 450 GeV verlassen und schlussendlich den LHC erreichen. Der LHC hat einen Umfang von 26,7 km und beschleunigt die Teilchen bis zu einer Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV, bevor die Teilchen kollidieren.

3.2. ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor besteht aus verschiedenen Detektor-Schichten, in denen die verschiedenen Teilchen detektiert werden. Die Schichten sind in Abbildung 3.2 zu sehen. Der Name ATLAS steht dabei für “A Toroidal LHC ApparatuS” [27]. Der Detektor ist 25 m hoch, 44 m lang und wiegt rund 7000 Tonnen. Er ist zylindrisch aufgebaut. Als erstes passieren die Teilchen den inneren Detektor, die Spurkammer, welcher für das Spurmessen geladener Teilchen zuständig ist. Diese Kammer besteht aus mehreren Detektoren. Die ersten beiden Schichten sind zwei Halbleiter-Tracker. Dabei bildet die erste Schicht ein Pixel-detektor, gefolgt von einem Halbleiter-Streifen-Detektor. Beide decken einen Bereich von $|\eta| < 2,5$ ab. η bezeichnet dabei die Pseudorapidität und ist ein Maß für die Streurichtung der Teilchen. Wenn die Strahlachse die z -Achse ist, sodass die x - und y -Achse die Transversalebene zur z -Achse bilden, beschreibt θ den Winkel zwischen der Strahlrichtung

3. Experimentelle Grundlagen

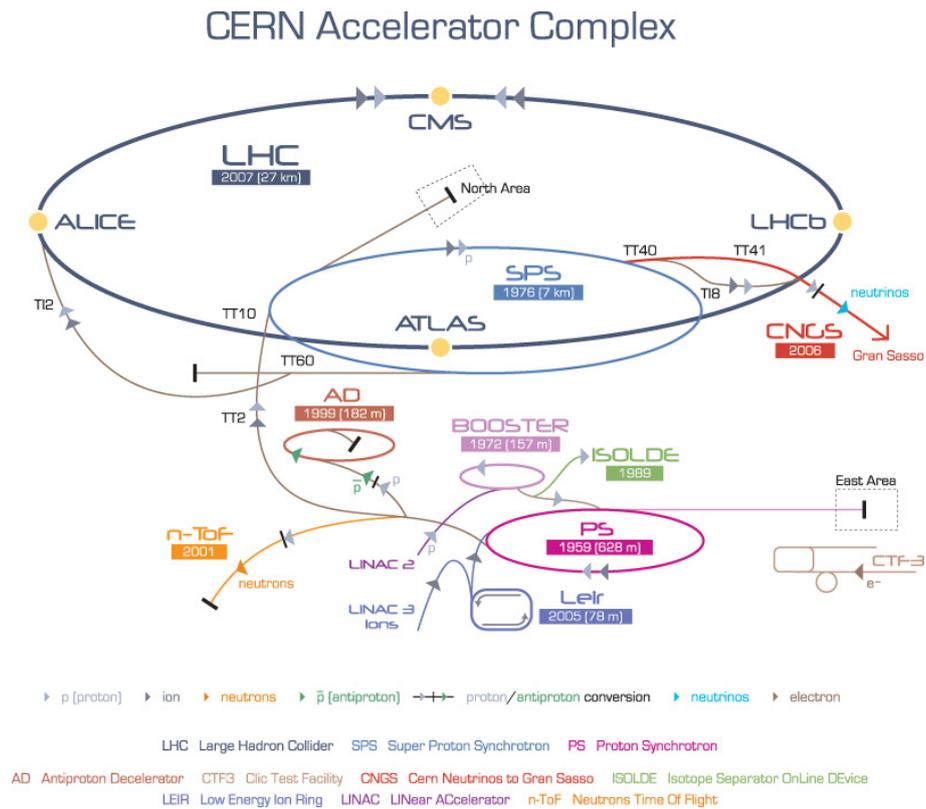


Abb. 3.1.: Der CERN-Beschleuniger-Komplex mit den verschiedenen Beschleunigern inklusive dem LHC, seinen Vorbeschleunigern und dem ATLAS-Detektor. ©CERN

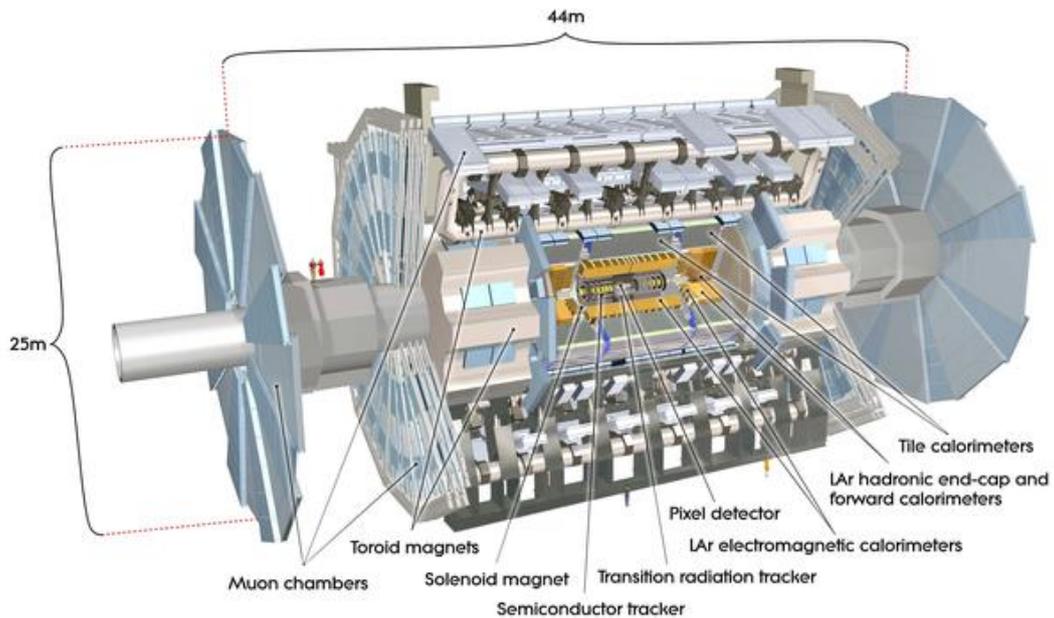


Abb. 3.2.: Aufbau des ATLAS-Detektor mit den einzelnen Detektionsschichten. ©CERN

der gestreuten Teilchen und der z -Achse und es gilt $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$. Die letzte Schicht der Spurkammer bildet ein Übergangsstrahlungs-Tracker. Dieser deckt einen Bereich von $|\eta| < 2,0$ ab. Die drei Detektoren werden von einem Solenoid, also einer Magnetspule, umgeben, welcher ein homogenes Magnetfeld von 2 T erzeugt. Durch das Magnetfeld werden die Teilchen abgelenkt. Ist die Ladung des Teilchens bekannt, so lässt sich aus dem Radius der Krümmung der Teilchenbahn der Transversalimpuls des Teilchens bestimmen. Im nächsten Schritt kommen die Teilchen in die Kalorimeter, wobei das elektromagnetische vom hadronischen gefolgt wird. Kalorimeter dienen der Energiemessung und durch die Modulbauweise und die verschiedenen Schichten, sog. Samples, wird bei einem Sampling-Kalorimeter auch der Ort aufgelöst. Nachdem in der Spurkammer nur geladene Teilchen detektiert wurden, können im elektromagnetischen Kalorimeter nun alle elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen detektiert werden, demnach auch Photonen. Die Kalorimeter decken einen Bereich von $|\eta| < 4.9$ ab. Das elektromagnetische Kalorimeter ist ein Sampling-Kalorimeter, wobei flüssiges Argon das aktive und Blei das passive Medium bildet. In den Blei-Schichten bildet sich also der Teilchenschauer aus, während im flüssigen Argon das Signal gemessen wird. Das Besondere an dem elektromagnetischen Kalorimeter ist die Faltung der Schichten, welche an ein Akkordion erinnert. Dadurch soll die Abdeckung des gesamten ϕ -Raums ermöglicht werden. Im Kalorimeter wird die Energie gemessen, welche die Teilchen in diesem Prozess vollständig verlieren. Wenngleich auch Hadronen im elektromagnetischen Kalorimeter Energie verlieren, so werden sie für gewöhnlich erst im dahinter geschalteten hadronischen Kalorimeter gestoppt. Hinter den Kalorimetern kommt der Toroid-Magnet, der dem ATLAS-Detektor seinen Namen gibt. Der Magnet besteht aus acht Spulen, die rund um die Kalorimeter verteilt werden und so ein Magnetfeld bilden, dessen Feldlinien kreisförmig den Detektor umschließen. An den beiden Seiten des Detektors sind ebenfalls jeweils acht Spulen angebracht. Geladene Teilchen, die dieses Magnetfeld passieren, werden folglich ebenfalls abgelenkt, aber die Ablenkung ist relativ zum ersten Magnetfeld um 90° gedreht.

Hinter den Kalorimetern mit dem Magneten kommt die Myon-Kammer. Da Myonen eine sehr große Masse haben, wechselwirken sie nur schwach per Bremsstrahlung und werden so auch nur schwach abgebremst, sodass sie beide Kalorimeter durchdringen. Die Myonen-Kammern sind Spurdetektoren. Da nur Myonen die Kammer erreichen, können sie dadurch detektiert werden. Sie werden auch in den Myon-Kammern nicht komplett abgebremst.

Neutrinos werden in keiner Detektorschicht detektiert, da sie nicht mit Materie wechselwirken. Sie können lediglich durch das Fehlen transversaler Energie bestimmt werden.

3.3. Monte-Carlo-Simulationen

Die Datenpunkte der mit dem ATLAS-Experiment gemessenen Daten spiegeln nicht nur das Signal wieder, welches man betrachten möchte, sondern sie enthalten auch immer Untergrundprozesse. Sowohl das Signal selbst als auch die Untergründe lassen sich jedoch mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen (MC-Simulationen) simulieren. Damit kann man die verschiedenen, teilnehmenden Prozesse voneinander trennen und mithilfe von gesetzten Schnitten Regionen finden, in denen bestimmte Prozesse besonders dominant sind.

In dieser Arbeit werden die Daten des gesamten Run II des LHC verwendet, das sind die Daten aus den Jahren 2015/16, 2017 und 2018, was wiederum den Unterkampagnen der MC-Simulationen *mc16a*, *mc16d* und *mc16e* entspricht. Für die MC-Simulationen der Prozesse werden inklusive und gesonderte Samples genutzt. Inklusiv bedeutet dabei, dass das Photon bei der Simulation des Matrixelements noch nicht berücksichtigt wird, während es bei gesonderten Samples bereits in die Berechnung auf Matrixelement-Level einfließt. Dennoch können auch inklusive Samples Photonen, die zusätzlich emittiert werden, enthalten. Zu den inklusiven Samples gehören die Single-Top-Produktion im s- und t-Kanal, als auch in Assoziation mit einem W -Boson. Außerdem werden Prozesse mit einem W - oder Z -Boson mit zusätzlichen Jets, sowie $t\bar{t}V$, also die $t\bar{t}$ -Produktion in Assoziation mit einem W - oder Z -Boson, inklusiv simuliert. Zu den gesonderten Samples hingegen gehört der $t\bar{t}\gamma$ -Endzustand und die $V\gamma$ -Prozesse mit zusätzlichen Jets. Zwischen diesen Samples kann es zu Überlapp kommen, so kann beispielsweise bei dem Prozess $t\bar{t}$ ein zusätzliches Photon emittiert werden, sodass das entsprechende Ereignis auch den Anforderungen des Samples $t\bar{t}\gamma$ genügen würde. Dieser Überlapp wird aus den inklusiven Samples entfernt, sodass kein Ereignis doppelt gezählt wird.

3.4. Objektdefinitionen

Die verschiedenen Signaturen, die im Detektor detektiert werden, müssen physikalischen Objekten zugeordnet werden. Dies passiert natürlich nicht immer eindeutig, häufig muss man einen Kompromiss finden. Werden zu niedrige Kriterien angesetzt, die eine Signatur im Detektor erfüllen muss, um als ein Objekt identifiziert zu werden, so werden viele Missidentifikationen auftreten. Sind die Anforderungen hingegen hoch, so werden viele Objekte nicht berücksichtigt, obwohl sie eigentlich dem gesuchten Objekt entsprechen. Das bedeutet außerdem, dass weniger Statistik zur Verfügung steht, da es weniger Ereignisse gibt, in denen die Objekte den Kriterien genügen. Im Folgenden sollen die Kriterien der verschiedenen Objekte definiert werden, wie sie in dieser Analyse verwendet werden.

Photonen

Photonen werden darüber detektiert, dass sie elektromagnetische Schauer auslösen. Dies geschieht hauptsächlich im elektromagnetischen Kalorimeter. Dort wird die deponierte Energie erfasst. Die Transversalenergie des Photons $E_T(\gamma)$ muss über 15 GeV liegen. Für die Identifikation werden die *Tight* Identifikationskriterien [28] verwendet, also strenge Auswahlkriterien, welche auf Schnitten auf Schauer-Parameter basieren. Außerdem sollen die Photonen isoliert auftreten, dies geschieht mithilfe des *FixedCutTight* Arbeitspunkts, der einen Isolationskegel um den Photonschauer legt und bestimmte Kriterien an den Inhalt des Kegels fordert.

Elektronen

Die Elektronen werden dadurch identifiziert, dass sie eine Spur im Spurdetektor hinterlassen und ähnlich wie Photonen elektromagnetische Kaskaden in dem elektromagnetischen Kalorimeter verursachen, die im Kalorimeter deponierte Energie wird gemessen. Für Elektronen wird gefordert, dass der Transversalimpuls des Elektrons $p_T(e)$ einen Wert von mindestens 20 GeV hat. Der Betrag der Pseudorapidität $|\eta|$ soll kleiner als 2,47 sein, wobei der Übergang vom zylindrischen Teil und der Endkappe des Kalorimeters ausgenommen wird. Dies entspricht dem Bereich von $1,37 < |\eta| < 1,52$. Mithilfe von Anforderungen an den sogenannten Impact-Parameter wird sichergestellt, dass sich die Elektronenspur auf den Primärvertex zurückführen lässt. Auch bei den Elektronen werden strengere Kriterien für die Identifikation verwendet, und zwar die *TightLH* Identifikationskriterien [29]. Für die Isolation werden die *Gradient* Isolationskriterien verwendet. Das heißt, dass sich der Öffnungswinkel des Kegels, in dem das Elektron isoliert auftreten muss, um die Isolationskriterien zu erfüllen, mit dem Transversalimpuls des Elektrons $p_T(e)$ ändert. Dabei wird der Öffnungswinkel mit steigendem Impuls kleiner.

Myonen

Es werden, so wie bei den Elektronen, nur Myonen betrachtet, die einen Transversalimpuls $p_T(\mu)$ von mindestens 20 GeV haben. Für die Pseudorapidität gilt $|\eta| < 2,5$. Auch hier muss der Impact-Parameter Kriterien erfüllen, die dafür sorgen dass sich die Spur zum Primärvertex zurückführen lässt. Für die Identifikation von Myonen werden weniger strenge Kriterien gewählt als für die Elektronen. Sie müssen lediglich die *Medium* Identifikations-Qualitäts-Kriterien [30] erfüllen. Als Isolationskriterien werden die *FC-Tight_FixedRad* Kriterien verwendet. Dies bedeutet, im Gegensatz zu Elektronen, dass

3. Experimentelle Grundlagen

sich der Öffnungswinkel des Isolationskegel nicht mit dem Transversalimpuls des Myons $p_T(\mu)$ ändert.

Jets

Jets sind Hadron-Bündel aus Quarks und Gluonen und bestehen demnach aus mehreren Objekten. Diese Bündel müssen, ebenso wie die vorangegangenen Objekte, einen Mindesttransversalimpuls $p_T(\text{Jet})$ haben, dieser liegt bei 25 GeV. Außerdem muss $|\eta| < 2,5$ gelten. Für die Rekonstruktion der Jets wird der anti- k_t -Algorithmus [31] verwendet mit einem Abstandsparameter $R = 0,4$ in der y - ϕ -Ebene, also der Ebene orthogonal zur Strahlachse.

b-Tagging

Für die Unterscheidung zwischen Jets, welche aus leichten Quarks oder Charm-Quarks und welche aus Bottom-Quarks resultieren, wird das b-Tagging verwendet. Für die Identifikation von b-Jets wird der *MV2c10* Algorithmus [32] verwendet. In der Ereignisselektion wird der Arbeitspunkt mit 85% Effizienz verwendet. Die weiteren Arbeitspunkte haben eine Effizienz von 60%, 70% und 77%. Das bedeutet also, dass beim jeweiligen Arbeitspunkt die Effizienz für die Detektion von b-Jets bei X% liegt. Das heißt, je größer X, desto mehr Jets werden mit einem b-Tag versehen und desto größer ist jedoch auch die Verunreinigung durch leichte Jets und c-Jets, sprich Jets aus Charm-Quarks. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Jet als b-Jet identifiziert wird, obwohl es keiner ist, ist also größer bzw. die Ablehnrate für leichte Jets und c-Jets ist geringer. Andersherum sinkt die Verunreinigung mit sinkendem X, dafür sinkt aber auch die Effizienz des Tagging-Algorithmus.

4. Analyse

Für die Analyse der Daten müssen verschiedene Regionen definiert werden. Hierzu gehören $t\bar{t}\gamma$ -Signalregionen (SR), Kontrollregionen (CR) für $W\gamma$ und $Z\gamma$, aus denen die Korrekturen der Simulationen extrahiert werden, außerdem Validierungsregionen (VR) für $W\gamma$ und $Z\gamma$, in denen die Korrekturen validiert werden sollen. Für $Z\gamma$ wird eine Kontrollregion im $Z\gamma \rightarrow \mu\mu\gamma$ -Kanal gewählt, die Validierung erfolgt in einer Region, die von $Z\gamma \rightarrow ee\gamma$ dominiert ist. Im Fall von $W\gamma$ bildet die Region, in der der Prozess $W\gamma \rightarrow \mu\gamma+\text{Jets}$ dominiert, die Kontrollregion und die Validierungsregion wird im $W\gamma \rightarrow e\gamma+\text{Jets}$ -Kanal gewählt.

Die genaue Definition der Regionen erfolgt in den nachfolgenden Abschnitten. Für beide Untergrundprozesse wird jede Region einmal mit und einmal ohne b-Jets definiert. Nachdem eine Signalregion definiert wurde, wird als erstes die Korrektur in der Kontrollregion für $Z\gamma$ ohne b-Jets extrahiert und in der Validierungsregion für $Z\gamma$ validiert. Die extrahierte Korrektur wird dann in der Kontrollregion für $W\gamma$ auf die Simulation von $Z\gamma$ angewandt. Diese Region beinhaltet dabei möglichst rein nur $W\gamma$ und $Z\gamma$, sodass die nach der Anwendung der Korrektur für $Z\gamma$ verbleibende Diskrepanz zwischen Daten und MC-Simulationen der Simulation des Prozesses $W\gamma$ zugesprochen werden kann. Die Korrektur für $W\gamma$ wird dann in der Region im $W\gamma \rightarrow \mu\gamma+\text{Jets}$ -Kanal bestimmt und ebenfalls in der entsprechenden Validierungsregion validiert. Dieses Prozedere ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

In den Kontrollregionen mit b-Jets wird nun zunächst überprüft, ob die Korrekturen aus den Regionen ohne b-Jets auch hier anwendbar sind. Ist dies der Fall, wird sie in der Kontrollregion und Validierungsregion nur validiert, ist dies nicht der Fall, wird das Prozedere nochmals wiederholt.

Im Folgenden, sowie in den Abbildungen werden die Kontrollregionen für $Z\gamma$ mit $Z\gamma \mu\mu$ und die Validierungsregionen mit $Z\gamma ee$ bezeichnet, analog werden die $W\gamma$ -Kontrollregionen $W\gamma \mu+\text{Jets}$ und die Validierungsregionen $W\gamma e+\text{Jets}$ genannt.

4. Analyse

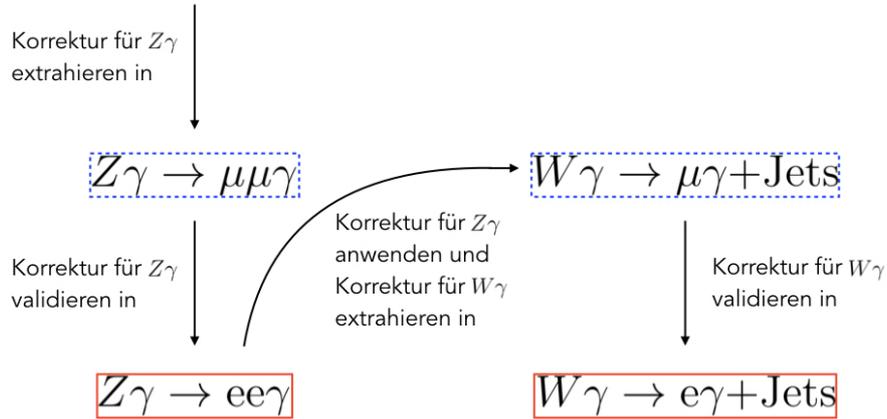


Abb. 4.1.: Schaubild zur Verdeutlichung, in welcher Region die Extraktion der Korrekturen und in welcher deren Validierung stattfindet. Die Kontrollregionen werden dabei blau gestrichelt umrandet, die Validierungsregionen mit einer roten, durchgezogenen Linie.

4.1. Vorselektionen für alle Regionen

Bevor spezielle Regionen definiert werden, wird bereits eine Vorselektion getroffen, die für alle Regionen fast identisch ist. Zunächst ist es notwendig, dass das Ereignis einen Primärvertex hat, um sicherzustellen, dass die detektierten Ereignisse aus einer harten Interaktion stammen. Außerdem muss es mindestens ein Lepton im Ereignis geben, welches mit dem Lepton-Trigger gematcht wird. Weitere Kriterien werden damit erfüllt, dass das Ereignis Teil der *good run list* ist. Damit wird beispielsweise gewährleistet, dass alle Detektorabschnitte zum Zeitpunkt des Ereignisses störungsfrei funktioniert haben und die Ereignisse somit aufgezeichnet werden konnten. Des Weiteren wird mindestens ein Photon mit einer Transversalenergie von mindestens 20 GeV gefordert und in jedem Ereignis soll mindestens ein Jet vorkommen.

Die gerade genannten Kriterien gelten für alle Regionen. Nur bei den Anforderungen an die Leptonen gibt es Unterschiede. In den Regionen mit einem Lepton und Jets ($\ell + \text{Jets}$) wird für die $e + \text{Jets}$ -Regionen genau ein Elektron und kein Myon gefordert, für die $\mu + \text{Jets}$ -Regionen analog genau ein Myon und kein Elektron. Für die Regionen mit zwei Leptonen ($\ell\ell$) werden für die ee -Regionen genau zwei Elektronen und kein Myon und wiederum analog für die $\mu\mu$ -Regionen genau zwei Myonen und kein Elektron gefordert. Für die $\ell\ell$ -Regionen wird außerdem gefordert, dass die Ladungen der Leptonen verschiedene Vorzeichen haben und die invariante Masse $m(\ell, \ell)$ von ihnen größer als 15 GeV ist.

4.2. Definition der Signalregionen

In der Signalregion soll das Signal $t\bar{t} + \gamma$ der dominante Prozess sein. Da erwartet wird, dass die Top-Quarks jeweils in ein Bottom-Quark und ein W -Boson zerfallen, wird mindestens ein b-Jet gefordert, also $n_{b\text{-Jets}}(85\%) \geq 1$. Außerdem soll eines der zwei W -Bosonen hadronisch zerfallen, insgesamt erhält man also mindestens vier Jets, $n_{\text{Jets}} \geq 4$. Das leptonisch zerfallende W -Boson kann entweder in ein Elektron-Neutrino-Paar oder in ein Myon-Neutrino-Paar zerfallen. Daraus ergeben sich dann die e+Jets SR und die μ +Jets SR. Mit den genannten Schnitten ergibt sich dann die in Abbildung 4.2 gezeigte Verteilung von $p_T(\gamma)$ für die Signalregionen.

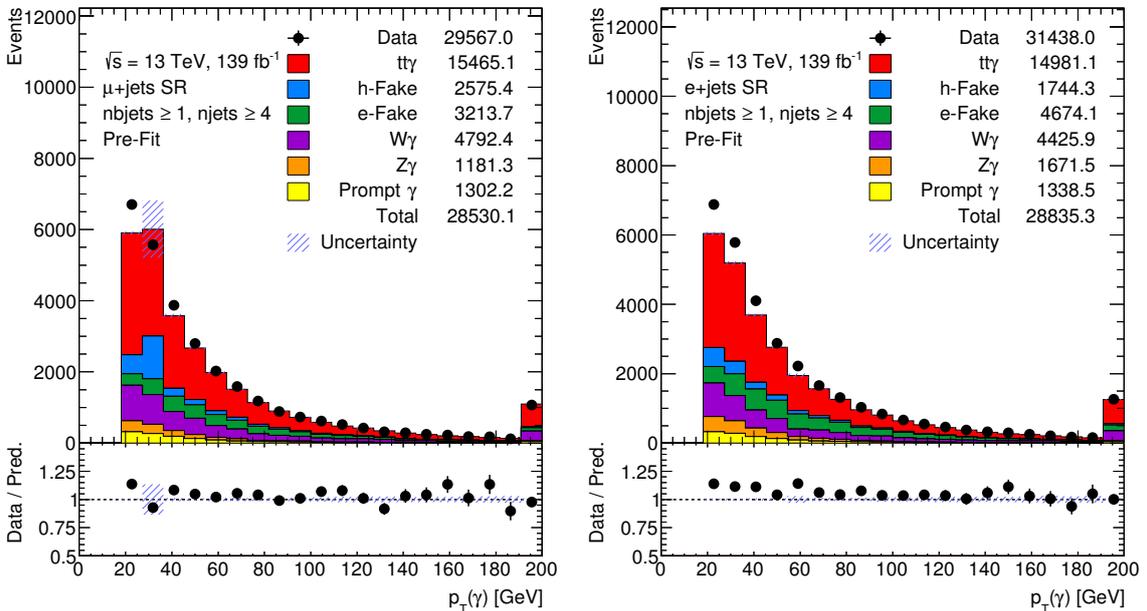


Abb. 4.2.: Verteilung von $p_T(\gamma)$ in der μ +Jets SR (links) und e+Jets SR (rechts).

4.3. Regionen ohne b-Jets

Sowohl für $Z\gamma$ als auch für $W\gamma$ werden Regionen mit und ohne b-Jets definiert. Zur Vorselektion der Ereignisse werden dieselben Kriterien angewendet, wie sie in Abschnitt 4.1 beschrieben werden.

4.3.1. Regionen für $Z\gamma$ ohne b-Jets

Zunächst wird eine Region ohne b-Jets definiert, welche dadurch auch automatisch orthogonal zur Signalregion ist. Aus dieser Region soll die erste Korrektur für $Z\gamma$ extrahiert

4. Analyse

werden. Für $Z\gamma$ wurde eine Kontrollregion, in der das Z -Boson in zwei Myonen und eine Validierungsregion, in der es in zwei Elektronen zerfällt, definiert. Daraus ergeben sich die Regionen $Z\gamma \mu\mu$ und $Z\gamma ee$. Da beide Regionen keine b-Jets enthalten sollen, wurde außerdem ein Veto auf die Anzahl der b-Jets gesetzt, hier gilt $n_{\text{b-Jets}}(85\%)=0$.

Die Korrektur für $Z\gamma$ soll aus der Region mit zwei Myonen extrahiert werden, also $Z\gamma \mu\mu$. Da diese Region bereits sehr rein ist, mussten keine weiteren Schnitte auf andere Variablen angewandt werden, um Untergrund-Prozesse zu unterdrücken. Die Korrektur kann direkt bestimmt werden.

Zunächst wurde eine konstante Korrektur berechnet, im Anschluss außerdem eine vom Transversalimpuls des Photons $p_T(\gamma)$ abhängige, lineare Korrektur. Für die konstante Korrektur wurde der Faktor bestimmt, um den $Z\gamma$ erhöht werden musste, sodass Simulation und Daten genau gleich viele Ereignisse haben. Die lineare Korrektur ergibt sich aus der Ausgleichsgerade durch den Verhältnis-Plot der Daten und Simulation. Die Verteilungen von $p_T(\gamma)$ mit den Korrekturen sind in Abbildung 4.3 zu sehen.¹Für die konstante Korrektur ergibt sich ein Faktor von:

$$1,256 \pm 0,007. \quad (4.1)$$

Die lineare Korrektur in Abhängigkeit von $p_T(\gamma)$ ist:

$$(8 \pm 2) \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-1} \cdot p_T(\gamma) + (1,23 \pm 0,01). \quad (4.2)$$

Im nächsten Schritt soll diese Korrektur validiert werden. Dies geschieht in der Validierungsregion $Z\gamma ee$, also der $Z\gamma$ -Region, in der das Z -Boson in zwei Elektronen zerfällt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Die Korrektur scheint auch in der Validierungsregion $Z\gamma ee$ gute Ergebnisse zu liefern und lässt sich also auf diese Region extrapolieren. Für die Region ohne b-Jets liefert die Korrektur demnach ausreichend gute Ergebnisse, sodass sie in den $W\gamma$ -Regionen verwendet werden kann, um dort im Anschluss die Korrektur für $W\gamma$ zu extrahieren. Da kein expliziter Trend in der $p_T(\gamma)$ -Verteilung festgestellt werden kann und die lineare Abhängigkeit vernachlässigbar klein ist, wird eine konstante Korrektur als ausreichend angenommen und deshalb auch als einzige Korrektur in den nächsten Schritten verwendet.

¹Hier und im Folgenden sind die unkorrigierten Versionen der Verteilungen im Anhang A zu sehen.

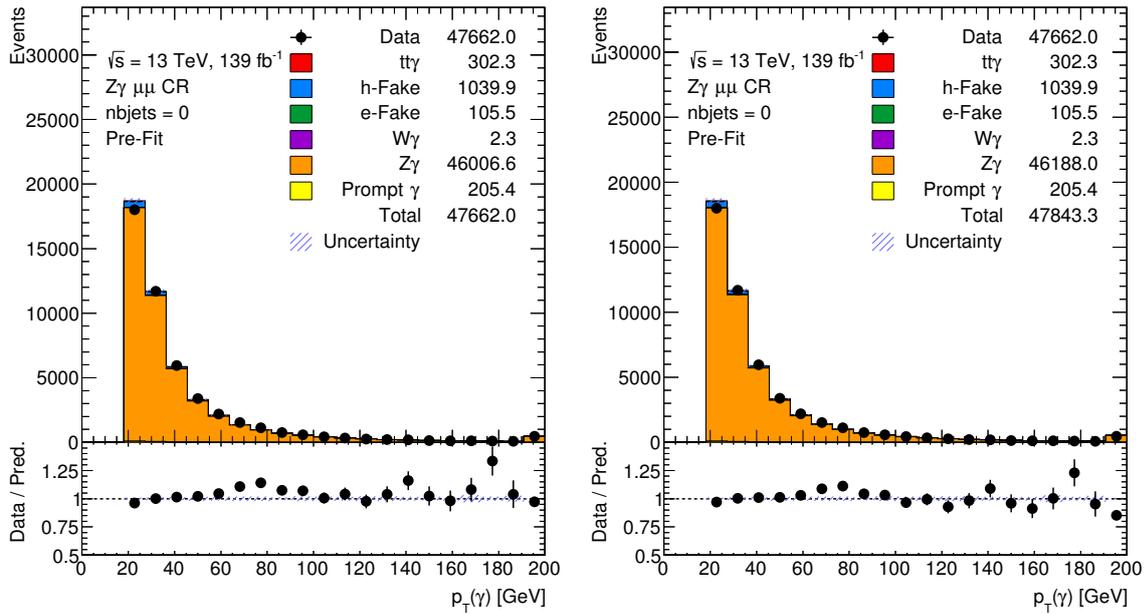


Abb. 4.3.: Die Verteilungen des Transversalimpuls des Photons $p_T(\gamma)$ mit konstantem Korrekturfaktor (links) und mit linearer Korrektur in Abhängigkeit von $p_T(\gamma)$ (rechts) in der Kontrollregion für $Z\gamma$.

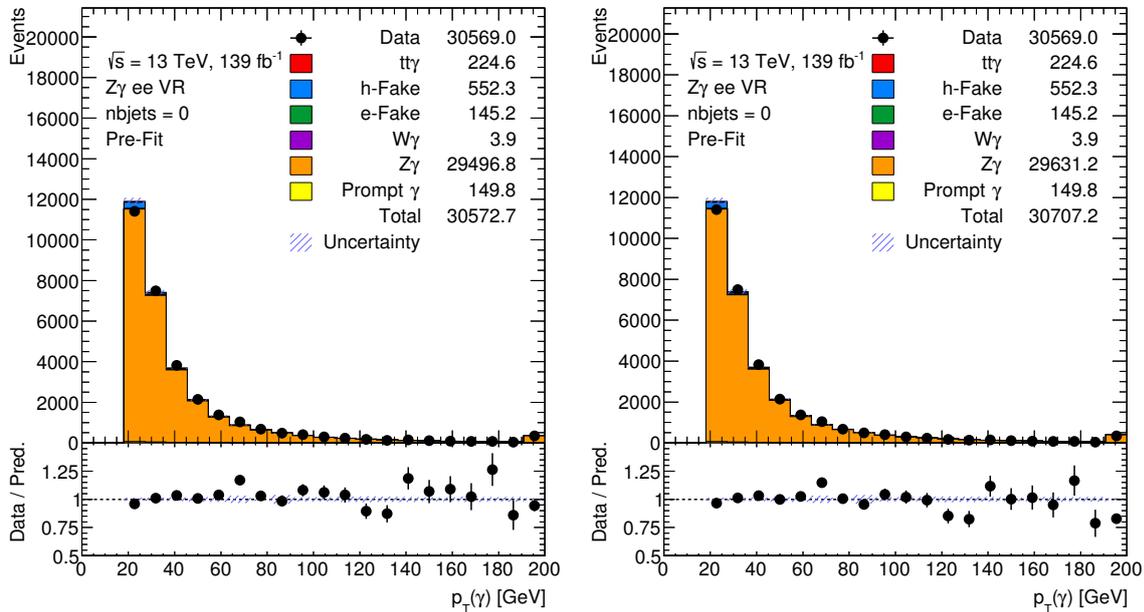


Abb. 4.4.: Die Verteilungen des Transversalimpuls des Photons $p_T(\gamma)$ mit konstantem Korrekturfaktor (links) und mit linearer Korrektur in Abhängigkeit von $p_T(\gamma)$ (rechts) in der Validierungsregion für $Z\gamma$.

4.3.2. Regionen für $W\gamma$ ohne b-Jets

Analog zu $Z\gamma$ werden auch für $W\gamma$ zwei Regionen mit Myonen und Elektronen definiert. Es wird der Fall betrachtet, dass das W -Boson leptonisch zerfällt und an anderer Stelle, zum Beispiel durch die Abstrahlung eines Gluons, zusätzlich Jets entstehen. Die in Abschnitt 4.1 aufgeführten Selektionskriterien werden auch in dieser Region verwendet. Die Kontrollregion $W\gamma \mu$ +Jets ist ebenfalls rein genug, um die Korrektur ohne weitere Schnitte direkt zu extrahieren. Die einzige Verunreinigung ist der Beitrag von $Z\gamma$, da dieser Prozess jedoch bereits korrigiert wurde, können die verbleibenden Unterschiede zwischen den MC-Simulationen und den Daten $W\gamma$ zugeschrieben werden. Die Verteilung des Verhältnisses zwischen den Daten und der Simulation in Abbildung 4.5 (links), wo $Z\gamma$ bereits korrigiert wurde, zeigt einen Trend nach unten. Aus diesem Grund wurde ausschließlich eine lineare Korrektur in Abhängigkeit von $p_T(\gamma)$ extrahiert und auf eine konstante Korrektur verzichtet. Es ergibt sich aus der Ausgleichsgerade durch den Verhältnis-Plot eine lineare Korrektur von:

$$(-8 \pm 1) \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-1} \cdot p_T(\gamma) + (1, 18 \pm 0, 01). \quad (4.3)$$

Die Verteilungen mit allen Korrekturen sind in Abbildung 4.5 zu sehen. Die Korrektur für $W\gamma$ soll nun abermals validiert werden. Dies geschieht in der Validierungsregion $W\gamma e$ +Jets. In dieser Region gibt es eine große Verunreinigung durch Elektron-Fakes, also Elektronen die fälschlicherweise als Photonen detektiert werden. Ein großer Anteil dieser Elektron-Fakes stammt von der Z +Jets-Produktion mit einem Z -Boson, welches in ein Elektron und Positron zerfällt, wobei eines von beiden als ein Photon detektiert wird. Die Wahrscheinlichkeit, dass dies mit einem Myon passiert, ist sehr gering. Myonen erzeugen keine elektromagnetische Kaskade und erreichen als einzige Teilchen die Myon-Kammern. Dadurch ist ihre Signatur im Detektor gut von denen von Photonen unterscheidbar. Daher gibt es ein Problem mit Fakes in der Kontrollregion von $W\gamma$, wo das W -Boson in ein Myon und ein Myon-Neutrino zerfällt, nicht.

Wenn es sich also eigentlich nicht um ein Lepton und ein Photon handelt, sondern um ein Elektron-Paar aus einem Z -Boson-Zerfall, entspricht die invariante Masse der Masse des Z -Bosons. Um der Verunreinigung durch e-Fakes entgegenzuwirken, wird also auf die invariante Masse des Photons und Leptons, $m(\gamma, \ell)$, geschnitten. Die Masse des Z -Bosons liegt bei $m_Z \approx 91, 2 \text{ GeV}$ [17]. Es wurden verschiedene Schnitte mit Vetos um die Z -Masse von ± 5 ; ± 10 ; ± 15 und $\pm 20 \text{ GeV}$ getestet. Das Veto auf die invariante Masse $m(\gamma, \ell)$ von $(91, 2 \pm 15) \text{ GeV}$ bildet dabei den besten Kompromiss, um den Untergrund ausreichend zu reduzieren, wobei aber dennoch nicht zu viele Daten weggeschnitten werden, um eine

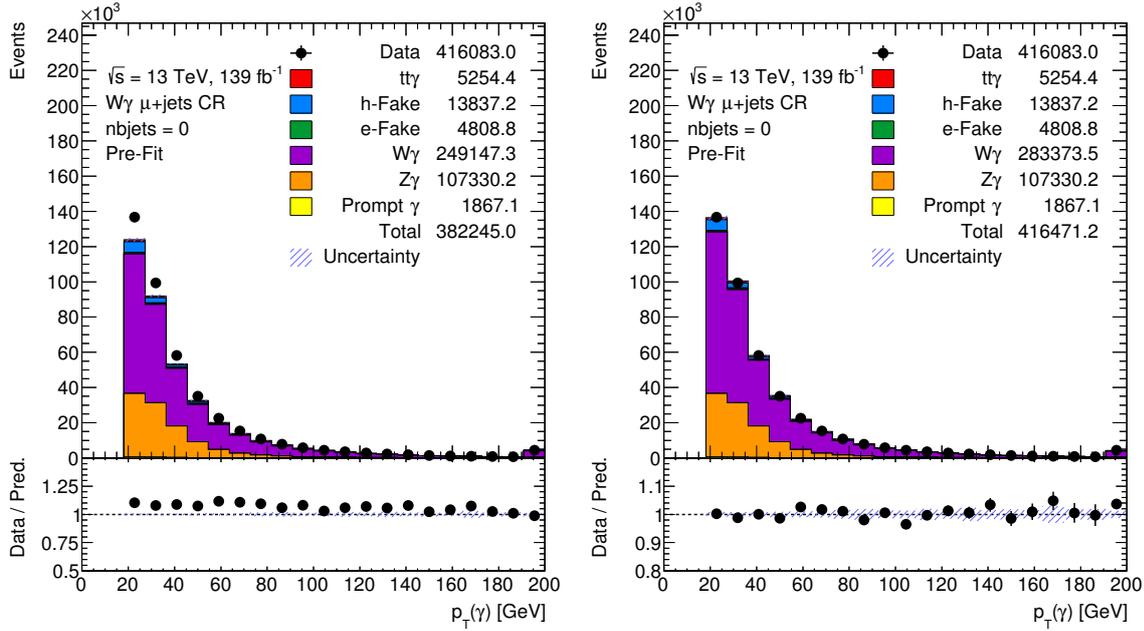


Abb. 4.5.: Die Verteilungen des Transversalimpuls des Photons $p_T(\gamma)$ mit konstantem Korrekturfaktor für $Z\gamma$ (links) und mit der konstanten Korrektur für $Z\gamma$, sowie einer linearen Korrektur in Abhängigkeit von $p_T(\gamma)$ für $W\gamma$ (rechts) in der Kontrollregion für $W\gamma$.

möglichst repräsentative Statistik zu erhalten.² Die Validierung der zuvor extrahierten Korrektur für $W\gamma$ ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Es ist erkennbar, dass die Diskrepanz zwischen den MC-Simulationen und den Daten zwar kleiner wird, jedoch nicht komplett verschwindet. Ein möglicher Grund für den noch bestehenden Unterschied zwischen Daten und der Simulation könnte von den Elektron-Fakes herrühren, da die Simulation derer problematisch ist. Die Simulation der Fakes passiert erst zu einem späteren Zeitpunkt als die prompten Photonen, da es sich dabei um ein Phänomen handelt, welches aus der Interaktion mit dem Detektor resultiert. Ob ein Elektron als Photon missidentifiziert wird, hängt von der Reaktion des Detektors ab, dies bildet demnach die Grundlage für die Simulation der Fakes. Die Detektor-Antwort ist jedoch schwierig zu simulieren, weshalb die Simulation der Fakes nicht exakt ist. Die Ungenauigkeiten werden jedoch mithilfe von Vergleichen mit den Daten teilweise korrigiert.

²Hier und im Folgenden sind die Verteilungen der Variablen, auf die geschnitten wird, im Anhang A zu finden.

4. Analyse

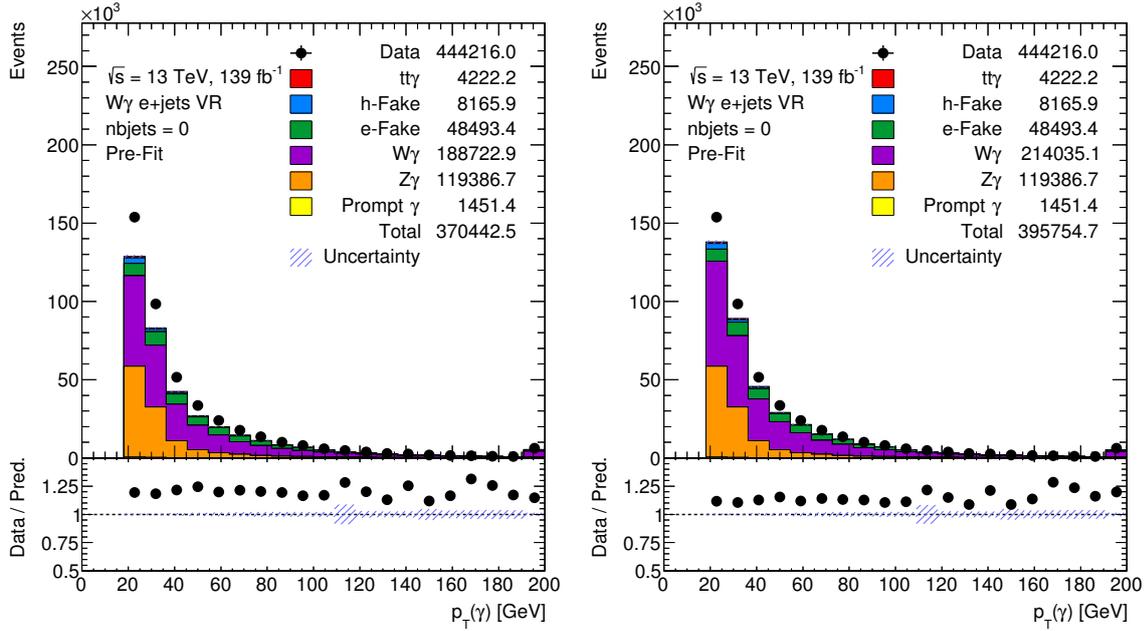


Abb. 4.6.: Die Verteilungen des Transversalimpuls des Photons $p_T(\gamma)$ mit konstantem Korrekturfaktor für $Z\gamma$ (links) und mit der konstanten Korrektur für $Z\gamma$, sowie einer linearen Korrektur in Abhängigkeit von $p_T(\gamma)$ für $W\gamma$ (rechts) in der Validierungsregion $W\gamma$ e+Jets.

4.4. Regionen mit b-Jets

Im nächsten Schritt werden die Regionen definiert, welche b-Jets enthalten. Damit wird sich bereits den Signalregionen angenähert. In diesen Regionen soll geprüft werden, ob die bereits bestimmten Korrekturen auch in Regionen mit b-Jets angewandt werden können oder ggf. eine Flavour-abhängige Korrektur extrahiert werden muss.

4.4.1. Regionen für $Z\gamma$ mit b-Jets

Für beide $Z\gamma$ -Regionen wird zunächst auf $n_{b\text{-Jets}}(77\%) \leq 1$ geschnitten, um die Wahrscheinlichkeit zu erhöhen, dass es sich bei den Jets, die als b-Jets identifiziert wurden, auch tatsächlich um b-Jets handelt. Für die Regionen mit b-Jets werden noch weitere Schnitte benötigt, um eine möglichst reine Region zu gewinnen, da das Signal $t\bar{t}\gamma$ ohne Schnitte einen hohen Beitrag bildet und so die Region verunreinigt. Im Falle der Region $Z\gamma \mu\mu$ wird auf die fehlende transversale Energie geschnitten, $E_T^{\text{miss}} < 40$ GeV, um den Beitrag des Signals $t\bar{t}\gamma$ zu reduzieren. Dieser wird außerdem mithilfe von Schnitten auf die invariante Masse zwischen den beiden Myonen $m(\ell, \ell)$ und auf die Anzahl an Jets n_{Jets} weiter reduziert. Dazu wird gefordert, dass $m(\ell, \ell) < 110$ GeV und $n_{\text{Jets}} \leq 2$ erfüllt wird.

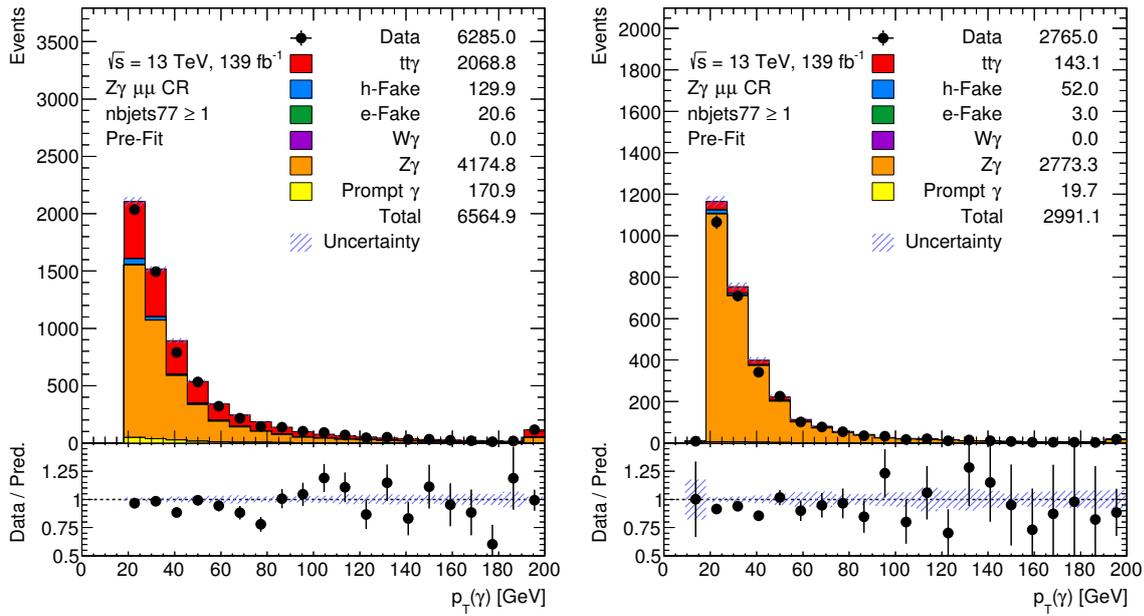


Abb. 4.7.: Verteilung von $p_T(\gamma)$ ohne Schnitte (links) und mit Schnitten (rechts) in der $Z\gamma \mu\mu$ Region mit b-Jets.

Der Vergleich zwischen der Verteilung von $p_T(\gamma)$ mit und ohne Schnitten ist in Abbildung 4.7 zu sehen. In der reinen $Z\gamma \mu\mu$ Region ist kein Grund für eine Korrektur ersichtlich. Um dies zu bestätigen, ist in Abbildung 4.8 $p_T(\gamma)$ in der Region $Z\gamma ee$ mit b-Jets aufgetragen. Auch hier ist keine zu korrigierende Diskrepanz zwischen den Daten und der Simulation zu erkennen, tatsächlich liegt die Simulation über den Daten, sodass der Prozess $Z\gamma$ eher nach unten korrigiert werden müsste. Daraus wird geschlossen, dass ausschließlich für die Region ohne b-Jets eine Korrektur benötigt wird und diese nicht auf die Region mit b-Jets übertragen werden kann.

4. Analyse

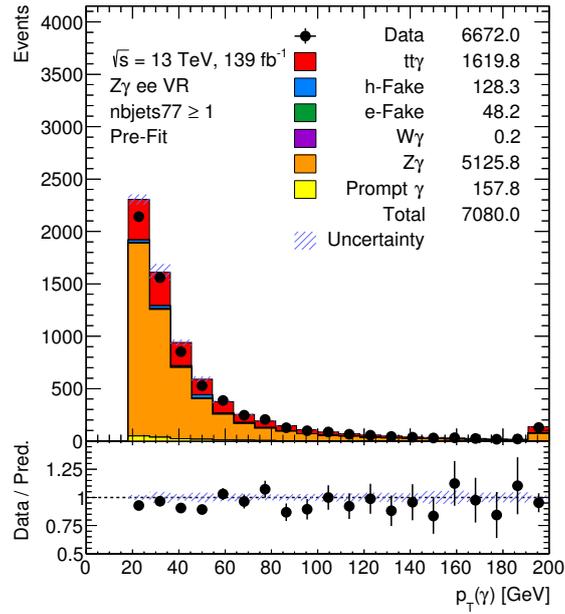


Abb. 4.8.: Verteilung von $p_T(\gamma)$ in der $Z\gamma$ ee Region mit b-Jets.

4.4.2. Regionen für $W\gamma$ mit b-Jets

Auch für die $W\gamma$ -Region wird aus demselben Grund wie in der $Z\gamma$ -Region der Schnitt $n_{b\text{-Jets}}(77\%) \geq 1$ gesetzt. Die Kontrollregion für $W\gamma$ muss ebenfalls von Verunreinigungen befreit werden, dazu zählt der Beitrag des Signals $t\bar{t}\gamma$, der Elektron-Fakes und hadronische Fakes, sowie von $Z\gamma$. Der Schnitt auf die transversale Energie $E_T^{\text{miss}} > 30$ GeV sorgt für die Reduzierung des Beitrags von $Z\gamma$. Die Fakes und das Signal werden mithilfe des Schnitts auf die Anzahl der Jets n_{Jets} weg geschnitten, es gilt $n_{\text{Jets}} = 1$. Dabei bildet das Signal die größte Verunreinigung, die Elektron-Fakes tragen zwar weniger stark bei, aber bilden dennoch ebenfalls eine große Verunreinigung. Die Verteilungen von $p_T(\gamma)$ mit und ohne Schnitten sind in Abbildung 4.9 zu sehen. Die $W\gamma$ $\mu\mu$ -Region lässt sich nicht hinreichend gut bereinigen, als dass man eine eigene Korrektur für den Prozess mit b-Jets extrahieren könnte. Aus diesem Grund wird lediglich die bereits in der Region ohne b-Jets bestimmte Korrektur angewandt und validiert. Die Verteilung von $p_T(\gamma)$ in der Kontrollregion und der Validierungsregion für $W\gamma$ mit Korrektur ist in Abbildung 4.10 zu sehen. Für den Prozess $Z\gamma$ wurde aufgrund der Resultate aus Abschnitt 4.4.1 keine Korrektur verwendet. Abschließend lässt sich für die $W\gamma$ -Regionen schlussfolgern, dass die Kontrollregion für $W\gamma$ zwar nicht rein genug ist, um eine eigene Korrektur zu extrahieren, der Vergleich der Simulationen mit den Daten jedoch zeigt, dass die Korrektur, die aus der Region ohne b-Jets extrahiert wurde, auch in der Region mit b-Jets anwendbar ist.

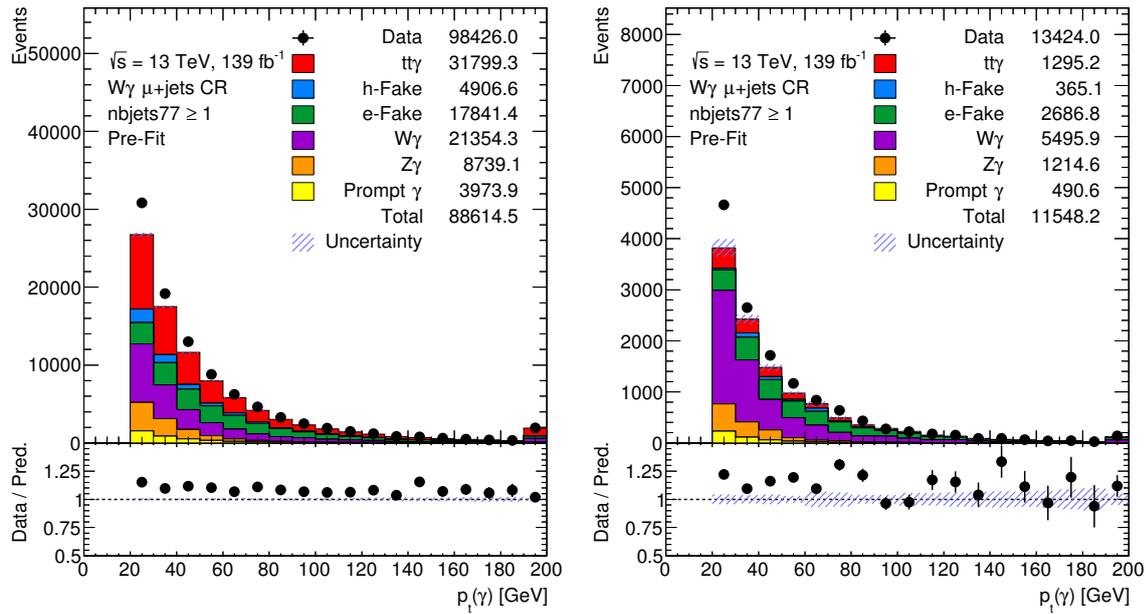


Abb. 4.9.: Verteilung von $p_T(\gamma)$ ohne Schnitte (links) und mit Schnitten (rechts) in der $W\gamma \mu\mu$ Region mit b-Jets.

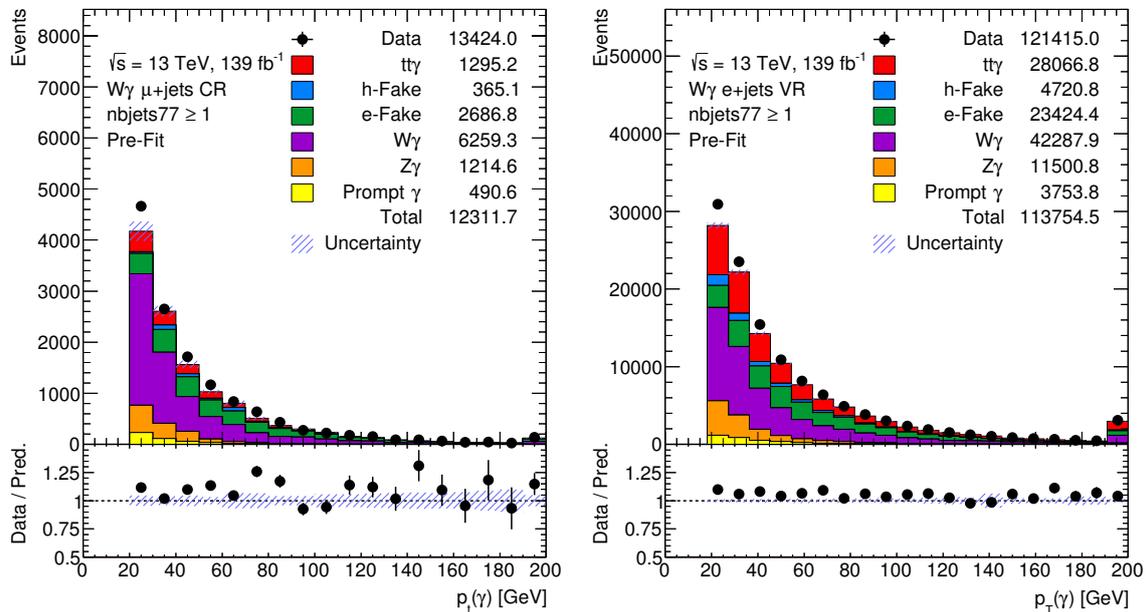


Abb. 4.10.: Verteilung von $p_T(\gamma)$ mit Schnitten und der aus der Region ohne b-Jets extrahierten Korrektur in der Kontrollregion (links) und der Validierungsregion (rechts) für $W\gamma$ mit b-Jets.

5. Endresultate und Ausblick

Die extrahierten Korrekturen sollen in der Signalregion angewandt werden, um die Modellierung der Untergrundprozesse zu verbessern. Die verwendeten Korrekturen sind in Tabelle 5.1 nochmal zusammengefasst.

Tab. 5.1.: Korrekturen der Simulationen in den Regionen mit und ohne b-Jets

Sample	Korrektur in der Region ohne b-Jets
$Z\gamma$	$1,256 \pm 0,007$
$W\gamma$	$(-8 \pm 1) \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-1} \cdot p_T(\gamma) + (1,18 \pm 0,01)$
Sample	Korrektur in der Region mit b-Jets (inkl. SR)
$Z\gamma$	1
$W\gamma$	$(-8 \pm 1) \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-1} \cdot p_T(\gamma) + (1,18 \pm 0,01)$

Die Verteilungen von $p_T(\gamma)$ mit den angewandten Korrekturen in der μ +Jets Signalregion und e+Jets Signalregion werden in Abbildung 5.1 gezeigt.

In beiden Signalregionen sind noch Diskrepanzen zu erkennen. Diese müssen aber nicht von den Simulationen der Prozesse $Z\gamma$ oder $W\gamma$ herrühren, sondern können auch durch die Elektronen-Fakes oder hadronischen Fakes kommen. Wie bereits erwähnt, werden diese aufgrund der Probleme bei der Simulation der Interaktionen mit dem Detektor nie exakt simuliert.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Diskrepanzen durch die Korrektur der $W\gamma$ -Simulation zu weiten Teilen ausgemerzt werden konnten, während für $Z\gamma$ keine Korrektur benötigt wird, anders als zunächst angenommen. Dennoch könnte die Korrektur noch nicht ideal sein, da in den Regionen mit b-Jets keine eigene Korrektur extrahiert werden konnte und eine genaue Validierung schwerfällt.

Eine Möglichkeit für ein weiteres Projekt, welches eine noch genauere Korrektur hervorbringen könnte, wäre die Betrachtung von Regionen mit und ohne b-Jets, welche mithilfe der Truth-Information für die Jets definiert würden, statt mithilfe eines bestimmten Arbeitspunktes. In den NTuplen ist die Information abgespeichert, ob es sich bei einem betrachteten Jet tatsächlich um einen b-Jet handelt oder nicht. Mithilfe dieser Information könnte man die $Z\gamma$ Region in Regionen unterteilen, welche hauptsächlich leichte Jets,

5. Endresultate und Ausblick

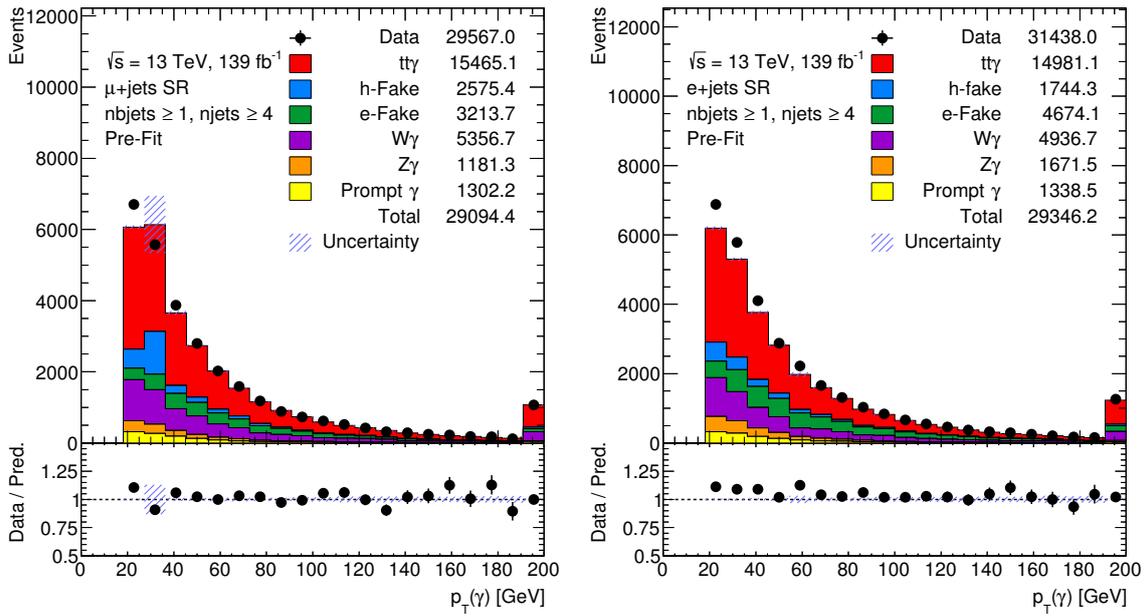


Abb. 5.1.: Verteilung von $p_T(\gamma)$ in der μ +Jets Signalregion (links) und e+Jets Signalregion (rechts) mit den angewandten Korrekturen.

c-Jets, also Jets aus Charm-Quarks, oder b-Jets enthalten. Daraus könnte eine Korrektur für die Region mit leichten Jets bestimmt werden, während die anderen unkorrigiert bleiben, schließlich liefert die Simulation in diesen Regionen bereits gute Ergebnisse. Ein Problem, das diese Vorgehensweise im Vergleich zu der in dieser Bachelorarbeit verwendeten Methode erschwert, ist, dass es zu den Daten keine Truth-Information gibt. Es kann also nicht einfach eine Korrektur extrahiert werden, indem man das simulierte Sample um einen Faktor erhöht, sodass Vorhersage und Daten genau gleich viele Ereignisse haben. In Abbildung 5.2 ist die Verteilung des Tag-Weight-Bins mit logarithmischer Skala und $Z\gamma$ aufgeteilt in die verschiedenen Jet-Kategorien auf Truth-Level zu sehen. Der Tag-Weight-Bin gibt an, welche Jets in welchen Bereich von Arbeitspunkten des b-Taggings fällt. In Bin 1 liegen also alle Jets, die keinen der Arbeitspunkte passieren, mit hoher Wahrscheinlichkeit also kein b-Jet sind. In Bin 2 liegen alle, die zwar den 85%-Arbeitspunkt passieren, jedoch nicht den 77%-Arbeitspunkt. Dies verläuft analog dazu über die Arbeitspunkte von 70% und 60% bis zum 5. Bin, in dem dann nur noch Jets auftauchen, die den 60%-Arbeitspunkt passieren, also mit hoher Wahrscheinlichkeit tatsächlich ein b-Jet sind. Wie erwartet dominiert in dem ersten Bin der Beitrag durch leichte Jets und im letzten der durch b-Jets. Dazwischen nimmt der Beitrag der leichten Jets rapide ab, während der Beitrag der c-Jets langsam sinkt und die Anzahl an b-Jets annähernd konstant ist. Außerdem ist erkennbar, dass nur im ersten Bin die Vorhersage unter den Daten liegt. Dies spricht für die These, dass nur in der Region mit leichten Jets eine Korrektur

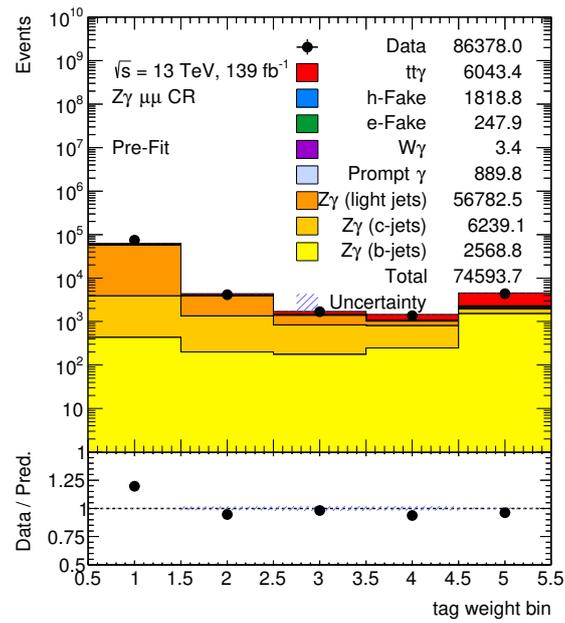


Abb. 5.2.: Verteilung des Tag-Weight-Bins mit logarithmischer Skala und $Z\gamma$ aufgeteilt in die verschiedenen Jet-Kategorien.

notwendig ist und es somit Sinn ergibt, eine Flavour-abhängige Korrektur, welche auf Truth-Informationen basiert, zu extrahieren.

Literaturverzeichnis

- [1] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B **716**, 1 (2012)
- [2] CMS Collaboration, *Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC*, Phys. Lett. B **716**, 30 (2012)
- [3] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Lett. **12**, 132 (1964)
- [4] F. Englert, R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964)
- [5] ATLAS Collaboration, *Measurements of inclusive and differential fiducial cross-sections of $t\bar{t}\gamma$ production in leptonic final states at $\sqrt{s} = 13$ TeV in ATLAS*, Eur. Phys. J. C **79(5)**, 382 (2019)
- [6] S. L. Glashow, *Partial-symmetries of weak interactions*, Nucl. Phys. **22(4)**, 579 (1961)
- [7] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967)
- [8] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, Conf. Proc. C **680519**, 367 (1968)
- [9] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, Phys. Rev. D **2**, 1285 (1970)
- [10] H. Georgi, S. L. Glashow, *Unified weak and electromagnetic interactions without neutral currents*, Phys. Rev. Lett. **28**, 1494 (1972)
- [11] H. D. Politzer, *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?*, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973)
- [12] H. D. Politzer, *Asymptotic freedom: An approach to strong interactions*, Phys. Rep. **14(4)**, 129 (1974)

- [13] D. J. Gross, F. Wilczek, *Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories*, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973)
- [14] G. 't Hooft, *Renormalizable Lagrangians for Massive Yang-Mills Fields*, Nucl. Phys. B **35**, 167 (1971)
- [15] G. 't Hooft, M. Veltman, *Regularization and renormalization of gauge fields*, Nucl. Phys. B **44(1)**, 189 (1972)
- [16] G. 't Hooft, M. Veltman, *Combinatorics of gauge fields*, Nucl. Phys. B **50**, 318 (1972)
- [17] M. Tanabashi, et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **98** (2018)
- [18] K. G. Wilson, *Confinement of quarks*, Phys. Rev. D **10**, 2445 (1974)
- [19] ATLAS Collaboration, *Measurement of the top quark mass in the $t\bar{t} \rightarrow \text{lepton} + \text{jets}$ channel from $\sqrt{s} = 8$ TeV ATLAS data and combination with previous results*, Eur. Phys. J. C **79(4)**, 290 (2019)
- [20] ATLAS Collaboration, *Direct top-quark decay width measurement in the $t\bar{t}$ lepton+jets channel at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS experiment*, Eur. Phys. J. C **78(2)**, 129 (2018)
- [21] F. Abe, et al. (CDF Collaboration), *Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995)
- [22] S. Abachi, et al. (DØ Collaboration), *Observation of the Top Quark*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995)
- [23] T. Aaltonen, et al. (CDF Collaboration), *Evidence for $t\bar{t}\gamma$ production and measurement of $\sigma_{t\bar{t}\gamma}/\sigma_{t\bar{t}}$* , Phys. Rev. D **84** (2011)
- [24] ATLAS Collaboration, *Observation of top-quark pair production in association with a photon and measurement of the $t\bar{t}\gamma$ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, Phys. Rev. D **91(7)**, 072007 (2015)
- [25] D. Chang, W.-F. Chang, E. Ma, *Alternative interpretation of the Tevatron top events*, Phys. Rev. D **59**, 091503 (1999)
- [26] ATLAS Collaboration, *Measurement of the $t\bar{t}\gamma$ production cross section in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$* , JHEP **11**, 086 (2017)

- [27] ATLAS Collaboration, *The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider*, JINST **3**, S08003 (2008)
- [28] ATLAS Collaboration, *Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run 2 data collected in 2015 and 2016*, Eur. Phys. J. C **79(3)**, 205 (2019)
- [29] ATLAS Collaboration, *Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Submitted to: Eur. Phys. J. (2019)
- [30] ATLAS Collaboration, *Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Eur. Phys. J. C **76(5)**, 292 (2016)
- [31] M. Cacciari, G. P. Salam, G. Soyez, *The anti- k_t jet clustering algorithm*, JHEP **04**, 063 (2008)
- [32] G. Aad, et al. (ATLAS), *Performance of b-Jet Identification in the ATLAS Experiment*, JINST **11(04)**, P04008 (2016)

A. zusätzliche Abbildungen

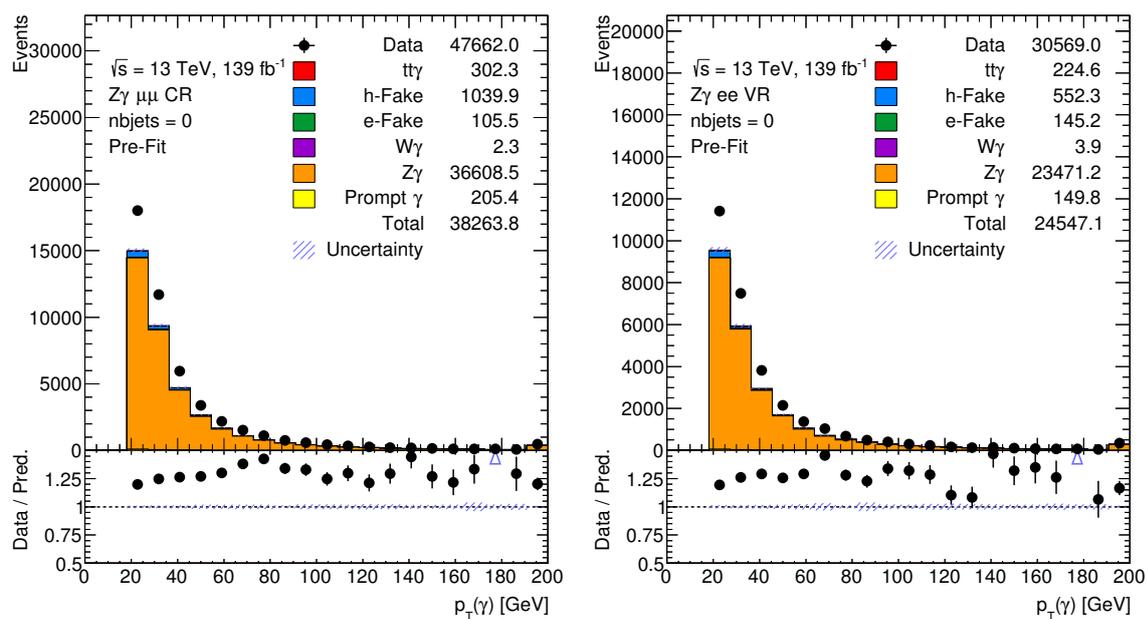


Abb. A.1.: Verteilung von $p_T(\gamma)$ in der Kontrollregion (links) und in der Validierungsregion (rechts) von $Z\gamma$ ohne b-Jets und ohne angewandte Korrekturen.

A. zusätzliche Abbildungen

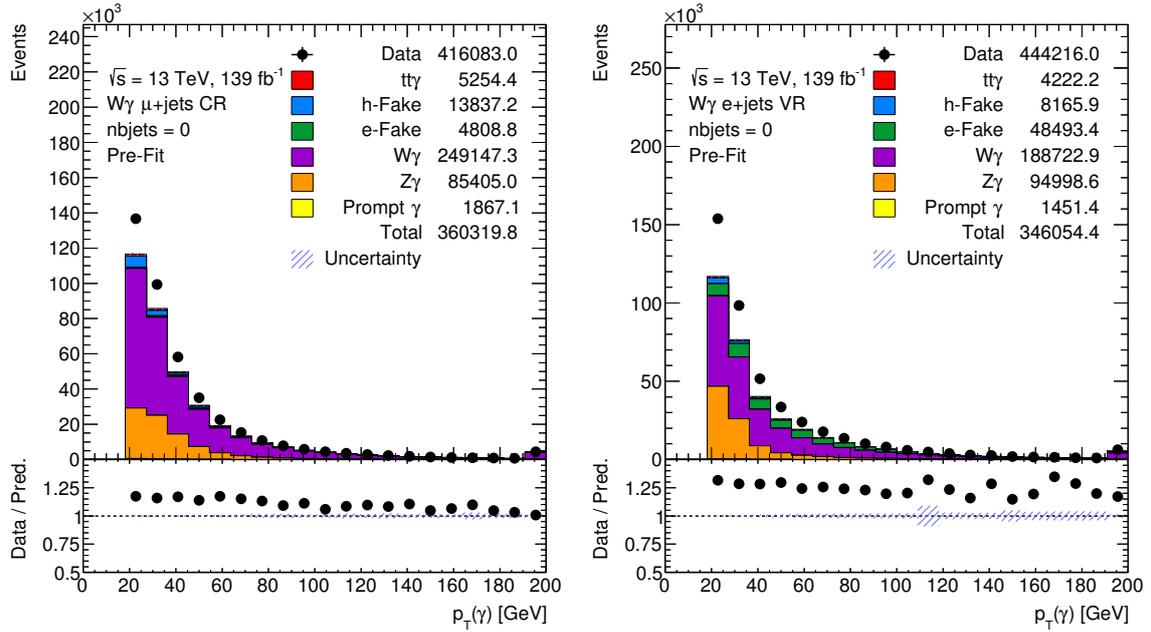


Abb. A.2.: Verteilung von $p_T(\gamma)$ in der Kontrollregion (links) und der Validierungsregion (rechts) von $W\gamma$ ohne b-Jets und ohne angewandte Korrekturen.

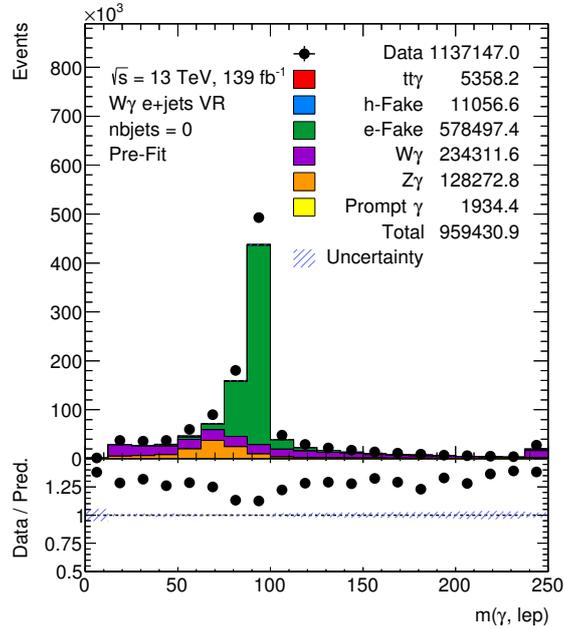


Abb. A.3.: Verteilung von $m(\gamma, \ell)$, auf welche in der Validierungsregion für $W\gamma$ ohne b-Jets geschnitten wurde. Angewandt wurde das Veto auf $m(\gamma, \ell)$ von $(91, 2 \pm 15) \text{ GeV}$.

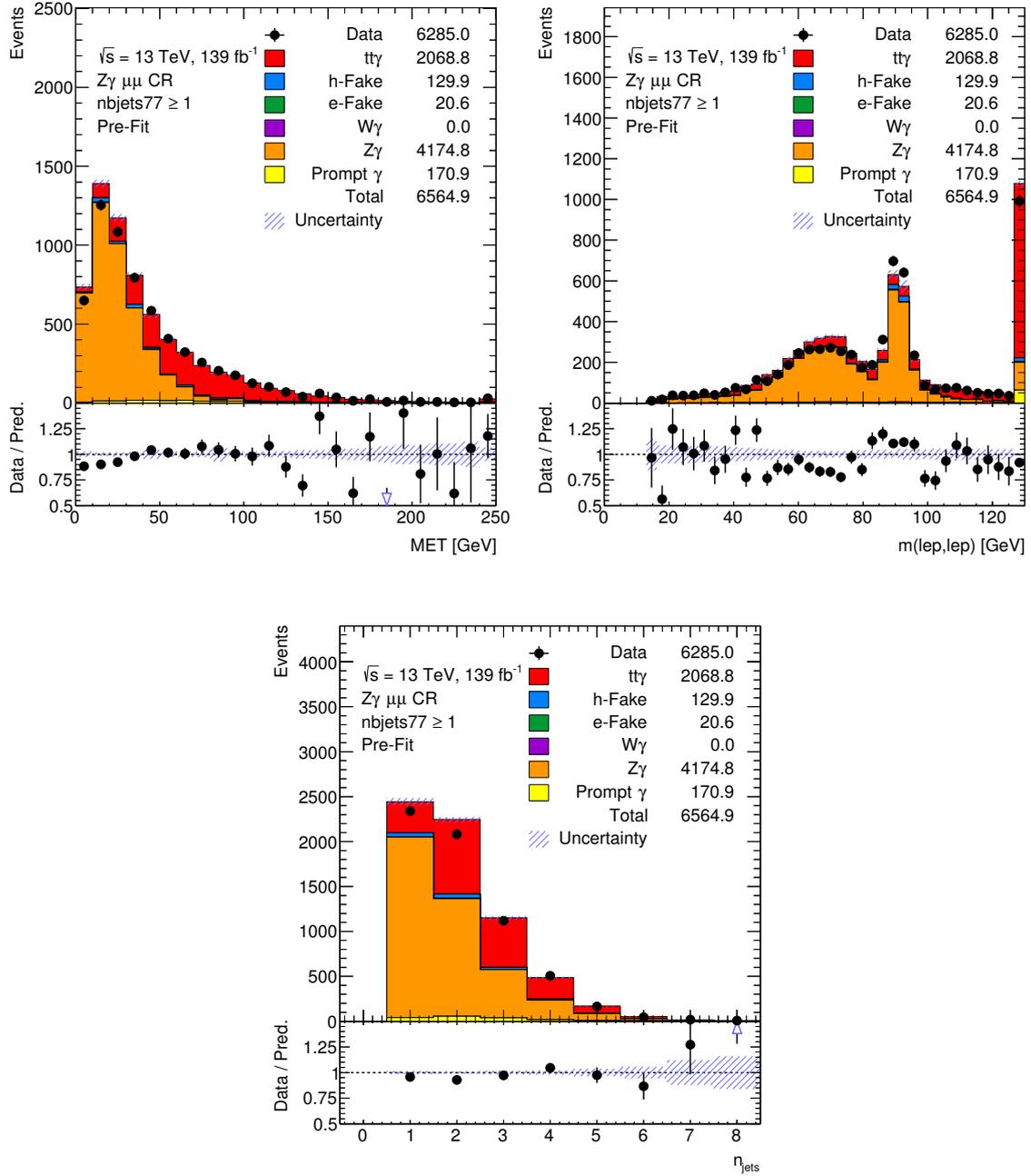


Abb. A.4.: Verteilungen der Variablen, auf welche in der Kontrollregion für $Z\gamma$ mit b-Jets geschnitten wurde. Angewandt wurden die Schnitte $E_T^{\text{miss}} < 40 \text{ GeV}$, $m(\ell, \ell) < 110 \text{ GeV}$ und $n_{\text{Jets}} \leq 2$.

A. zusätzliche Abbildungen

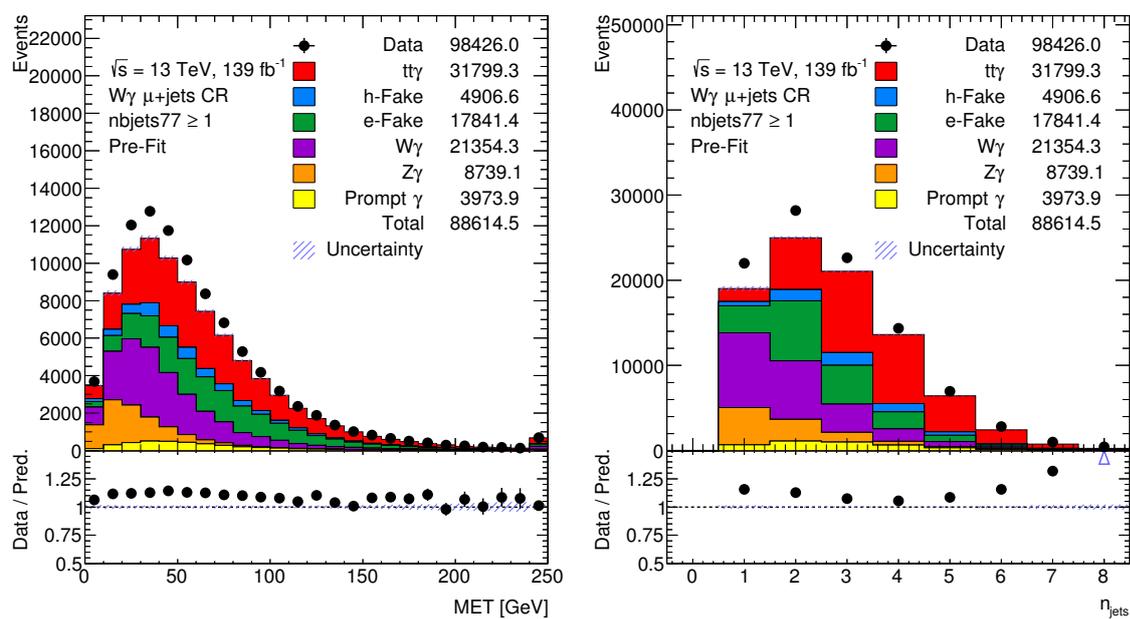


Abb. A.5.: Verteilungen der Variablen, auf welche in der Kontrollregion für $W\gamma$ mit b-Jets geschnitten wurde. Angewandt wurden die Schnitte $E_T^{\text{miss}} > 30 \text{ GeV}$ und $n_{\text{Jets}} = 1$.

Danksagung

Zunächst möchte ich gern Herrn Prof. Dr. Arnulf Quadt danken, durch den es erst möglich war, dass ich meine Bachelorarbeit in seiner Arbeitsgruppe schreiben kann und mir somit ein tieferen Einblick in die Teilchenphysik im Allgemeinen und vor allem an die am ATLAS-Experiment betriebene Physik verschafft hat. Außerdem gilt mein Dank Prof. Dr. Ariane Frey, welche sich bereit erklärte, als Zweitkorrektoren zu fungieren.

Ein besonderer Dank geht auch an Knut Zoch, welcher sich jederzeit als Ansprechpartner bei Problemen jeglicher Art zur Verfügung stellte und mich so bei allen Schritten dieser Arbeit begleitet hat. Du hast Dir viel Zeit dafür genommen, Dinge auch manchmal zweimal zu erklären, was mir vieles sehr erleichtert hat! Ebenfalls immer hilfsbereit, vor allem was technische Fragen angeht, war Steffen Korn, der hier auch erwähnt werden sollte.

Danke außerdem an Dr. Thomas Peiffer, der mich ebenfalls bei der Arbeit unterstützt hat.

Ich möchte auch allen Familienmitgliedern und Freunden danken, die sich bereit erklärten, meine Bachelorarbeit gegenzulesen und mich so mit zahlreichen Verbesserungsvorschlägen zu unterstützen. Außerdem für ihr Interesse an dem aktuellen Stand der Arbeit und ihre Unterstützung im Allgemeinen.

Erklärung

nach §13(9) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 20. August 2019

(Tomke Schröer)