

Technische Universität Dresden
Bereich Mathematik und Naturwissenschaften
Fakultät Physik
Institut für Kern- und Teilchenphysik
Teilchenphysik

Bachelorarbeit
zur Erlangung des Hochschulgrades
Bachelor
im Studiengang
Physik

**Auswirkungen von Dim-8 Operatoren
auf die Streuung gleich-geladener
 $W^{\pm}$ -Bosonen und Suche nach
sensitiven Observablen für deren
Interferenz mit dem Standardmodell**

vorgelegt von
Jonas Wagner
geboren am 29.05.1997 in Bad Muskau

eingereicht am 16.06.2021

Dokument erstellt mit pdfL^AT_EX.

Erstgutachter: Michael Kobel
Zweitgutachter: Frank Siegert

Zusammenfassung

Effektive Feldtheorien sind wertvolle Werkzeuge für die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells. Sie befähigt einen, z.B. zur Analyse von Streuprozessen bei Schwerpunktsenergien außerhalb des sonst in Experimenten realisierbaren Bereichs. Andererseits ermöglichen sie Näherungen in definierten Energieskalen für bekannte Vorgänge. Dabei kürzen sie aufwendige Rechnungen ab, aber liefern dennoch erstaunlich präzise Ergebnisse. Dadurch sind sie unerlässlich für den Ausbau des Standardmodells und damit auch für die Erweiterung unseres Verständnisses für die Teilchenphysik allgemein.

In dieser Arbeit wird vorerst ein allgemeiner Überblick über die Erzeugung und Messung von Streuprozessen am LHC im CERN gegeben. Es wird auf den für die weitere Analyse wichtigsten Streuprozess, den $W^\pm W^\pm \rightarrow l\nu l\nu jj$ eingegangen. Final wird für die Betrachtung der physikalischen Hintergrundes ein Überblick über effektive Feldtheorien gegeben, inklusive aller mit ihr einhergehenden Kopplungsparameter. Für die hauptsächliche Analyse werden Observablen auf ihre Sensitivität gegenüber der EFT untersucht, es wird das statistische Verfahren der optimierten Bineinteilung erläutert und zum Schluss soll über die Bestimmung von statistischen Limits die Sensitivität der verwendeten Observablen gegenüber der EFT-Parametern überprüft werden.

Abstract

The effective field theory is a precious tool for the search for physics beyond the standard model. For example it provides the ability to analyse scattering processes for higher center of mass energies than any experimental setup could accomplish. On the other hand it makes it possible to approximate already known processes for a certain energy regime, where it manages to shorten the calculation but still provide an astonishingly close solution. Hence it is essential for the improvement of the standard model and therefore for the extension of our knowledge of particle physics in general.

This thesis starts with a general overview on the creation and measurement of scattering processes at LHC at the CERN. There will be a closer look on the most crucial process for the further analysis, the $W^\pm W^\pm \rightarrow l\nu l\nu jj$ -process. Finally, for the investigation of the physical background there will be an introduction on the effective field theory, including every parameter that is involved in it. For the main part of the analysis, there will be a check on the sensitivity of observables with respect to the EFT-signal. Further the procedure of the binnin optimization will be explained. At the end, there will be a calculation for the stat-only-limits, which will provide further inside on the sensitivity of the used observables with repect to the EFT-parameters.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalischer Hintergrund	3
2.1	Der LHC und der ATLAS-Detektor	3
2.1.1	Der Large Hadron Collider	3
2.1.2	Der ATLAS-Detektor	4
2.2	Streuung gleich-geladener $W^\pm$ und der $W^\pm W^\pm \rightarrow jj\, l\nu l\nu$ Prozess . .	5
2.3	Grundlagen zum Aufbau einer effektiven Feldtheorie	6
2.3.1	EFT-Parameter und Vierer-Vertizes bei $W^\pm W^\pm$ -Streuung . .	10
3	Untersuchung der Auswirkungen von Dim-8-Operatoren auf sensitive Observablen	13
3.1	Klassifizierung sensitiver Observablen	13
3.2	Konzept und Anwendung der Optimierten Bineinteilung	16
3.3	Ermittlung der statistischen Limits	20
4	Zusammenfassung und Ausblick	24
5	Anhang	29
5.1	Darstellungen aller Observablen mit Interferenzterm und quadratischen Term der Kopplungsparameter	29
5.1.1	Invarianter Masse der leptonischen Zerfallsprodukte m_{ll} . . .	29
5.1.2	Spät-projizierte Masse m_{o1}	31
5.1.3	Der Azimuthalwinkel zwischen den beiden entstandenen Jets $j1, j2$, $\Delta\Phi_{tjets}$	33
5.1.4	Das Verhältnis von $p_T^{l_1, l_2}$ zu $p_T^{j1, j2}$ R_{Pt}	35
5.1.5	Der Kosinus des Azimuthalwinkels zwischen den Leptonen l_1, l_2 , $\cos(\Delta\Phi_{leps})$	37
5.1.6	Die transversale Masse zwischen gleich-geladenen $W^\pm$ -Bosonen, m_T	39

1 Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik, mit seinen 17 Elementarteilchen und 3 fundamentalen Wechselwirkungen, hat sich im vergangenen halben Jahrhundert als eine probate Theorie, zur Beschreibung von vielerlei in der Natur beobachtbaren Vorgängen, erwiesen. Nichtsdestotrotz gibt es immer noch Schwächen innerhalb des Modells, beispielsweise das Fehlen von Konzepten für die Beschreibung der Gravitation oder von dunkler Materie. Außerdem büßt es in höheren Energiebereichen deutlich an Zuverlässigkeit ein, wohingegen es für niedrige Energien nahezu perfekte Vorhersagen ermöglicht. Manche Phänomene konnten im Laufe der Zeit durch Erweiterungen der Theorie erklärbar gemacht werden, so dass das Standardmodell ständigen Überarbeitungen unterlag. Beispielsweise wurde der elektroschwache Symmetriebruch durch den Nachweis des Higgs-Teilchens im Jahr 2012 durch das Standardmodell beschreibbar.

Allerdings könnten zukünftig derartige direkte Nachweismethoden, wie sie bei der Erzeugung und Messung des Higgs-Bosons der Fall waren, in der Form bald nicht mehr realisierbar sein. Da selbst aktuellste Teilchenbeschleuniger nicht in der Lage sind beliebig hohe Schwerpunktsenergien für Streuprozesse zur Verfügung zu stellen, müssen alternative, indirekte Methoden zur weiteren Forschung in Betracht gezogen werden. Besonders Prozesse aus dem Bereich der Vektorbosonenstreuung haben sich, unter Anderem, aufgrund ihrer engen Verknüpfung zum elektroschwachen Symmetriebruch und dem Higgsmechanismus für weitere Forschung in dieser Richtung empfohlen. Im Rahmen dieser Arbeit soll zentral der Streuprozess $W^\pm W^\pm \rightarrow \nu \nu \nu j j$ mittels einer effektiven Feldtheorie untersucht werden. Dabei sind besonders Beiträge der effektiven Feldtheorie zur Kopplung der $W^\pm$ -Bosonen über Vierer-Vertizes ausschlaggebend, welche bei erwähntem Streuprozess schon für relativ geringe Energien beobachtbar ist.

Im Verlauf dieser Arbeit soll ein allgemeiner Überblick über die Hintergründe und die grundlegenden Konzepte einer effektiven Feldtheorie gegeben werden, sowie alle relevanten Kopplungsparameter die sie umfasst vorgestellt werden. Der $W^\pm W^\pm \rightarrow \nu \nu \nu j j$ Prozess wird im Allgemeinen beleuchtet und es wird einen kurzen Einblick in die Erzeugung und Messung dessen am CERN geben. Als Aufbau für den Hauptteil werden die verwendeten Observablen kurz beschrieben und im Anschluss exemplarisch auf ihre Sensitivität gegenüber der effektiven Feldtheorie geprüft. Nach der Aufbereitung der vorliegenden Messdaten mittels der Optimierung von Bineinteilungen wird es einen kurzen Einblick in die statistischen Gesichtspunkte, auf der sie beruht, geben. Zuletzt sollen die Kopplungsparameter in Hinsicht auf die untersuchten Observablen nach Sensitivität beurteilt werden, bzw. sollen offensichtlich nicht sensitive Observablen ausgeschlossen werden. Über die Ermittlung von statistischen

1 Einleitung

Limits wird letztendlich eine Beurteilung der Sensitivität und weiterer Ausblicke bezüglich der Untersuchung von EFT-sensitiven Observabeln ermöglicht.

2 Physikalischer Hintergrund

Um eine Basis für das behandelte Thema zu gewährleisten, soll im Folgenden darauf eingegangen werden, welche grundlegenden Ansätze zum Aufbau einer effektiven Feldtheorie (EFT) verfolgt werden. Des Weiteren soll ein Einblick in das experimentelle Vorgehen am LHC gegeben werden, sowie in den für die weitere Analyse relevanten Streuprozess zweier gleich-geladener $W^\pm$ -Boson und deren leptonischer Zerfall, $W^\pm W^\pm \rightarrow jj\ell\nu\ell\nu$. Außerdem soll ein Einblick in den Aufbau einer effektiven Feldtheorie, inklusive derer eingebundenen Kopplungsparameter, gegeben werden.

2.1 Der LHC und der ATLAS-Detektor

2.1.1 Der Large Hadron Collider

Der LHC ("Large Hadron Collider") ist ein ringförmiger Teilchenbeschleuniger (Synchrotron), der von der Europäischen Organisation für Kernforschung (CERN) betrieben wird, und liegt in der Nähe von Genf an der Grenze zur Schweiz und zu Frankreich. Er wurde in den Tunneln des früheren LEP-Beschleunigers ("Large Electron Positron Ring") erbaut, hat einen Umfang 26,7 km und liegt zwischen 40m und 170m unter der Erde. Mit ihm ist es möglich Streuexperimente zwischen Protonen bei außergewöhnlich hohen Schwerpunktsenergien und Luminositäten durchzuführen ($E_{SP} = 14 \text{ TeV}$, $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Um zu zeigen, wie die beispielhafte Luminosität erreicht wird, ist es wichtig zu verstehen wie sie sich zusammensetzt und wie die einzelnen Bestandteile für den maximalen Effekt dimensioniert sind:

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 f n_b}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \cdot F. \quad (2.1)$$

Dabei beträgt die Anzahl an Protonen je Teilchenbündeln N_b für den LHC ca. $1,6 \cdot 10^{11}$ für eine Zahl an Teilchenbündeln n_b von 2808. Die Teilchenbündel werden mit einem zeitlichen Abstand von 25 ns entsendet. Außerdem gehen mit f die Rotationsfrequenz der Bündel ein, mit σ_x und σ_y die gaußverteilte Strahlungsbreite in x- und y-Richtung und mit F ein geometrischer Korrekturfaktor.

Um diese Bedingungen erreichen zu können, werden in einem vom LHC abgetrennten Vorbeschleuniger zwei Protonenstrahlen erzeugt. Diese werden dann jeweils in entgegengesetzter Richtung in den größeren Speicherring des LHC eingeleitet werden und können, je nach Bedarf, zur Kollision gebracht werden. Dies wird für vier unterschiedliche Stellen für die Experimente ALICE, ATLAS, CMS und LHCb gemacht (siehe Abbildung (2.1)). Das Strahlrohr, in welches die vorbeschleunigten Protonen

2 Physikalischer Hintergrund

übergehen, ist stark evakuiert und sie werden dort durch 1232 magnetische Dipole bzw. 392 Quadrupole auf einer Kreisbahn gehalten. Um selbst nahe der Endenergie der Protonen noch deren Kreistrajektorie zu gewährleisten, müssen die Magneten supraleitend gemacht werden. Die Supraleitung der Magneten ist bei einer Temperatur von 1,9 K garantiert, was magnetische Feldstärken von bis zu 8,3 T ermöglicht.

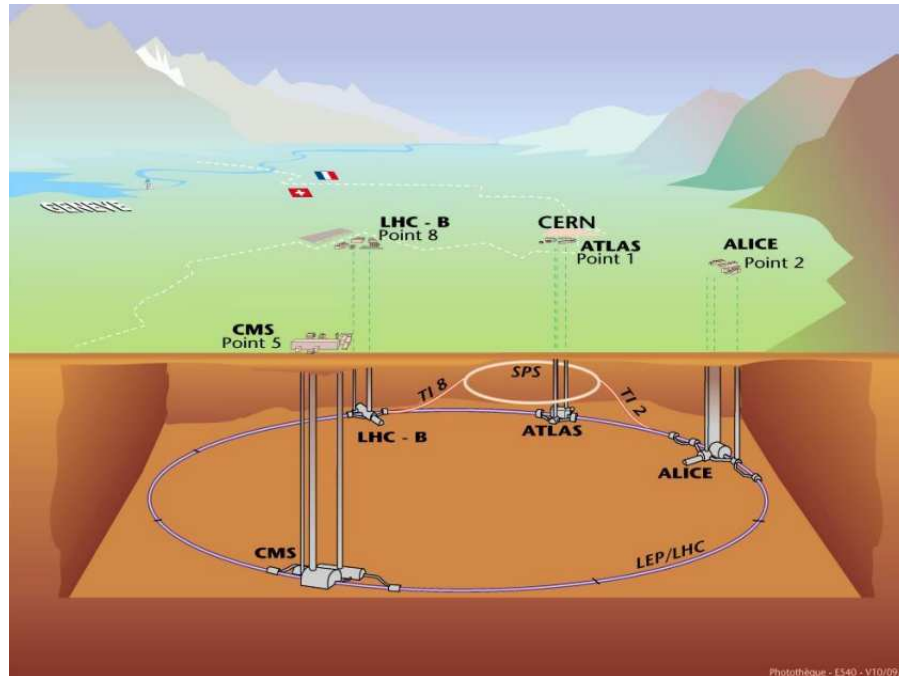


Abbildung 2.1: Gezeigt wird die Beschleunigerstruktur des LHC, welche den Speicherring und den Vorbeschleuniger umfasst, und die Lokalisation der zugehörigen Experimente ALICE, ATLAS, CMS und LHCb.

2.1.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor (A Toroidal LHC ApparatuS) wurde im Rahmen des ATLAS-Projektes konzipiert und erbaut und ist vielseitig einsetzbar zur Identifikation und präzisen Rekonstruktion von Teilchenkollisionen. Dabei hat er eine Länge von 44m und einen Radius von 25m. Seine wichtigsten Bestandteile bilden:

- Der Innere Detektor,
- Das Kalorimeter,
- Das Myon-Spektrometer,
- Das Magnetsystem.

2.2 Streuung gleich-geladener $W^\pm$ und der $W^\pm W^\pm \rightarrow jj l\nu l\nu$ Prozess

Eine genauere Darstellung der Bestandteile des Detektors ist in Abbildung (2.2) zu sehen. Um genaue Rückschlüsse auf wichtige Stoßparameter, wie die Energien, Impulse oder Ladungen der Teilchen, zu ermöglichen, ist der Detektorbereich stark abgeschottet. Des Weiteren ist er mit einem feinen Triggersystem ausgestattet, welches zum Einen mit den sehr hohen Ereignisraten von bis zu 40 MHz umgehen kann und zum Anderen elastische von relevanteren inelastischen Streuprozessen unterscheiden kann. Zudem besitzt er, bezogen auf den Ort der Kollision im Strahlrohr, einen symmetrischen Aufbau, wodurch keine Eintritt-/Austrittsrichtung der Teilchen ausgezeichnet wird. Schließlich ist noch anzumerken, dass bei der Konstruktion auf einen robusten Aufbau geachtet werden musste, da der Detektor pro Kollision ca. 1000 Teilchenereignissen standhalten muss.

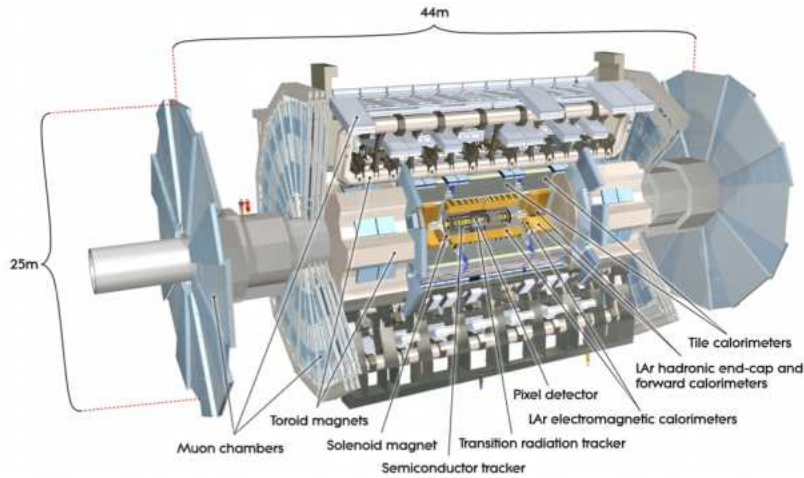


Abbildung 2.2: Darstellung der Bestandteile des ATLAS-Detektors.

2.2 Streuung gleich-geladener $W^\pm$ und der $W^\pm W^\pm \rightarrow jj l\nu l\nu$ Prozess

Die Untersuchung von Streuprozessen bei hohen Schwerpunktsenergien ist für die Erweiterung des Standardmodells von großer Wichtigkeit. Eine geeignete Grundlage für dessen Erforschung sind Prozesse der Vektorbosonenstreuung (VBS), insbesondere der leptonische Zerfallskanal gleich-geladener $W^\pm$ -Bosonen. Dieser Kanal wird, im Falle des LHC, über die Kollision von Protonen herbeigeführt, da ein unabhängiger Vektorbosonenstrahl nicht realisierbar ist. Dabei sendet ein angeregtes Quark das für den Prozess wichtige Vektorboson aus. Somit wird der Streuprozess in Gänze wie folgt repräsentiert:

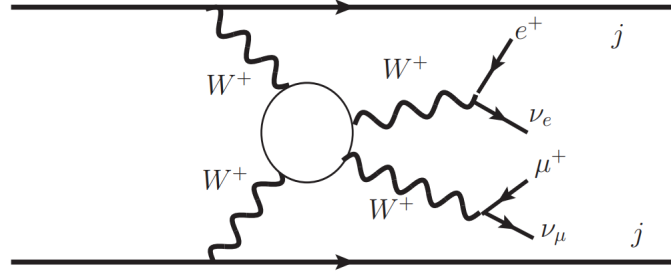


Abbildung 2.3: Allgemeine Veranschaulichung des Streuprozesses gleich-geladener $W^\pm$ -Bosonen.

$$pp \rightarrow W^\pm W^\pm + 2\text{jets} \rightarrow l^\pm \nu l^\pm \nu + 2\text{jets}$$

Die Jets resultieren dabei aus den anfänglichen Quarks aus den Protonen und sie werden, zusammen mit den zwei geladenen Leptonen, die durch den Detektor hauptsächlich nachweisbaren Zerfallsprodukte sein.

Der Streuprozess gleich-geladener $W^\pm$ -Bosonen über die elektroschwache Wechselwirkung ist äußerst vielversprechend für die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells. Ein wichtiger Beitrag dazu ist, dass er im Gegensatz zu anderen Prozessen der VBS ein sehr vorteilhaftes Signal-zu-Untergrund Verhältnis besitzt. Es gibt unter den führenden Beiträgen zum Wirkungsquerschnitt des Prozesses kaum Komponenten, die durch die starke Wechselwirkung verursacht werden. Die Ursache dafür ist die Erhaltung der elektrischen Ladungszahl und sie sorgt dafür, dass im Folgenden die Vernachlässigung der QCD-Beiträge, bei der Betrachtung der $W^\pm W^\pm$ -Streuung für führende Beiträge, ermöglicht wird.

In dieser Arbeit werden hauptsächlich Daten aus Monte-Carlo-Simulationen verwendet, welche den Vorgang für eine Schwerpunktsenergie von 13 TeV durchlaufen haben. Mit den so erhobenen Messdaten können weitere Parameter, wie beispielsweise der Wirkungsquerschnitt, ermittelt und mit den theoretischen Vorhersagen abgeglichen werden. Bei derartig hohen Energiebereichen sind Resonanzen für Teilchen, die bereits im Standardmodell erfasst sind, ausgeschlossen. Das bedeutet, sollten sich erkennbare Abweichungen von den theoretischen Vorhersagen abzeichnen, könnte das auf die Existenz von schweren Teilchen hindeuten, die für hohe Energien die Dynamik der Wechselwirkungen im Prozess modifizieren. Deren Beitrag ist unter Anderem in Abbildung (2.3) innerhalb des weißen Kreises mit erfasst und ist Ansatzpunkt für die weitere Analyse durch die effektive Feldtheorie.

2.3 Grundlagen zum Aufbau einer effektiven Feldtheorie

Effektive Feldtheorien ermöglichen es verschiedene, die Teilchenphysik betreffende, Vorgänge zu quantisieren und somit fundierte Aussagen zu treffen, ohne dabei ein

tieferes Verständnis für die zugrundeliegende Physik zu benötigen. Das macht sie besonders attraktiv für theoretische Voraussagen für Prozesse, die sich in energetischen Bereichen jenseits derer abspielen, die moderne Teilchenbeschleuniger zur Verfügung stellen können. Da diese nicht im Standardmodell erfasst sind, werden sie als Vorgänge "Beyond standard model" (BSM) bezeichnet. Zudem stellen sie auch ein zuverlässiges Näherungsverfahren für bereits gut erforschte Prozesse da, wenn eine umständliche Berechnung mit den mathematisch korrekten Mitteln im Vergleich nur einen vernachlässigbar kleinen Erkenntnisgewinn bringen würde. Ein Beispiel hierfür wäre die Fermi-Theorie, welche für einen Energiebereich von $E \ll m_W \sim 100 \text{ GeV}$ den Neutronenzerfallsprozess $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ zuverlässig beschreibt, ohne Austausch-Teilchen der schwachen Wechselwirkungen berücksichtigen zu müssen.

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete EFT basiert auf den Teilchen und Wechselwirkungen, die im Standardmodell (SM) enthalten sind, und erweitert diese durch eine Reihe modelunabhängiger EFT-Anteile. Dieser Ansatz ist ein sogenannter "bottom-up"-Ansatz, da hier von einer bestehenden Theorie ausgegangen wird, die erweitert werden soll. Im Kern geht es darum das Modell für den ihn übersteigenden Energiebereich weiter zu führen. Dabei ist das Arbeiten mit diesem Ansatz eher als iterativer Prozess anzusehen, da er weniger eine Gesamtlösung erzeugt als lediglich den untersuchten Energiebereich zu quantisieren. Im Gegensatz dazu steht der "top-down"-Ansatz, bei dem eine komplette Theorie vorausgesetzt wird und für den Bereich niedrigerer Energien bestätigt werden soll.

Für die Verwendung der EFT müssen gewisse Annahmen getroffen werden: Erstens gilt, dass keine leichten Freiheitsgrade berücksichtigt werden. Übertragen bedeutet das, dass bei niedrigen Energieskalen keine neuen, leichten Teilchen vermutet werden, was experimentell gestützt ist. Zweitens sollen schwere Freiheitsgrade entkoppelt auftreten, was eine Interaktion der neuen Prozesse mit dem Higgs-Duplett ausschließen soll. Das heißt, zum Beispiel, dass es für die Betrachtung der neuen Prozesse keine Feynman-Diagramme geben soll, in denen die neuen schweren Teilchen mit dem Higgs-Boson interagieren. Mit diesen Voraussetzungen kann nun folgende allgemeine Lagrangedichte generiert werden:

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{SM} + \frac{c_5}{\Lambda} \mathcal{O}^{(5)} + \sum_i \frac{c_i}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i^{(6)} + \sum_j \frac{c_j}{\Lambda^3} \mathcal{O}_j^{(7)} + \sum_k \frac{c_k}{\Lambda^4} \mathcal{O}_k^{(8)} + \dots \quad (2.2)$$

Dabei stellt $\mathcal{L}_{SM}$ den durch das Standardmodell abgedeckten Anteil an der Lagrangedichte dar. Der Faktor Λ beschreibt die Energieskala in der neuartige Prozesse untersucht werden sollen und wird auch als "cut-off Skala" bezeichnet, da er den Bereich in dem unsere etablierte Theorie gilt abgrenzt zu dem in dem es nicht mehr der Fall ist. Die höheren Potenzen von Λ im Nenner der Operatoren höherer Ordnung sollen dabei den Einfluss schwerer Teilchen bei niedrigen Energien unterdrücken. Die Kopplungsparameter c_n machen es möglich bestimmte Operatoren, durch gezieltes null setzen, getrennt zu betrachten. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit soll die Bestimmung von statistischen Limits dabei helfen Operatoren auszumachen, die dominanter

2 Physikalischer Hintergrund

oder unterdrückt auftreten, um so beobachtete Effekte aus einem referenzierten Experiment systematisch modellieren zu können. Außerdem sind sie ein Werkzeug zur korrekten Dimensionierung z.B. der Lagrangedichte, für welche $[\mathcal{L}] = E^4$ gilt, oder des Wirkungsquerschnittes, welcher die Einheit $[\sigma] = E^{-2}$ besitzt. Auf die weitere Bedeutung der Dimensionen innerhalb der EFT wird später noch eingegangen.

Es soll eine Operatorenbasis definiert werden, die per Definition lediglich aus lokalen, linear unabhängigen Operatoren bestehen soll. Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitt kann es dann durch die Multiplikation der Operatoren untereinander zu Interferenzen kommen. Mit Hilfe der bekannten Feynman-Regeln, in die nun die Effekte jenseits des Standardmodels einfließen, lässt sich eine Gruppe an Operatoren zusammenstellen, die die neuen Prozesse beschreiben. Diese Gruppe ist allerdings noch nicht zwingend linear unabhängig und muss somit reduziert werden. Dabei darf das Austauschen oder Ersetzen von Operatoren natürlich nicht die daraus folgende Physik verändern (siehe "Äquivalenz Theorem").

Ein Beispiel für eine vollständig reduzierte Basis ist die sogenannte "Warschau Basis". Sie ist eine eichinvariante, linear unabhängige Basis für Operatoren der Massendimension 6. Um zu bestimmen welche Massendimension eine gewisse Gruppe von Operatoren besitzt, ist es wichtig zu wissen mit welcher Massendimension jedes am Streuprozess beteiligte Teilchen eingeht. So geht das Skalarfeld eines Fermions, üblicherweise mit ψ bezeichnet, und einer Einheit von $[\psi] = E^{3/2}$ mit $\frac{3}{2}$ als Massendimension ein. Skalare Bosonen (üblicherweise durch ϕ bezeichnet mit $[\phi] = E$) gehen dagegen mit 1 ein, ebenso wie Vektorbosonen V^μ . Daraus lässt sich ablesen, dass jeder Operator, der einen Vertex aus den bekannten Fermionen und Bosonen des Standardmodels repräsentiert, eine Massendimension von 4 besitzen muss. Operatoren mit Dimensionen höher als 4 weisen auf die Gegenwart von BSM-Prozessen hin, da diese aus dem momentanen Standardmodel so nicht ohne Weiteres gebildet werden können. Dabei sollen hier die Operatoren einer ungeraden Massendimension größer als 4 nicht in die Weiteren Betrachtungen eingehen, da sie zum Einen die Leptonenerhaltungszahl verletzen und zum Anderen nur umständlich mit den Mitteln des SM eingebunden werden können. Funktionslos sind sie deswegen nicht, so stellt der in (2.2) angedeutete Weinberg-Operator $\mathcal{O}^{(5)}$ eine Möglichkeit dar, über den spontanen Symmetriebruch der schwachen Wechselwirkung eine Neutrinomasse zu definieren. Mit der nach K. Wilson definierten Renormierungsgruppe (RG) ist es nun möglich eine Kategorisierung der Operatoren nach Massendimension vorzunehmen und weiter sogar ein Verhalten in verschiedenen Energieskalen abzulesen. Die RG hat folgende Bestandteile:

- Relevante Operatoren mit $\dim(\mathcal{O}^{(n)}) < 4$,
- Marginale Operatoren mit $\dim(\mathcal{O}^{(n)}) = 4$,
- Irrelevante Operatoren mit $\dim(\mathcal{O}^{(n)}) > 4$.

Für Energiebereiche die unterhalb von Λ liegen, leisten vor allem die relevanten Ope-

ratoren einen Beitrag, der allerdings mit steigender Energie immer weiter sinkt. Im Gegensatz dazu verhalten sich die irrelevanten Operatoren bei niedrigen Energien sehr unauffällig und übernehmen im Bereich von Λ die Oberhand. Marginale Operatoren haben für alle Bereiche einen gleich wichtigen Anteil und sind somit auch überall gleich in Betracht zu ziehen. Dies ist unter Anderem zu beachten, wenn die aufgebaute EFT zur Berechnung der Streuamplitude $\mathcal{A}$ bzw. des Wirkungsquerschnittes σ verwendet werden soll.

Um BSM-Partikel erforschen zu können, ist es notwendig geworden auf indirekte Analysen zurückzugreifen. Das heißt, dass, im Gegensatz zur direkten Analyse, die Resonanz des Propagators für ein gesuchtes Teilchen außerhalb des zugänglichen Energiebereiches liegt. Somit ist es lediglich möglich über die Ausläufer des eigentlichen Peaks, welche bis in den für uns messbaren Energiebereich herein reichen, Aussagen über die zugrundeliegende Physik zu treffen. Die EFT kann so als Taylorentwicklung des Propagators des BSM-Partikel angesehen werden, wodurch der tatsächliche Streuprozess durch eine Reihe effektiver Terme beliebig genau nachgebildet werden kann. Daraus lässt sich allerdings auch direkt ableiten, dass das so konstruierte Modell für Energien oberhalb von Λ gar nicht aussagekräftig sein kann, da die erzeugte Taylorreihe in der Umgebung der Propagatorresonanz nicht mehr konvergiert. Dies führt in Hinsicht auf die Berechnung des Wirkungsquerschnitts dazu, dass mit steigender invarianter Masse irgendwann $\sigma > 1$ gelten würde, was keinen physikalisch interpretierbaren Sinn erkennen lässt. Dieses Phänomen wird als "Unitaritätsverletzung" bezeichnet. Im Rahmen der Renormierungsgruppe ist das die Auswirkung der irrelevanten Operatoren und der Grund, warum nur eine EFT, die lediglich aus relevanten und marginalen Operatoren aufgebaut ist, renormierbar ist.

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts σ lässt sich nun folgende grundlegende Struktur notieren:

$$\begin{aligned}
 \sigma &= \left| \mathcal{A}_{SM} + \sum_i \frac{c_i}{\Lambda^4} \mathcal{A}_i \right|^2 \\
 &= |\mathcal{A}_{SM}|^2 + \underbrace{\sum_i 2 \frac{c_i}{\Lambda^4} \text{Re}(\mathcal{A}_i^* \mathcal{A}_{SM})}_{\text{Interferenzterm}} + \underbrace{\sum_i \frac{c_i^2}{\Lambda^8} |\mathcal{A}_i|^2}_{\text{quadratischer Term}} \\
 &\quad + \underbrace{\sum_{i,j,i \neq j} 2 \frac{c_i c_j}{\Lambda^8} \text{Re}(\mathcal{A}_i^* \mathcal{A}_j)}_{\text{Interferenzterm zwischen Operatoren}} . \tag{2.3}
 \end{aligned}$$

Dabei beschreibt der Interferenzterm die Wechselwirkung zwischen der Streuamplitude des SM und der EFT und der quadratische Term steht für die Interaktionen zwischen den jeweiligen EFT-Streuamplituden. Der zweite Interferenzterm beschreibt die reine Wechselwirkungen unter der einzelnen Operatoren, welche hier allerdings

nicht weiter betrachtet werden sollen. In Kapitel 3.3 wird das Verhältnis von Interferenzterm und Quadratischem Term noch eine wichtige Rolle spielen.

2.3.1 EFT-Parameter und Vierer-Vertizes bei $W^\pm W^\pm$ -Streuung

Eine Voraussetzung für die Streuung gleich-geladener W -Bosonen ist, dass die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung in der Lage sind miteinander zu interagieren. Neben der Kopplung über Z , γ oder das Higgs-Boson ist auch eine direkte Kopplung der W -Bosonen über einen Vierer-Vertex möglich.

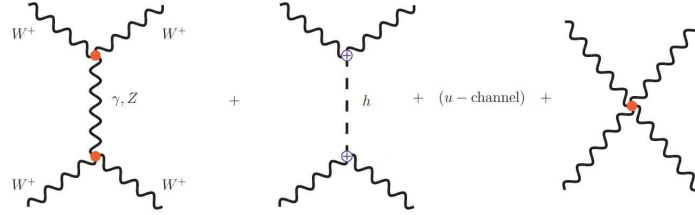


Abbildung 2.4: Darstellung aller möglichen Kopplungsvarianten für gleich-geladene $W^\pm$ -Bosonen im SM. Die orangenen Punkte an den Vertizes beschreiben dabei eine Kopplung über die elektroschwache Wechselwirkung und die mit dem blauen Plus stehen für eine Kopplung über den Higgsmechanismus.

Dieser ist ein regelrechter Exot innerhalb des Standardmodells, da normalerweise Vierer-Vertizes lediglich als vorläufige Darstellungen erhalten. Das Ziel ist diesen durch ein neues Austauschteilchen zu ersetzen, wodurch aus der Vierer-Kopplung zwei durch das neue Teilchen verbundene Dreier-Vertizes entstehen würden. Dies ist hier aber nicht notwendig und ist durch die Symmetriegruppe $SU(2)_L$ mathematisch beschreibbar. Um den Vorgang über die EFT beschrieben zu können, ohne dabei zusätzliche Vertizes mit schwachen Eichbosonen zu verändern, sind mindestens Operatoren der Massendimension 8 oder höher notwendig. Für die exakte Darstellung der Operatoren werden im Vorhinein folgende Bestandteile definiert:

Φ :	Higgs-Duplett $\in SU(2)_L$ -Gruppe,
$B_{\mu\nu}$:	Feldstärketensor der $U(1)_Y$ -Gruppe,
$W_{\mu\nu}^i$:	Feldstärketensor der $SU(2)_L$ -Gruppe,
D_μ :	Kovariante Ableitung,

wobei genauer $D_\mu = \left(\partial_\mu - igW_\mu^j \frac{\sigma^j}{2} - ig'B_\mu \frac{1}{2} \right)$ und $\hat{W}_{\mu\nu} = \sum_j W_{\mu\nu}^i \frac{\sigma^j}{2}$ gilt.

Somit kann ein schwaches Bosonenfeld entweder durch die Kovariante Ableitung von Φ oder direkt durch einen der Feldstärketensoren eingehen. Da hier aber die Prozesse der $W^\pm W^\pm$ -Streuung im Vordergrund stehen soll, werden lediglich Operatoren

untersucht die sich aus $W_{\mu\nu}^i$ zusammensetzen bzw. werden die $B_{\mu\nu}$ -Anteile in der Kovarianten Ableitung annulliert. Danach kann man nun die entscheiden Parameter ausmachen und kategorisieren:

Operatoren die nur $D_\mu\Phi$ enthalten:

$$\mathcal{O}_{S_0} = \left[(D_\mu\Phi)^\dagger D_\nu\Phi \right] \times \left[(D^\mu\Phi)^\dagger D^\nu\Phi \right], \quad (2.4)$$

$$\mathcal{O}_{S_1} = \left[(D_\mu\Phi)^\dagger D^\mu\Phi \right] \times \left[(D_\nu\Phi)^\dagger D^\nu\Phi \right]. \quad (2.5)$$

Zusammen mit den jeweiligen Koeffizienten $\mathcal{F}_{S_0}$ und $\mathcal{F}_{S_1}$ der Dimension GeV^{-4} (hier mit $\mathcal{F}_{S_0} = \frac{c_{S_0}}{\Lambda^4}$ und $\mathcal{F}_{S_1} = \frac{c_{S_1}}{\Lambda^4}$), lässt sich für alle Kategorien die Lagrange-dichte erzeugen. Hier repräsentiert die Summe Beider die $WWWW$ -, $WWZZ$ - und $ZZZZ$ -Vertizes und hat exemplarisch folgende Gestalt:

$$\mathcal{L}_{S_0, S_1} = \mathcal{F}_{S_0} \mathcal{O}_{S_0} + \mathcal{F}_{S_1} \mathcal{O}_{S_1}.$$

Operatoren die nur Feldstärketensoren enthalten

Diese Kategorie ist die universellste. Sie spielt eine Rolle in mehreren Vierer-Vertex-Varianten in denen verschiedene Konfigurationen der Felder W , Z und A vertreten sind. Beispiele sind unter anderem $WWWW$ -, $WWAZ$ -, $ZZZA$ - oder auch $AAAA$ -Kopplungen:

$$\mathcal{O}_{T_0} = \text{Tr} \left[\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \right] \times \text{Tr} \left[\hat{W}_{\alpha\beta} \hat{W}^{\alpha\beta} \right], \quad (2.6)$$

$$\mathcal{O}_{T_1} = \text{Tr} \left[\hat{W}_{\alpha\nu} \hat{W}^{\mu\beta} \right] \times \text{Tr} \left[\hat{W}_{\mu\beta} \hat{W}^{\alpha\nu} \right], \quad (2.7)$$

$$\mathcal{O}_{T_2} = \text{Tr} \left[\hat{W}_{\alpha\mu} \hat{W}^{\mu\beta} \right] \times \text{Tr} \left[\hat{W}_{\beta\nu} \hat{W}^{\nu\alpha} \right]. \quad (2.8)$$

Operatoren die Beide enthalten

Die letzte Kategorie stimmt mit vielen Prozessen an denen sie beteiligt sein kann mit der Vorangegangenen überein, sie kann im Vergleich lediglich für den $ZAAA$ - und $AAAA$ -Vertex vernachlässigt werden.

$$\mathcal{O}_{M_0} = \text{Tr} \left[\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \right] \times \left[(D_\beta\Phi)^\dagger D^\beta\Phi \right] \quad (2.9)$$

$$\mathcal{O}_{M_1} = \text{Tr} \left[\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\nu\beta} \right] \times \left[(D_\beta\Phi)^\dagger D^\mu\Phi \right] \quad (2.10)$$

$$\mathcal{O}_{M_7} = \left[(D_\mu\Phi)^\dagger \hat{W}_{\beta\nu} \hat{W}^{\beta\mu} D^\nu\Phi \right] \quad (2.11)$$

Interessant anzumerken ist, dass aus dieser Gruppe früher noch der Operator $\mathcal{O}_{M_6} = \left[(D_\mu\Phi)^\dagger \hat{W}_{\beta\nu} \hat{W}^{\beta\nu} D^\mu\Phi \right]$ in weitere Untersuchungen mit einbezogen

2 *Physikalischer Hintergrund*

wurde. Damit stellt $\mathcal{O}_{M_6}$ allerdings die konjugierte Variante von $\mathcal{O}_{M_7}$ dar. Somit musste, um die Operatorbasis vollständig zu reduzieren, $\mathcal{O}_{M_6}$ aus weiteren Betrachtungen ausgeschlossen werden.

3 Untersuchung der Auswirkungen von Dim-8-Operatoren auf sensitive Observablen

Im Weiteren soll der Einfluss von Dim-8-Operatoren auf die sensitiven Observablen des $W^\pm W^\pm \rightarrow jj \, l\nu l\nu$ -Prozesses untersucht werden. Dazu soll zuerst darauf eingegangen werden, wie eine Observable als "sensitiv" klassifiziert wird und dann soll ein Überblick über die Verwendung des Verfahrens der Binning-Optimierung gegeben werden. Letztendlich sollen für alle Observablen, in Hinsicht auf jeden in Kapitel 2.3.1 aufgeführten EFT-Parametern, die jeweiligen statistischen Limits und die Signifikanzen bestimmt werden.

3.1 Klassifizierung sensibler Observablen

Damit eine Observable als sensitiv für EFT-Ereignisse angesehen werden kann, werden folgende Kriterien etabliert, welche nicht zwingend gleichzeitig gelten müssen:

- I. Der Beitrag der vermuteten EFT-Ereignisse soll diskriminierende Form gegenüber der des Standardmodell-Beitrages haben.
- II. Der Beitrag der EFT-Ereignisse soll sich vom Messuntergrund deutlich abheben.

An der Stelle sei angemerkt, dass alle verwendeten Observablen für die hier stattfindende weitere Betrachtung bereits im Vorhinein als sensitiv ausgemacht wurden. Nichtsdestotrotz soll dieser Prüfungsprozess hier nochmals kurz der Vollständigkeit halber vollzogen werden.

Doch davor sollen erst die betrachteten Observablen beschrieben und erklärt werden:

- m_{ll} ... Ist die invariante Masse der zwei geladenen Leptonen. Sie wird über die Impulse der Leptonen $l_{1,2}$ und dem Streuwinkel zwischen ihnen $\cos(\Delta\Theta(l_1, l_2))$ wie folgt beschrieben:

$$m_{ll} = \sqrt{\{|\vec{p}_{l_1}| |\vec{p}_{l_2}| (1 - \cos(\Delta\Theta(l_1, l_2)))\}}. \quad (3.1)$$

- m_{o1} ... Ist die spät-projizierte invariante Masse. Sie wird über die Transversalen Impulse der Leptonen $\vec{p}_{l_{1,2}T}$ und der verlorenen transversalen Energie E_T^{miss} wie folgt beschrieben:

$$m_{o1} = \sqrt{\{|\vec{p}_{l_1T} + \vec{p}_{l_2T}| + E_T^{\text{miss}}\}^2 - (\vec{p}_{1T} + E_T^{\text{miss}})^2}. \quad (3.2)$$

- $\Delta\Phi_{tjets} \dots$ Ist der Azimuthalwinkel zwischen den beiden entstandenen Jets j_1, j_2 .
- $R_{Pt} \dots$ Ist das Verhältnis aus dem Produkt der transversalen Impulse der beiden Leptonen gegenüber dem Produkt der transversalen Impulse der beiden Jets. Es gilt:

$$R_{Pt} = \frac{p_T^{l_1} p_T^{l_2}}{p_T^{j_1} p_T^{j_2}}. \quad (3.3)$$

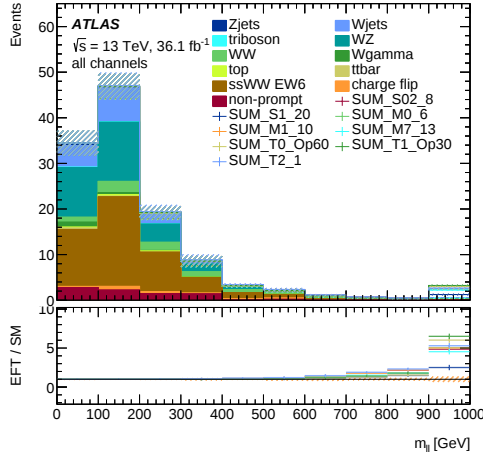
- $\cos(\Delta\Phi_{leps}) \dots$ Ist der Kosinus des Azimuthalwinkels zwischen den Leptonen l_1, l_2 .
- $m_T \dots$ Ist die transversale Masse zwischen den beiden gleich-geladenen $W^\pm$ -Bosonen. Beschrieben wird sie wie folgt:

$$m_T = \sqrt{\left(\sqrt{m_U^2 + \vec{p}_{1T}^2} + E_T^{\text{miss}}\right)^2 - \left(\vec{p}_{1T} + \vec{E}_T^{\text{miss}}\right)^2} \quad (3.4)$$

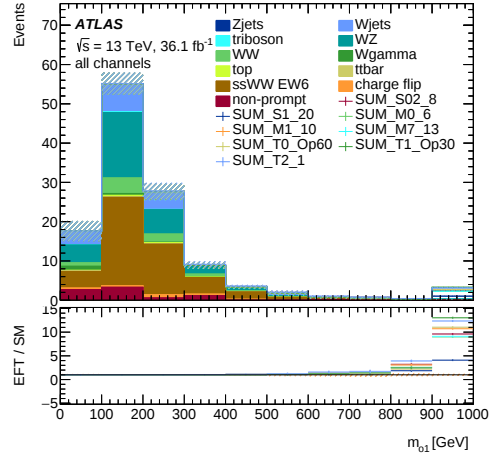
Genauer in [1]

Die Überprüfung der gestellten Forderungen soll grafisch über zweiteilige Plots erfolgen. Im oberen Teil der Grafiken werden die Beiträge aller EFT-Parameter als Linien über dem Messuntergrund dargestellt. Dadurch ist es möglich allgemein die Relevanz der einzelnen Prozesse innerhalb der unterschiedlichen Energiebereiche abzuschätzen und die Beiträge der einzelnen EFT-Parameter untereinander zu vergleichen. Da es sich lediglich um einen ersten Einblick handelt, wurde, aus Gründen der Übersicht, vorerst eine verhältnismäßig grobe Bineinteilung gewählt. Außerdem sollte, falls vorhanden, der Definitionsbereich so gewählt werden, dass ein Großteil der Events in der Abbildung regulär erfasst werden (Vermeidung zu ausgeprägter Overflowbins). Der untere Plot ist ein Verhältnisplot, welcher das Verhältnis der EFT-Beiträge gegenüber denen des SM-Untergrundes darstellt. Dieser enthält Informationen über die jeweiligen Anteile der SM- und EFT-Beiträge an den zugrundeliegenden Messdaten. Für die Darstellung wurde im Allgemeinen eine lineare Skala bevorzugt, da sich so die einzelnen Anteile der verschiedenen Prozesse intuitiver auswerten lassen. Die einzige Ausnahme von diesem Konzept bildet die R_{Pt} -Observable, bei welcher der erste Bin so dominant wäre, dass in der Abbildung relativ zu ihm die anderen Bins quasi verschwinden würden. Außerdem wurden in der Darstellung negative Verhältnisse in den Verhältnisplots ausgeschlossen. So lassen sich folgende allgemeine Aussagen über die Observablen, nach Betrachtung der Abbildungen (3.1) und (3.2), treffen: Bei der m_U -Observable sind für niedrige Energien hauptsächlich die SM-Prozesse relevant. Erst bei sehr hohen Energien gewinnen die EFT-Beiträge an Gewicht. Die m_{o1} -Observable verhält sich ähnlich im untersuchten Energiebereich wie m_U . Allerdings sind hier die EFT-Beiträge für hohe Energien bis zu dreimal größer. Die $\Delta\Phi_{tjets}$ -Observable weist lediglich im Bereich um einen Streuwinkel von 0 einen relativ erhöhten Anteil von EFT-Ereignissen auf. Für höhere Werte der R_{Pt} -Observable sind die EFT-Beiträge dem SM-Hintergrund deutlich überlegen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird auf eine komplette Darstellung des Verhältnisplots verzichtet.

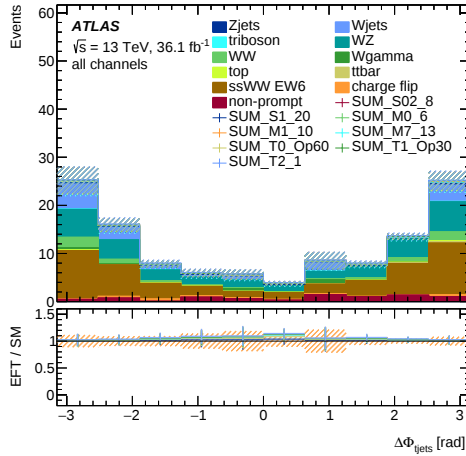
3.1 Klassifizierung sensitiver Observablen



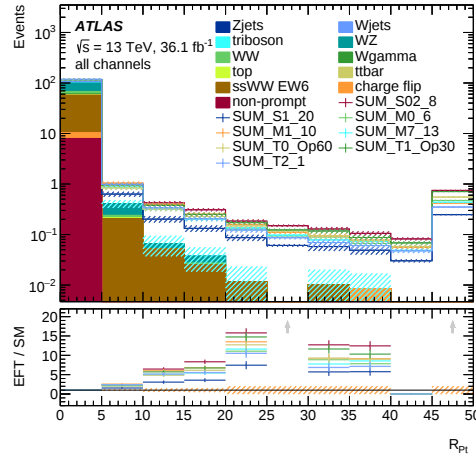
(a) Die $m_{\ell\ell}$ -Observable.



(b) Die m_{o1} -Observable.



(c) Die $\Delta\Phi_{tjets}$ -Observable.



(d) Die R_{Pt} -Observable.

Abbildung 3.1: Grafische Analyse der Observablen $m_{\ell\ell}$, m_{o1} , $\Delta\Phi_{tjets}$ und R_{Pt} in Hinsicht auf alle relevanten EFT-Parameter gegenüber des Messuntergrundes. Der SM-Messuntergrund wird als Säulen dargestellt, die EFT-Beiträge der einzelnen Parameter als Linien. Im zweiten Verhältnisplot werden die Beiträge ebenfalls als Linien dargestellt, mit einer zusätzlichen Referenzlinie bei 1.

3 Untersuchung der Auswirkungen von Dim-8-Operatoren auf sensitive Observablen

Bei $\cos(\Delta\Phi_{leps})$ ist für Werte im Bereich von -1 ein erhöhter EFT-Anteil erkennbar und für Werte im Bereich von 1 ein erhöhter Beitrag des Messuntergrundes. Die m_T -Observable verhält sich ähnlich wie m_{ll} , allerdings finden hier EFT-Ereignisse für deutlich höhere Energien statt und die EFT-Beiträge übertreffen dort den Messuntergrund um das 150- bis 900-fache.

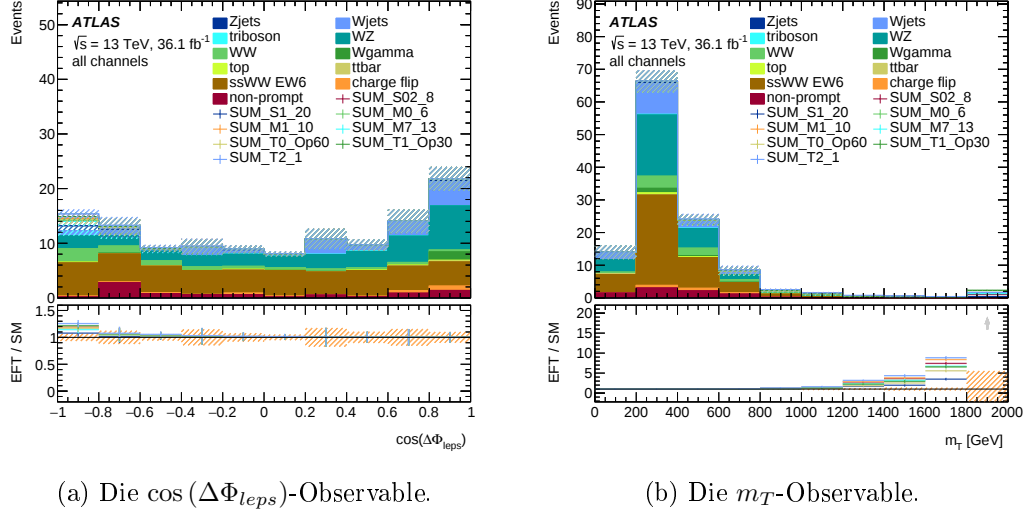


Abbildung 3.2: Grafische Analyse der Observablen $\cos(\Delta\Phi_{leps})$ und m_T nach den gleichen Mitteln wie in Abbildung (3.1).

Die etablierten Maßstäbe **I.** und **II.** sind, nach Analyse der Diagrammen, wie in Tabelle 3.1 aufgeführt erfüllt.

Tabelle 3.1: Aufgeführt werden die betrachteten Observablen bezogen auf das jeweilige erfüllen der Kriterien **I.** und **II.**.

	m_{ll}	m_{01}	R_{Pt}	$\Delta\Phi_{ljets}$	$\cos(\Delta\Phi_{leps})$	m_T
I.	x	x	x	x	x	x
II.	x	x	x			x

3.2 Konzept und Anwendung der Optimierten Bineinteilung

Um die Aussagekraft der zu ermittelnden Werte aus den beschriebenen Prozessen richtig einordnen zu können, ist es wichtig die Signifikanz des Signals gegen den Messuntergrund abzuwägen. Allgemein gesagt wird für das erwartete EFT-Signal

3.2 Konzept und Anwendung der Optimierten Bineinteilung

eine 2σ -Umgebung definiert. Sollte das letztendlich zugeordnete Signal innerhalb dieses Verträglichkeitsintervalls liegen, kann angenommen werden, dass es durch den entsprechenden Kopplungsparameter verursacht wurde. Für die Kopplungsparameter bietet es sich nun an nach den Limits dieser 2σ -Umgebung zu suchen, was im Folgenden Abschnitt der Fall sein wird. Das Ziel der optimierten Bineinteilung ist es die Messdaten mittels eines Algorithmus aufzubereiten und an die Forderungen durch die verwendete statistische Methode anzupassen. Diese Anforderungen sind in diesem Fall, zum Einen, eine maximale Signifikanz der gemessenen EFT-Signale und zum Anderen, dass mindestens zwei Ereignisse pro Bin gemessen wurden. Letzteres ist wichtig, da für die Berechnung der Signifikanz nicht der exakte, sehr rechenintensive Formalismus verwendet wird, sondern eine Näherungsformel. Diese hat den Vorteil, dass mit ihr eine analytische Berechnung möglich ist und der exakte Weg ein Numerischer ist. Für die Bestimmung der statistischen Limits wird später allerdings auf den exakte Weg zurückgegriffen. Mit der analytischen Näherung berechnet sich die Signifikanz wie folgt:

$$\begin{aligned}\sigma_{approx,i}(n \mid \mu, \gamma = 0) &= \frac{|n - \nu(\mu)|}{\sqrt{\nu(\mu)}}, \\ \sigma(n \mid \mu) &= \sqrt{\sum_i \sigma_{approx,i}^2(\mu)}.\end{aligned}\tag{3.5}$$

Hierbei ist n die Anzahl der beobachteten Ereignisse, $\nu(\mu)$ ist die erwartete Anzahl an Ereignissen, μ bezeichnet die Signalstärke und γ ist die totale Unsicherheit je Bin. Diese Näherung liefert für Werte in der Umgebung von zwei bereits weniger zuverlässige Ergebnisse. Dennoch wurde die Zahl der Mindestereignisse so gewählt, da im Allgemeinen nur wenige gemessene Ereignisse, aus denen geschöpft werden kann, zur Verfügung stehen und dies einen angemessenen Kompromiss darstellt.

Die Funktionsweise des Algorithmus sieht nun vor, dass (je nachdem, wie in den "Plotoptions" angemerkt) alle Bins eines Histogrammes von rechts nach links oder umgekehrt durchgegangen werden. Im Allgemeinen ist hier die Maximierung der Signifikanz die stärkere Forderung, da für das Erreichen der Mindestereigniszahl sowohl EFT- als auch Untergrundereignisse einbezogen werden. Nach den beiden bereits erwähnten Gesichtspunkten werden nun Empfehlungen gemacht, wie die optimale Bineinteilung für eine Observable hinsichtlich eines bestimmten EFT-Parameters aussehen würde. Um dem Algorithmus in Hinsicht auf beide Kriterien so viel Freiheit zu lassen wie möglich, wird für die Binning-Optimierung eine sehr feine, Ausgangsbineinteilung gewählt. In diesem Fall werden 100 Bins erzeugt, wie in Abbildung (3.3) beispielhaft an der m_H -Observable zu sehen ist. Im Subplot ist zu erkennen, dass bei der optimierten Bineinteilung auch die Signifikanzen für unterschiedliche Bineinteilungen mit angegeben werden. Von besonderem Interesse sind hierbei die "gesplittete" Bineinteilung, welche die Signifikanz ist, die sich aus dem unveränderten, feinen Binning ergibt und die optimierte Bineinteilung, welche nach den erwähnten Kriterien zusammengestellt wird. Dabei sollen alle Bins, die im gleichen Gelbton

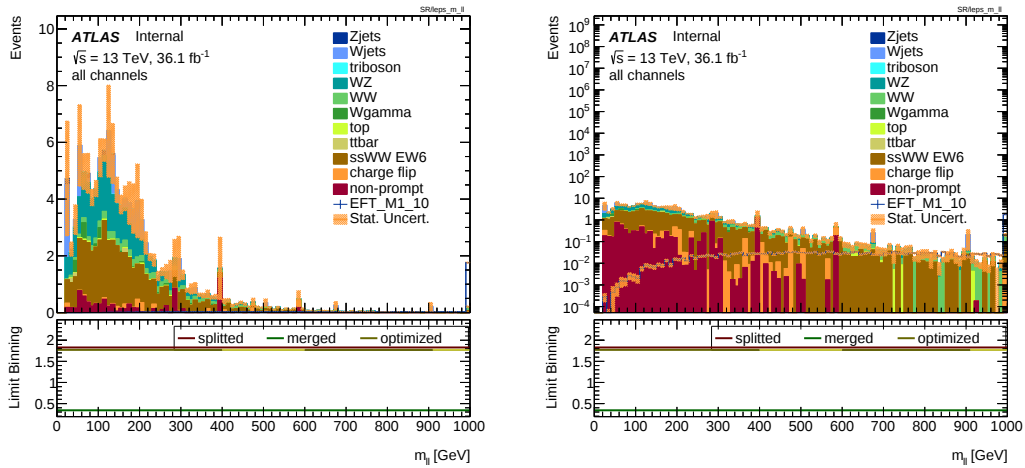
unterlegt sind, zusammengefasst werden. Nun werden für jeden Parameter in Bezug auf jede Observable die optimalen Bineinteilungen, sowie die gesplittete und optimierte Signifikanz tabellarisch notiert, was in Tabelle (3.2) aufgeführt ist. Die Werte werden dabei, für ein genaueres Ergebnis, aus dem Terminal heraus bezogen und nicht grafisch ermittelt. Dabei soll für jede Observable eine Bineinteilung konzipiert werden, die stellvertretend für alle EFT-Parameter, die auf sie angewendet werden, eingesetzt wird. Dies soll für kommende Schritte die Ergebnisse vergleichbar machen.

Tabelle 3.2: Beispiel zur optimierten Bineinteilung mit den unteren Bingrenzen für die m_{ll} -Observable.

Observable	Parameter	optimierte Bineinteilung	$\sigma(\text{gesplittet})$	$\sigma(\text{optimiert})$
m_{ll}	S0	0, 410, 600, 960	1,79	1,73
	S1	0, 720,	0,94	0,74
	M0	0, 630, 980	1,76	1,73
	M1	0, 410, 610, 920	1,83	1,77
	M7	0, 610, 920	1,64	1,58
	T0	0, 610, 980	1,98	1,96
	T1	0, 600, 980	2,11	2,08
	T2	0, 410, 600, 980	1,96	1,9

Um aus den vom Algorithmus vorgeschlagenen Bineinteilungen eine allgemeine Einteilung abzuleiten, werden alle Binbegrenzungen für jeden Parameter untersucht und mit einem Plot der Observable abgeglichen. Dabei genügt die Betrachtung exemplarischer Plots für eine Observable, da die EFT-Beiträge nicht genug Einfluss haben um die generelle Gestalt der Verteilung zu verändern. Dazu werden Darstellungen in verschiedenen Skalen verwendet: Die Darstellung in einer linearen Skala vermittelt einen Eindruck über die absoluten Verhältnisse zwischen den einzelnen Anteilen. Die logarithmische Darstellung lässt den Verlauf des oft verhältnismäßig kleinen EFT-Anteiles besser einschätzen. In Abbildung (3.3) werden beide Arten für die Observable m_{ll} und den Parameter M1_10 gezeigt (Dabei besagt der Zusatz "10" für den Parameter M_1 , dass $M_1 = 10 \text{ GeV}^{-4}$ gesetzt wurde. Genauer folgt im nächsten Kapitel). Sollte auf diese Weise eine Häufung von Binbegrenzungen innerhalb eines relativ kleinen Abschnitts des Definitionsbereiches entstehen, gilt es diesen Bereich durch den Plot weiter zu untersuchen. Stellt sich heraus, dass die Einteilung durch eine ausreichende Ereigniszahl gerechtfertigt ist, sei es durch den Messuntergrund oder durch die EFT-Beiträge selbst, kann die Binverteilung beibehalten werden. So wäre, zum Beispiel, in Abbildung (3.3) eine feinere allgemeine Bineinteilung für den Bereich von 20 bis ca. 250 GeV möglich. Darauf wird hier allerdings verzichtet, da die zu untersuchenden EFT-Beiträge in diesem Bereich kaum einen Anteil am gesamten Streuprozess haben und dies so für deren statistische Betrachtung nicht sinnvoll wäre. Anzumerken ist, dass für Observablen deren Definitionsbereich nicht beidseitig strikt begrenzt ist eine zusätzliche Binbegrenzung eingeführt wird, welche den Overflowbin von der Bineinteilung des Algorithmus visuell abtrennen soll. So ist, zum Beispiel, die Observable $\cos(\Delta\Phi_{leps})$ nicht von diesem Schritt betroffen, da sie exakt für den Bereich $[-1, 1]$ definiert ist. Dahingegen sind für die m_{ll} -Observable Events im

3.2 Konzept und Anwendung der Optimierten Bineinteilung



(a) Darstellung des M_1 -Parameters für die m_{ll} -Observable in linearer Skala. (b) Darstellung des M_1 -Parameters für die m_{ll} -Observable in logarithmischer Skala.

Abbildung 3.3: Beispiel für das Ermitteln einer optimalen Bineinteilung für die Observable m_{ll} und den Parameter M1_10. Im Subplot ist 1.) Die Signifikanz der "gesplittete" Bineinteilung in rot und 2.) Die Signifikanz der optimierten Bineinteilung zu erkennen.

Bereich von 0 bis zu einer nicht fixierten Obergrenze von wenigen TeV zu messen, wodurch m_{ll} von diesem Vorgehen profitiert. Diese Methodik wird für alle untersuchten Observablen gleichermaßen angewandt mit dem Ziel jeweils eine allgemeine Bineinteilung von mindestens 3 bis 5 Bins zu generieren. Dabei sollten es mindestens 3 Bins sein, um das Mindestmaß der Form der Verteilung in die Berechnung mit einbezogen wird. 5 ist an sich keine scharfe obere Grenze für die Binanzahl, allerdings deutet sich aus den gefundenen Messwerten an, dass eine weitere Unterteilung nicht sinnvoll ist. Die so erzeugten allgemeinen Bineinteilungen je Observable sind in Tabelle 3.3 zu finden.

Tabelle 3.3: Die Allgemeinen Bineinteilungen für alle verwendeten Observablen. Dabei sind die Einteilungen von m_{ll} , m_{o1} und m_T in Einheiten von GeV und $\Delta\Phi_{tjets}$ wird im radialen Winkelmaß angegeben.

Parameter	Allgemeine Bineinteilung
m_{ll}	0, 400, 600, 950, 1000
m_{o1}	0, 400, 550, 900, 1000
R_{Pt}	0, 1.5, 3.5, 7.5, 10
$\Delta\Phi_{tjets}$	-3.15, -2.1, -1.4, 0.7, 3.15
$\cos(\Delta\Phi_{leps})$	-1, -0.95, -0.83, -0.7, -0.3, 1
m_T	0, 200, 800, 1050, 1550, 1900

3.3 Ermittlung der statistischen Limits

Während in Kapitel (3.1) eine grobe Einschätzung über die Sensitivität der einzelnen Observablen und Kopplungsparameter präsentiert wurde, soll nun eine Variante genutzt werden, die eine quantitative Auswertung ermöglicht. Diese besteht in der Bestimmung der statistischen Limits der einzelnen Kopplungsparameter. Diese verraten, für welche Werte des Kopplungsparameters die gemessenen Ereignisse, innerhalb eines 2σ Bereiches, mit den Erwarteten verträglich sind, bzw. wie sehr diese davon abweichen. Diese Methode dient dabei eher dazu EFT-Parameter in Bezug auf Observablen als nicht sensitiv auszuschließen. Da, wie der Name bereits verrät, lediglich statistische Unsicherheiten in Betracht gezogen werden, fallen die Limits eher geringer aus als sie sein sollten. Dies könnte vorschnell als Sensitivität der Observable, bezogen auf die zugehörige Parameter, gedeutet werden. Dagegen kann ein Kopplungsparameter, der bei derartig schwachen Annahmen bereits ein großes Limit aufweist, zuversichtlich als nicht-sensitiv angesehen werden.

Für die Bestimmung der statistischen Limits wird, in diesem Fall, vorerst eine Signalstärke für jeden Parameter fest angenommen. Hier wurden sie wie folgt gewählt:

Tabelle 3.4: Fixierte Ausgangssignalstärken aller EFT-Parameter mit $[c_n/\Lambda] = 1/TeV^4$.

S0	S1	M0	M1	M7	T0	T1	T2
8	20	6	10	13	0.6	0.3	1

Diese wird von da aus dann variiert, mit dem Ziel, Grenzwerte für die Signalstärke der Parameter so zu finden, dass diese mit einer Signifikanz von 2σ gemessen werden würden. Es wurden dabei auch die Werte für die Limits für eine Signifikanz von 1σ mit aufgenommen. Der letzte Wert, der in Tabelle (3.5) aufgeführt wird, ist der "Best Fit"-Wert, welcher angibt für welchen Wert des Parameters die Messergebnisse am besten widerspiegelt werden. Dieser sollte den Wert 0 haben, allerdings kann es durch das zugrundeliegende numerische Verfahren zu Abweichungen kommen. Diese können aber vernachlässigt werden, solange der "Best Fit"-Wert deutlich geringer ist als der der statistische Limits.

3.3 Ermittlung der statistischen Limits

Tabelle 3.5: Aufgelistet sind, für alle betrachteten Kopplungsparameter und Observablen, der zentrale Wert oder "Best Fit", die Limits für den Bereich mit einem Konfidenzintervall von 68% und die Limits für den Bereich der Messsicherheit von 95% .

Parameter	Observable	Best Fit	σ limit low	σ limit high	2σ limit low	2σ limit high
S0	m_{ll}	0,0231	-5,34	5,31	-8,79	8,75
	m_{o1}	0,0136	-5,01	4,97	-8	8,28
	R_{Pt}	-0,0105	-4,92	4,87	-8,23	8,17
	$\Delta\Phi_{ljets}$	-0,0443	-13,4	13,3	-19,1	19
	$\cos(\Delta\Phi_{leps})$	-0,0339	-9,9	9,78	-14,4	14,3
	m_T	0,0332	-5,14	5,11	-8,69	8,65
S1	m_{ll}	0,155	-21,4	21,3	-35,1	35
	m_{o1}	0,139	-20,8	20,6	-34,3	34,2
	R_{Pt}	0,004	-20,3	20,1	-33,8	33,5
	$\Delta\Phi_{ljets}$	-0,377	27100	53,7	394000	109
	$\cos(\Delta\Phi_{leps})$	0,0687	-38,6	38,3	89600	195
	m_T	0,179	-20,7	20,6	-35	34,9
M0	m_{ll}	0,0576	-3,94	3,94	-6,6	6,6
	m_{o1}	0,0582	-3,9	3,9	-6,53	6,53
	R_{Pt}	-0,0634	-4,41	4,42	-7,33	7,33
	$\Delta\Phi_{ljets}$	0,113	-10,6	10,6	-15,2	15,1
	$\cos(\Delta\Phi_{leps})$	0,0967	-8,14	8,12	-11,8	11,8
	m_T	0,0539	-3,54	3,54	-6,17	6,17
M1	m_{ll}	0,0206	-6,58	6,52	-10,8	10,8
	m_{o1}	0,0053	-5,92	5,86	-9,87	9,8
	R_{Pt}	-0,0236	-6,93	6,85	-11,4	11,3
	$\Delta\Phi_{ljets}$	0,0494	-15,4	15,2	27100	29,1
	$\cos(\Delta\Phi_{leps})$	0,022	-12,4	12,3	-18	17,8
	m_T	0,0348	-5,72	5,68	-9,82	9,78
M7	m_{ll}	0,0662	-9,15	9,12	-15,2	15,2
	m_{o1}	0,0528	-8,45	8,4	-14,2	14,1
	R_{Pt}	0,0388	-9,82	9,75	-16,3	16,2
	$\Delta\Phi_{ljets}$	0,126	-22,5	22,4	148000	38,7
	$\cos(\Delta\Phi_{leps})$	0,0671	-18,4	18,3	21000	40,3
	m_T	0,0709	-8,03	8	-14	13,9
T0	m_{ll}	0,0027	-0,356	0,354	-0,602	0,6
	m_{o1}	0,0012	-0,353	0,351	-0,596	0,593
	R_{Pt}	0,0037	-0,429	0,427	-0,714	0,712
	$\Delta\Phi_{ljets}$	0,0032	-1,05	1,04	-1,49	1,48
	$\cos(\Delta\Phi_{leps})$	0,002	-0,785	0,778	-1,14	1,13
	m_T	0,0023	-0,309	0,307	-0,551	0,549
T1	m_{ll}	0,0005	-0,176	0,167	-0,294	0,285
	m_{o1}	0,0018	-0,168	0,158	-0,28	0,269
	R_{Pt}	0,0014	-0,2	0,191	-0,331	0,32
	$\Delta\Phi_{ljets}$	0,0022	-0,493	0,462	-0,697	0,666
	$\cos(\Delta\Phi_{leps})$	0,003	-0,369	0,345	-0,532	0,508
	m_T	-0,0027	-0,153	0,146	-0,27	0,262
T2	m_{ll}	0,0069	-0,69	0,609	-1,11	1,02
	m_{o1}	-0,0076	-0,601	0,523	-0,98	0,892
	R_{Pt}	-0,0043	-0,817	0,729	-1,3	1,21
	$\Delta\Phi_{ljets}$	-0,0233	-1,57	1,39	-2,21	2,03
	$\cos(\Delta\Phi_{leps})$	-0,0187	-1,19	1,06	-1,7	1,57
	m_T	-0,00001	-0,569	0,509	-0,964	0,891

Für die Beurteilung, ob eine untersuchte Observable als sensitiv für einen Kopplungsparameter angesehen werden kann, werden zweierlei Kriterien herangezogen.

- 1.) Es werden für jeden Kopplungsparameter die Limits in Relation unter den unterschiedlichen Observablen einzeln verglichen. Im Allgemeinen zeichnet sich ab, dass die Kopplungsparameter je Observable Limits auf einem ähnlichen, erkennbaren Niveau besitzen (für 2σ z.B. S_0 im Bereich um 8 oder M_0 im Bereich um 6). Der konkrete Zahlenwert ist bei der Analyse jedoch nicht relevant. Dabei wurde bei der Einschätzung nach Sensitivität recht streng bewertet: Zum Beispiel wurden für den Parameter M_0 in dieser Instanz die Observablen m_{ll} , m_{o1} und m_T in die nähere Auswahl einbezogen. Die Observable R_{Pt} allerdings bereits nicht mehr, trotz nur geringfügig größeren Limits.
- 2.) Für jeden Kopplungsparameter wurde in Hinsicht auf jede Observable ein Plot erstellt, in dem die Beiträge seines Interferenztermes und quadratischen Termes gegeneinander dargestellt werden (für Einsicht in die Plots, siehe Anhang). Für die weitere Analyse mit der EFT sind vor Allem die Parameter interessant, für die Abschnitte im zugehörigen Definitionsbereich gibt, für die der Interferenzterm den quadratischen Term übersteigt. Am ehesten lässt sich das an der Observable wie m_{ll} veranschaulichen: Mit der EFT wird der Propagator der zugehörigen Observable als Taylorreihe dargestellt, in welcher der Interferenzterm als linearer Beitrag und der quadratische Term, selbstverständlich, als quadratischer Beitrag eingehen. Es wird angenommen, dass die Resonanz des Propagators deutlich höher liegt, als der hier untersuchte Bereich, so dass lediglich dessen auslaufende Flanke in die Betrachtung eingeht. Der Interferenzterm sollte somit, als linearer Beitrag, für niedrigere Werte der invarianten Masse (oder allgemein für alle Observablen in dem Abschnitt des entsprechenden Definitionsbereiches der auf niedrige Energieskalen hinweist) den quadratischen Term überschatten und für steigende Werte irgendwann vom quadratischen Term überholt werden. Ein permanent höherer quadratischer Term impliziert bereits eine Nähe zum Resonanzbereich des Propagators und würde damit eine geringere Aussagekraft der EFT-Näherung bedeuten.

Zusammengefasst trifft Kriterium 1.) eine Aussage darüber, ob die besagte Observable weiter auf Sensitivität untersucht werden sollte und Kriterium 2.) beurteilt wie fundiert die getroffene Annahme ist. Somit kann folgende Aussage für die einzelnen Kopplungsparameter getroffen werden:

- Für den S_0 -Parameter sind m_{ll} , m_{o1} , R_{Pt} und m_T sensitive Observablen. R_{Pt} ist von diesen Observablen die einzige, die nicht durch den Abgleich von Interferenz- und quadratischen Term gedeckt ist.
- Für den S_1 -Parameter können ebenfalls m_{ll} , m_{o1} , R_{Pt} und m_T als sensitive Observablen angesehen werden. Hier sind allerdings m_{o1} und R_{Pt} nicht durch den Abgleich von Interferenz- und quadratischen Term gedeckt.

3.3 Ermittlung der statistischen Limits

- Für den Kopplungsparameter M_0 sind m_{ll}, m_{o1} und m_T sensitive Observablen, aber lediglich m_T ist die einzige Observable, die durch den Abgleich von Interferenz-und quadratischen Term gedeckt ist.
- Beim M_1 -Parameter sind m_{ll}, m_{o1}, R_{Pt} und m_T sensitive. Allerdings ist keine dieser Observablen durch den Abgleich fundiert.
- Der M_7 -Kopplungsparameter hat m_{ll}, m_{o1} und m_T als sensitive Observablen, aber auch hier ist keine durch den Abgleich gedeckt.
- Für T_0 gilt das gleich wie für M_7 .
- Für T_1 sind m_{ll}, m_{o1} und m_T sensitiv und jede Observable wird durch den Abgleich von Interferenz-und quadratischen Term gedeckt.
- T_2 hat die sensitiven Observablen m_{o1} und m_T und beide sind durch den Abgleich mit dem Interferenz-und quadratischen Term gedeckt.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Nach der Sichtung der statistischen Limits ist deutlich erkennbar, dass es für die Observablen $\Delta\Phi_{tjets}$ und $\cos(\Delta\Phi_{leps})$ kaum Kopplungsparameter zu geben scheint, für die sie sensitiv sind. Die für verschiedene EFT-Parameter auftretende Divergenz von statistischen Limits ist auf den numerischen Fit zurückzuführen, welcher für diese Parameter gegen keinen konkreten Wert konvergiert. Ob das aufgeführte Limit letztendlich das Korrekte ist, ist jedoch unklar und sollte, falls notwendig, separat ermittelt werden. Außerdem kann die Divergenz, mit Blick auf die in Kapitel (3.1) gezeigten Darstellungen, auf den geringen Beitrag von EFT-Ereignissen im Verhältnis aller Messdaten zurückgeführt werden. Dort ist der geringe Beitrag bereits grafisch erkennbar. Andere Ursachen hätten sonst beispielsweise in den verwendeten statistischen Formeln oder im Algorithmus der Bineinteilung gesucht werden können, aber das ist hier eher auszuschließen. Die Observable R_{Pt} ist in der Hinsicht interessant, als dass sie auch Ergebnisse für größere Verhältnisse der leptonischen transversalen Impulse gegenüber denen der Jets voraussagt. Dennoch sind diese Beiträge um Größenordnungen kleiner als der Hauptbeitrag im ersten Bin und im Verlauf von Kapitel (3.3) sollte auch sich als wenig sensitiv erweisen. Die auf Massen bezogenen Observablen m_{ll} , m_{o1} und m_T fallen vor Allem durch die gehäuften EFT-Ereignisse in ihren Overflow-Bins auf. Den größten Anteil hat dabei m_T , welche selbst für einen Energiebereich von mehr als 2 TeV noch eine Menge an EFT-Ereignissen aufweist, die die durch Standardmodell vorausgesagten Ereignisse um das 100 bis fast 1000-fache übersteigen. Sie sind für alle Parameter als sensitiv anzusehen, allerdings können aufgrund des Abgleichs von Interferenz- und quadratischen Term nur eine Auswahl fundiert so gesehen werden.

Bei der Optimierung der Bineinteilung könnte ein Algorithmus, ähnlich wie der, der die Bineinteilung bereits vornimmt, die allgemeinen Bineinteilungen je EFT-Parameter vornehmen. Durch das händische Festlegen der Binbegrenzungen kann es sein, dass gerade in Umgebungen in denen die gemessenen Ereignisse sehr scharf definiert auftreten (siehe die R_{Pt} -Observable), zu starke Variationen in Signifikanz oder Ereigniszahl unwillentlich vorgenommen werden. Auf diese Weise wären die Werte für weitere Berechnungen, sofern man die Ergebnisse untereinander vergleichbar halten möchte, noch weiter optimiert.

Bei der Beurteilung der einzelnen EFT-Parameter in Hinsicht auf ihren Einfluss auf die untersuchten sensitiven Observablen haben sich vor Allem die Parameter S_0 , S_1 und M_1 empfohlen. Allerdings kann lediglich die der S_0 -Kopplungsparameter dem Abgleich des Interferenztermes mit dem quadratischen Term Stand halten. Lediglich die EFT-Parameter T_1 und T_2 sind für jeden der für sie sensitiv erachteten Observablen auch durch den Abgleich der Terme fundiert. Für M_1 , M_7 und T_0 können

zwar Observablen ausgemacht werden, die sensitiv reagieren allerdings ohne jede Rechtfertigung durch den Termabgleich.

Tabelle 4.1: Übersicht der Observablen kategorisiert nach der Erfüllung der Bedingungen: 1.) Sensitivität und 2.) Interferenzterm $>$ quadratischer Term.

	m_{II}		m_{o1}		R_{Pt}		$\Delta\Phi_{tjets}$		$\cos(\Delta\Phi_{leps})$		m_T	
	1.)	2.)	1.)	2.)	1.)	2.)	1.)	2.)	1.)	2.)	1.)	2.)
S0	x	x	x	x	x						x	x
S1	x	x	x		x						x	x
M0	x		x								x	x
M1	x		x						x		x	
M7	x		x						x		x	
T0	x		x								x	
T1	x	x	x	x							x	x
T2			x	x							x	x

Anzumerken ist im speziellen für den M_1 -Parameter, dass er als einziger Parameter für die Observablen $\Delta\Phi_{tjets}$ und $\cos(\Delta\Phi_{leps})$ keine doppelte Divergenz zeigt, sondern lediglich für $\Delta\Phi_{tjets}$. Für den Kopplungsparameter T_1 sollte angemerkt werden, dass der Interferenzterm den quadratischen Term nicht am Beginn des Definitionsbereiches übersteigt, sondern im Mittelteil, was ungewöhnlich ist.

Als Ausblick auf eine andere Auswertungsvarianten der Daten aus dem Anhang würde sich auch anbieten die Binabschnitte mit dem geringsten Beitrag durch das Standardmodell auf die Größenverhältnisse des Interferenztermes und des quadratischen Terms zu untersuchen. Hier wären Beiträge, für die der Interferenzterm nur wenig kleiner ist als der quadratische Term von Interesse, da der quadratische Term im Allgemeinen den Interferenzterm dominiert. Dadurch wären die Messereignisse hauptsächlich durch EFT-Beiträge zusammengesetzt und für eine separate Limitberechnung gut geeignet.

Für die visuelle Aufbereitung der in Tabelle 3.5 gesammelten Werte sollen nun Darstellungen erstellt werden, welche die oberen und unteren statistischen Limits im Konfidenzintervall von einem und 2σ gegen die untersuchten Observablen aufträgt. Dabei stellen die entsprechenden "Best Fit"-Werte die Nulllinie für jedes Diagramm dar. Zu beachten ist zum Einen, dass für jeden Plot ein unterschiedlicher, jeweils sinnvoller Wertebereich gewählt wurde und zum Anderen, dass die divergenten unteren Limits, die in Tabelle 3.5 mit positiven Werten angeführt wurden, ein negatives Vorzeichen erhalten haben. So soll die Darstellung etwas übersichtlicher gehalten werden. Als sensitiv bewertete Observablen liegen meistens auf einer Linie, während die nicht-sensitiven Observablen aus der Geraden austreten oder gar nicht mehr in der Abbildung erfassbar sind.

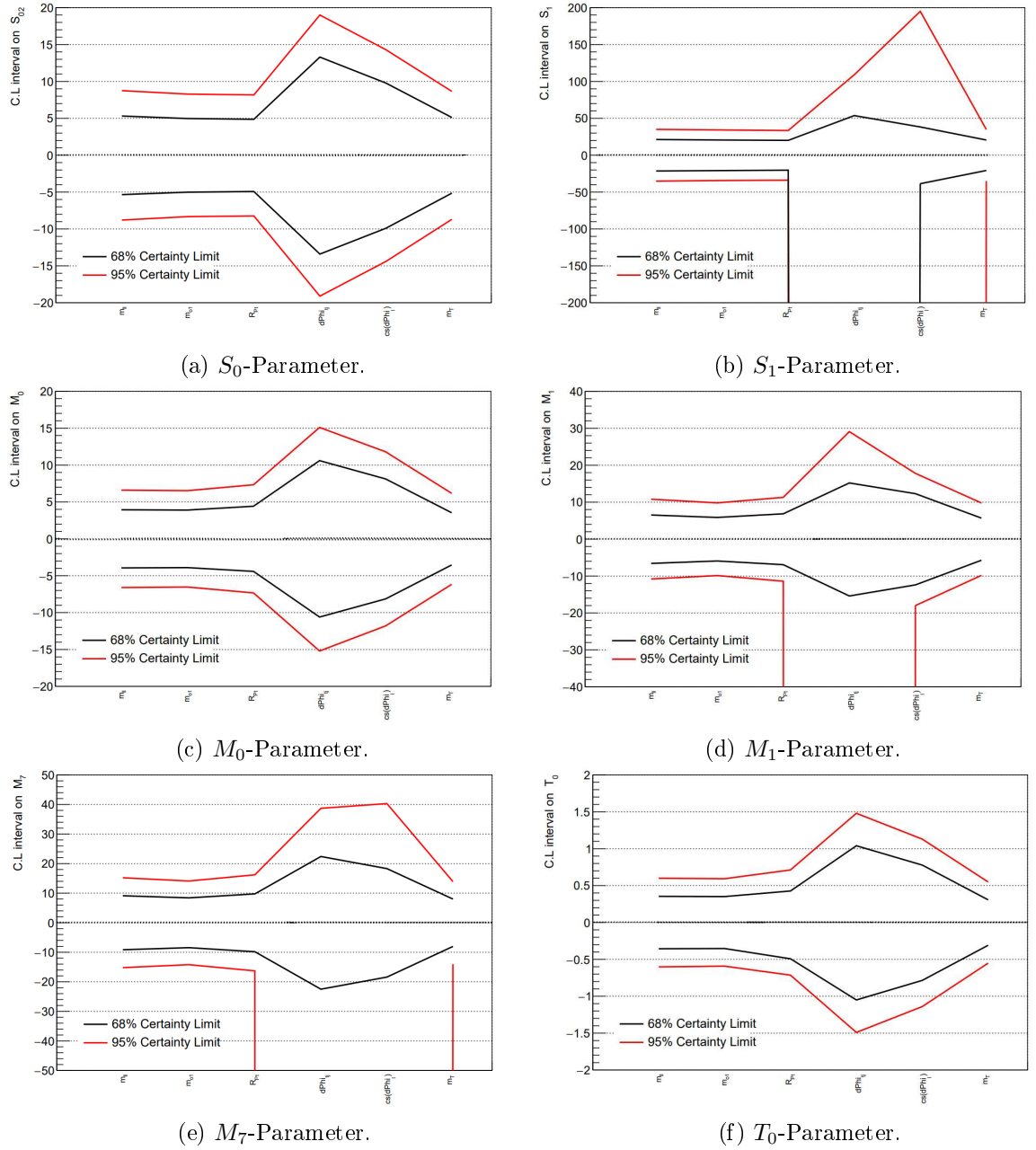
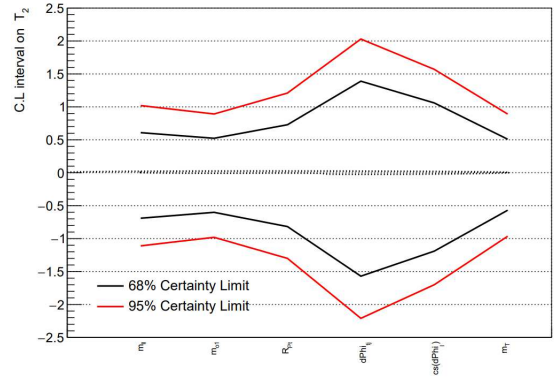


Abbildung 4.1: Darstellung der statistischen Limits der Kopplungsparameter S_0 , S_1 , M_0 , M_1 , M_7 und T_0 für die 1 und 2σ -Umgebung über den Betrachteten Observablen.



(a) T_1 -Parameter.



(b) T_2 -Parameter.

Abbildung 4.2: Darstellung der statistischen Limits der Kopplungsparameter T_1 und T_2 für die 1 und 2σ -Umgebung über den Betrachteten Observablen.

Literatur

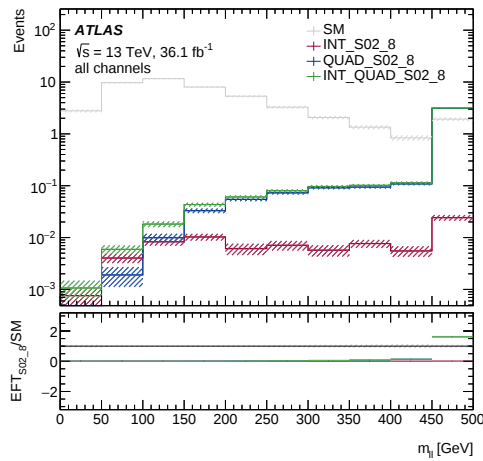
- [1] Stefanie Todt. *Investigation of mass reconstruction techniques for resonances in the scattering of $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$ at the LHC*. Diploma Dresden, Tech. U., CERN-THESIS-2015-018, 2015.
- [2] Raquel Gomez-Ambrosio. *Studies of Gauge Couplings at LHC: the Effective Field Theory Approach*. Durham University, 10.13140/RG.2.2.23472.87049, 2017
- [3] Antonio Pich. *EFFECTIVE FIELD THEORY*. Universitat de València, arXiv:hep-ph/9806303, 1998
- [4] O.J.P. Eboli und M.C. Gonzalez-Garcia. *Anomalous quartic interaction among electroweak gauge bosons*. <http://feynrules.irmp.ucl.ac.be/attachment/wiki/AnomalousGaugeCoupling/quartic.pdf>, 2012
- [5] A. Dedes, P. Kozów und M. Szleper. *SM EFT effects in Vector-Boson Scattering at the LHC*. arXiv:2011.07367v3 [hep-ph], 2021
- [6] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross and Ofer Vitells. *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*. arXiv:1007.1727 [physics.data-an], 2013

5 Anhang

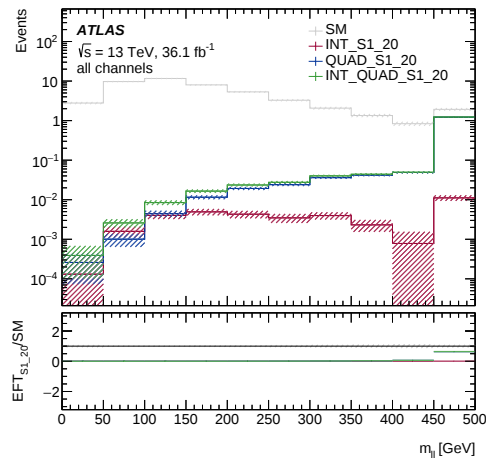
5.1 Darstellungen aller Observablen mit Interferenzterm und quadratischen Term der Kopplungsparameter

In Allen Darstellungen wird der Interferenzterm in einer roten Linie dargestellt und der quadratische Term als blaue Linie. Zusätzlich wird die Summe beider Terme als grüne Linie hinzugefügt. Als Referenz ist als hellgraue Linie der Anteil des Standardmodells mit eingefügt. Im Subplot ist ein Verhältnisplot von Interferenzterm, quadratischem Term und der Summe Beider zum Standardmodellanteil zu sehen. Dazu ist jede Darstellung, aufgrund der teilweise sehr kleinen EFT-Beiträge, logarithmisch gewählt.

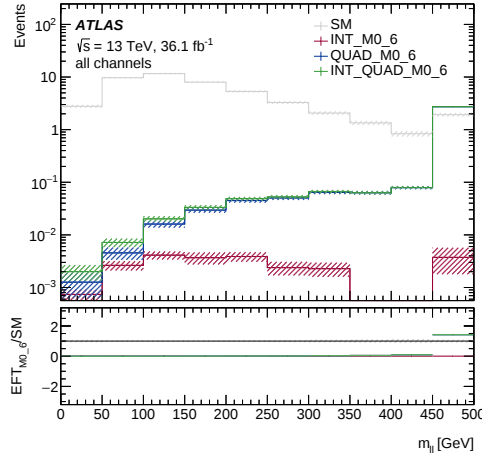
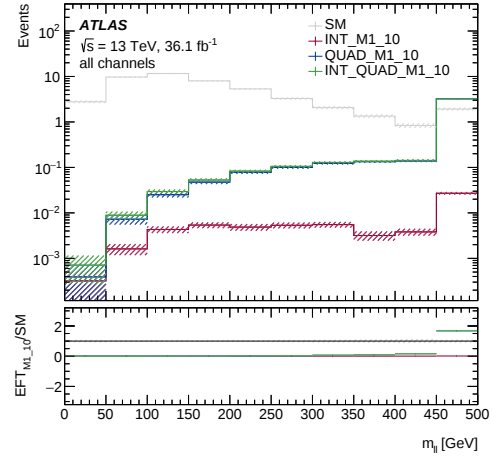
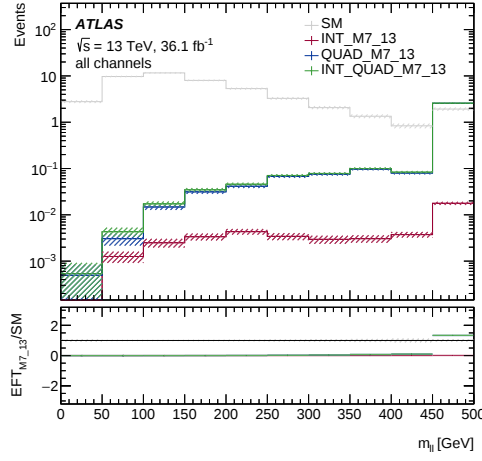
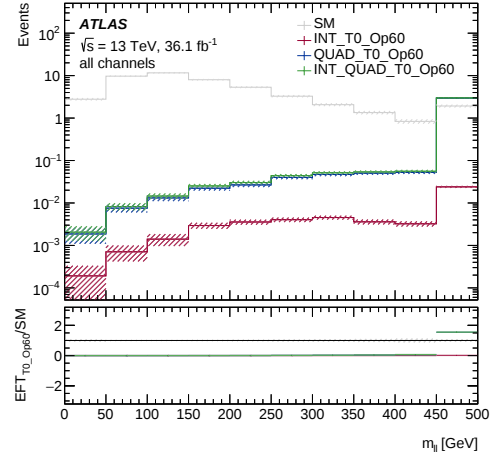
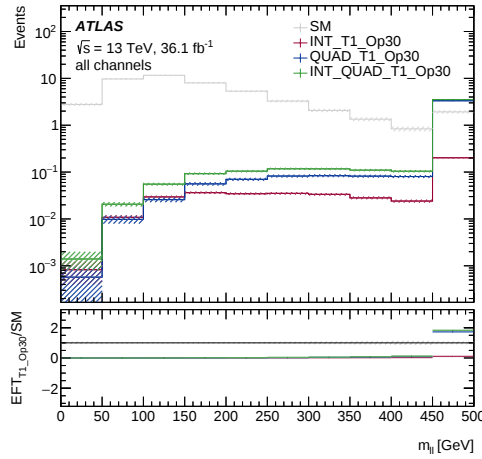
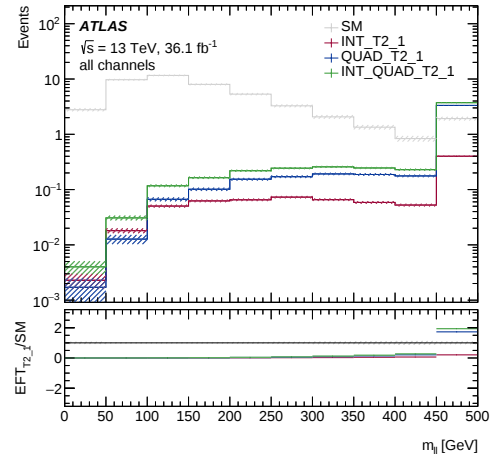
5.1.1 Invarianter Masse der leptonischen Zerfallsprodukte m_{ll}



(a) S_0 -Parameter.

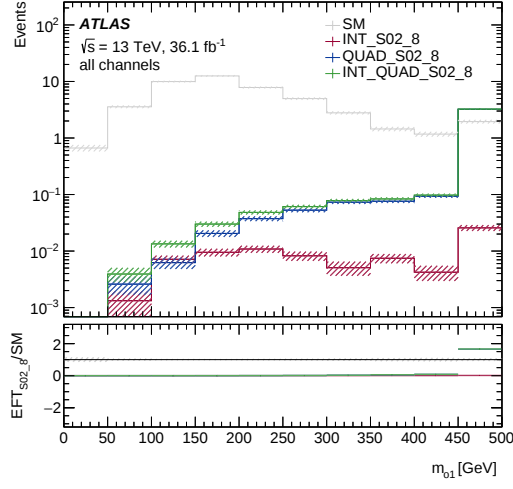


(b) S_1 -Parameter.

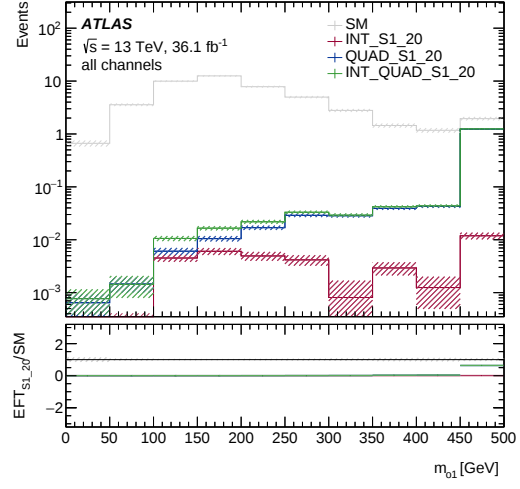
(a) M_0 -Parameter.(b) M_1 -Parameter.(c) M_7 -Parameter.(d) T_0 -Parameter.(e) T_1 -Parameter.(f) T_2 -Parameter.

5.1 Darstellungen aller Observablen mit Interferenzterm und quadratischen Term der Kopplungsparameter

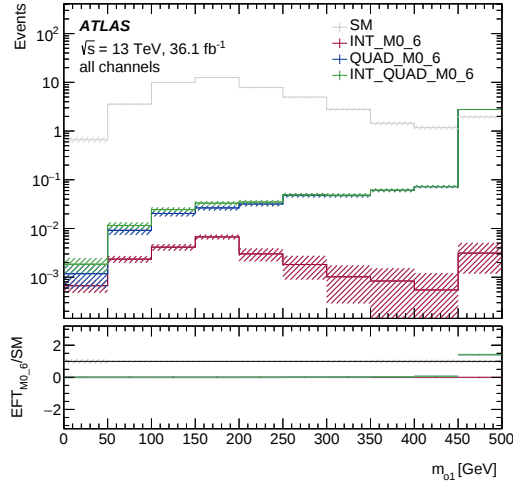
5.1.2 Spät-projizierte Masse m_{o1}



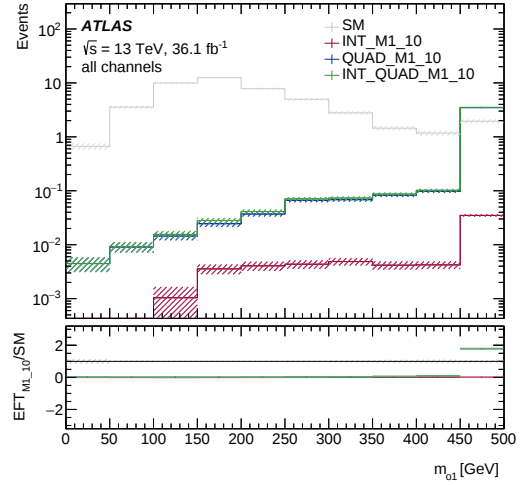
(a) S_0 -Parameter.



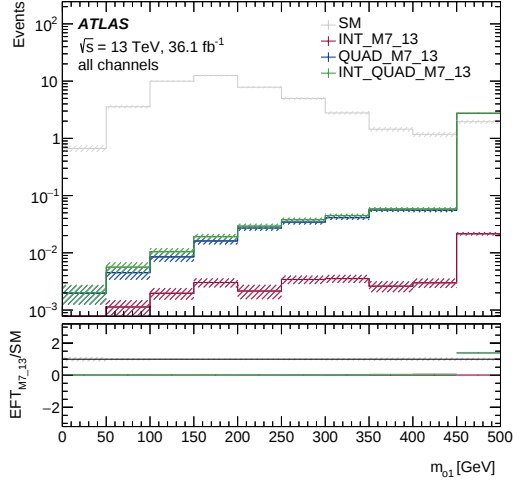
(b) S_1 -Parameter.



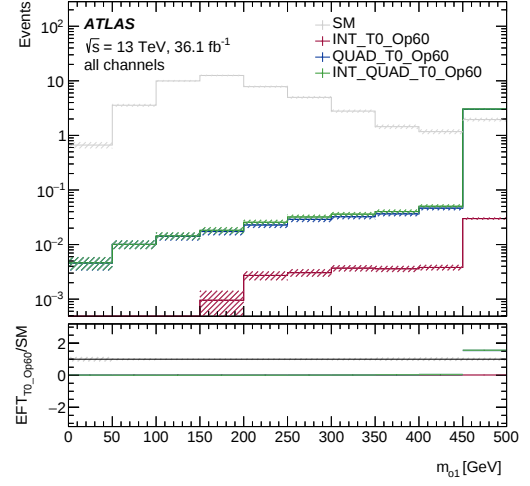
(c) M_0 -Parameter.



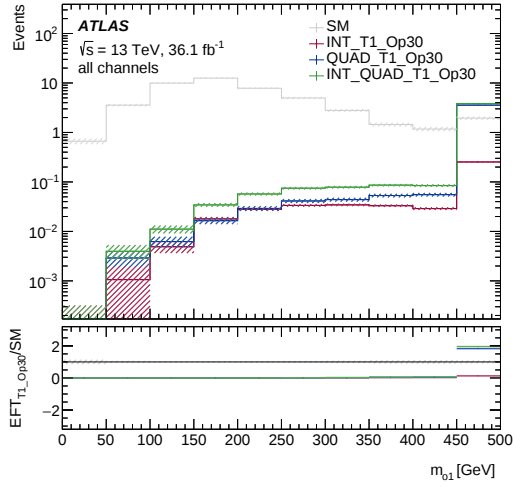
(d) M_1 -Parameter.



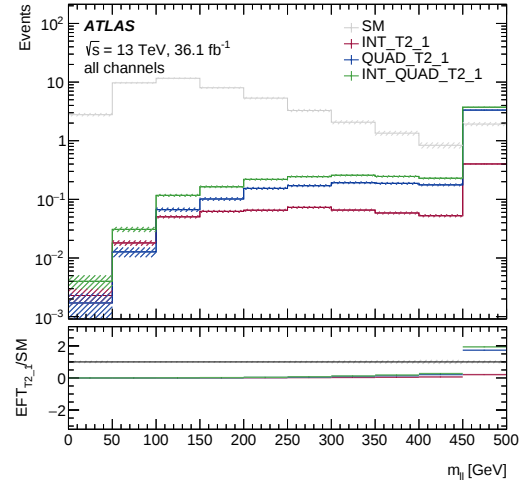
(a) M_7 -Parameter.



(b) T_0 -Parameter.

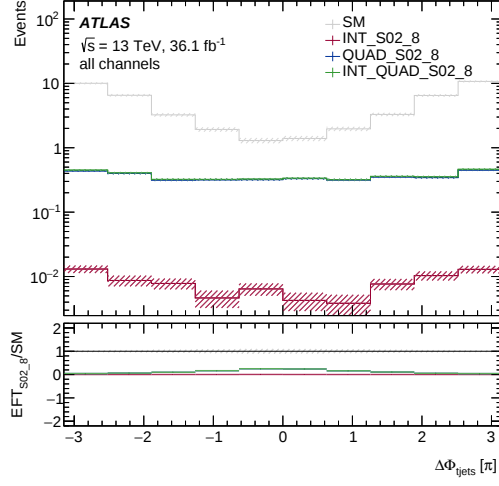


(c) T_1 -Parameter.

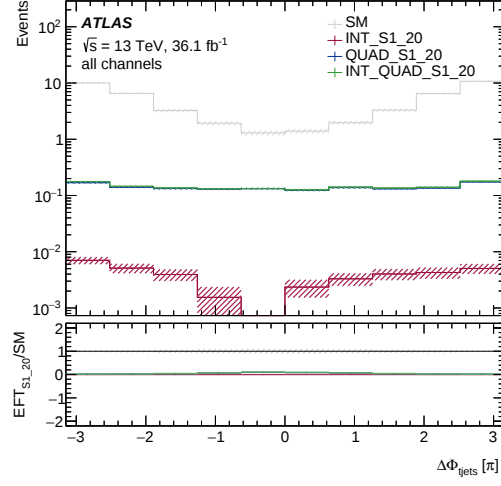


(d) T_2 -Parameter.

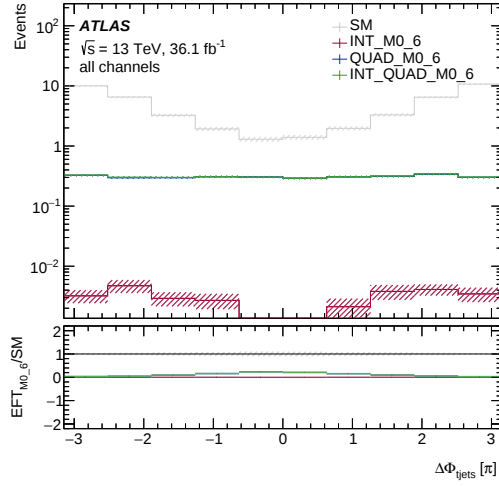
5.1.3 Der Azimuthalwinkel zwischen den beiden entstandenen Jets $j1, j2, \Delta\Phi_{tjets}$



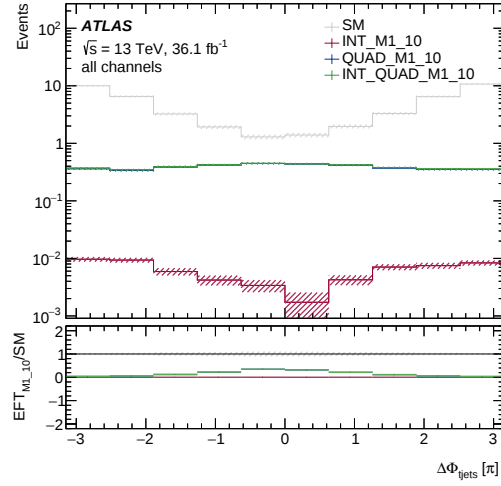
(a) S_0 -Parameter.



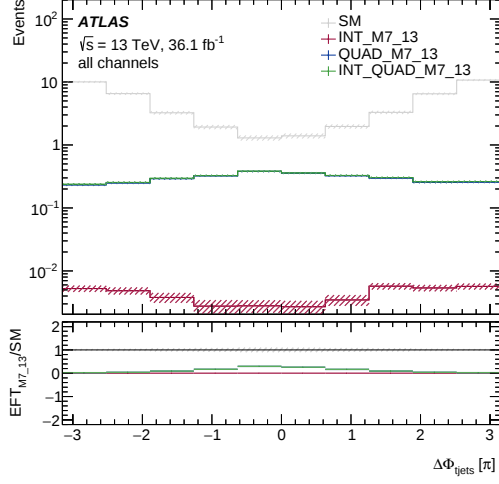
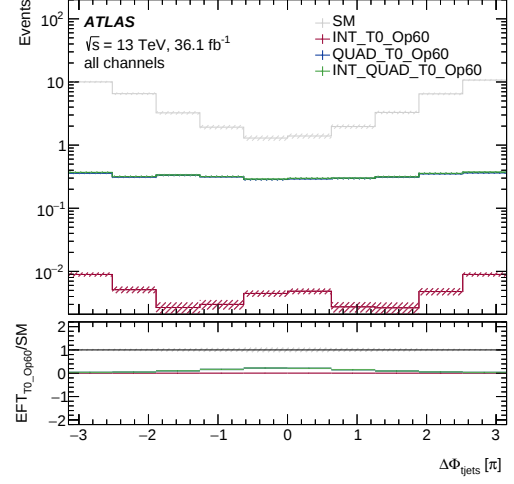
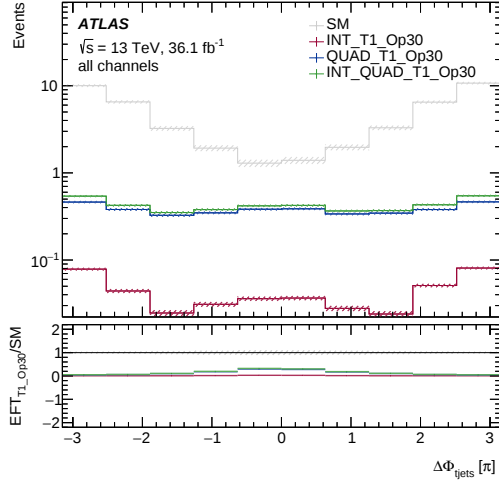
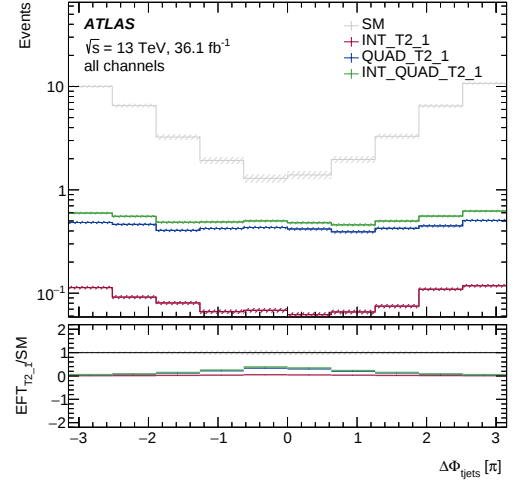
(b) S_1 -Parameter.



(c) M_0 -Parameter.

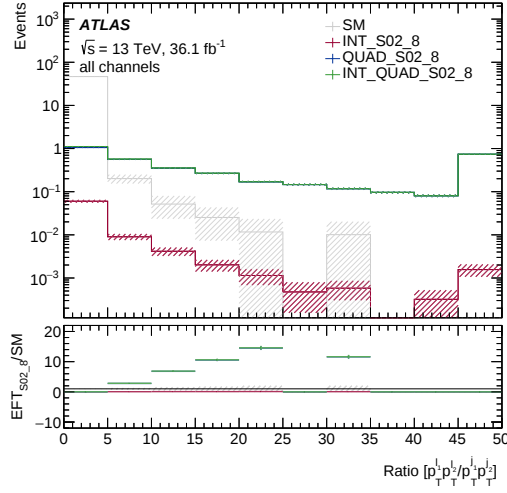


(d) M_1 -Parameter.

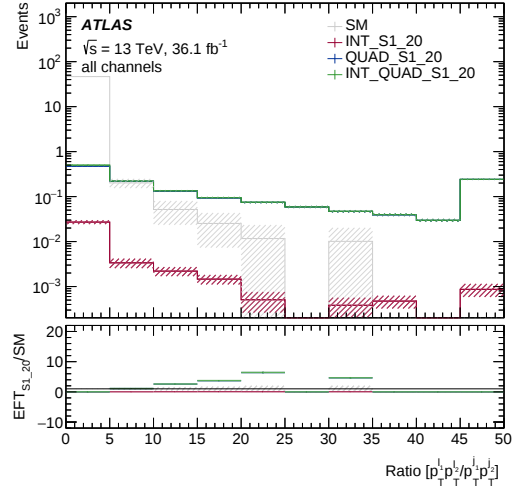
(a) M_7 -Parameter.(b) T_0 -Parameter.(c) T_1 -Parameter.(d) T_2 -Parameter.

5.1 Darstellungen aller Observablen mit Interferenzterm und quadratischen Term der Kopplungsparameter

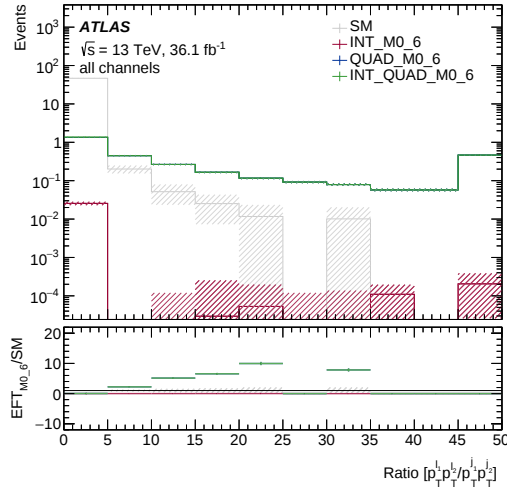
5.1.4 Das Verhältnis von $p_T^{l_1, l_2}$ zu $p_T^{j_1, j_2} R_{Pt}$



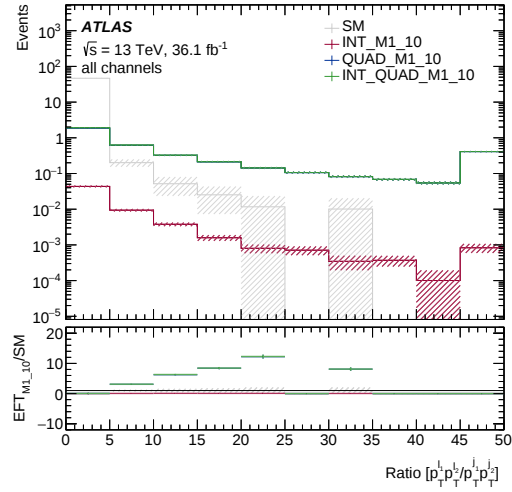
(a) S_0 -Parameter.



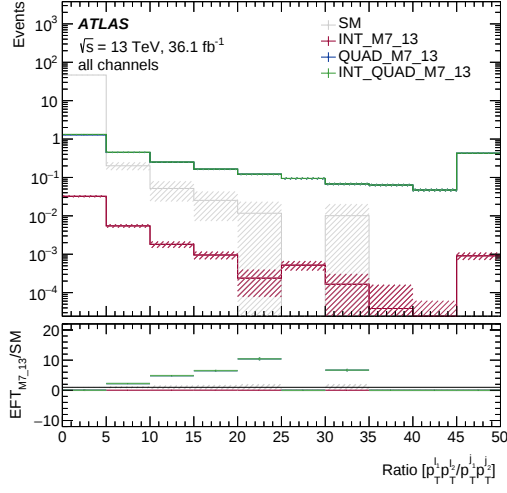
(b) S_1 -Parameter.



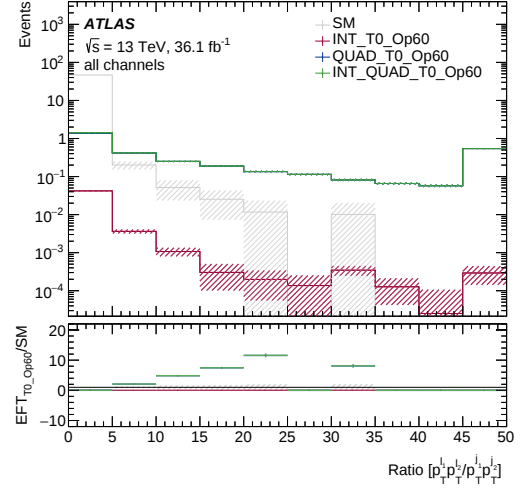
(c) M_0 -Parameter.



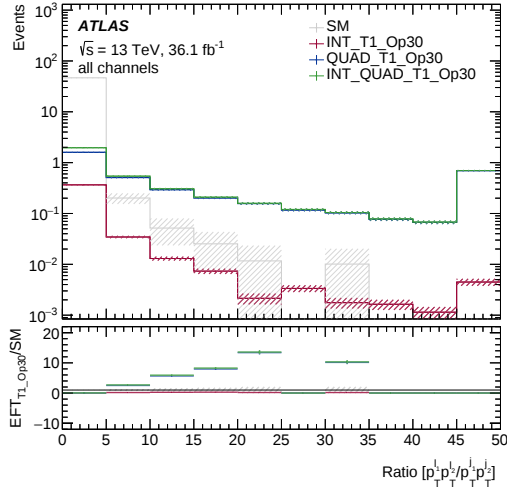
(d) M_1 -Parameter.



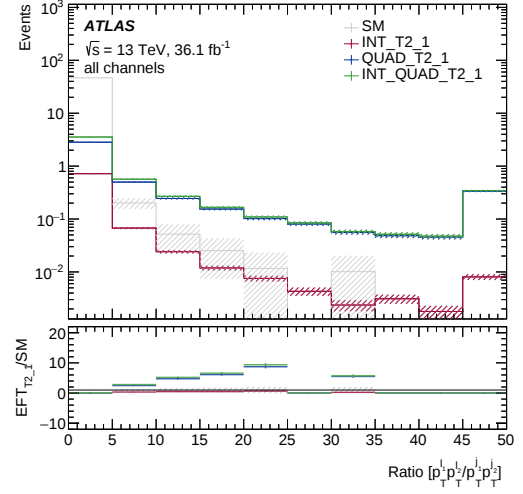
(a) M_7 -Parameter.



(b) T_0 -Parameter.



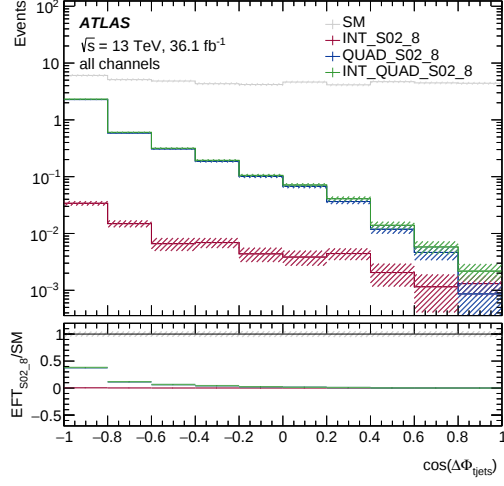
(c) T_1 -Parameter.



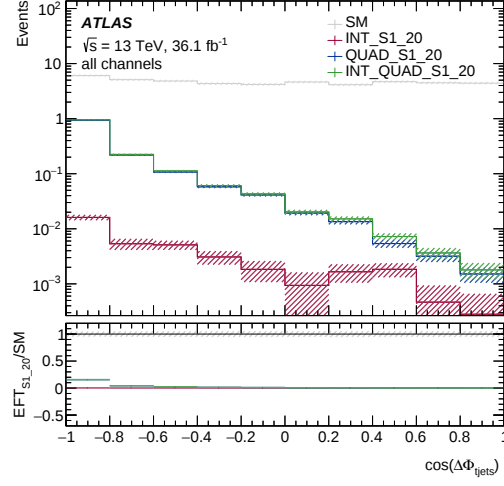
(d) T_2 -Parameter.

5.1 Darstellungen aller Observablen mit Interferenzterm und quadratischen Term der Kopplungsparameter

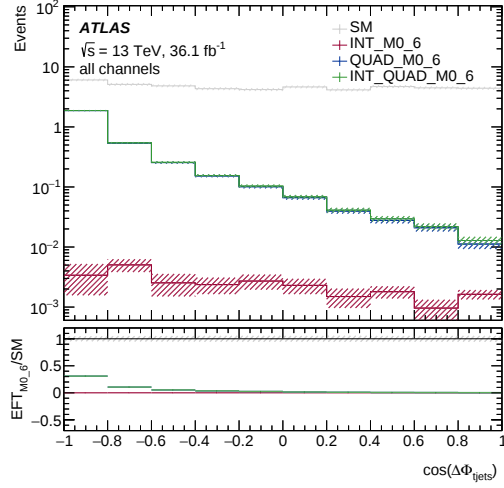
5.1.5 Der Kosinus des Azimuthalwinkels zwischen den Leptonen l_1, l_2 , $\cos(\Delta\Phi_{leps})$



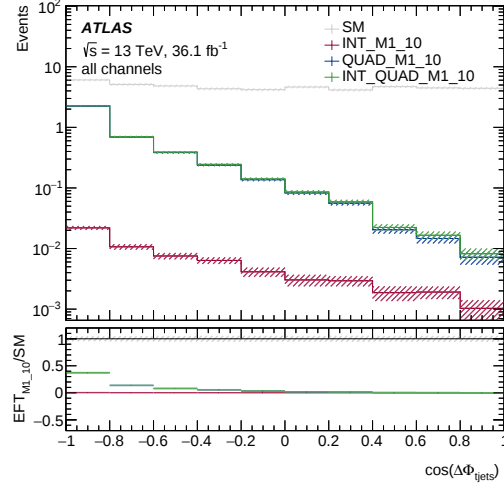
(a) S_0 -Parameter.



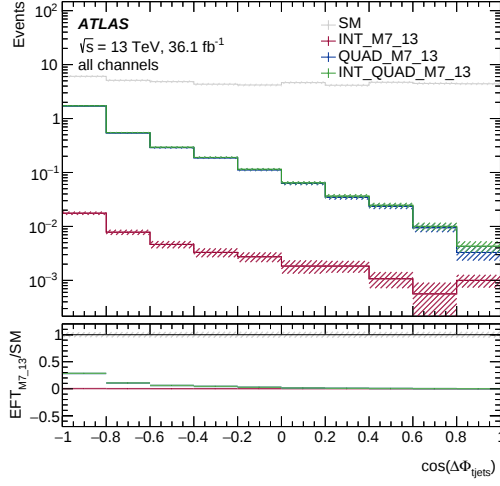
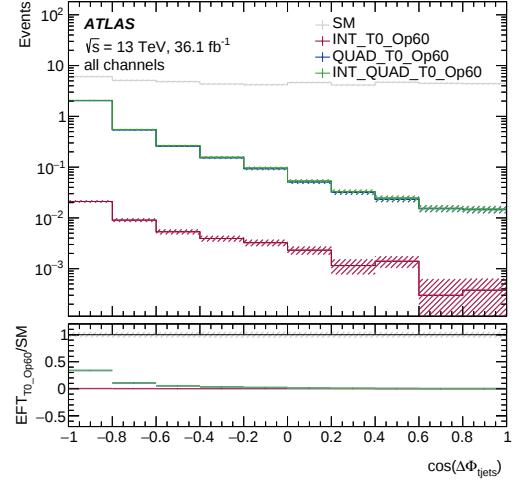
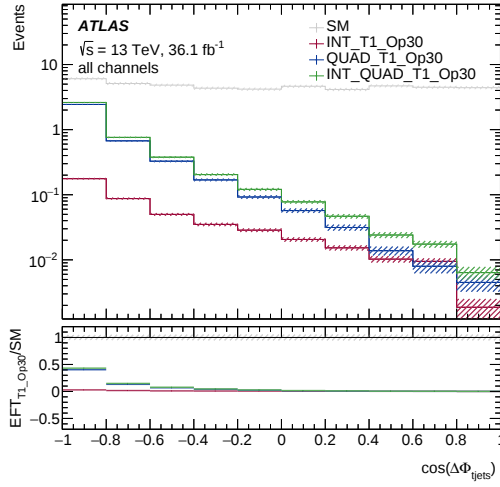
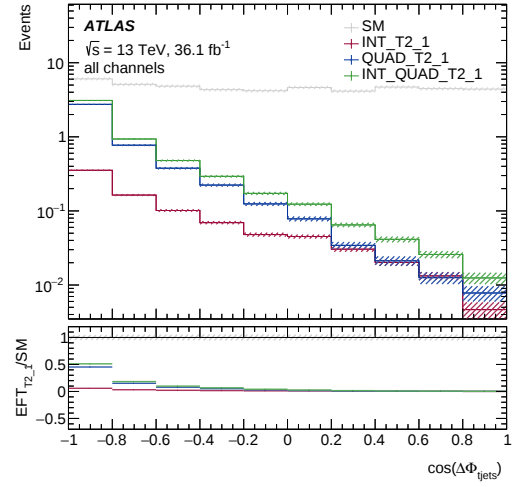
(b) S_1 -Parameter.



(c) M_0 -Parameter.

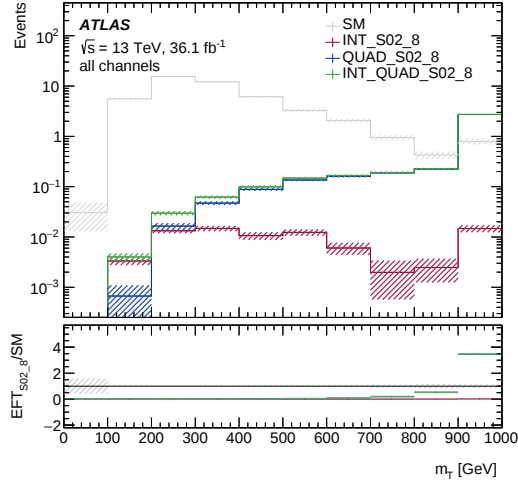


(d) M_1 -Parameter.

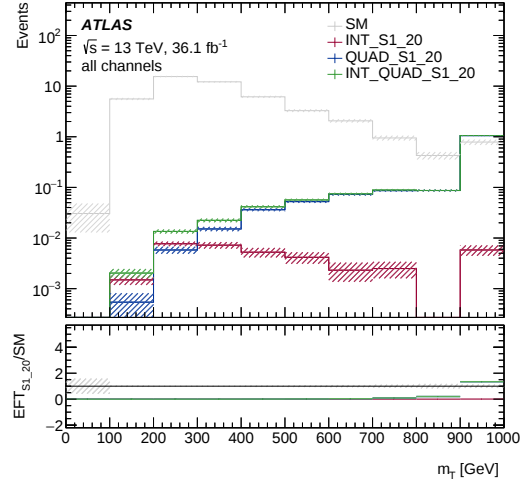
(a) M_7 -Parameter.(b) T_0 -Parameter.(c) T_1 -Parameter.(d) T_2 -Parameter.

5.1 Darstellungen aller Observablen mit Interferenzterm und quadratischen Term der Kopplungsparameter

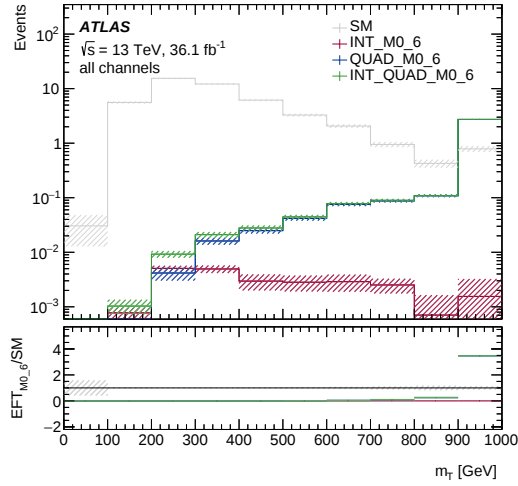
5.1.6 Die transversale Masse zwischen gleich-geladenen $W^\pm$ -Bosonen, m_T



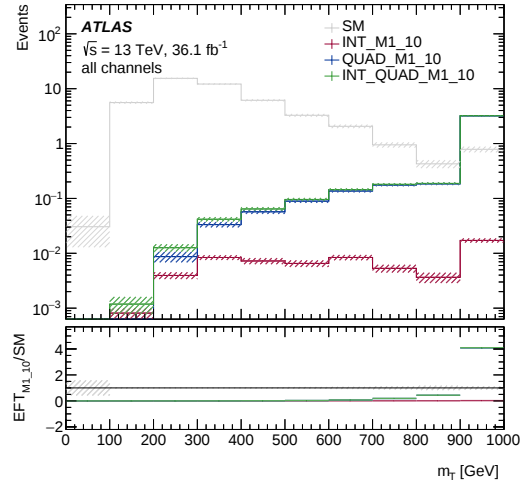
(a) S_0 -Parameter.



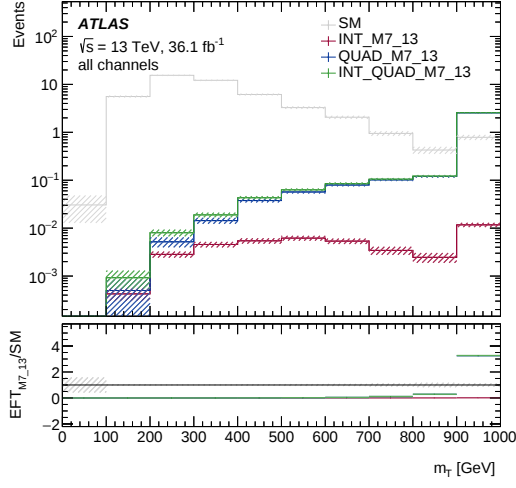
(b) S_1 -Parameter.



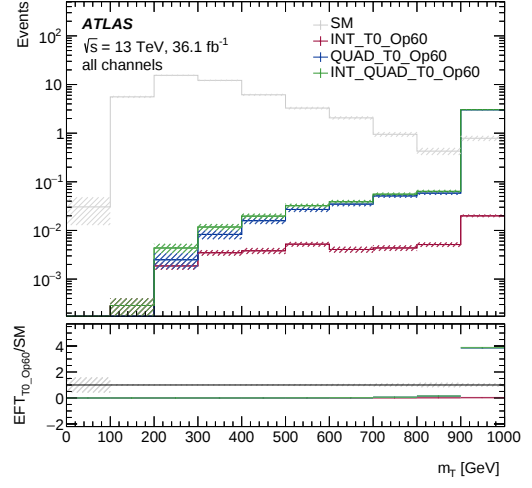
(c) M_0 -Parameter.



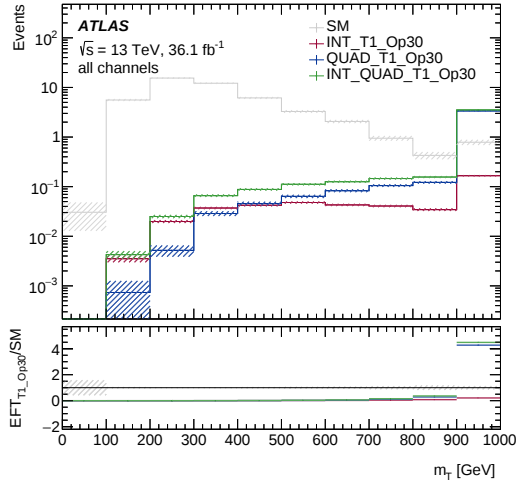
(d) M_1 -Parameter.



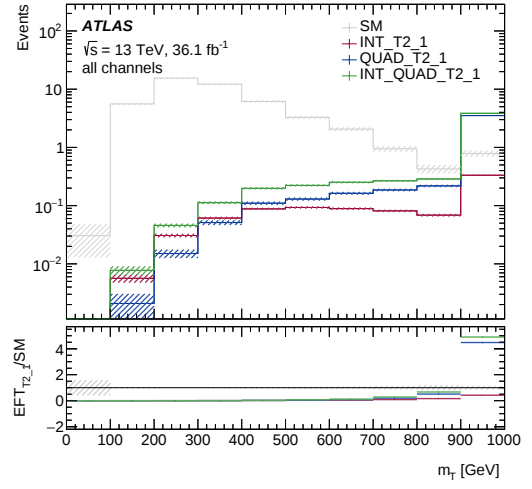
(a) M_7 -Parameter.



(b) T_0 -Parameter.



(c) T_1 -Parameter.



(d) T_2 -Parameter.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei meiner Arbeitsgruppe für die angenehme und kollegiale Zeit bedanken. Dabei möchte ich mich besonders bedanken:

Bei Dr. Frank Siegert und Prof. Michael Kobel für die freundliche Aufnahme in ihre Gruppe und das Verständnis und Interesse gegenüber meiner sportlichen Tätigkeit.

Bei meinen Betreuern Dr. Joany Manjarres, Tim Herrmann und Max Vincent Stange, die mir bei Fragen und Problemen immer schnell zur Seite standen und mit einer Engelsgeduld teilweise für Stunden Programme mit mir eingerichtet haben.

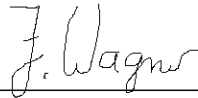
Bei Stefanie Todt, die so freundlich war sich zusätzlich immer Zeit für Fragen von mir und Korrekturen an mich zu nehmen.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst habe und alle verwendeten Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Dresden, 16.06.2021

Ort, Datum

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'J. Wagner', written over a horizontal line.

Unterschrift