

TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN

Validierung von Ungewichtungen simulierter Verteilungen des Prozesses $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des Hochschulgrades
Bachelor of Science
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

HEIKO MENZEL

geboren am 26.06.1995 in EBERSBACH/SA.

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Bereich Mathematik und Naturwissenschaften
Fakultät Physik
Technische Universität Dresden
2018



Eingereicht am 18. Juni 2018

1. Gutachter: Prof. Dr. Michael Kobel
2. Gutachter: Dr. Frank Siegert

Zusammenfassung

Zusammenfassung:

Bei hohen Energien werden Effekte erwartet, die über das Standardmodell hinaus gehen. Um Vorhersagen für diese Effekte machen zu können, ist es notwendig sie zu simulieren, wobei effektive Feldtheorien die Grundlage zur Erweiterung des Standardmodells bilden. Um es zu ermöglichen eine Vielzahl an BSM-Theorien zu betrachten, soll ein generiertes Sample, Event für Event, umgewichtet werden, um eine alternative Theorie abzubilden. In dieser Arbeit soll die Umsetzung dieser Umgewichtung unter Madgraph getestet werden, für den Prozess $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$. Es soll versucht werden Bedingungen abzuleiten, unter denen die Umgewichtung durch Madgraph, für den hier betrachteten Prozess, eine hinreichende Genauigkeit erzielt.

Abstract:

At high energy scales effects of new physics occure, that are not included in the descriptions of the standard model. In order to predict the outcome of these effects, its necessary to simulate them. For this the extension of the standard model is based on effective field theories. To study a variety of BSM-theories, a generated sample will be deformed by changing the weight of each event to account for an alternative theory. In this thesis the reweighting under madgraph should be tested for the process $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$. The aim is to find constraints that guarantee a precise reweighting under usage of Madgraph, while looking at the stated process.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
3	Grundlagen	5
3.1	Theoretische Grundlagen	5
3.1.1	Standardmodell	5
3.1.2	Effektive Feldtheorie	6
3.1.3	Vector Bosonen Streuung	9
3.2	Monte Carlo Generatoren	11
3.3	Madgraph	14
3.3.1	Reweighting	14
3.3.2	LO-Reweighting in Madgraph5	14
3.3.3	Ermittlung der statistischen Unsicherheit	15
3.4	Observablen	17
3.4.1	Wirkungsquerschnitt σ	17
3.4.2	Transversaler Impuls p_T	17
3.4.3	Winkel zwischen den Jets $d\Phi$	18
3.4.4	Teilchenmassen	18
3.4.5	Rapidität η	18
4	Analyse der Ungewichtungen durch Madgraph	21
4.1	standalone Wirkungsquerschnitte	21
4.1.1	Eventgeneration unter Madgraph	21
4.1.2	Wahl der Parameter	22
4.1.3	Selektion während der Rivet-Analyse	24
4.1.4	Validierung der standalone Wirkungsquerschnitte	25
4.2	Ungewichtung der Samples	28
4.2.1	Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte	28
4.2.2	Verteilungen der Observablen	33
5	Zusammenfassung	55
6	Literaturverzeichnis	57

A	Anhang	59
A.1	Arbeitsschritte	59
A.2	umgewichtete Wirkungsquerschnitte	60
A.2.1	nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$	61
A.2.2	nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$	62
A.2.3	nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.16$, $\alpha_5 = -0.35$	63
A.3	umgewichtete Verteilungen	64
A.3.1	nom: $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$, aim: $\alpha_4 = -0.06$, $\alpha_5 = 0$	64
A.3.2	nom: $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$, aim: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.1$	65
A.3.3	nom: $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$, aim: $\alpha_4 = -0.08$, $\alpha_5 = 0.15$	66
A.3.4	nom: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$, aim: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.01$	67
A.3.5	nom: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$, aim: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.12$	68
A.4	verwendete Inputs	69
A.4.1	proc_card	69
A.4.2	run_card	70
A.4.3	reweight_card	78

1 Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik liefert eine umfassende Beschreibung für die kleinsten Bestandteile unserer Welt und viele der darin enthaltenen Vorhersagen konnten während der letzten Jahrzehnte nachgewiesen werden. [13]. Der Nachweis des Higgs-Bosons, eines der letzten fehlenden Teilchen, durch die ATLAS- und CMS-Detektoren [7,8]), bestätigt das Standardmodell (SM) ein weiteres Mal. Trotz dieser Erfolge ist dieses Modell nicht in der Lage Beobachtungen wie die Dunkle Materie [14] zu erklären und beinhaltet weitere lose Enden. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass physikalische Effekte zu erwarten sind, die über die Vorhersagen des Standardmodells (*beyond standard model* - *BSM*) hinaus gehen. Eine Möglichkeit die bisherige Theorie nicht nur zu überprüfen, sondern in auftretenden Abweichungen von ihr, neue physikalische Effekte zu studieren, sind drei- (*trilinear gauge coupling* - *TGC*) bzw. vierfach- (*quarter gauge coupling* - *QGC*) Kopplungen zwischen den Bosonen, die aus der zugrundeliegenden elektroschwachen Eichtheorie folgen [17]. Um Vorhersagen treffen zu können, ist es notwendig eine theoretische Beschreibung für Erweiterungen des bisherigen Standardmodells zu entwickeln. Eventgeneratoren wie z.B. **Sherpa** [16] oder **Madgraph** [2] bieten eine Grundlage für solche Simulationen, indem auf Monte-Carlo-Verfahren zurückgegriffen wird. Auch wenn es dadurch technisch möglich ist, für eine Vielzahl von BSM-Theorien Simulationen, mit Detektorauflösung entsprechend der hohen Luminosität des LHC, zu generieren, würde dies zu viel Rechenleistung und Speicherplatz beanspruchen [2]. Eine Möglichkeit dieses Problem zu umgehen ist die "Wiederverwendung" von einmal, auf Grundlage einer SM- oder BSM-Theorie generierter Samples, indem die ursprünglichen Gewichte der Events verändert werden, so dass sie mit denen einer alternativen Theorie übereinstimmen [2].

In dieser Arbeit soll die Umsetzung dieser Umgewichtung unter **Madgraph** getestet werden, für den Prozess $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$. Zunächst soll sich der Thematik theoretisch genähert werden, indem nach einer Zusammenfassung des SM (Abschn. 3.1.1) effektive Feldtheorien eingeführt werden, unter deren Beschreibung der Prozess untersucht werden soll (Abschn. 3.1.2). Im Weiteren wird die technische Umsetzung der Umgewichtung erklärt (Abschn. 3.2,3.3). Anschließend werden die Wirkungsquerschnitte einiger, umgewichteter Samples verglichen, bevor abschließend die Verteilungen kinematischer Observablen der original bzw. umgewichteten Samples verglichen werden. Es soll versucht werden Bedingungen abzuleiten, unter denen die Umgewichtung durch **Madgraph**, für den hier betrachteten Prozess, eine hinreichende Genauigkeit erzielt.

3 Grundlagen

3.1 Theoretische Grundlagen

3.1.1 Standardmodell

Das Standardmodell ist eine umfassende Theorie, welche die grundlegenden Kenntnisse der Teilchenphysik zusammenfasst. Sie gibt eine Beschreibung für bekannte Elementarteilchen und den Wechselwirkungen zwischen diesen und greift dabei auf die starke Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die elektromagnetische Wechselwirkung zurück. Die einzige, nicht einbezogene, grundlegende Wechselwirkung ist die Gravitation. Auch wenn das Modell nicht vollständig ist konnten viele Aussagen bzw. Vorhersagen experimentell bestätigt werden. [13] Das Modell basiert auf der Forderung nach Eichinvarianz, woraus sich Wechselwirkungen ableiten lassen, welche durch sogenannte Austauschteilchen vermittelt werden. Diese Austauschteilchen sind Bosonen, also Teilchen mit ganzzahligem Spin. Tabelle 3.1 fasst die erwähnten Wechselwirkungsteilchen zusammen.

Darüber hinaus beinhaltet das Standardmodell Fermionen, also Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen, in Form von Leptonen und Quarks. Erstere gliedern sich in drei Generationen aufsteigender Massen: Elektron Myon und Tau-Lepton, welche zusätzlich eine elektrische Ladung von -1 tragen. Jedem Lepton jeder Generation wird ein masseloses, elektrisch neutrales Neutrino zugeordnet. Quarks werden in up- und down-type unterteilt und unterscheiden sich dabei in ihrer Ladung. Zusätzlich existieren wieder drei Massegenerationen und jedes Quark verfügt über eine Farbladung, wie in Tabelle 3.2 aufgeschlüsselt ist. Neben den bereits erwähnten Eichbosonen existiert das Higgs-Boson, welches aus der elektroschwachen Symmetriebrechung der Eichtheorie entspringt, und in diesem Zusammenhang den anderen Bosonen ihre Masse verleiht.

Darüber hinaus gibt es weitere freie Parameter die es zu setzen gilt und es so ermöglichen

Wechselwirkung	Teilchen	elektr. Ladung	Masse
QED	Photon γ	0	< 0 eV
QCD	Gluon g	0	0
schwache WW	W-Boson $W^\pm$	± 1	80.4 GeV
	Z-Boson Z^0	0	91.2 GeV

Tabelle 3.1: Austauschteilchen der Eichtheorien [21]

	Ladung	Teilchen	$\frac{m}{\text{GeV}}$	$\frac{q}{e}$	Farbladung
Leptonen	el. geladen	e Elektron	0.000511	-1	-
		μ Myon	0.105	-1	-
		τ Tau-Lepton	1.777	-1	-
	el. neutral	ν_e	≈ 0	0	-
		ν_μ	≈ 0	0	-
		ν_τ	≈ 0	0	-
Quarks	up-type	u up	0.005	2/3	r,g,b
		c charme	1.3	2/3	r,g,b
		t top	174	2/3	r,g,b
	down-type	d down	0.003	-1/3	r,g,b
		s strange	0.1	-1/3	r,g,b
		b bottom	4.5	-1/3	r,g,b

Tabelle 3.2: Fermionen im Standardmodell [21]

das Modell begrenzt an experimentelle Funde anzupassen. Es stellt sich also die Frage wie die Anzahl dieser zufälligen Parameter auf ein Minimum begrenzt werden kann. [11] Auch die Masse der Neutrinos konnte inzwischen als nicht null nachgewiesen werden [21] und führt so über das Standardmodell hinaus. Die Massen der Fermionen wurden zwar bereits präzise gemessen, dennoch bleibt die Frage weshalb drei Generationen existieren, deren Massen so verschieden sind. [5] Nicht zuletzt, wird die Gravitation nach wie vor vernachlässigt und muss mit in eine umfassendere Theorie eingebunden werden. Besonders bei hohen Energien werden Effekte erwartet die mit dem bisherigen Modell nicht übereinstimmen, weshalb versucht wird Theorien in Form von Erweiterungen einzuführen. Eine solche Erweiterung ist zum Beispiel die Effektive Feld Theorie die in Abschnitt 3.1.2 genauer beleuchtet wird.

3.1.2 Effektive Feldtheorie

Die Grundidee hinter einer Effektiven Theorie ist es, in Abwesenheit einer vollständigen Theorie, einen Ausschnitt beschreibbar zu machen und so eine "effektive" Theorie zu entwickeln, mit der momentan sichtbare Prozesse erklärt werden können. [15] Sie sind somit ein Werkzeug um Wechselwirkungen auf bestimmten Energieskalen zu beschreiben, wenn es nicht möglich ist den Prozess auf einer höheren Energieskala zu beobachten. Dabei werden, entsprechend der zu untersuchenden physikalischen Größenordnung, kleine Parameter null gesetzt und große Parameter als unendlich behandelt. Wenn dann endliche Effekte, in gewählter Dimension, als kleine Störungen in Bezug auf den Startpunkt betrachtet werden, reduziert sich die unendlich große Anzahl zu bestimmender Parameter auf eine endliche Zahl. [19]

effektive Operatoren mit linearer Darstellung des Lagrangian

Angenommen das niederenergetische Spektrum enthält ein leichtes Higgs Boson, kann eine effektive Theorie konstruiert werden, bei der die $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Eichtheorie linear realisiert

werden kann, wobei dass Higgs-Boson durch ein Doublet-Feld Φ beschrieben wird. [10] Der entsprechende Lagrangian lautet:

$$\mathfrak{L}_{eff} = \mathfrak{L}_{SM} + \sum_{n=5}^{\infty} \frac{f_n}{\Lambda^{n-4}} \mathfrak{O}_n \quad (3.1)$$

Wobei die n -dimensionalen Operatoren $\mathfrak{O}_n$ SM-Felder mit f_n -Kopplungen beinhalten und Λ einer charakteristischen Energieskala entspricht. [17] Ziel ist es Operatoren zu konstruieren die den Lagrangian so modifizieren, dass *quarter gauge coupling* (QGC) auftritt. Es können Dimension sechs Operatoren gebildet werden, welche Vertices mit vier Bosonen modifizieren, diese würden jedoch auch zu einer Beeinflussung der Kopplung mit zwei oder drei beteiligten Bosonen führen. [10] Operatoren die ausschließlich Kopplungen mit vier Bosonen beeinflussen haben mindestens Dimension 8. Es ergeben sich die folgenden drei Operatoren, wobei $f_{s,0}$, $f_{s,1}$, $f_{s,2}$ dimensionslose Parameter sind, die es zu setzen gilt und Φ dem Higgs-Feld entspricht.

$$\mathfrak{L}_{s,0} = \frac{f_{s,0}}{\Lambda^4} \left[(D_\mu \Phi)^\dagger D_\nu \Phi \right] \times \left[(D^\mu \Phi)^\dagger D^\nu \Phi \right] \quad (3.2)$$

$$\mathfrak{L}_{s,1} = \frac{f_{s,1}}{\Lambda^4} \left[(D_\mu \Phi)^\dagger D_\mu \Phi \right] \times \left[(D^\nu \Phi)^\dagger D^\nu \Phi \right] \quad (3.3)$$

$$\mathfrak{L}_{s,2} = \frac{f_{s,2}}{\Lambda^4} \left[(D_\mu \Phi)^\dagger D_\nu \Phi \right] \times \left[(D^\nu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi \right] \quad (3.4)$$

Dabei wird durch D_μ der kovariante Differentialoperator der Form:

$$D_\mu \Phi = \left(\delta_\mu - ig W_\mu^j \frac{\sigma^j}{2} - \frac{ig'}{2} B_\mu \right) \Phi \quad (3.5)$$

beschrieben, wobei W_μ^j die $SU(2)_L$ Feldstärke und B_μ die $U(1)_Y$ Feldstärke beschreibt. [10]

effektive Operatoren mit nicht linearer Darstellung

Unter der Annahme, dass das Higgs-Boson aus den Betrachtungen des niederenergetischen Spektrums entfernt werden kann, bzw. die Existenz des Higgs-Bosons gänzlich aussen vor gelassen wird, muss ein möglichst allgemeiner Ansatz gewählt werden, für eine nicht lineare Realisierung der spontangebrochenen $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Eichtheorie. [10] Die Terme (3.6) und (3.7), die QGC hervorbringen, entspringen einem chiralen Lagrangian, mit einer Störungsthe-

orie zweiter Ordnung in der elektroschwachen und starken Wechselwirkung sowie in E/Λ [10].

$$\mathfrak{L}_4 = \alpha_4 (Tr[V_\mu V_\nu])^2 \quad (3.6)$$

$$\mathfrak{L}_5 = \alpha_4 (Tr[V_\mu V^\mu])^2 \quad (3.7)$$

Die Parameter α_4 und α_5 sind dimensionslose Koeffizienten der jeweiligen Operatoren. Darüber hinaus werden in Gleichung (3.6) und (3.7) folgende Definitionen verwendet, wobei σ^a die Pauli-Matrizen bezeichnet und die Felder w^a die Goldstone Bosonen, welche in dieser Darstellung als nicht lineare Felder auftreten:

$$V_\mu = \Sigma (D_\mu \Sigma)^\dagger = -(D_\mu \Sigma)^\dagger \Sigma^\dagger \quad (3.8)$$

$$D_\mu \Sigma = \delta_\mu \Sigma + ig \frac{\sigma^\alpha}{2} W_\mu^\alpha \Sigma - ig' \Sigma B_\mu \frac{\sigma^3}{2} \quad (3.9)$$

$$\Sigma = \exp\left(-\frac{i}{v} \sigma^a w^a\right) \stackrel{\text{Normierung}}{=} 1 \quad (3.10)$$

Näheres zu dieser Theorie ist in [10] zu finden, soll aber an dieser Stelle nicht weiter thematisiert werden, da sie hier nur verwendet wird um, aufbauend auf vorhergehenden Arbeiten, die Parameter α_4 und α_5 auszuwählen. Für die Generation der Samples wird die lineare Darstellung verwendet, wobei im speziellen die Parameter $f_{s,0}$, $f_{s,1}$, $f_{s,2}$ variiert werden. Folglich muss eine Umrechnung zwischen den beiden verwendeten Modellen eingeführt werden.

Parameter Umrechnung

Die eingeführten EFT Expansionen liefern trotz der verschiedenen Ansätze die gleichen theoretischen Vorhersagen. Dies bedeutet, dass alle physikalischen Observablen auf LO-Niveau die gleichen Ergebnisse liefern, unabhängig der verwendeten Operatoren, insofern eine Relation eingehalten wird. Anders ausgedrückt müssen die zugrunde liegenden Parametrisierungen zu den gleichen Feynman-Regeln führen. [20] Der Zusammenhang zwischen den linearen Parametern $f_{s,0}$, $f_{s,1}$, $f_{s,2}$ und den nichtlinearen Parametern α_4 und α_5 ergibt sich aus Vergleich der oben aufgeführten Operatoren [20]:

$$f_{s,1} = \alpha_5 \cdot 16 \cdot \frac{\Lambda^4}{v^4} \quad (3.11)$$

$$f_{s,0} = f_{s,2} = \alpha_4 \cdot 8 \cdot \frac{\Lambda^4}{v^4} \quad (3.12)$$

Hierbei ist v der Vakuumerwartungswert für das Higgsfeld und wurde gesetzt als $v = 246.2$ GeV. Λ ist die charakteristische Energieskala und beträgt $\Lambda = 1$ TeV. Für die Berechnung ist zu beachten, dass die Parameter dimensionslos sind.

3.1.3 Vector Bosonen Streuung

Da die $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Eichtheorie eine nicht abelsche Symmetriegruppe darstellt, ergeben sich aus der elektroschwachen Wechselwirkung dreifach- und vierfach-Selbstwechselwirkungen der Austauscheteilchen, wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist. Daraus ergeben sich die dreifach-Vertice W^+W^-V , wobei V stellvertretend für Z^0 bzw. γ steht, und die vierfach-Vertice W^+W^-VV , $W^\pm W^\pm W^\pm W^\pm$ und $W^+W^-W^+W^-$. Zusammen mit den Higgs-Vertice werden diese Prozesse "Vektor Bosonen Streuung"(VBS) genannt.

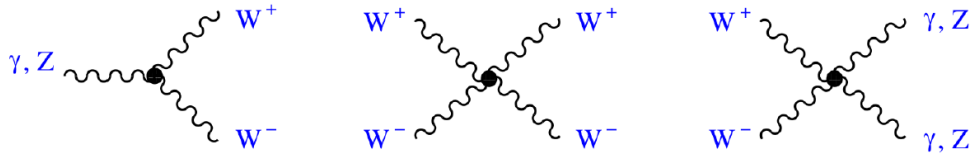


Abbildung 3.1: Feynman-Diagramme für mögliche EW-Vertice [22]

VBS entsteht bei der Kollision zweier Protonen, bei der zwei Quarks im Anfangszustand jeweils ein elektroschwaches Boson bilden, wobei jeweils ein zusätzliches Quark, oftmals in Strahlrichtung, ausgesendet wird. Die beiden entstandenen Bosonen werden gestreut und zerfallen anschließend. [12] Der Endzustand $VVjj$, bestehend aus zwei Bosonen V und zwei Jets j kann zurückgeführt werden auf Prozesse bei denen ausschließlich elektroschwache Vertice ($VVjj$ -EW Produktion) auftreten und kann weiterhin unterteilt werden in Feynman-Diagramme, bei denen die beiden Bosonen nicht aneinandergestreut werden (Abb. 3.3), und solche bei denen es zu einer tatsächlichen Streuung der elektroschwachen Bosonen kommt (Abb. 3.2). Während zuerst genannte Prozesse nur elektroschwache Vertice beinhalten, treten bei der Streuung der Bosonen dreifach- oder vierfach-Vertice auf, das heißt s- bzw. t-Kanal Überträge eines Higgs-Bosons oder eines Z-Bosons. [12]

Der Endzustand $VVjj$ kann zusätzlich durch Prozesse hervorgebracht werden bei denen, neben elektroschwachen, auch mindestens ein Vertice der starken Wechselwirkung auftritt ($VVjj$ -

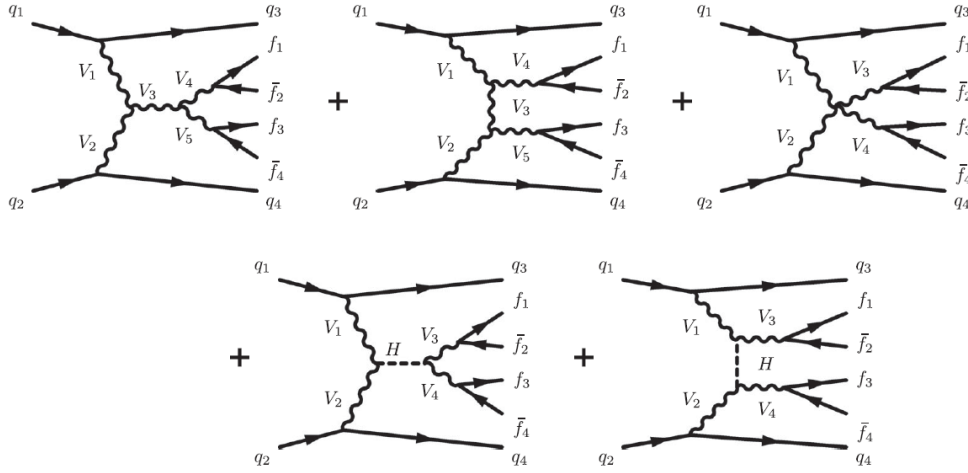


Abbildung 3.2: Feynman Diagramme für VVjj-EW Produktion. Zu sehen sind dreifach Vertice (oben links) und vierfach Vertice (oben rechts). Desweiteren ist das t-Kanal Feynman-Diagramm (oben mitte) zu sehen und die s- bzw. t-Kanal Darstellungen für das Higgsboson (unten links und rechts)
Quarks (q), Vektor Boson (V), Fermionen (f) [12]

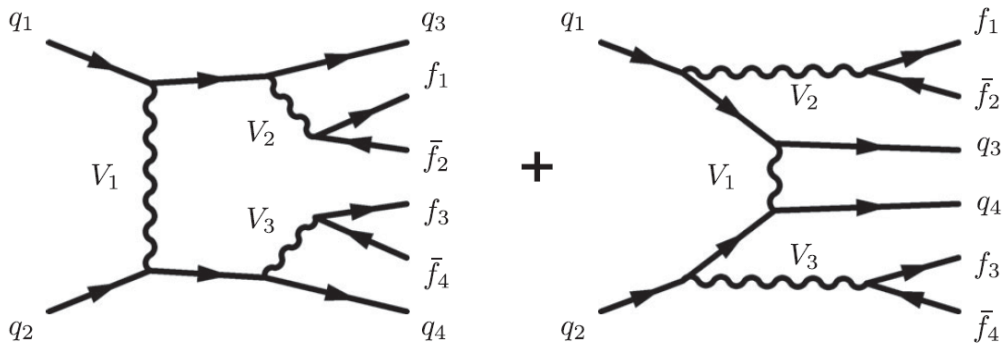


Abbildung 3.3: Feynman-Diagramme für VVjj-EW Produktion ohne Streuung der Vektor Bosonen.
quarks (q), Vektor Boson (V), Fermionen (f) [12]

QCD, Abb. 3.4). Die beiden Prozesse die zu $VVjj$ führen können nicht in einer eichinvarianten Art und Weise voneinander getrennt werden und sind folglich bei der Signalgeneration enthalten. [3] Die Streuung von zwei Vektorbosonen kann folgende Endzustände hervorbringen: $W^\pm W^\pm jj$, $W^+ W^- jj$, $W^\pm Z jj$, $ZZ jj$. Bei der Produktion von $W^\pm W^\pm jj$ dominiert der Beitrag der starken Wechselwirkung zum totalen Wirkungsquerschnitt nicht den der elektroschwachen [9], da Feynman-Diagramme mit zwei Gluonen oder einem Gluon und einem Quark im Anfangszustand fehlen. Folglich ist dieser Prozess geeignet um nähere Untersuchungen zu VBS durchzuführen. [1, 12]

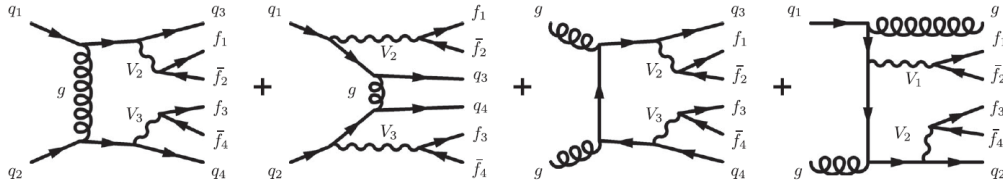


Abbildung 3.4: Feynman Diagramme für $VVjj$ -QCD Produktion quarks (q), Vektor Boson (V), Fermionen (f), Gluonen (g) [12]

Wie bereits erwähnt sieht die elektroschwache Eichtheorie des Standardmodells vor, dass Bosonen miteinander wechselwirken können. Die dadurch entstehenden dreifach-Vertice WWZ , $WW\gamma$ konnten bereits beobachtet werden. Es werden jedoch auch vierfach-Vertice $WWWW$, $WW\gamma\gamma$, $WWZ\gamma$, und $WWZZ$ vorhergesagt, welche bisher nicht experimentell belegt werden konnten. Die Vertice der Selbstwechselwirkungen können beeinflusst werden von neuer Physik die über das Standardmodell hinaus geht, was zu *anomalous triple gauge couplings* (aTGC) bzw. zu *anomalous quartic gauge couplings* (aQGC) führt. Die in Abschnitt (3.1.2) beschriebenen effektiven Feldtheorien bieten ein Werkzeug diese Effekte zu beschreiben und näher zu Untersuchen. [12]

3.2 Monte Carlo Generatoren

Das Standardmodell der Teilchenphysik liefert eine umfassende Vorhersage für die Existenz und das Wechselwirken verschiedenster Teilchen. Doch besonders im Bereich sehr hoher Energien werden Wechselwirkungen erwartet die über das Standardmodell hinaus gehen und eben dieses erweitern könnten. Um diese theoretischen Vorhersagen überprüfen zu können sind Experimente wie der LHC von Nöten.

Da es sich Beim LHC um Hadronen handelt, die zur Kollision gebracht werden, ist es notwendig die zu untersuchenden Prozesse zu simulieren, da experimentelle Ergebnisse Einschränkungen unterliegen, welche auf die Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektor zurückzuführen sind. Zudem können Matrixelemente, für Zerfallsprozesse hochenergetischer Teilchen, mithilfe von Störungstheorie zwar exakt berechnet werden, für die Beiträge von QCD-Effekten wie das "color confinement" fehlt jedoch eine mathematische Beschreibung. Die zu beobachtenden

Objekte sind in diesem Fall oft Gluonen oder Quarks, welche nur in ihren gebundenen Zuständen detektiert werden können, die einzelnen Wechselwirkungen und Umwandlungen während des Zerfallsprozesses gilt es zu simulieren. Um diesem Umstand Abhilfe zu schaffen wird auf Monte Carlo Event-Generatoren zurückgegriffen, deren Grundidee darin besteht, mittels zufällig generierter Events, Prozesse nachzustellen.

Monte-Carlo Eventgeneratoren bestehen aus verschiedenen Phasen, eingeteilt nach charakteristischen Energieniveaus, beginnend bei sehr hohen Energien den "hard scattering" Prozessen. Diese einzelnen Phasen werden in [6] genauer beleuchtet, sollen hier aber kurz umrissen werden:

hard scattering: Die Simulation von schweren bzw. hochenergetischen Teilchen ist der Kern der Event-Generatoren und basiert auf der exakten Berechnung von Matrixelementen, unter Nutzung von Störungstheorie. Um den Wirkungsquerschnitt zu erhalten muss über den gesamten Phasenraum der Impulse der Teilchen im Endzustand integriert werden. Da die Dimension der Integration abhängt von der Anzahl der Teilchen im Endzustand und somit sehr hoch sein kann, zeigt sich hier die Stärke der Monte-Carlo Methode, deren Unsicherheit unabhängig ist von der Dimension.

parton shower: Bei höheren Ordnungen liefert Störungstheorie keine exakten Vorhersagen mehr, weshalb zurückgegriffen wird auf einen Algorithmus, der Partonen emittiert und einen "Schauer" produziert. Somit kann ein genaueres Bild von der Struktur der Jets und der Verteilung der Teilchen, erzeugt werden.

Hadronisierung: Teilchen mit einer Farbladung werden zu farblosen Hadronen zusammengesetzt, wobei Hadronen entstehen können, welche instabil sind und weiter zerfallen.

Hadron und τ -Zerfälle: Die zuvor entstandenen Hadronen zerfallen insofern sie instabil sind, dabei wird erneut auf Matrixelemente mit verschiedenen Zerfallsmoden zurückgegriffen. Dies ist ein wichtiger Teil der Simulation, da ein großer Teil der Teilchen im Endzustand durch die Faltung von Hadronisierung und Zerfall entsteht.

soft-QCD und Untergrund Beiträge: Partonen mit einer Farbladung welche am „hard scattering“ beteiligt waren, jedoch noch nicht hadronisiert sind. Diese Teilchen können auch einen zusätzlichen Beitrag zum „hard scattering“ liefern.

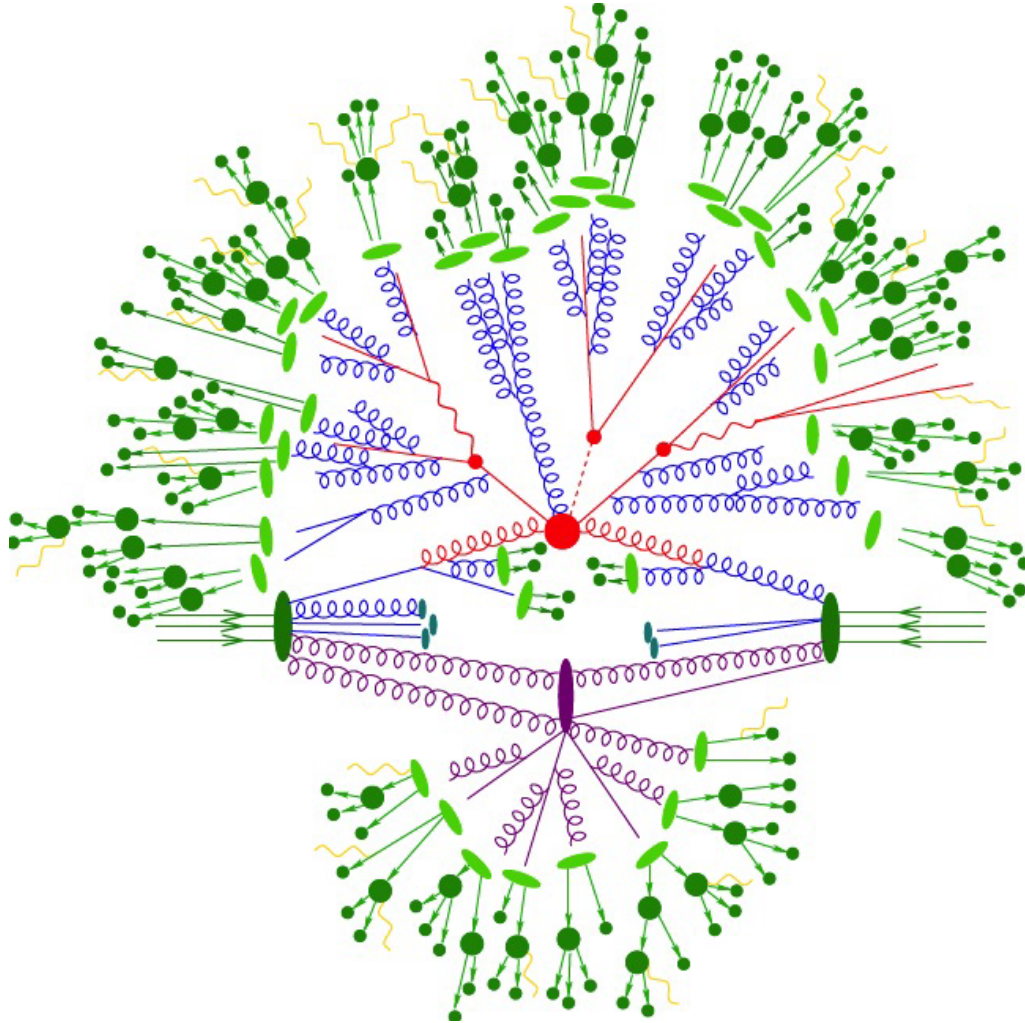


Abbildung 3.5: Schematische Skizze eines $t\bar{t}h$ Events, generiert mit einem Monte Carlo Generator, hier Sherpa, zeigt verschieden farbig die einzelnen Phasen mittig (rot) zu erkennen die *hard scattering* Phase, gefolgt vom Zerfall der Top-Quarks und des Higgs Bosons (kleine rote Punkte). Eine zweite Wechselwirkung (lila) findet statt, bevor die Partonen des Endzustands Hadronisieren (hellgrüne Punkte) und Hadronen zerfallen (dunkelgrüne Punkte). Photonenstrahlung (gelb) entsteht während aller Phasen. [16]

3.3 Madgraph

Madgraph ist ein Monte-Carlo Eventgenerator, welcher ein Framework bietet für die Berechnung einer beliebigen Anzahl an Observablen in beliebigen Prozessen auf "tree level" oder "Next to leading order"(NLO), wobei *parton shower* errechnet werden können oder nicht. Somit können physikalische Observablen vorhergesagt werden, mit verschiedenen perturbativen Genauigkeiten und verschiedenen Endzuständen, wobei abweichende Theorien zugrunde gelegt werden können.

Madgraph ist in Form eines Python Meta-Codes geschrieben, der, entsprechend dem angestrebten Prozess einen Python-, *c++* oder Fortran-Code schreibt. Für die Berechnung wird ein Theorie-Modell benötigt, welches dem Lagrangian der betrachteten Theorie entspricht, und die zugehörigen Parameter, Kopplungen und Massen. Dieses Modell im UFO-format (*universal feynman output*) wird ergänzt durch eine *run-Card*, welche den Phasenraum und die Massen genauer spezifiziert. Ausgehend von einem geforderten Prozess und einem zugrunde liegenden Modell generiert Madgraph den prozessspezifischen Code. Dabei werden Feynman-Diagramme ausgewertet und anschließend die Matrixelemente festgeschrieben. Zusätzlich werden minimale Änderungen an den Prozessunabhängigen *building blocks* vorgenommen, das heißt es werden Werte für Teilchenmassen und deren Anzahl festgelegt. [2] In dieser Arbeit wird die Version 2.6.0 verwendet.

3.3.1 Reweighting

Diese Flexibilität ermöglicht es große Samples zu generieren, welche entweder auf dem Standardmodell oder erweiterten Theorien basieren, und Verteilungen kinematischer Observablen anschließend zu deformieren, indem jedes Eventgewicht auf Parton-Niveau verändert wird, bis die Verteilung, bis auf statistische Unsicherheiten, übereinstimmt mit der einer alternativen Theorie. Samples müssen so nur einmal errechnet werden und können wiederverwendet werden um umfassendere Aussagen z.B. über veränderte Modellparameter treffen zu können bzw. Phasenräume von Parametern zu untersuchen. [18] Da der zugrundeliegende Prozess dieser Arbeit, die Vektorbosonen Streuung, aufgrund des verwendeten Modells auf Leading Order(LO) stattfindet, soll hier auch nur der madgraphinterne Reweighting-Prozess auf LO erläutert werden.

3.3.2 LO-Reweighting in Madgraph5

Die Grundidee besteht darin, jedes Event mit einem Faktor r wie in Gleichung (3.13) zu skalieren, um so das neue Gewicht zu erhalten, wobei sich der Faktor r von Event zu Event ändern kann. [2]

$$W_{new} = r \cdot W_{orig} \quad (3.13)$$

Diese so gewonnenen Gewichte erlauben es Vorhersagen über die Wahrscheinlichkeitsverteilungen kinematischer Observablen zu machen. Auf LO-Genauigkeit kann das neue Gewicht W_{new} aus dem original Gewicht W_{orig} gewonnen werden, indem letzteres multipliziert wird mit dem Verhältnis der entsprechenden Matrixelemente $|M_{orig}|^2$ bzw. $|M_{new}|^2$ für jedes Event (3.14). [18]

$$W_{new} = \frac{|M_{new}|^2}{|M_{orig}|^2} \cdot W_{orig} \quad (3.14)$$

Die verwendeten Weights einer gewichteten Monte-Carlo-Generation werden mithilfe von Gleichung (3.15) abgeschätzt [18].

$$W_{orig} = f_1(x_1, \mu_F) \cdot f_2(x_2, \mu_F) \cdot |M_{orig}|^2 \cdot \Omega_{PS} \quad (3.15)$$

Hierbei sind f_1 und f_2 die Partonen-Dichte-Funktionen, abhängig von dem Impulsbruchteil x_i und dem Skalierungsfaktor μ_F .

Bei der Nutzung des eingeführten Reweighting ist zu beachten, dass der Phasenraum der neuen Theorie idealerweise eine Teilmenge des Phasenraumes des originalen Samples ist. Dementsprechend darf W_{orig} nicht null sein an Stellen an denen auch W_{new} ungleich null ist. Wenn die neue Theorie einen großen Beitrag erzeugt an Stellen des Phasenraums, an denen die ursprüngliche Theorie nur wenige Beiträge hat, wird der statistische Fehler folglich sehr groß und das neue Sample mit Reweighting unbrauchbar.

3.3.3 Ermittlung der statistischen Unsicherheit

Um den oben beschriebenen Effekt abzuschätzen kann ein gauß'sches Verhalten angenommen werden und mit Gleichung (3.16) abgeschätzt werden. [18]

$$\Delta O_{new} = \bar{w} \cdot \Delta O_{orig} + Std(w) \cdot \Delta O_{orig} \quad (3.16)$$

Hierbei ist $\bar{w}$ der Erwartungswert des jeweiligen Verhältnisses von neuem zu altem Gewicht und $Std(w)$ die Standardabweichung des Quotient. O ist die zu betrachtende Observable und ΔO die zugehörige Unsicherheit, was im Fall der nachfolgenden Untersuchungen der Wirkungs-

querschnitt sein wird.

Die Unsicherheit eines Samples mit reweighting kann nicht direkt via Reweighting der originalen Unsicherheit geschätzt werden, da die quadrierten Matrixelemente keine lineare Abhängigkeit aufweisen. Basierend auf der Berechnung der Varianz (Glg. (3.17)), kann deshalb eine weitere Gleichung (3.20) hergeleitet werden, um die statistische Unsicherheit, eines Samples mit Reweighting, abzuschätzen. [18]

$$\frac{\Delta\sigma_{orig}^2}{N} = \sum_{i=1}^N (W_{orig}^i)^2 - \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N W_{orig}^i \right)^2 \quad (3.17)$$

$$\frac{\Delta\sigma_{orig}^2}{N} \approx \max_i (W_{orig}^i)^2 \cdot \left[\sum_{i=1}^{N_{acc}} \frac{W_{orig}^i}{\max_i (W_{orig}^i)} - \frac{N_{acc}^2}{N} \right] \quad (3.18)$$

Die Variable N_{acc} ist hierbei ein Maß für die Anzahl der vom Monte-Carlo-Verfahren akzeptierten Events. Da diese Methode der Unsicherheitschätzung auf *unweighting* von Events beruht, wird durch den Quotienten (3.19) eine Wahrscheinlichkeit $P_{acc,i}^{orig}$ festgelegt, welche angibt ob ein Phasenraumpunkt abgelehnt oder angenommen wird. Dies kann zu einer Diskrepanz zwischen der ursprünglichen Anzahl N an Events und der akzeptierten Anzahl N_{acc} führen. In [18] wird gezeigt, dass die *unweighting* und *reweighting* Prozedur kommutieren. Wenn die Informationen über maximales Matrixelement $\max_i (W_{orig}^i)$ und die Anzahl der akzeptierten Events N_{acc} übertragen wird, kann auf Gleichung (3.20) geschlossen werden, wobei die Abhängigkeit von Wahrscheinlichkeit $P_{acc,i}^{orig}$ bestehen bleibt.

$$P_{acc,i}^{orig} = \frac{W_{orig}^i}{\max_i (W_{orig}^i)} \quad (3.19)$$

$$\frac{\Delta\sigma_{new}^2}{N} \approx \max_i (W_{orig}^i)^2 \cdot \left[\sum_{i=1}^N \frac{W_{orig}^i}{\max_i (W_{orig}^i)} \left(\frac{|M_{new}|^2}{|M_{orig}|^2} \right)^2 - \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N \frac{|M_{new}|^2}{|M_{orig}|^2} \right)^2 \right] \quad (3.20)$$

$$\Delta\sigma_{new} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{new}^2}{N}} \quad (3.21)$$

Wobei $|M_i|$ die Matrixelemente des jeweiligen Events sind. Für die Auswertung und den Vergleich wird die Standardabweichung des unsicherheitbehafteten Wirkungsquerschnittes in Form von Gleichung (3.21) benutzt. Da die einzelnen Gewichte jedes Events aufaddiert den gesamten

Wirkungsquerschnitt wiedergeben, welcher in diesem Fall die Einheit [pb] trägt, kann davon ausgegangen werden dass die jeweiligen Eventgewichte einen Bruchteil des Wirkungsquerschnitts tragen und Gleichung (3.21) somit die Einheit des Wirkungsquerschnitts [pb] hat.

3.4 Observablen

3.4.1 Wirkungsquerschnitt σ

Der Wirkungsquerschnitt ist ein Ausdruck für die quantenmechanische Wahrscheinlichkeit, dass eine Wechselwirkung, bei dem betrachteten Prozess, stattfindet. Sie kann auch gedacht werden als die Fläche eines Targets auf der Teilchen auftreffen. Der Wirkungsquerschnitt trägt die Einheit einer Fläche [21]. Die am häufigsten verwendete Einheit ist *barn* [b], wobei $1b = 10^{-28}m^2$ gilt. Gleichung (3.22) veranschaulicht den Wirkungsquerschnitt z.B. einer Teilchenkollision über ein Verhältnis. Für einen $a + b \rightarrow c + d$ Prozess lässt sich ein analytischer Term für den differentiellen Wirkungsquerschnitt σ mit dem Phasenraumelement $d\Omega$ (Glg. (3.23)) aus der Zerfallsrate Γ herleiten [21]. Hierbei gilt $|p_a| = |p_b| = |p_i^*|$ (Impuls im Anfangszustand) und $|p_c| = |p_d| = |p_f^*|$ (Impuls im Endzustand) und $|M_{fi}|$ gibt des Matrixelement des Übergangs an. Der Zusammenhang zwischen differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch Gleichung (3.24)

$$\sigma = \frac{\text{Anzahl der Wechselwirkungen pro Zeiteinheit und Targetteilchen}}{\text{Teilchenfluss}} \quad (3.22)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2(E_a + E_b)^2} \frac{p_f^*}{p_i^*} |M_{fi}|^2 \quad (3.23)$$

$$\sigma_{tot} = \int \frac{d\sigma_{dif}}{d\Omega} d\Omega \quad (3.24)$$

3.4.2 Transversaler Impuls p_T

Der Impuls eines Teilchens kann in eine longitudinale Komponente p_L und eine transversale Komponente p_T zerlegt werden. Dabei ist das Koordinatensystem von ATLAS zu beachten. Die $\vec{p}_z$ Komponente wird so gelegt, dass sie mit der Strahlachse übereinstimmt. Nun hängt die transversale Komponente wie in Abbildung 3.6 dargestellt, vom Impuls des auslaufenden Teilchens $\vec{P}$ und dessen Winkel zur Strahlachse Φ ab.

3.4.3 Winkel zwischen den Jets $d\Phi$

Der Winkel Φ ist analog zum transversalen Impuls definiert und beschreibt den Winkel zwischen einem auslaufenden Teilchen und der Strahlachse. Bei dem in dieser Arbeit betrachteten Prozess (siehe Abschn. 3.1.3) befinden sich im Endzustand zwei auslaufende Jets. Die Größe $d\Phi$ ist definiert als der Winkel zwischen den beiden Jets und kann maximal π betragen.

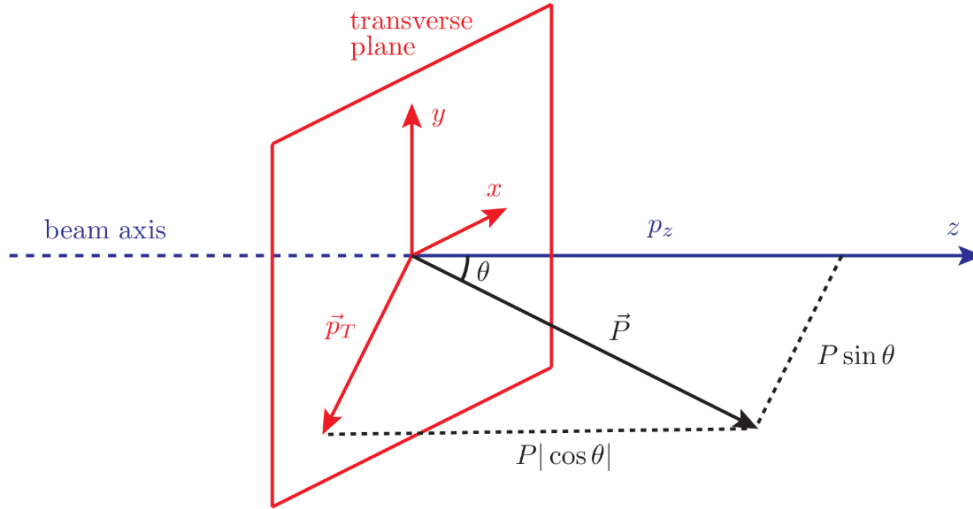


Abbildung 3.6: Darstellung der Zerlegung des Impulsvektors, wobei die z-Komponente mit der Strahlachse übereinstimmt. [22]

3.4.4 Teilchenmassen

Die Masse der Bosonen m_{ww} , Leptonen m_{ll} und Jets m_{jj} kann errechnet werden aus der relativistischen Beziehung zwischen Energie und Masse (Glg. (3.25)). Dabei bezeichnet p^μ die Summe der jeweiligen Vierervektoren von allen Teilchen im Endzustand. Die konkrete Event Konstruktion der Massen eines Samples ist etwas umfangreicher und kann detailliert nachempfunden werden in [4, 22].

$$m_{xx}^2 = E^2 - |\vec{p}|^2 = p^\mu p_\mu \quad (3.25)$$

3.4.5 Rapidität η

Bei einer Hadron-Hadron Kollision wie im LHC, finden die Kollisionen im Schwerpunktsystem der Protonen des Anfangszustandes statt. Dies bedeutet dass die Jets und Leptonen im Endzustand einen Boost in Strahlrichtung, in diesem Fall z-Richtung, erfahren. [21] Aus diesem Grund werden die Teilchen im endzustand charakterisiert durch die Rapidität (Glg. (3.26)):

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right), \quad (3.26)$$

wobei E die Energie, und p_z die z-Komponente des Impulses der jeweiligen Teilchen im Endzustand beschreiben. Die Rapidität hat den Vorteil, dass Geschwindigkeitsdifferenzen invariant sind unter Boosts entlang der Strahlachse [21].

4 Analyse der Umgewichtungen durch Madgraph

4.1 standalone Wirkungsquerschnitte

4.1.1 Eventgeneration unter Madgraph

Die Eventgeneration und damit die Berechnung der totalen Wirkungsquerschnitte besteht im wesentlichen aus drei Schritten, welche in [2] ausführlich beschrieben sind. Dennoch sollen hier einige, für das spezifische Setup wichtige, Punkte umrissen werden. Während der ersten Phase *generate* wird zunächst der totale Wirkungsquerschnitt für den zu generierenden Prozess konstruiert. Um VBS entsprechend 3.1.3 zu erhalten wird ein Prozess der Form (4.1) gefordert.

$$p + p \rightarrow l_{\pm} + \bar{\nu}_l/\nu_l + l_{\pm} + \bar{\nu}_l/\nu_l + jj \quad (4.1)$$

Um bei der Eventgeneration Zeit einzusparen wird die Zahl der möglichen Feynman-Diagramme begrenzt und der geforderte Prozess vereinfacht (4.2). Die mit diesem Prozess erzeugten Ergebnisse weichen zwar um einen gewissen Faktor von einer vollständigen Simulation ab, liefern aber qualitativ die gleichen kinematischen Verteilungen, welche die Grundlage für die Untersuchung der Möglichkeiten der Umgewichtung darstellen. Der Wirkungsquerschnitt wird folglich geringer sein, als bei einer vollständigen Simulation, solange während der verschiedenen Betrachtungen Konsistenz gewahrt wird, soll dies aber nicht weiter stören.

$$u + u \rightarrow d + d + \mu^+ + \nu_{\mu} + e^+ + \nu_e \quad (4.2)$$

Zusätzlich muss die zu verwendende Theorie eingebunden werden. Verschiedene Modelle stehen madgraphintern zur Verfügung, es können aber auch weitere importiert werden. Hier wurde ein Modell (*LS012*) verwendet, welches eine EFT mit linearem Lagrangian, wie in Abschnitt 3.1.2 eingeführt, darstellt.

Nachdem **Madgraph** den Wirkungsquerschnitt konstruiert hat, wird ein *output* geschrieben. Die nachfolgende Phase *running* produziert die ungewichteten Events. [2]. Bei der Eventgen-

eration ist zu beachten, dass ausgewählt werden muss, ob NLO-Effekte eingebunden werden sollen oder nicht. Da es sich ,unter der durch das Modell *LS012* vorgegebenen Theorie, bei dem verwendeten Prozess (4.2) um Berechnungen auf Bornniveau handelt, werden NLO-Effekte aussen vor gelassen. Zudem stehen weitere Optionen zur Auswahl (Abb. 4.1), von denen hier aber nur *reweight* eine Rolle spielen soll. Für die Generation der standalone Wirkungsquerschnitte bleibt die Option aber zunächst aus. An dieser Stelle werden *Madgraph* auch die entsprechenden Parameter in Form von *reweight_card* (Abschn. A.4.3, A.4.3), *process_card* (Abschn. A.4.1), bzw. *run_card* (Abschn. A.4.2) mitgegeben. Bei letzterem Input wird darüber entschieden wie viele Events gefordert werden. Für die nachfolgende Analyse wurden Samples mit 15000 Events generiert. Diese Anzahl an Events erzeugt eine ausreichende Statistik für die zu beobachteten Observablen. Die beschriebenen Arbeitsschritte, Prozesswahl, Übergabe der Inputs, Umgewichtung und Entpacken, Umwandlung des Outputs werden automatisiert umgesetzt. Unter Anhang A.1 ist das entsprechende Skript zu finden. Die letzten beiden Schritte sind erforderlich um nachfolgend eine Rivet-Analyse zu nutzen, um so die physikalischen Ereignisse, entsprechend Abschnitt 4.1.3 zu rekonstruieren, und Histogramme zu erstellen.

```
The following switches determine which programs are run:
1 Run the pythia shower/hadronization:          pythia=OFF
2 Run PGS as detector simulator:                pgs=OFF
3 Run Delphes as detector simulator:            delphes=OFF
4 Decay particles with the MadSpin module:       madspin=OFF
5 Add weight to events based on coupling parameters: reweight=OFF
Either type the switch number (1 to 5) to change its default setting,
or set any switch explicitly (e.g. type 'madspin=ON' at the prompt)
Type '0', 'auto', 'done' or just press enter when you are done.
[0, 4, 5, auto, done, madspin=ON, madspin=OFF, madspin, reweight=ON, ... ]
```

Abbildung 4.1: Interaktive Optionenwahl in Madgraph

4.1.2 Wahl der Parameter

Die Wahl der Parameter erfolgt basierend auf der Darstellung der Konfidenzregion in Abbildung 4.2. Ziel ist es zum einen, einen möglichst großen Phasenraum zu erfassen, wobei dieser zunächst auf das 68% Intervall beschränkt wird. Zum anderen sollen die Punkte so verteilt sein, dass sich Aussagen ableiten lassen über die Güte der Umgewichtung, mit Blick auf verschiedene Achsen, Vorzeichenwechsel oder den Bezug zum Standardmodellpunkt, welcher bei $\alpha_4 = 0 \alpha_5 = 0$ liegt. Um zusätzlich Unterschiede in den Kinematiken der zugrundeliegenden Theorien sichtbar zu machen, werden auf den jeweiligen Achsen mehrere Punkte, in verschiedenen Abstand zum Nullpunkt, ausgewählt. Abgesehen von diesen Kriterien ist die Auswahl jedoch zufällig. Tabelle 4.1 zeigt die verwendeten Parameter α_4 und α_5 und das entsprechende Äquivalent zu $f_{s,0}$, $f_{s,1}$ und $f_{s,2}$ (vgl. Abschnitt 3.1.2), welche benutzt werden um die Eventgeneration mit dem entsprechenden Modell in *Madgraph* durchzuführen. Da von

kleinen Phasenraumpunkten wie dem Standardmodellpunkt, nicht bzw. nur schlecht zu anderen größeren Punkten gewichtet werden kann, da zu wenige Events von Interesse vorhanden sind (Abschn. 3.3.2), werden die äussersten Punkte (in Abb. 4.2 gelb) als nominelle Startwerte für die Umgewichtung verwendet.

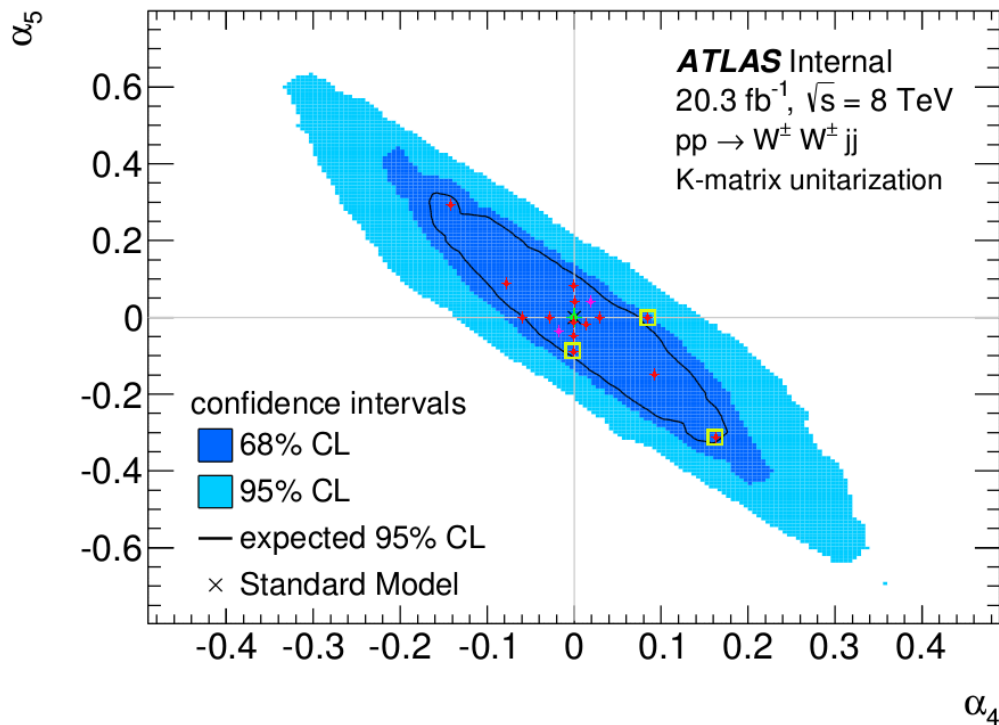


Abbildung 4.2: Zweidimensionale Darstellung der Konfidenzregion in Abhängigkeit von α_4 und α_5 , mit zusätzlich eingezeichneter Wahl der Parameter für die Eventgeneration: Standalone Punkte (rot), Standardmodellpunkt (grün), nominelle Ausgangspunkte für Reweighting (gelb) [12](modifiziert)

α_4	α_5	$f_{s,1}$	$f_{s,0} = f_{s,2}$
0	0	0	0
0	0.12	$5.225755 \cdot 10^{-10}$	0
0	0.10	$4.354796 \cdot 10^{-10}$	0
0	0.05	$2.177398 \cdot 10^{-10}$	0
0	-0.01	$-4.354796 \cdot 10^{-11}$	0
0	-0.07	$-3.048357 \cdot 10^{-10}$	0
-0.06	0	0	$-1.306439 \cdot 10^{-10}$
-0.03	0	0	$-6.532194 \cdot 10^{-11}$
0.04	0	0	$8.709591 \cdot 10^{-11}$
0.10	0	0	$2.177398 \cdot 10^{-10}$
-0.14	0.30	$1.306439 \cdot 10^{-09}$	$-3.048357 \cdot 10^{-10}$
-0.08	0.15	$6.532194 \cdot 10^{-10}$	$-1.741918 \cdot 10^{-10}$
0.02	-0.1	$-4.354796 \cdot 10^{-10}$	$4.354796 \cdot 10^{-11}$
0.10	-0.20	$-8.709591 \cdot 10^{-10}$	$2.177398 \cdot 10^{-10}$
0.16	-0.35	$-1.524179 \cdot 10^{-09}$	$3.483837 \cdot 10^{-10}$
0.02	0.05	$2.177398 \cdot 10^{-10}$	$4.354796 \cdot 10^{-11}$
-0.02	-0.05	$-2.177398 \cdot 10^{-10}$	$-4.354796 \cdot 10^{-11}$

Tabelle 4.1: α_4, α_5 Parameter mit entsprechenden $f_{s,0}, f_{s,1}, f_{s,2}$ Parametern

4.1.3 Selektion während der Rivet-Analyse

Die Spezifikationen der *run_card* [A.4.2] geben bereits einige Kriterien, den Phasenraum betreffend, vor. Da das im Folgenden betrachtete Reweighting durch **Madgraph** für einen möglichst inklusiven Phasenraum und eine möglichst große Anzahl an Events funktionieren soll, werden nur zwei weitere Selektionen gemacht:

- mindestens zwei jets
 - Transversal Impuls $p_T > 30$ GeV
 - Rapidität $|\eta| < 2.5$
- genau zwei Leptonen
 - Transversal Impuls $p_T > 27$ GeV
 - Rapidität $|\eta| < 2.5$

Darüber hinaus bestehen weitere Einschränkungen durch den geforderten Prozess (4.2), es ist daher nicht zwingend notwendig die zu betrachtenden Generationen an Leptonen genauer zu Definieren, da diese schon durch die Eventgeneration auf Matrixlevel definiert sind. Der

zusätzliche Ausschluss von τ -Leptonen wäre redundant. Das gleiche gilt für die elektrische Ladung der Leptonen.

4.1.4 Validierung der standalone Wirkungsquerschnitte

Entsprechend der in Abschnitt 4.1.1 aufgeführten Kriterien werden Events generiert, ohne irgendeine Form von Umgewichtung durchzuführen. Die so gewonnenen Wirkungsquerschnitte, aufgelistet in Tabelle 4.3, werden die Bezugspunkte der späteren Umgewichtung sein. Die angegebene Unsicherheit entspricht dabei einer statistischen Unsicherheit die madgraphintern berechnet wird. Um Fehler während der Generation der Wirkungsquerschnitte auszuschließen, wird die Verteilung der Ergebnisse in Abhängigkeit der Parameter α_4 und α_5 untersucht. Dabei wird davon ausgegangen dass die Wirkungsquerschnitte auf der Oberfläche eines Paraboloids liegen. Dies folgt aus dem quadrieren der Matrixelemente (4.3), welche, entsprechend der nicht linearen Realisierung der EFT, die Koeffizienten α_4 und α_5 beinhalten .

$$|M_{orig}|^2 \propto |\alpha_4 \mathfrak{L}_4 + \alpha_5 \mathfrak{L}_5|^2 \quad (4.3)$$

Für die Darstellung 4.3 wurde von allen generierten Wirkungsquerschnitten der Wirkungsquerschnitt des Standardmodellpunktes $\sigma_{SM} = 0.002082$ pb abgezogen um dem Offset des Paraboloids entgegenzuwirken. Als Grundlegende Funktion für den Fit (vgl. Tabelle 4.2) wurde die Beschreibung eines Paraboloids verwendet, wobei diese durch einen weiteren Term $f \cdot x \cdot y$ ergänzt wurde.

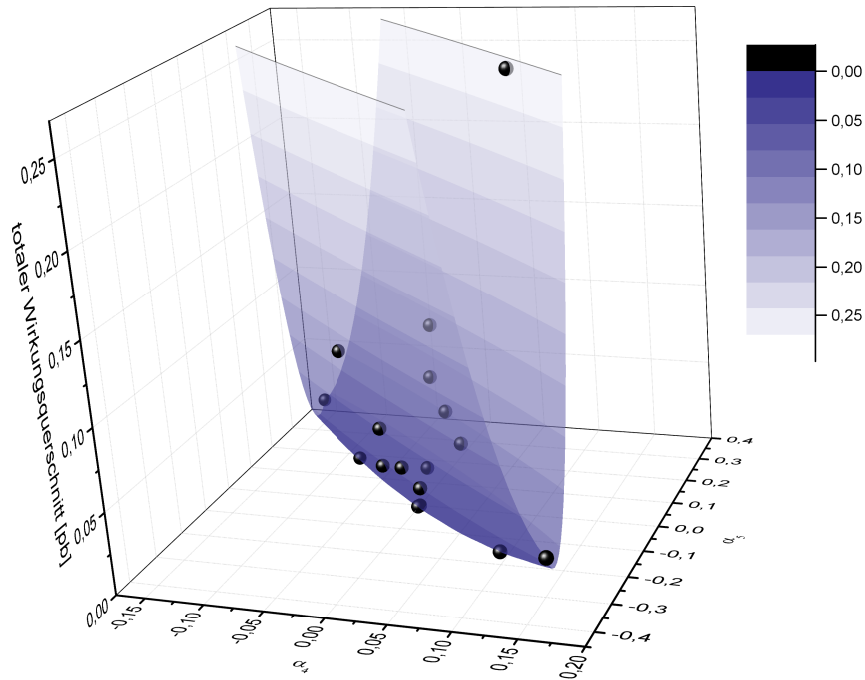


Abbildung 4.3: Darstellung der Wirkungsquerschnitte σ_{orig} in Abhängigkeit von α_4 und α_5 , zusätzlich Fit einer paraboloiden Oberfläche, Parameter siehe Tabelle 4.2

Funktion	$z_0 + ax + by + cx^2 + dy^2 + f \cdot xy$
Parameter:	
z_0	0
a	$-6.82 \cdot 10^{-40}$
b	$-8.30 \cdot 10^{-4}$
c	26.37
d	6.88
f	26.55

Tabelle 4.2: α_4 , α_5 Statistik und Parameter des Fits, generiert mit OriginLab2016

Zu weiteren Veranschaulichung wurde die gleiche Betrachtung entlang der α_4 bzw. der α_5 Achse durchgeführt. Für die Abhängigkeit von den einzelnen Parametern sollte sich entsprechend Gleichung (4.3) eine Parabel ableiten lassen. Im vorliegenden Fall ist dies nur mit begrenzter Statistik möglich, da sich die für diese Betrachtung schon zu geringe Anzahl an 17 Punkten, nochmals begrenzt auf sechs, entlang der α_5 und fünf entlang der α_4 Achse. Abbildung 4.4a und Abbildung 4.4b zeigen die Übereinstimmung mit einer quadratischen Abhängigkeit. Die verwendeten Unsicherheiten in den Abbildungen 4.4a, 4.4b und 4.3 entsprechen den Unsicherheiten aus Tabelle 4.3 und sind für die gewählte Darstellungsform zu klein. Für ein besseres

Ergebnis sollte ein engmaschigeres Raster an Punkten im Phasenraum betrachtet werden. Die Darstellungen dienen jedoch nur der qualitativen Überprüfung und sind dahingehend ausreichend.

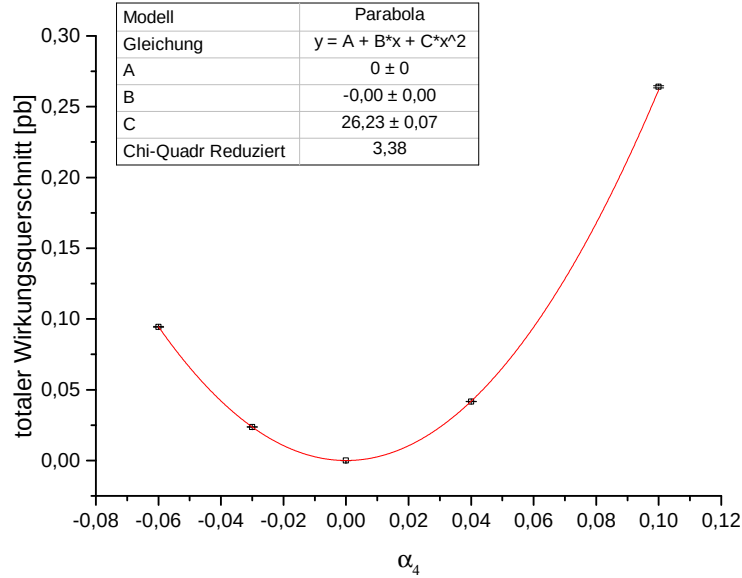
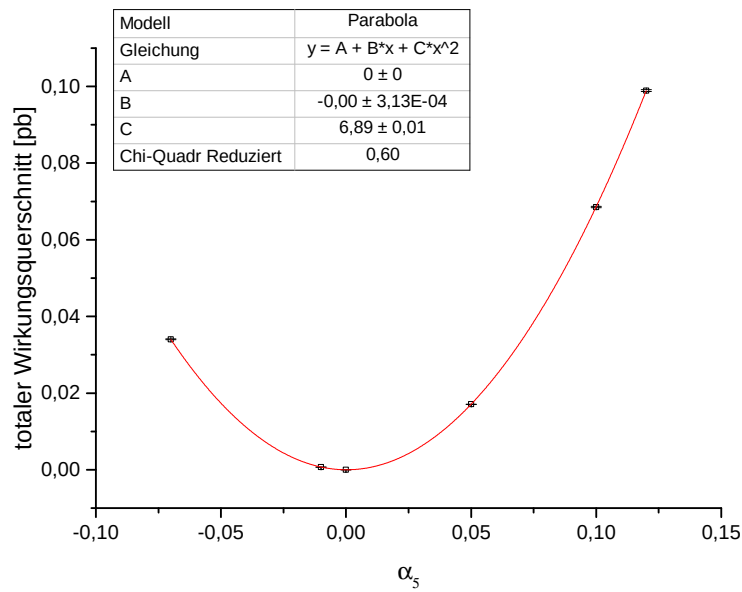
(a) α_4 Achse(b) α_5 Achse

Abbildung 4.4: quadratische Abhängigkeiten von σ_{orig} , vgl. Abbildung 4.3, die Unsicherheiten der einzelnen Wirkungsquerschnitte sind zu klein für die Darstellung.

α_4	α_5	$\sigma_{orig}[pb]$	$\Delta\sigma[pb]$
0	0	0.002082	$3.668 \cdot 10^{-6}$
0	0.12	0.101000	$2.253 \cdot 10^{-4}$
0	0.10	0.070620	$1.532 \cdot 10^{-4}$
0	0.05	0.019160	$4.605 \cdot 10^{-5}$
0	-0.01	0.002794	$5.542 \cdot 10^{-6}$
0	-0.07	0.036120	$7.180 \cdot 10^{-5}$
-0.06	0	0.096530	$3.162 \cdot 10^{-4}$
-0.03	0	0.025750	$6.996 \cdot 10^{-5}$
0.04	0	0.043730	$1.190 \cdot 10^{-4}$
0.10	0	0.264200	$7.590 \cdot 10^{-4}$
-0.14	0.30	0.023380	$4.309 \cdot 10^{-5}$
-0.08	0.15	0.006975	$1.553 \cdot 10^{-5}$
0.02	-0.1	0.028720	$5.837 \cdot 10^{-5}$
0.10	-0.20	0.009916	$1.761 \cdot 10^{-5}$
0.16	-0.35	0.033790	$7.610 \cdot 10^{-5}$
0.02	0.05	0.056190	$1.437 \cdot 10^{-4}$
-0.02	-0.05	0.056570	$1.273 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 4.3: α_4, α_5 Parameter mit entsprechenden $f_{s,0}, f_{s,1}, f_{s,2}$ Parametern

4.2 Umgewichtung der Samples

Im Folgenden soll betrachtet werden inwiefern die Umgewichtung durch Madgraph abhängt von der Wahl der Parameter, im Bezug auf den nominellen Startpunkt. Dazu wird z.B. betrachtet welche Auswirkungen ein Achsenwechsel oder ein Vorzeichenwechsel der Parameter α_4 und α_5 , entsprechend Abbildung 4.2, auf das Ergebnis des Reweighting hat. Im Weiteren werden auch die Kinematiken betrachtet, die den verschieden groß gewählten Parametern entspringen und die resultierenden Verteilungen mit einbezogen, um eventuelle Aussagen über die Grenzen der Reweighting-Methode zu treffen.

4.2.1 Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte

Zunächst werden die umgewichteten Wirkungsquerschnitte betrachtet, wobei Bezug genommen wird auf die verschiedenen nominellen Ausgangspunkte, welche in Abschnitt 4.1.2 festgelegt wurden. Eine vollständige Auflistung der Ergebnisse ist unter A.2 zu finden.

nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.1, \alpha_5 = 0$

Abbildung 4.5 zeigt eine schematische Darstellung der Ergebnisse, dabei wurde der Punkt $\alpha_4 = 0.1, \alpha_5 = 0$ (pink) als Ausgangspunkt genutzt und umgewichtet auf alle anderen eingezeichneten Punkte. Die Wirkungsquerschnitte, auf die sich vergleichend bezogen wird, entsprechen den Punkten die zuvor ohne Reweighting generiert wurden (vgl. Tabelle 4.3). Es ist zu erkennen, dass bis auf einen Punkt alle Punkte weniger als 5% vom Zielwert abweichen.

Alle drei Punkte, deren Abweichung über 1% liegt, befinden sich zwar auf einer Achse, eine direkte Achsenabhängigkeit kann aber nicht geschlussfolgert werden, da andere Punkte auf der gleichen Achse eine Abweichung von weniger als 1% haben. Der einzige Punkt mit einer Differenz zur standalone Generation größer als 5% ist $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0$, der Standardmodellpunkt. Es scheint als würden Punkte, welche näher am Standardmodell liegen, größere Abweichungen mit sich bringen. Stellvertretend sind die Wirkungsquerschnitte und Unsicherheiten von drei Punkten der α_5 Achse, mit verschiedenen Differenzen in Tabelle 4.4 aufgeschlüsselt. Es ist zu erkennen, dass der relative Fehler, welcher der Formel aus Abschnitt 3.3.3 folgt, in der Größenordnung der jeweiligen Differenz liegt und diese ganz gut approximiert.

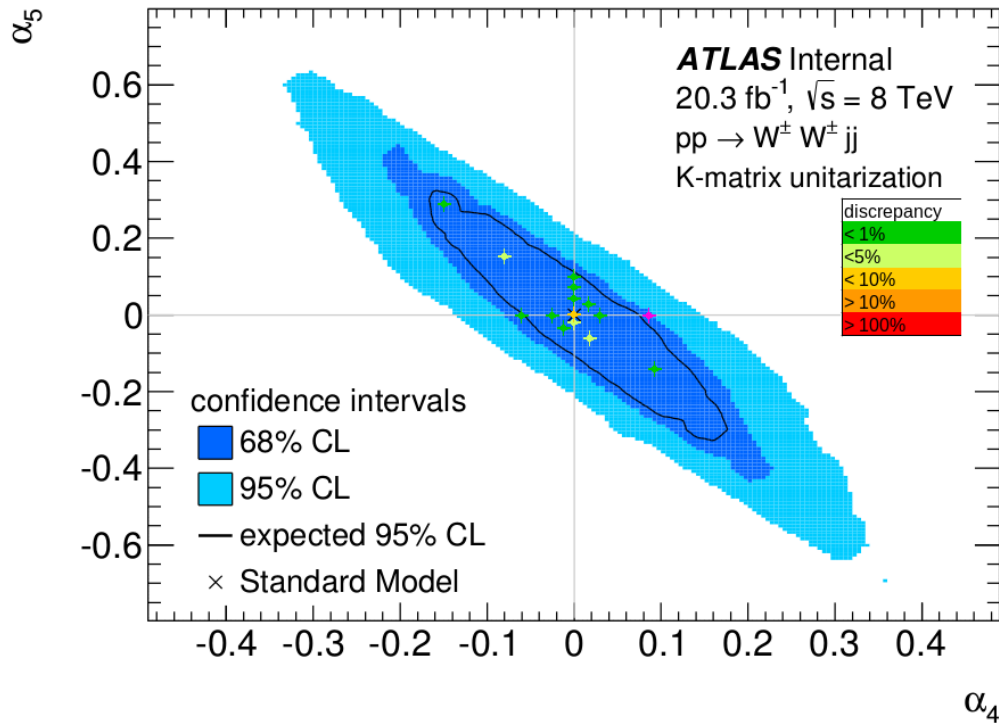


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der Differenz der umgewichteten Wirkungsquerschnitte σ_{rw} zu den jeweiligen standalone Wirkungsquerschnitten σ_{orig} , nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$ (pink). Der Farbcode *discrepancy* gibt die Abweichung von σ_{rw} zu σ_{orig} an. [12](modifiziert)

α_4	α_5	standalone		reweighting		Differenz [%]
		σ_{orig} [pb]	$\frac{\Delta\sigma_{orig}}{\sigma_{orig}} \cdot 100$	σ_{rw} [pb]	$\frac{\Delta\sigma_{rw}}{\sigma_{rw}} \cdot 100$	
0	0	0.002082	0.17	0.001965	8.9	-5.6
0	-0.01	0.002794	0.19	0.002665	6.3	-4.6
0	0.12	0.101000	0.22	0.100826	0.2	-0.2

Tabelle 4.4: Vergleich einiger umgewichteter Punkte mit verschiedenen Differenzen in Bezug auf den standalone Zielwert, nomineller Punkt $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$

nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$

Abbildung 4.6 zeigt das Ergebnis der gleichen Vorgehensweise wie oben beschrieben. Als Ausgangspunkt wurde dieses Mal $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$ gewählt. Es zeigt sich eine ähnliche Verteilung der resultierenden Differenzen der umgewichteten Wirkungsquerschnitte im Phasenraum wie schon in Abbildung 4.5. Wieder gibt es den Trend, dass einzelne Punkte, bei Achsenwechsel der Parameterwerte, weiter weg vom Zielwert liegen. Diese Vermutung wird aber auch hier gebrochen, durch weitere Punkte auf der gleichen Achse deren Differenz unter 1% liegt. Punkte nah an $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0$ haben, auch bei dem hier verwendeten nominellen Punkt, eine höhere Abweichung. Tabelle 4.5 zeigt, dass auch hier eine größere relative Unsicherheit zu verzeichnen ist, wenn die Umgewichtung eine höhere Differenz aufweist.

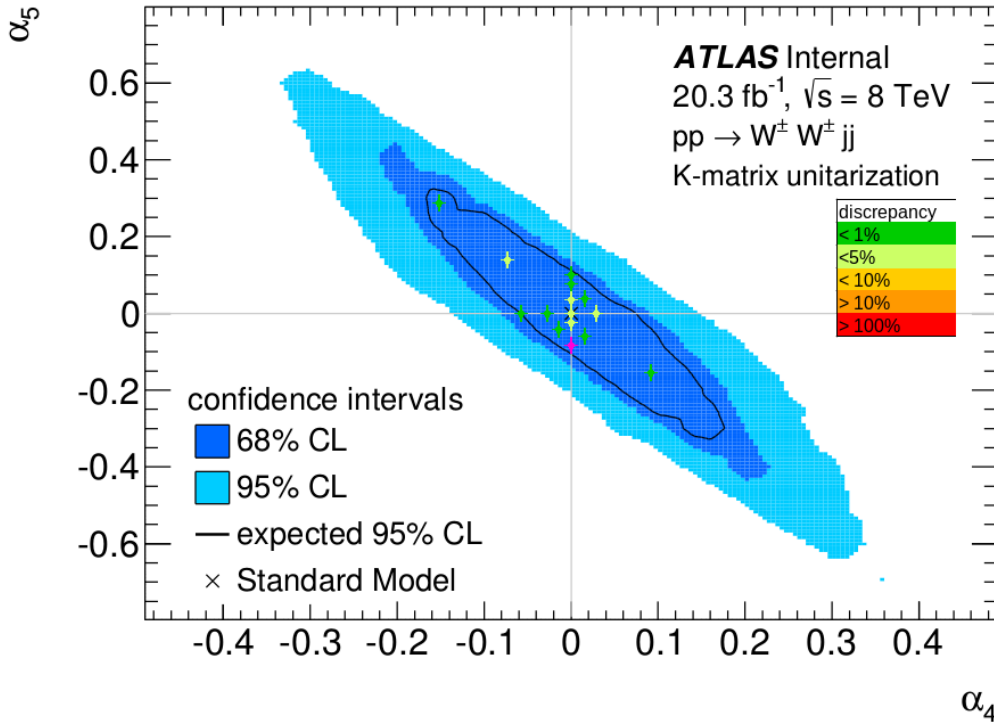


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der Differenz der umgewichteten Wirkungsquerschnitte σ_{rw} zu den jeweiligen standalone Wirkungsquerschnitten σ_{orig} . Nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$ (pink). Der Farbcode *discrepancy* gibt die Abweichung von σ_{rw} zu σ_{orig} an. [12](modifiziert)

α_4	α_5	standalone		reweighting		Differenz [%]
		σ_{orig} [pb]	$\frac{\Delta\sigma_{orig}}{\sigma_{orig}} \cdot 100$	σ_{rw} [pb]	$\frac{\Delta\sigma_{rw}}{\sigma_{rw}} \cdot 100$	
0	0	0.002082	0.17	0.00215	8.2	3.1
0	-0.01	0.002794	0.19	0.002852	6.4	2.1
0	0.12	0.101000	0.22	0.101527	0.2	0.5

Tabelle 4.5: Vergleich einiger umgewichteter Punkte mit verschiedenen Differenzen in Bezug auf den standalone Zielwert, nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$

nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.16$, $\alpha_5 = -0.35$

Abbildung 4.7 zeigt die Ergebnisse der Umgewichtung, ausgehend von dem nominellen Punkt $\alpha_4 = 0.16$, $\alpha_5 = -0.35$. Auffällig ist, dass nur sehr wenige Punkte eine Differenz von weniger als 1% erreicht haben. Der Großteil der Umgewichtungen verzeichnet eine Differenz zwischen 1% und 5%. Dabei scheint es als wäre die Umgewichtung auch hier unabhängig von Quadrantenwechseln. Der nominelle Punkt liegt im Phasenraum verhältnismäßig weit entfernt zu den Zielpunkten, was eine mögliche Ursache für die höheren Abweichungen sein könnte, da die anderen betrachteten nominellen Punkte im Gegensatz dazu, näher an den Zielparametern liegen. Wie auch schon in Tabelle 4.4 und Tabelle 4.5 zu erkennen war, sind auch hier die relativen Unsicherheiten für Punkte die vom Zielwert abweichen, deutlich höher. Für diesen nominellen Punkt liegen sie mehrheitlich bei ca. 10% (vgl. Anhang A.2). Die einzigen Punkte die eine Differenz unter 1% in Bezug auf den Zielwert σ_{orig} erreicht haben, liegen sehr nah an $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0$ bzw. ebenfalls sehr weit weg, auf einer Diagonalen. Tabelle 4.6 zeigt zudem, dass diese Punkte trotzdem eine große relative Unsicherheit des umgewichteten Wirkungsquerschnitts aufweisen. Um dies näher zu verstehen ist es notwendig die entsprechenden Verteilungen einiger Observablen zu betrachten, was in den folgenden Abschnitten geschehen soll.

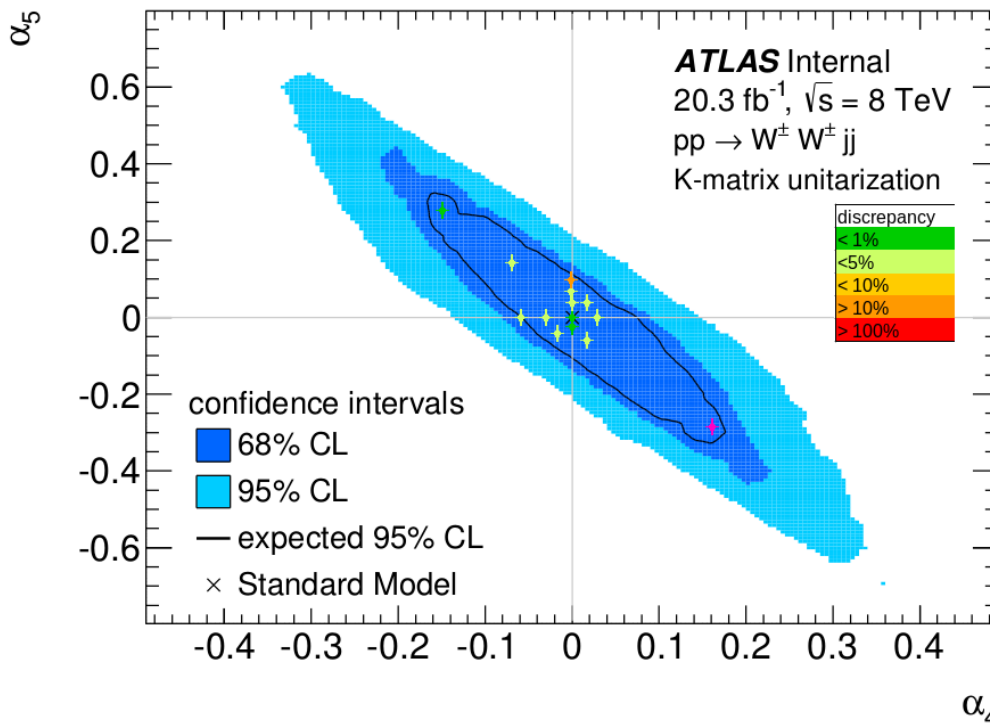


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung der Differenz der umgewichteten Wirkungsquerschnitte σ_{rw} zu den jeweiligen standalone Wirkungsquerschnitten σ_{orig} , Nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.16$, $\alpha_5 = -0.35$ (pink). Der Farbcode *discrepancy* gibt die Abweichung von σ_{rw} zu σ_{orig} an. [12](modifiziert)

α_4	α_5	standalone		reweighting		Differenz [%]
		σ_{orig} [pb]	$\frac{\Delta\sigma_{orig}}{\sigma_{orig}} \cdot 100$	σ_{rw} [pb]	$\frac{\Delta\sigma_{rw}}{\sigma_{rw}} \cdot 100$	
0	0	0.002082	0.17	0.00209544	3.2	0.6
0	-0.01	0.002794	0.19	0.00281918	8.7	0.9
0	0.12	0.101000	0.22	0.087775	1.2	-13.1
0	0.05	0.019160	0.24	0.0195581	14.8	2.1
-0.14	0.3	0.023380	0.18	0.0233175	14.0	-0.3
-0.08	0.15	0.006975	0.22	0.0070749	11.5	1.4

Tabelle 4.6: Vergleich einiger umgewichteter Punkte mit verschiedenen Differenzen in Bezug auf den standalone Zielwert. Nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.16$, $\alpha_5 = -0.35$

Standardmodell $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0$

In den Vorbetrachtungen 3.3.2 wurde besprochen dass Events des original Samples den Phasenraum der neuen Theorie umfassen müssen. Daraus folgt dass der Punkt $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0$ ungeeignet sein sollte für die Umgewichtung zu neuen Parametern. Das Ergebnis des Versuchs zu einem beliebigem Punkt zu gewichten 4.7 liegt wie erwartet weit weg vom Zielwert mit einer Abweichung von run -77%. Die relative Unsicherheit beträgt in diesem Fall ca. 13 % und ist damit vergleichsweise hoch.

α_4	α_5	standalone		reweighting		Differenz
		σ_{orig} [pb]	$\frac{\Delta\sigma_{orig}}{\sigma_{orig}} \cdot 100$	σ_{rw} [pb]	$\frac{\Delta\sigma_{rw}}{\sigma_{rw}} \cdot 100$	
0.02	-0.1	0.02872	0.20	0.006555	13.3	-77.2

Tabelle 4.7: Ergebnisse der Umgewichtung mit SM als nominellen Punkt

Zusammenfassung der umgewichteten Wirkungsquerschnitte

Es konnte mit den obigen Betrachtungen keine zuverlässige Abhängigkeit der Umgewichtung von etwaigen Achsenwechseln, der zugrundeliegenden Parameter, festgestellt werden. Auftretende Trends, charakterisiert durch größere Abweichungen, könnten begründbar sein durch die von Madgraph verwendeten zufälligen Seeds. Diese Seeds werden zur Eventgeneration verwendet und beeinflussen demnach das Ergebnis des Reweightings. Ob die Trends systematischer Natur sind kann nur durch eine größere Zahl an Durchläufen sichergestellt werden. Größere Abweichungen bei Umgewichtung zu Punkten nah am Standardmodell scheinen hingegen, mit einer großen Wahrscheinlichkeit, ungenau zu sein. Vermutlich liegt dies an der Form der Verteilungen der Observablen, die durch die EFT erzeugt wird und sich von jenen des Standardmodells unterscheiden. Auf eine abweichende Verteilungsform zu gewichten scheint demnach mit Ungenauigkeiten verbunden, was jedoch im nächsten Abschnitt genauer untersucht werden soll. Des Weiteren konnte festgestellt werden, dass nominelle Punkte nicht zu weit von den Zielpunkten entfernt sein sollten. Umgewichtungen mit höheren Abweichungen weisen ebenfalls höhere relative Unsicherheiten auf. Die implementierte Gleichung (3.20) bzw. (3.21) liefert

folglich einen ganz guten, ersten Richtwert um abzuschätzen wie Präzise die Ungewichtung ist. Es handelt sich hierbei jedoch um ein rein statistisches Verfahren, weshalb es trotz kleiner relativer Unsicherheit zu abweichenden, umgewichteten Wirkungsquerschnitten kommen kann.

fehlerhafte Ungewichtung: Es soll nicht unerwähnt bleiben dass es bei der Generierung, Ungewichtung und Auswertung von Events einen Durchlauf gab, bei dem es zu scheinbar willkürlichen, sehr großen, Abweichungen zwischen Ungewichtetem Wirkungsquerschnitt und eigentlichem Zielwirkungsquerschnitt gekommen ist. Diese Ergebnisse sind unter Anhang A.2 mit aufgelistet, konnten aber nicht reproduziert werden. Es kann daher nicht ausgeschlossen werden dass dies wieder auftritt.

4.2.2 Verteilungen der Observablen

Kinematiken der EFT

Für die Betrachtung der umgewichteten Verteilungen sollen zunächst die verschiedenen Ausgangsverteilungen (Abb. 4.9) betrachtet werden, um Rückschlüsse auf Ursachen, eventueller Abweichungen, ziehen zu können. Dazu wird der Einfluss verschieden großer Parameter α_4 bzw. α_5 auf die Kinematik der EFT, vergleichend zu jener des Standardmodells, untersucht. Über die Rekonstruktion der physikalischen Ereignisse (vgl. Abschnitt 4.1.3) aus den generierten Samples, können Histogramme erstellt werden. Um die Form der Verteilung vergleichen zu können, wurden dabei alle Histogramme auf das gleiche Integral normiert.

Die Abbildungen 4.9a, 4.9b zeigen die Impulsverteilungen einiger Standalonesamples. Es ist zu erkennen, dass durch die verwendete EFT ein großer Peak, in der Verteilung des transversalen Impulses der Jets, bei ca. $p_T = 50$ GeV, entsteht (Abbildung 4.9a). Die Größe der verwendeten Parameter scheint dabei keinen wirklichen Einfluss auf den Peak zu haben, der sich klar von der Standardmodellverteilung abhebt. Die Impulsverteilung der Leptonen (Abbildung 4.9b) weist hingegen eine Abhängigkeit von den verwendeten Parametern auf. Unterhalb von $p_T = 100$ GeV ist auch der Beitrag vom Standardmodell erkennbar, wohingegen Effekte der EFT die Verteilung über $p_T = 100$ GeV dominieren.

Ähnliche Effekte lassen sich bei der Verteilung der Massen erkennen. Unterhalb von $p_T = 400$ GeV sind die dominanten Beiträge des Standardmodells deutlich zu erkennen, bevor diese bei höheren Energien verschwinden. Besonders deutlich wird dies nochmal bei der Masse der Eichbosonen in Abbildung 4.9d. Bei niedrigen Energien ist ein großer Peak zu erkennen, welcher die Form der Standardmodellverteilung trägt. Bei höheren Energien fallen sämtliche Beiträge zunächst ab, bevor die EFT-Samples ab 1 TeV wieder größere Beiträge erzeugen. Hierbei handelt es sich um die vorhergesagten Wechselwirkungen ausserhalb des Standardmodells. In weniger ausgeprägter Form lässt sich dies auch in den Verteilen der Leptonenmassen in Abb. 4.9c beobachten.

Abbildungen 4.9e und 4.9f zeigen die Abhängigkeit der Rapidität η von der Wahl der Parameter

α_4 und α_5 . Auf den ersten Blick ähneln die Verteilungen einer Parabel, wobei die Parameter die Stauchung bestimmen. Der SM-Punkt $\alpha_4 = 0, \alpha_5 = 0$ beschreibt dabei die flachste Verteilung. Es ist gut zu erkennen, dass die η -Verteilung der Leptonen (Abbildung 4.9f) ihr Maximum an der Stelle erreicht, an der die η -Verteilung der Jets ihr Minimum verzeichnet. Je höher die Geschwindigkeit des einen Objekts ist, desto niedriger ist die Geschwindigkeit des jeweils anderen Objekts.

Ergänzend wurden in Abbildung 4.8 die unterschiedlichen Verteilungen des Winkels zwischen den beiden Jets im Endzustand dargestellt, es wurde im Gegensatz zu den anderen Darstellungen jedoch nicht auf 1 normiert sondern eine logarithmische Darstellung gewählt. Auch hier scheint es als würde es keinen "Übergang" zwischen Standardmodell und EFT zu geben. Während bei einem Standardmodell Sample eine annähernd gleichmäßige Verteilung zu sehen ist, welche nur einen leichten Anstieg verzeichnet für $\Delta\Phi$ -Werte die gegen $\Delta\Phi = \pi$ gehen, werden die Jets bei den EFT-Samples größtenteils in die entgegengesetzt Richtung gestreut, was den Peak in diesem Bereich ausmacht.

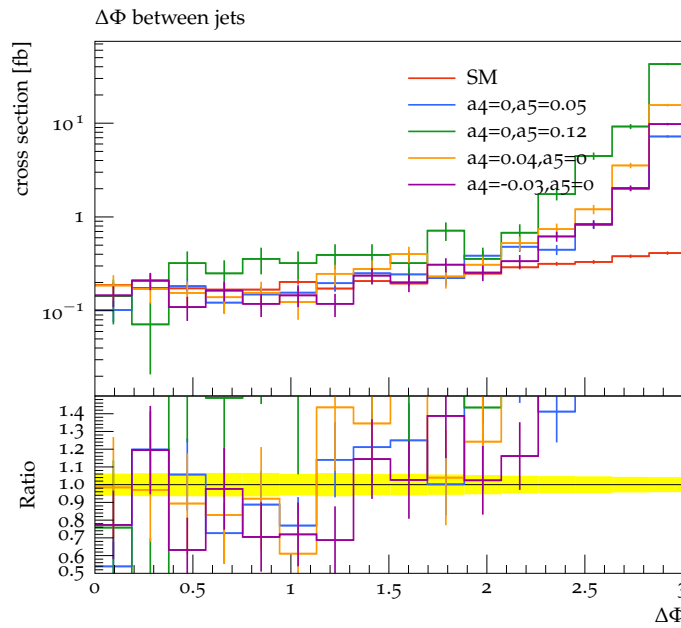
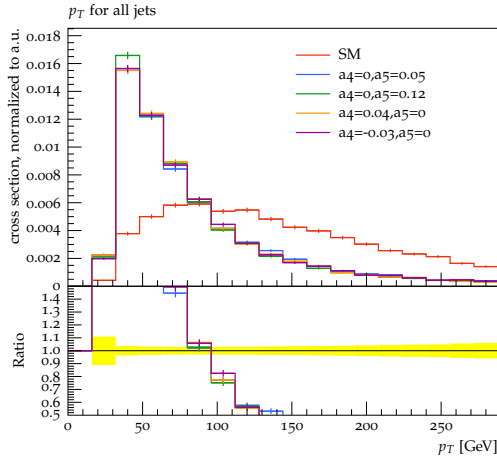
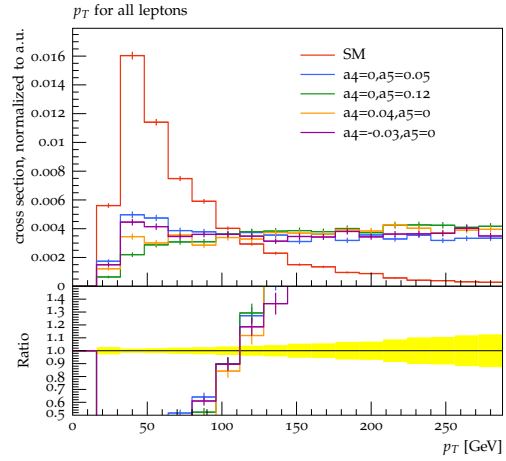


Abbildung 4.8: Einfluss der EFT auf den Winkel $\Delta\Phi$ zwischen den Jets.

$\alpha_4 = 0, \alpha_5 = 0$ (rot) | $\alpha_4 = 0, \alpha_5 = 0,05$ (blau) | $\alpha_4 = 0, \alpha_5 = 0,12$ (grün) | $\alpha_4 = 0,04, \alpha_5 = 0$ (gelb) | $\alpha_4 = -0,03, \alpha_5 = 0$ (lila)



(a) Transversaler Impuls der Jets



(b) Transversaler Impuls der Leptonen

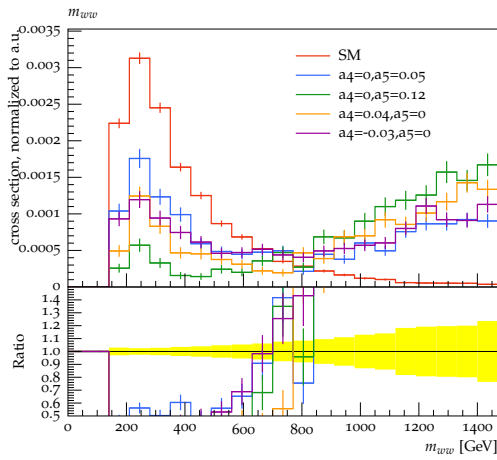
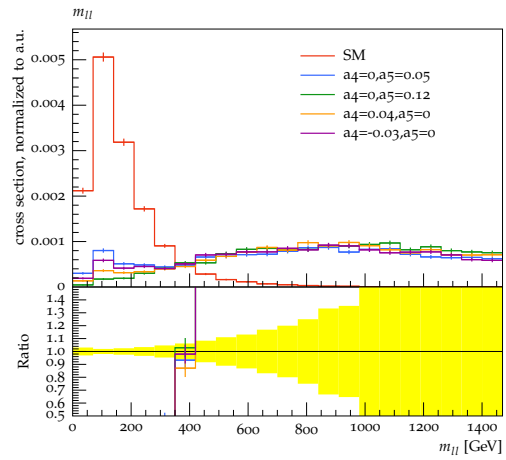
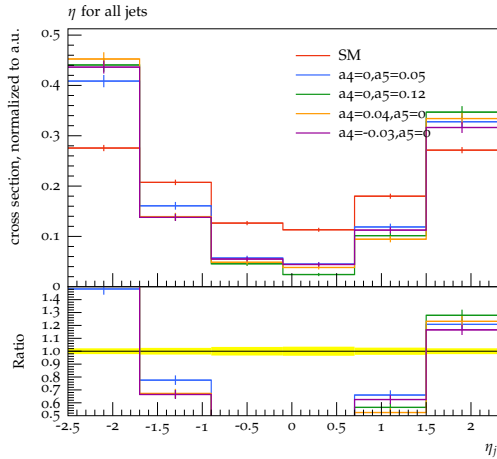
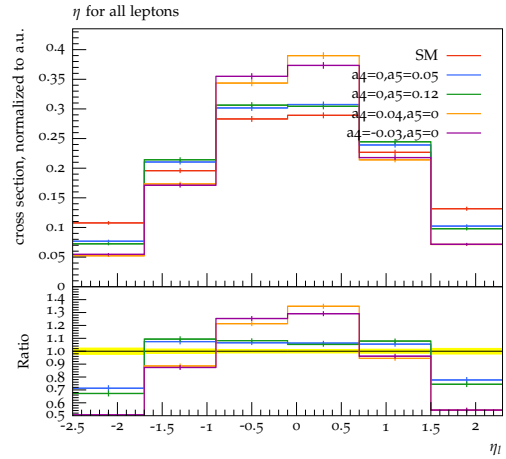
(c) Masse m_{WW} der Bosonen(d) Masse m_{ll} der Leptonen(e) Rapidität η_j der Jets(f) Rapidität η_l der Leptonen

Abbildung 4.9: Kinematische Verteilungen verschiedener Parameter α_4 , α_5 . Normiert auf 1.

$\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0$ (rot) | $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.05$ (blau) | $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.12$ (grün) | $\alpha_4 = 0.04$, $\alpha_5 = 0$ (gelb) | $\alpha_4 = -0.03$, $\alpha_5 = 0$ (lila)

Umgewichtung entlang der α_4 Achse

In Abschnitt 4.2.1 wurden zu verschiedene Verteilungsformen der Observablen als mögliche Ursache, für Abweichende Werte nach der Umgewichtung, angegeben. Die Betrachtungen in Abschnitt 4.2.2 zeigen, dass die Verteilungen, je nach Parameterwahl, in der Tat sehr verschieden sind. Abbildung 4.10 zeigt nochmals die Verteilungen der Leptonenmassen m_{ll} in Abhängigkeit von α_4 . Da bis auf die SM-Verteilung alle Histogramme von annähernd gleicher Form sind und zusätzlich ausschließlich "nach unten" umgewichtet werden muss, ist anzunehmen, dass bis auf den SM-Punkt alle Verteilungen in einer akzeptablen Weise umgewichtet werden können, wobei von $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$ ausgegangen wird. Abbildung 4.5 und die Ergebnisse unter Anhang A.2 bestätigen diese Annahme.

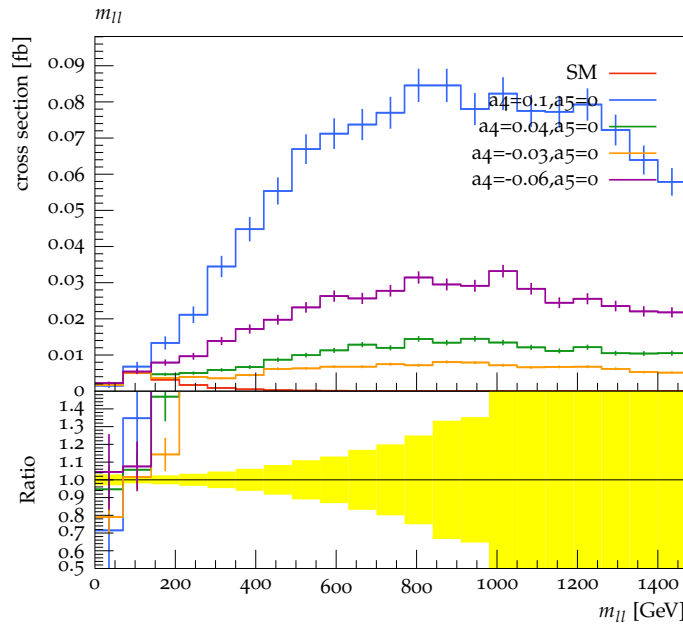


Abbildung 4.10: Verteilung der Leptonenmassen m_{ll} , bei 15000 Events

$\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0$ (rot) | $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$ (blau) | $\alpha_4 = 0.04$, $\alpha_5 = 0$ (grün) | $\alpha_4 = -0.03$, $\alpha_5 = 0$ (gelb) | $\alpha_4 = -0.06$, $\alpha_5 = 0$ (lila)

Stellvertretend für erfolgreiche Umgewichtungen zeigen die Abbildungen 4.11 die kinematischen Verteilungen der Massen, sowieso Impulse und Rapiditäten der nachfolgenden Umgewichtung:

- nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$
- Zielpunkt: $\alpha_4 = 0.04$, $\alpha_5 = 0$

In Abbildung 4.11a, der transversale Impuls p_T der Jets, ist sehr schön zu sehen, dass die Verteilung des Standalone Samples und die Verteilung des umgewichteten Samples sehr gut übereinander liegen und die Form der Zielverteilung gut wiedergegeben wird. Ähnliches wird auch in der Verteilung der transversalen Impulse der Leptonen (Abb. 4.11b) sichtbar, jedoch

sind hier größere Abweichungen zu erkennen. Die unterschiedlichen Formen der beiden Plots können eine mögliche Ursache sein. Während die Ausgangs und Zielverteilung der Jetimpulse eine sehr ähnliche Verteilung aufweisen, und die Ungewichtung am ehesten im Sinne einer Reskalierung agiert, ändert sich die Form der Verteilung bei den Leptonenimpulsen, was anscheinend zu Abweichungen führt. Die Formänderung ist auch im Ratio-Plot in Abb. 4.11b zu erkennen.

Ein Ähnliches Bild ergeben die umgewichteten Verteilungen der Rapiditäts-Histogramme 4.11e und 4.11f. Die Verteilungen des Ausgangssamples liegen auch hier weit über denen des Zielsamples, weshalb zu jeder Zeit genügend Events vorhanden sind, die umgewichtet werden können. Da die Verteilungen der Ausgangs und Zielsamples zusätzlich eine ähnliche Form besitzen kann die Verteilung des Zielsamples sehr gut approximiert werden.

Abweichungen sind jedoch bei den Verteilungen der Massen 4.11c bzw. 4.11d zu erkennen. In den Bereichen höherer Energien, wo alle Samples eine ähnliche Verteilung aufweisen, sich jedoch in verschiedenen Größenordnungen befinden, kann das Zielsample gut abgebildet werden. Zu Ungenauigkeiten kommt es jedoch im Bereich niedriger Energie. Im Histogramm der Leptonenmasse (Abb. 4.11d) ist zu erkennen, dass die Verteilung der Ungewichtung unter der Zielverteilung liegt. Das Reweighting "unterschätzt" den Peak der Zielverteilung. Noch deutlicher wird dies bei der Verteilung der Bosonenmasse m_{ww} (Abbildung 4.11c). In diesem Bereich spielen die Beiträge der SM-Theorie eine Rolle und führen zu einem Peak, welcher wiederum zur Folge hat, dass die Form nicht richtig angepasst werden kann. Abbildung 4.13 zeigt dies noch einmal genauer, wobei die Verteilungen wieder auf das gleiche Integral normiert wurden, um die Formunterschiede sichtbar zu machen. Es ist zu erkennen, dass **Madgraph** die Ungewichtung "unterschätzt" und der Peak bei 250 GeV folglich nicht erreicht wird.

Abbildung 4.12 bestätigt, dass für die Ungewichtung die einzelnen Eventgewichte angepasst werden, um so die neue Zieltheorie zu approximieren. Während die Standalonesamples durch das gleiche Gewicht für jedes Event ausgezeichnet werden, ist in Abbildung 4.12b zu sehen, wie sich die neuen Eventgewichte verteilen. Noch anschaulicher wird dies durch Abbildung 4.12a dargestellt, welche das Verhältnis der neuen Eventgewichte zu den alten abbildet. Dementsprechend finden sich die Peaks der Standalonesamples bei eins. Der Großteil der Beiträge des umgewichteten Samples liegt jedoch unter eins und zeigt so an, dass "herunter gewichtet" wurde. Die eher wenigen Beiträge größer eins, sind vermutlich der Anpassung an den Peak bei niedrigen Energien geschuldet.

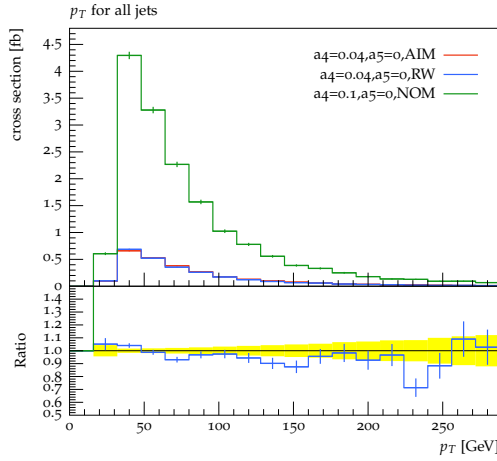
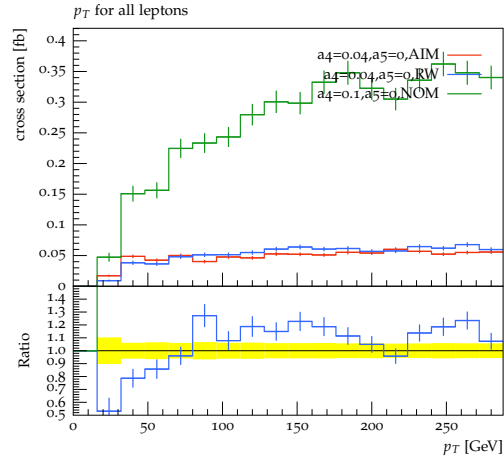
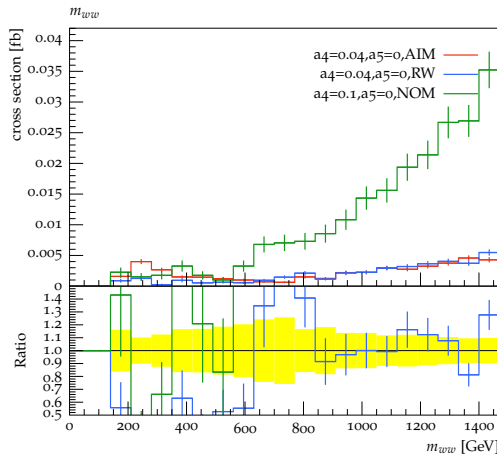
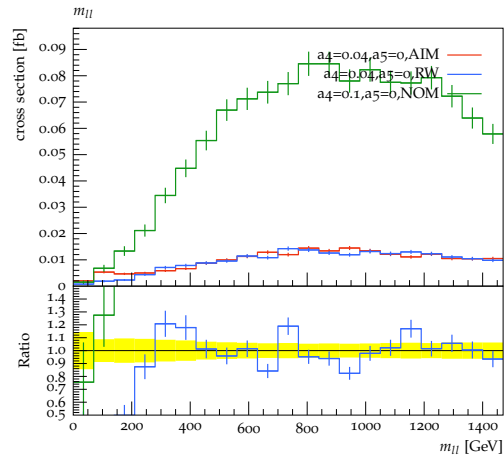
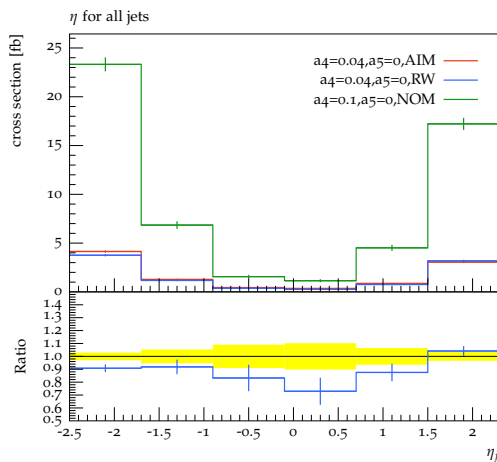
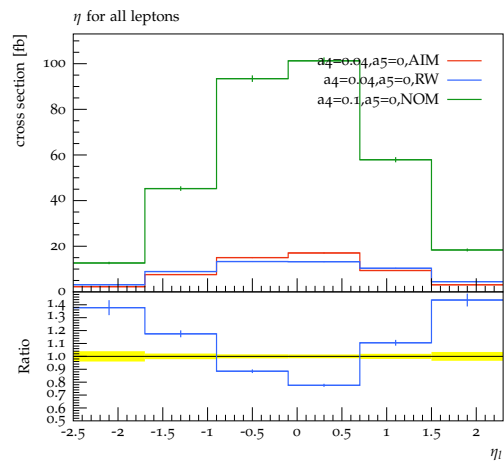
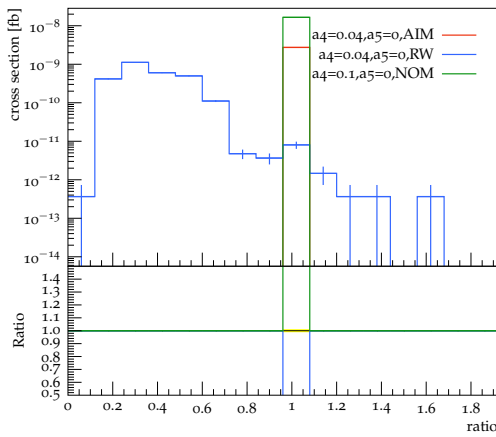
(a) Transversaler Impuls p_T der Jets(b) Transversaler Impuls p_T der Leptonen(c) Masse $m_{W^{\pm}}$ der Bosonen(d) Masse m_l der Leptonen(e) Rapidität η_j der Jets(f) Rapidität η_l der Leptonen

Abbildung 4.11: kinematische Verteilungen der Umgewichtung:

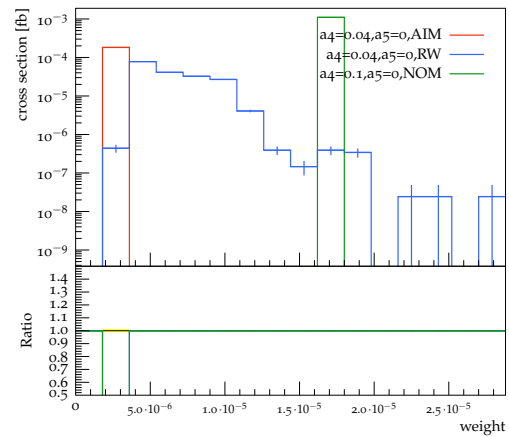
nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$ (grün)

Zielpunkt: $\alpha_4 = 0.04$, $\alpha_5 = 0$ (rot)

umgewichtete Verteilung (blau)



(a) Verhältnis neuer zu alter Eventgewichte



(b) Eventgewichte der Standalone Samples und des umgewichteten Samples

Abbildung 4.12: Verteilungen der Eventgewichte, logarithmische Darstellung
 nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$ (grün)
 Zielpunkt: $\alpha_4 = 0.04$, $\alpha_5 = 0$ (rot)
 umgewichtete Verteilung (blau)

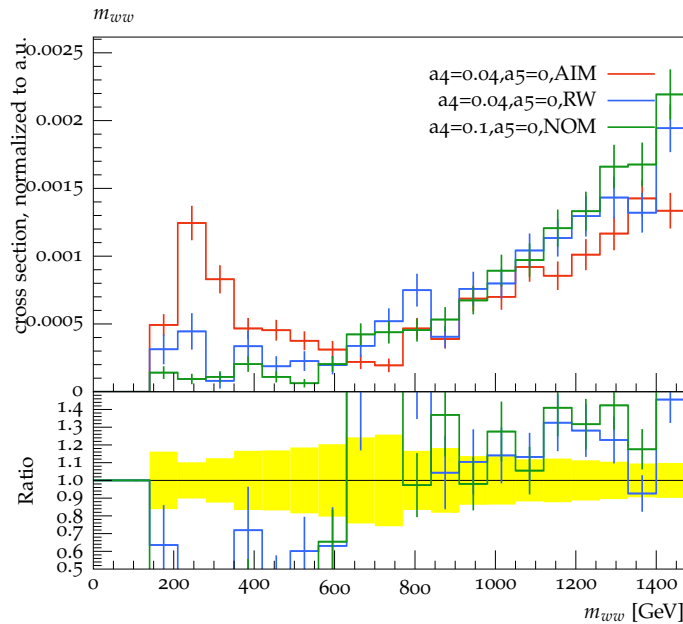
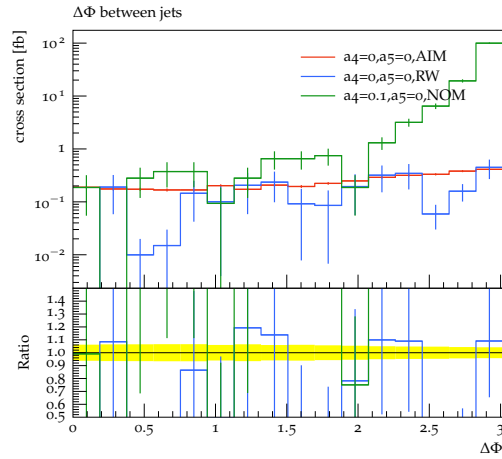
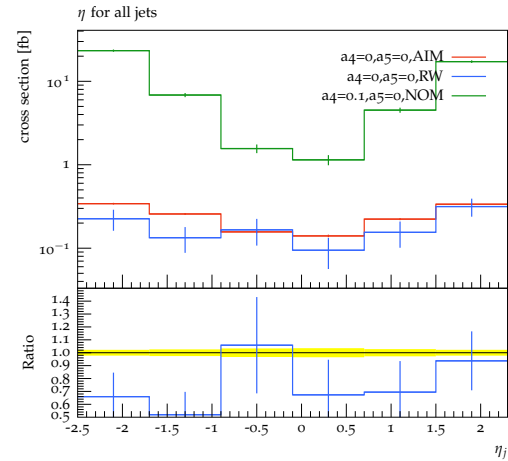
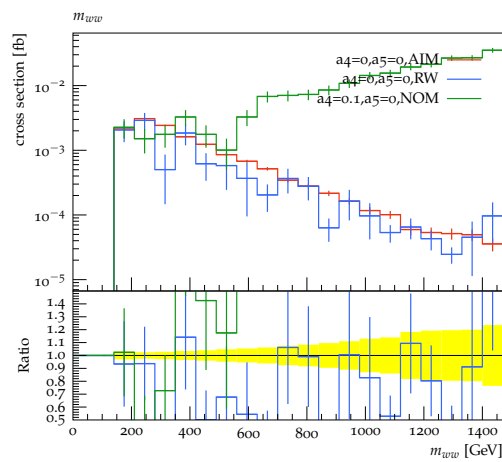
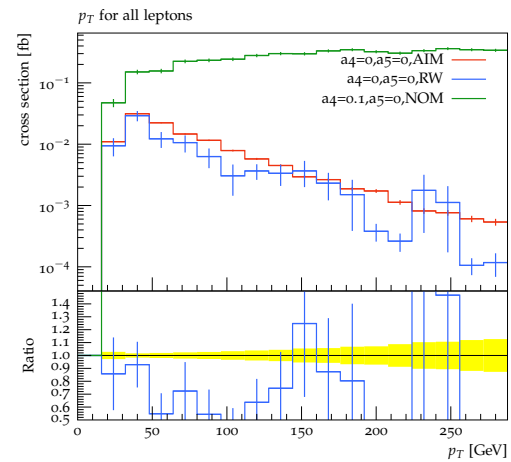
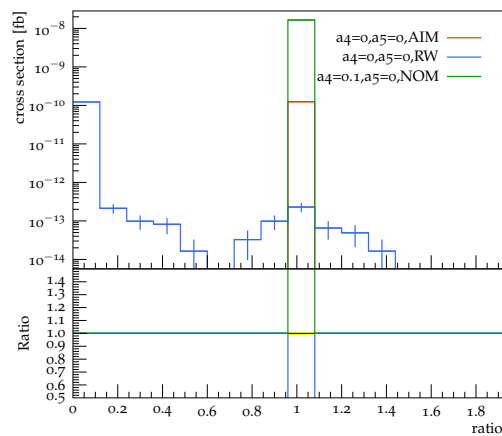


Abbildung 4.13: Umgewichtete Verteilung der Massen, normiert
 nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$ (grün)
 Zielpunkt: $\alpha_4 = 0.04$, $\alpha_5 = 0$ (rot)
 umgewichtete Verteilung (blau)

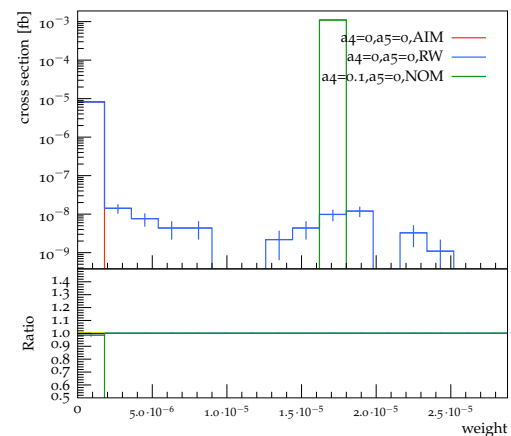
Im Gegensatz dazu, ist die Umgewichtung, startend bei dem gleichen nominellen Punkt, zu $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0$, verbunden mit erheblichen Ungenauigkeiten. Der Vergleich der Verteilungen (siehe Abb. 4.10) zeigte bereits, dass die Parameter $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$ neben einer anderen Verteilung auch Beiträge zum Wirkungsquerschnitt in einer viel größeren Dimension erzeugen.

Hier kommt zum tragen, dass einer der Punkte, beinahe ausschließlich durch EFT-Effekte charakterisiert wird, der andere ausschließlich durch SM-Effekte. Die daraus resultierenden Abweichungen zeigen sich in den Verteilungen der Kinematiken in den Abbildungen 4.14. Aufgrund der Dimensionsunterschiede wird eine logarithmische Darstellung gewählt, da SM-Effekte sonst nicht sichtbar wären. Sowohl die Verteilung der Bosonenmassen m_{ww} (Abb. 4.14c) als auch die Verteilung der transversalen Leptonenimpulse $p_{T,l}$ zeigen, dass die Umgewichtung von der Zielverteilung abweicht. Zudem weisen die Verteilungen des umgewichteten Samples auch eine höhere statistische Abweichung auf. Wie schon zuvor korrelieren diese Abweichungen hier mit der verschiedenen Form der Ausgangs und Zielverteilungen. Abweichungen werden durch die Dimensionsunterschiede zusätzlich begünstigt. Auch die Verteilung der Rapidität η_j der Jets (Abb. 4.14b), welche grundsätzlich eine ähnliche Verteilungsform besitzen, weicht hier von der Zielverteilung ab, da diese im Vergleich zu der η_j -Verteilung des Ausgangssamples zu sehr gestaucht ist. Betrachtungen in Abschnitt 4.2.2 haben gezeigt, dass EFT-Parameter einen Peak in der Verteilung des Streuungswinkels $\Delta\Phi$ zwischen den Jets erzeugen. Diese Beobachtungen liefern eine mögliche Erklärung für die großen Abweichungen in der umgewichteten Verteilung von $\Delta\Phi$ in Abbildung 4.14a. **Madgraph** gelingt es an dieser Stelle nicht, den Peak in eine gleichmäßige Verteilung zu gewichten. Durch die wenigen Events, mit niedrigem Streuungswinkel, die eine Theorie mit $\alpha_4 \neq 0$ erzeugt, folgen die hohen statistischen Unsicherheiten der umgewichteten Verteilung in diesem Bereich. Es fehlt die nötige Anzahl an Events die umgewichtet werden kann.

Die Abbildungen 4.14e und 4.14f zeigen auch hier das Verhältnis der neuen und alten Eventgewichte und die Verteilung der originalen Eventgewichte. In 4.14e ist auch für diese Umgewichtung zu sehen, dass der überwiegende Teil der Events "nach unten" gewichtet wird.

(a) Winkel $\Delta\Phi$ zwischen den Jets(b) Rapidität η_j der Jets(c) Masse m_{WW} der Bosonen(d) transversaler impuls $p_{T,l}$ der Leptonen

(e) Verhältnis neuer zu alter Eventgewichte



(f) Gewichte der Einzelnen Events des jeweiligen Samples

Abbildung 4.14: Umgewichtete kinematische Verteilungen der Umgewichtung:nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$ (grün)Zielpunkt: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0$ (rot)

umgewichtete Verteilung (blau)

Umgewichtungen entlang der α_5 Achse

Werden die gleichen Betrachtungen wie zuvor in Abschnitt 4.2.2 angestellt, dieses mal aber ausgehend von $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$ entlang der α_5 Achse, können die zuvor gemachten Beobachtungen bestätigt werden. Abbildung 4.15 zeigt vergleichend die Verteilung der Bosonenmassen, in Abhängigkeit verschiedener Werte für α_5 . Bei der m_{ww} -Verteilung werden die unterschiedlichen Beiträge der verschiedenen Theorien besonders gut sichtbar. SM-Beiträge bei niedrigen Energien bleiben auch bei großen α_5 Parametern erhalten, weshalb die Umgewichtung in diesem Bereich weniger auf das Problem stoßen sollte, zu wenige Events als Grundlage zu haben. Basierend Abbildung 4.15 und den bereits gemachten Beobachtungen sollte die Umgewichtung

- nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$
- Zielpunkt: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.05$

zu einem akzeptablen Ergebnis führen.

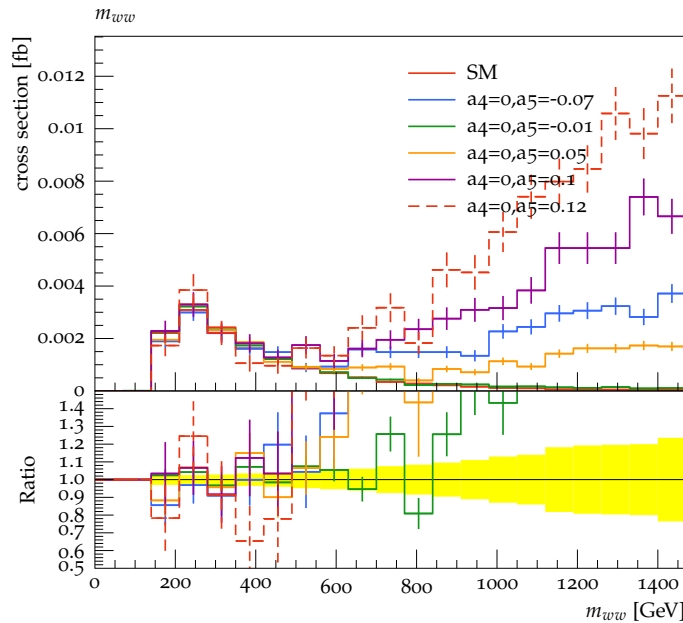
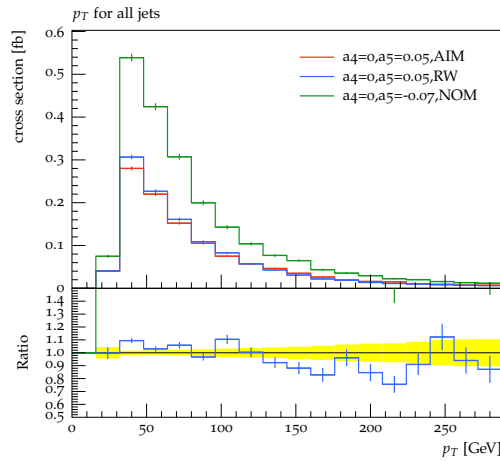
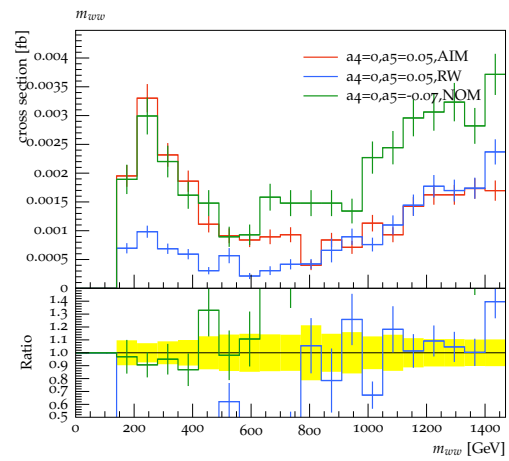
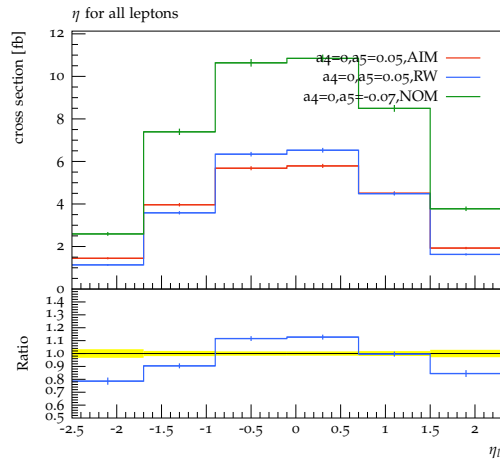
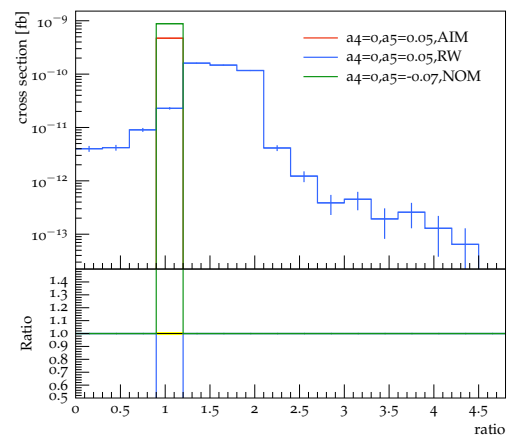


Abbildung 4.15: Verteilung der Bosonenmassen m_{ww} .

$\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0$ (rot) | $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$ (blau) | $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.01$ (grün) | $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.05$ (gelb) | $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.1$ (lila) | $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.12$ (rot, gestrichelt)

Das Histogramm der transversalen Impulse der Jets (Abb. 4.16a) bestätigt dies. Auch die Verteilung der Rapidität der Leptonen in Abbildung 4.16c bildet die Zielverteilung gut ab. Bei diesen beiden Histogrammen handelt es sich wieder um Umgewichtungen bei denen die ursprüngliche Form beinahe erhalten bleibt, und förmlich "runterskaliert" wird. Am *ratio plot* der transversal Impulse ist gut zu erkennen, dass es, bis zu Bins ab 1120 GeV, beinahe keine Änderungen der Verteilungsform gibt. Ändert sich die Form der Verteilung, kommt es auch hier zu

Abweichungen. Während sowohl Ziel, als auch Ausgangsverteilung der Leptonenmassen (Abb. 4.16b) einen Peak bei niedrigen Energien verzeichnen, flacht das Histogramm der Zielverteilung bei hohen Energien stark ab. Das führt dazu, dass die Verteilung "gekippt" werden muss. Diese Effekte ziehen eine höhere Abweichung des totalen Wirkungsquerschnittes nach sich, was bei dieser Umgewichtung dazu führt, dass die Differenz knapp über 1% liegt. In Abbildung 4.16d ist bei dieser Umgewichtung eine Breitere Verteilung des Verhältnis, aus neuem zu altem Eventgewicht sichtbar. In dem Histogramm 4.16d sind einige Events mit einem vergleichsweise hohen Verhältnis von 14 nicht dargestellt. Der Beitrag dieser Events ist klein genug um vernachlässigt werden zu können, um dadurch eine aussagekräftigere Verteilung zu erhalten. Diese Streuung führt schließlich zu einer höheren relativen Unsicherheit des totalen Wirkungsquerschnittes, dessen Berechnung auf der Varianz basiert. (vgl Tabelle 4.5)

(a) transversaler impuls $p_{T,j}$ der Jets(b) Masse m_{WW} der Bosonen(c) Rapidität η_l der Leptonen

(d) Verhältnis neuer zu alter Eventgewichte

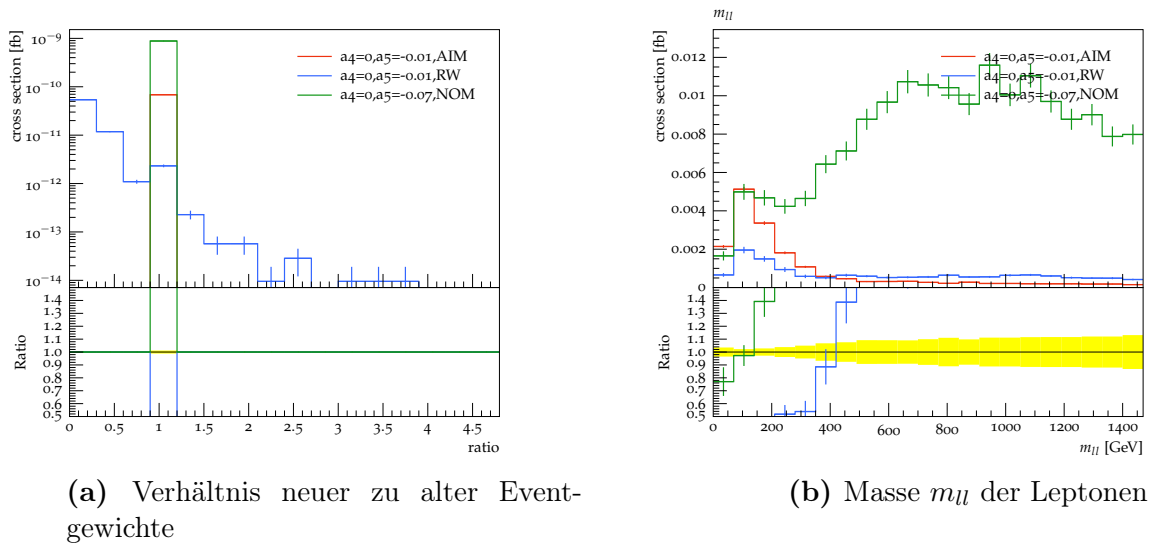
Abbildung 4.16: Umgewichtete kinematische Verteilungen der Umgewichtung:

nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$ (grün)

Zielpunkt: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.05$ (rot)

umgewichtete Verteilung (blau)

Umgewichtungen zu einem Punkt sehr nah am Standardmodell, bzw. direkt zum Standardmodell, liefern ähnliche Ergebnisse wie schon aus Abschnitt 4.2.2 bekannt. Für den hier verwendeten nominellen Punkt $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.05$ soll beispielhaft zum Punkt $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.01$ Gewichtet werden. Abbildung 4.17b zeigt, dass die Umgewichtung durch Madgraph auch hier dazu führt, dass die resultierende Verteilung unterhalb der Zielverteilung liegt. Die Unterschiede in der Dimension der Beiträge, sowie das "Kippen" der Verteilungsform, könnten eine Ursache sein. Die Abbildung der Verhältnisse der Eventgewichte 4.17a weist einen Peak bei eins auf. Im Vergleich mit Abbildung 4.17b ergibt sich, dass es sich bei diesem Peak um die Events der Ausgangsverteilung handeln muss, welche den SM-Beitrag bei niedrigen Energien bereits abbilden. Obwohl die Umgewichtungsmethode dies zu erfassen scheint, kommt es dennoch zu den beschriebenen Abweichungen.



(a) Verhältnis neuer zu alter Eventgewichte

(b) Masse m_{ll} der Leptonen

Abbildung 4.17: Verteilungen einer Umgewichtung nah am Standardmodell. Weitere Kinetiken dieser Umgewichtung sind unter Anhang A.3 zu finden.

nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$ (grün)

Zielpunkt: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.01$ (rot)

umgewichtete Verteilung (blau)

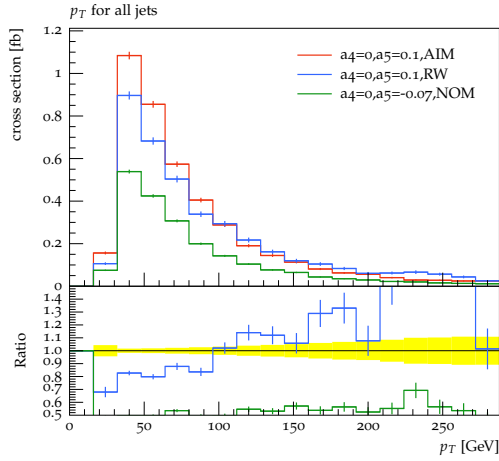
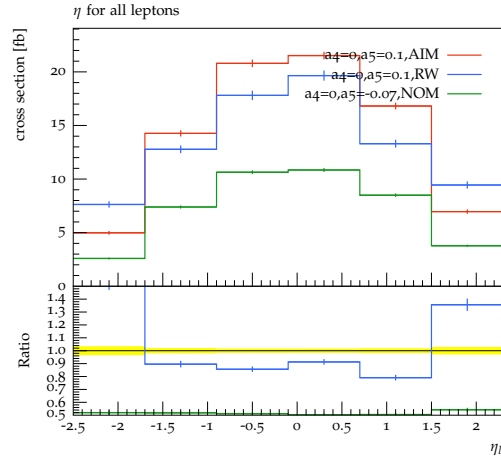
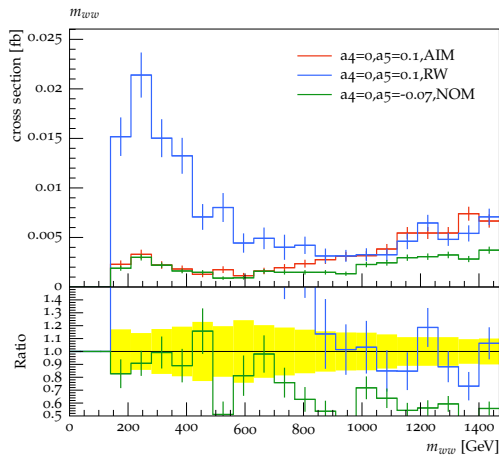
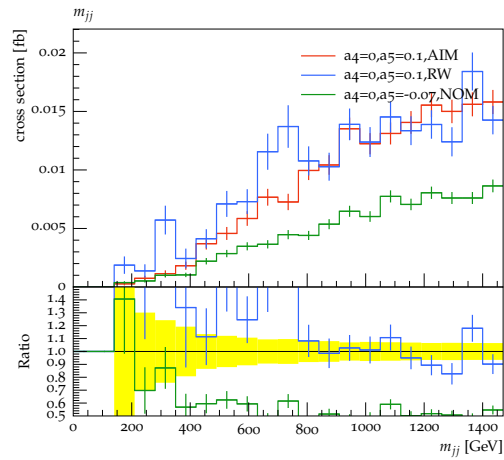
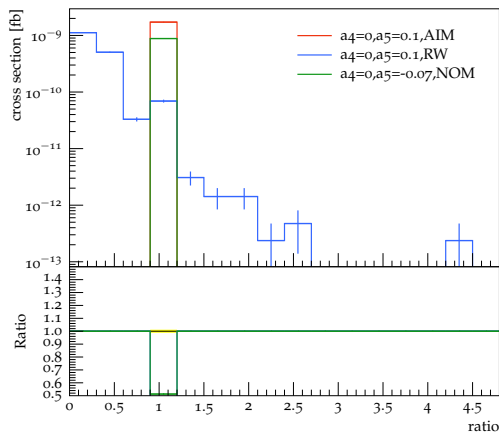
Abbildung zeigt 4.15 auch, dass der nominelle Punkt $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$ keine Verteilungen mit übermäßig großen Beiträgen erzeugt. Um zu den Punkten $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.1$, bzw. $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.12$, deren Verteilungen überhalb derer des nominellen Punktes liegen, zu gewichten, müssen die einzelnen Eventgewichte dementsprechend "nach oben" korrigiert werden. Die Abbildungen unter 4.18 zeigen die Ergebnisse der Umgewichtung anhand der rekonstruierten kinematischen Verteilungen. Sowohl der transversale Impuls der Jets (Abb. 4.18a), als auch die Rapidität der Leptonen (Abb. 4.18b) zeigen, dass dies Bedingt möglich ist. Die Verteilungen des umgewichteten und des Zielsamples liegen nah beinander, bei Peaks sind jedoch Abweichungen zu erkennen. Dieses Beispiel zeigt sehr gut die Relation der Ausgangs und Ziel Gewichte (Abb. 4.18f). Die Zielverteilung liegt über der Ausgangsverteilung, analog dazu sind

die originalen Gewichte der Ausgangsverteilung kleiner als die Zielgewichte. Verwunderlich ist nur, dass die umgewichteten Gewichte in Abbildung 4.18f größtenteils kleiner sind, als die jeweiligen original Gewichte. Dies spiegelt sich auch im Verhältnis der umgewichteten und originalen Gewichte wieder. (Abb.4.18e) Es sind zwar Events größer eins sichtbar, entgegen der Erwartungen liegen die größten Beiträge jedoch bei Verhältnissen kleiner eins. Nichtsdestotrotz ist ein Peak bei genau eins erkennbar, welcher vermutlich den SM-Peak bei 250 GeV in der Verteilung der Bosonenmassen (vgl. Abb. 4.15) wiedergibt. Die beschriebenen Effekte führen letztendlich dazu, dass die Verteilung der Bosonenmassen m_{ww} (Abb. 4.18c) und der Jetmassen m_{jj} (Abb. 4.18d) große Abweichungen aufweisen. Während die m_{jj} Verteilung noch annähernd die Zielverteilung wiedergibt, aber große statistische Unsicherheiten mit sich bringt, zeigt die m_{ww} -Verteilung einen vollkommen unerklärlichen Peak bei niedrigen Energien.

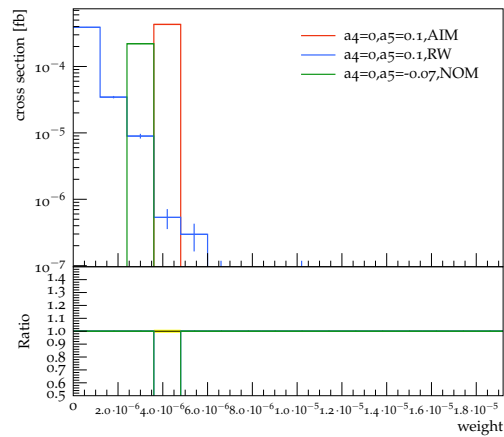
Ähnliche, aber weniger drastische, Ergebnisse liefert die Umgewichtung zu ähnlichen Punkten wie z.B. $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.12$, welche im Anhang A.3 zu finden sind. Werden die Ergebnisse der Verteilungen dieser Umgewichtungen verglichen mit dem Wirkungsquerschnitt und dessen Ungenauigkeit, fällt auf, dass trotz der beschriebenen Abweichungen, der Zielwirkungsquerschnitt sehr gut getroffen wird und dazu auch noch eine sehr kleine relative Ungenauigkeit hat. (vgl. Tabelle 4.8)

α_4	α_5	standalone		reweighting		Differenz [%]
		σ_{orig} [pb]	$\frac{\Delta\sigma_{orig}}{\sigma_{orig}} \cdot 100$	σ_{rw} [pb]	$\frac{\Delta\sigma_{rw}}{\sigma_{rw}} \cdot 100$	
0	0	0.002082	0.17	0.00215	8.2	3.1
0	-0.01	0.002794	0.19	0.002852	6.4	2.1
0	0.05	0.01916	0.24	0.0193586	0.8	1.0
0	0.1	0.07062	0.21	0.0711367	0.3	0.7
0	0.12	0.101000	0.22	0.101527	0.2	0.5

Tabelle 4.8: Vergleich einiger umgewichteter Punkte mit verschiedenen Differenzen in Bezug auf den standalone Zielwert. Nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$

(a) transversaler impuls $p_{T,j}$ der Jets(b) Rapidität η_l der Leptonen(c) Masse m_{WW} der Bosonen(d) Masse m_{jj} der Jets

(e) Verhältnis neuer zu alter Eventgewichte

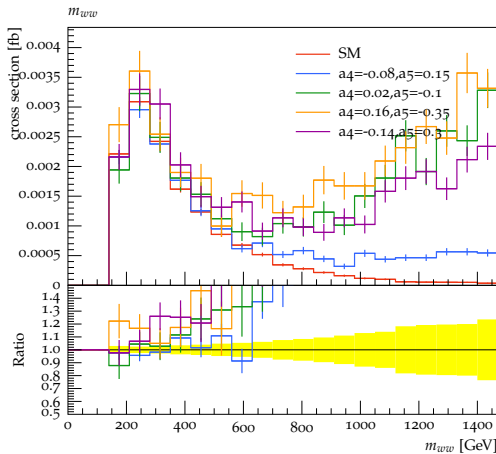


(f) Gewichte der Einzelnen Events des jeweiligen Samples

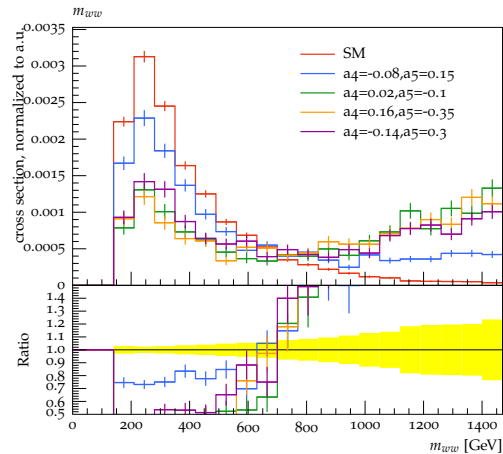
Abbildung 4.18: Umgewichtete kinematische Verteilungen der Umgewichtung:
 nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$ (grün)
 Zielpunkt: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.1$ (rot)
 umgewichtete Verteilung (blau)

Umgewichtungen bei $\alpha_4 \neq 0$ und $\alpha_5 \neq 0$

Bei der Auswertung der totalen Wirkungsquerschnitte in Abschnitt 4.2.1 wurde festgestellt, dass ein Großteil der verglichenen Punkte durch eine relative Unsicherheit von ca. 10% gekennzeichnet waren. Um dies genauer zu erkunden bzw. die Auswirkungen auf die Verteilungen zu untersuchen, wurde in Abbildung 4.19 zunächst die Verteilung der Bosonenmassen, generiert mit verschiedenen Parametern auf der Längsachse der Phasenraumellipse, vergleichend dargestellt. Abbildung 4.19a zeigt, dass die resultierende Verteilung des nominellen Punktes, $\alpha_4 = 0.16$ und $\alpha_5 = -0.35$, überhalb der anderen Verteilungen der Vergleichsparameter liegt. Dies ist zu erwarten für die vergleichsweise großen, verwendeten α_4 und α_5 . Es ist auch zu erkennen, dass Samples die durch betragsmäßig gleichgroße Parameter erzeugt wurden, eine ähnliche Verteilung mit ähnlich großen Beiträgen haben. Die nebenstehende Abbildung 4.19b zeigt die gleichen Verteilungen, jedoch normiert auf eins. Dadurch wird sichtbar dass die Form der nominellen verteilung eher moderat ist und bei der Umgewichtung immer nach "oben" oder "unten" gekippt werden muss, was zur Folge haben könnte dass Abweichungen entstehen.



(a) Verteilung der Bosonenmassen m_{WW}



(b) Verteilung der Bosonenmassen m_{WW} . Normiert auf 1

Abbildung 4.19: Vergleich der Standalone Verteilungen verschiedener Punkte

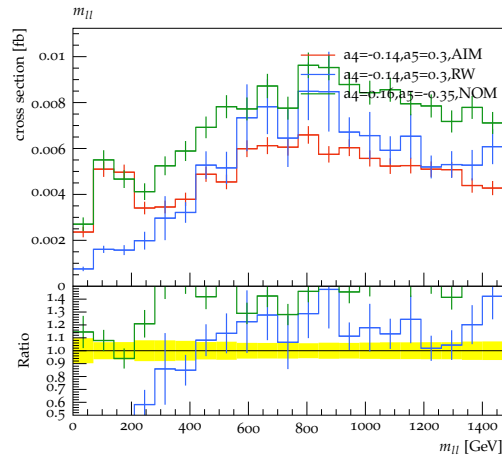
$\alpha_4 = 0, \alpha_5 = 0$ (rot) | $\alpha_4 = -0.08, \alpha_5 = 0.15$ (blau) | $\alpha_4 = 0.02, \alpha_5 = -0.1$ (grün) | $\alpha_4 = 0.16, \alpha_5 = -0.35$ (gelb) | $\alpha_4 = -0.14, \alpha_5 = 0.3$ (lila)

Dennoch gibt es bei den Betrachtungen in Abschnitt 4.2.1 einige wenige Punkte bei denen die Abweichungen vom Zielwert weniger als 1% betragen. Stellvertretend wird die nachfolgende Umgewichtung betrachtet.

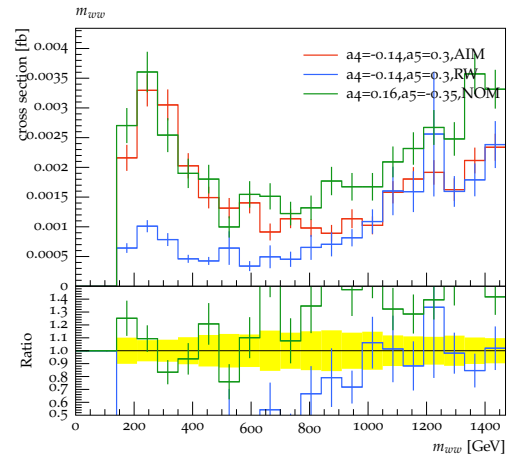
- nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.16, \alpha_5 = -0.35$
- Zielpunkt: $\alpha_4 = -0.14, \alpha_5 = 0.3$

In Abbildung 4.19 war zu sehen, dass die Standalone Verteilungen der beiden Parameter Paare sehr ähnlich sind, sowohl im Bezug auf die Form, als auch im Bezug auf die Dimension

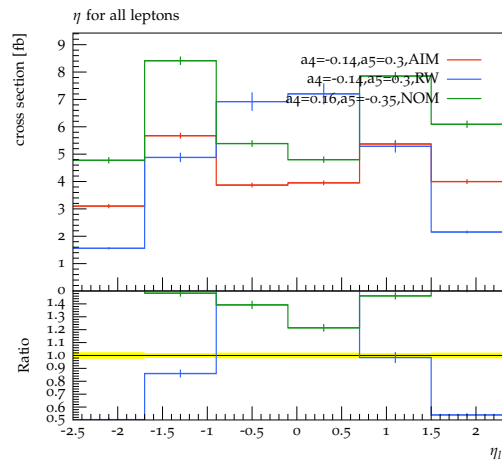
der Beiträge. Entsprechend der bisherigen Betrachtungen, ist dies ein guter Ausgangspunkt für eine akzeptable Umgewichtung. Die umgewichteten Verteilungen der Massen weisen jedoch große Abweichungen auf. In Abbildung 4.20a und 4.20b ist ebenfalls zu erkennen, dass die Standalone-Verteilungen bereits sehr nah beieinander liegen. Die umgewichteten Verteilungen verlaufen allerdings weit unter der Zielverteilung, und besonders bei der Leptonenmasse (Abb.4.20a) entfällt der Peak bei niedrigen Energien komplett. Für höhere Energien, werden die EFT-Beiträge hingegen besser abgebildet, wobei auch dies mit hohen Schwankungen und statistischen Unsicherheiten verbunden ist. Selbiges wird bei der Verteilung des umgewichteten transversalen Impulses in Abbildung 4.20f sichtbar. Die beiden betrachteten Phasenraumpunkte $\alpha_4 = -0.14$, $\alpha_5 = 0.3$ bzw. $\alpha_4 = 0.16$, $\alpha_5 = -0.35$, sind die einzigen Standalonesamples die zwei Peaks in der Verteilung der Rapidität η_l (Abb. 4.20c) verzeichnen, was die Vermutung nahe legt, dass das Ergebnis des umgewichteten Wirkungsquerschnitts, mit einer ähnlichen Verteilungsform korreliert. Im Gegensatz zu dieser Annahme zeigt die umgewichtete Verteilung in Abbildung 4.20c jedoch nur einen Peak, und weist so eine komplett andere Form auf, als die Verteilung des Zielsamples. Wie in Abbildung 4.20e zu sehen, sind die Verhältnisse der neuen und alten Eventgewichte sehr breit verteilt. Hinzu kommt, dass weitere, noch größere Verhältnisse einzelner Events aussen vor gelassen wurden, um die Darstellung der Verteilungsform nicht zu verzerren. Die sowieso breite Verteilung mit den, für die Berechnung einbezogenen, großen Verhältnissen von bis zu 1315 führen zu der großen relativen Unsicherheit des Wirkungsquerschnittes von ca. 14 %. Die angestellten Betrachtungen legen nahe, dass die Umgewichtungen mit weniger als 1% Differenz zwischen original und umgewichteten Wirkungsquerschnitt "zufällige" Treffer im Rahmen der Statistik sind.



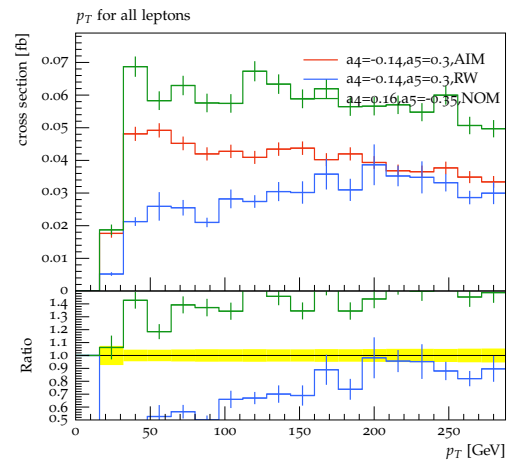
(a) Verteilung der Leptonenmassen



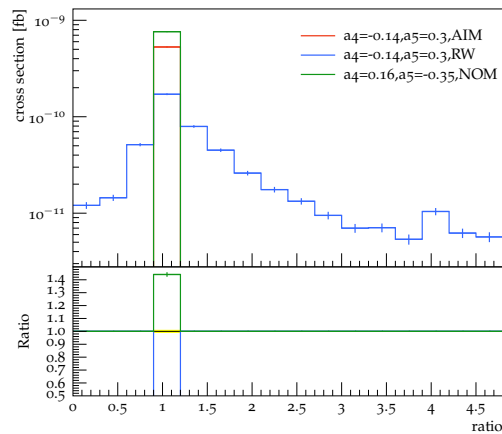
(b) Verteilung der Bosonenmassen



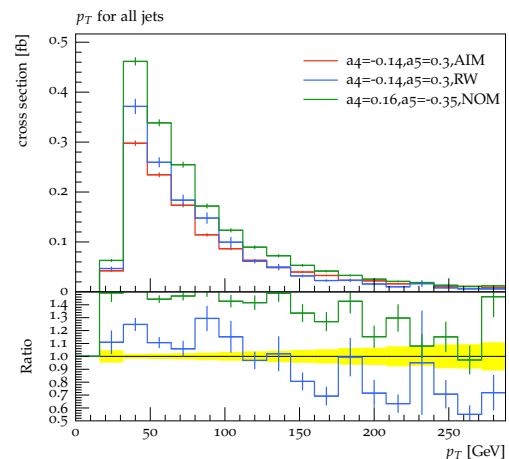
(c) Rapidität der Leptonen



(d) Verteilung der Transversalen Impulse der Leptonen



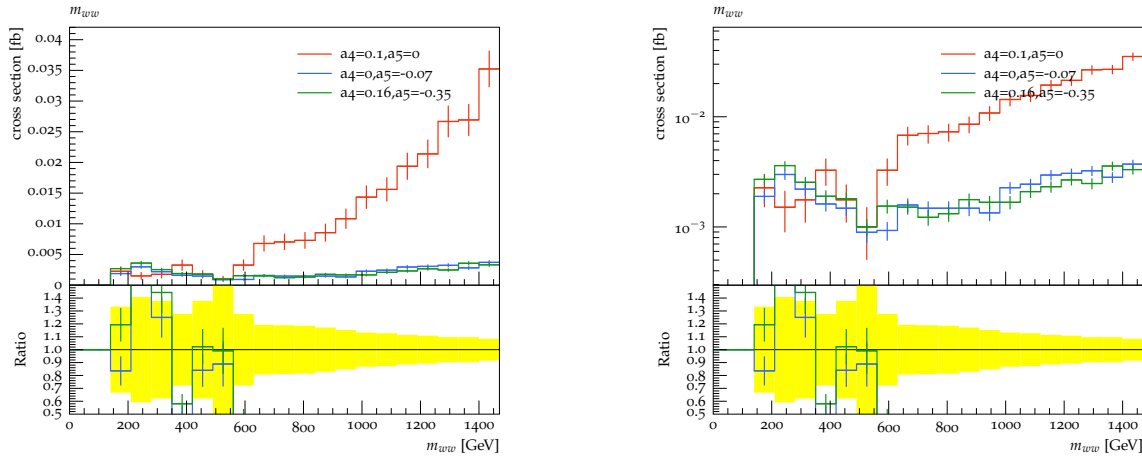
(e) Verhältnis neuer zu alter Eventgewichte



(f) Verteilung der Transversalen Impulse der Jets

Abbildung 4.20: Umgewichtete kinematische Verteilungen der Umgewichtung:
 nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.16$, $\alpha_5 = -0.35$ (grün)
 Zielpunkt: $\alpha_4 = 0.14$, $\alpha_5 = 0.3$ (rot)
 umgewichtete Verteilung (blau)

Entgegen den Erwartungen ist die erzeugte Verteilung für den Punkt $\alpha_4 = 0.16$, $\alpha_5 = -0.35$ (Abb. 4.21) nicht dominant gegenüber den Verteilungen, bei denen jeweils nur ein Koeffizient zum Lagrangian beiträgt. Es scheint als würden sich die Beiträge, hervorgerufen durch $\mathfrak{L}_4$ bzw. $\mathfrak{L}_5$, zu gewissen Teilen auslöschen. Dies führt dazu, dass obwohl der Punkt $\alpha_4 = 0.16$, $\alpha_5 = -0.35$ soweit aussen im Phasenraum liegt, er nur sehr moderate Beiträge erzeugt, im Vergleich zu den anderen nominellen Punkten.



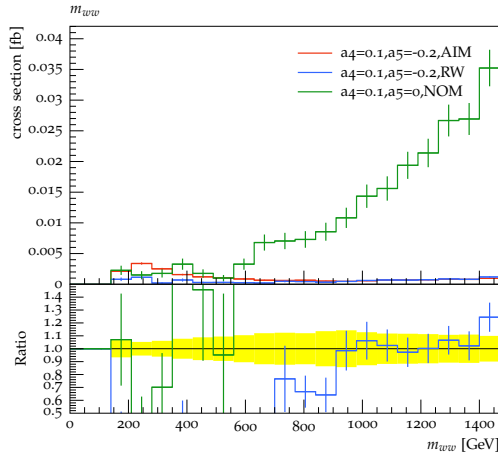
(a) Vergleich der m_{ww} Verteilung der nominellen Punkte.

(b) Vergleich der m_{ww} Verteilung der nominellen Punkte, logarithmische Darstellung

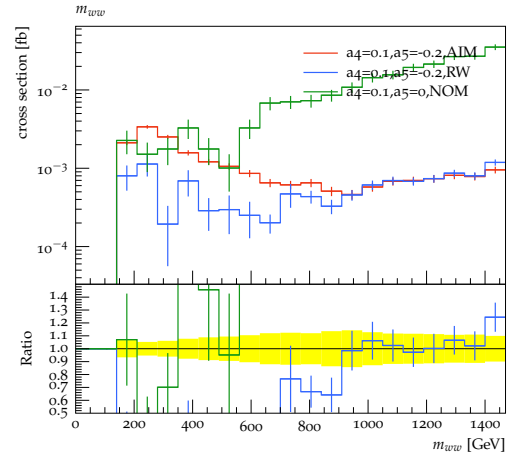
Abbildung 4.21: $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$ (rot)
 $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.07$ (blau)
 $\alpha_4 = 0.16$, $\alpha_5 = -0.35$ (grün)

Basierend auf dieser Feststellung kann angenommen werden dass die Umgewichtung zwischen Punkten, die auf verschiedenen Achsen im Phasenraum liegen, zu Ungenauigkeiten führen, wenn umgewichtet wird zwischen $\alpha_4 \neq 0$, $\alpha_5 \neq 0$ und $\alpha_4 \neq 0$, $\alpha_5 = 0$. Im Gegensatz dazu sollten Umgewichtungen startend bei $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 \neq 0$ verwertbare Ergebnisse liefern.

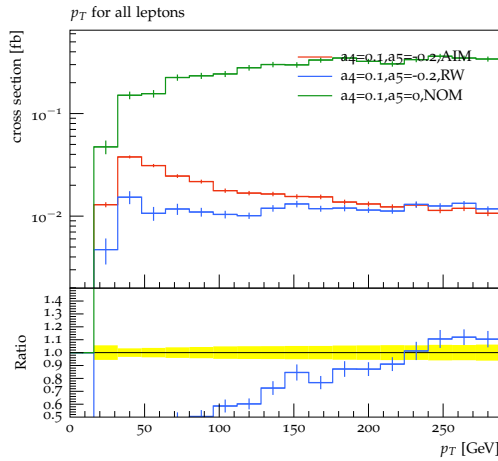
Um dies zu Überprüfen wurde von $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$ zu $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0.2$ gewichtet. Diese Umgewichtung wurde anhand von den Ergebnissen unter Anhang A.2 gewählt, da die Abweichung vom Zielwirkungsquerschnitt sehr gering ist. Abbildung 4.22a zeigt, dass die Größenordnung sehr gut wiedergegeben wird. Bei der Betrachtung des logarithmischen 4.22b Plots der selben Observable m_{ww} ist zu sehen, dass die Verteilung bei niedrigen Energien wieder nicht getroffen wird, obwohl die Ausgangs und Zielverteilung schon sehr nah beieinander liegen. In Abbildung 4.22d ist hingegen zu sehen, dass die Umgewichtung für die transversalen Impulse der Jets sehr gut funktioniert hat. In Bezug auf die Verteilung der transversalen Leptonen Impulse (Abb. 4.22c) unterschätzt die Umgewichtung die Events.



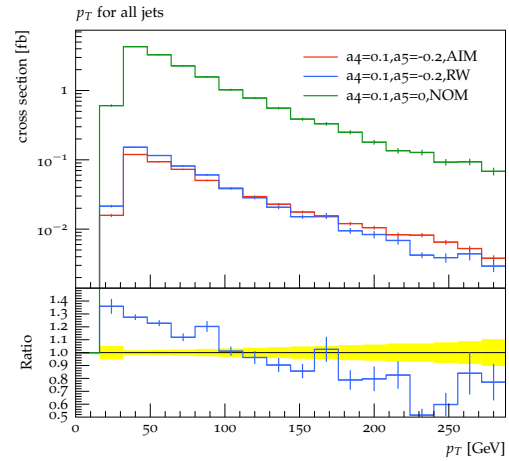
(a) Verteilung der Bosonenmassen



(b) Verteilung der Bosonenmassen, logarithmische Darstellung



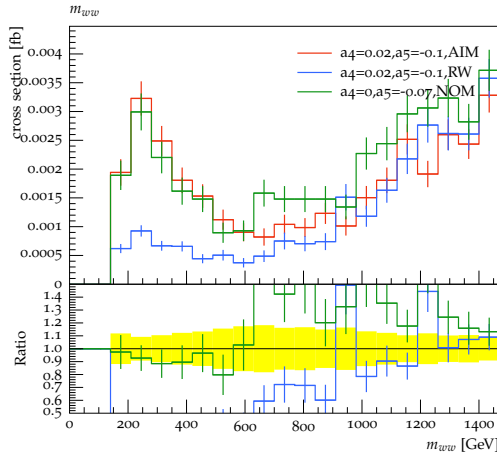
(c) Verteilung der Transversalen Impulse der Leptonen



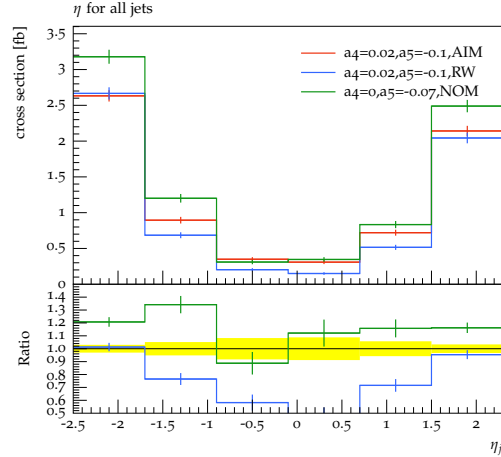
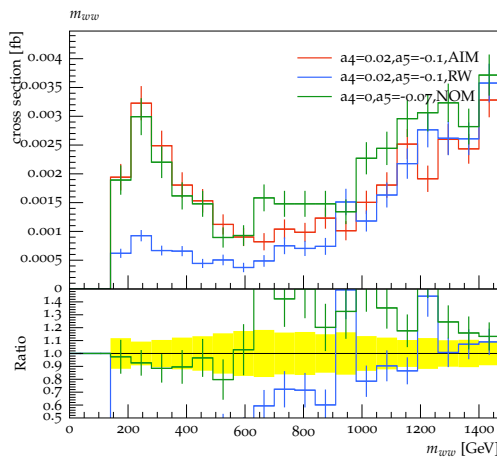
(d) Verteilung der Transversalen Impulse der Jets

Abbildung 4.22: Ungewichtete kinematische Verteilungen der Umgewichtung:
 nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$ (grün)
 Zielpunkt: $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = -0.2$ (rot)
 umgewichtete Verteilung (blau)

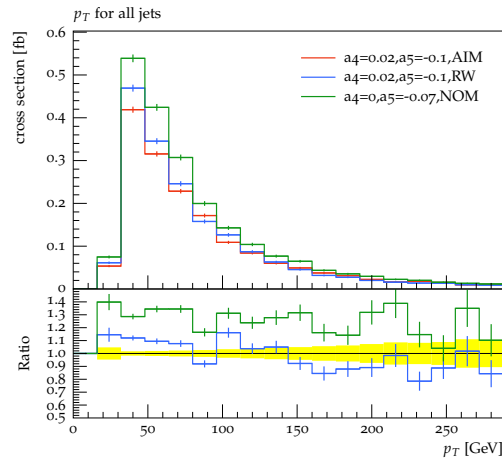
Im Gegensatz zu der Annahme dass die Umgewichtung $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$ nach $\alpha_4 = 0.02$, $\alpha_5 = -0.1$, aufgrund der gleichen Verteilungsformen der beiden Theorien, nur wenige Abweichungen mit sich bringt, stehen die Verteilungen der Bosonenmasse (Abb. 4.23a) und des transversal Impulses der Leptonen (Abb. 4.23c). Bei beiden ist zu sehen, dass die Verteilungen des umgewichteten Samples unter denen der Zieltheorie verläuft. Die Rapidität der Jets (Abb. 4.23b) und transversalen Impulse der Jets (Abb. 4.23d) stimmen hingegen sehr gut mit der Zieltheorie überein.



(a) Verteilung der Bosonenmassen

(b) Verteilung der Rapidität η 

(c) Verteilung der Transversalen Impulse der Leptonen



(d) Verteilung der Transversalen Impulse der Jets

Abbildung 4.23: Umgewichtete kinematische Verteilungen der Umgewichtung:
 nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$ (grün)
 Zielpunkt: $\alpha_4 = 0.02$, $\alpha_5 = -0.1$ (rot)
 umgewichtete Verteilung (blau)

Zusammenfassung der umgewichteten Verteilungen

Die Betrachtungen in Abschnitt 4.2.2 zeigen, dass die Umgewichtung durch **Madgraph** äusserst unterschiedliche Ergebnisse erzeugt. Die Abweichungen resultierender Verteilungen, verschiedener Observablen, scheinen zu korrelieren mit den Unterschieden der Verteilungsformen der Ausgangs- bzw. Zielgewichte. So können Verteilungen einer Zieltheorie recht gut approximiert werden, wenn die Form der Ausgangs- und Zieltheorie weitestgehend übereinstimmt. Dabei spielt ein Unterschied in der Höhe der Beiträge keine große Rolle, solange von großen zu kleinen Beiträgen gewichtet wird, was vor Allem bei den Umgewichtungen, ausgehend von Punkt $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$ (Abschn. 4.2.2) sichtbar ist. Ein Umgewichten von kleinen zu großen Beiträgen ist hingegen wesentlich unzuverlässiger, zu sehen in Abschnitt 4.2.2. Es ist dabei durchaus möglich, dass einzelne Verteilungen gut approximiert werden können, was aber mit erheblichen statistis-

chen Schwankungen verbunden ist. Dies bestätigt die vorherige Annahme aus Abschnitt 3.3.1, dass es notwendig sei eine genügend große Zahl an Events in einem Bereich zu haben, um Ungewichten zu können. Darüber hinaus konnte bei den Betrachtungen festgestellt werden, dass Ungewichtungen zu Phasenraumpunkten nah am Standardmodell fast immer zu größeren Abweichungen führen. Die Verteilungsform der SM-Beiträge kann nicht richtig abgebildet werden. Bei Ungewichtungen die neben den SM-Beiträgen auch EFT-Beiträge in der Verteilung aufweisen, ist zudem zu erkennen, dass auch wenn erstere, bei niedrigen Energien, nicht richtig abgebildet werden können, letztere, bei höheren Energien, ganz gut mit der Zielverteilung übereinstimmen.

Der Vergleich der aus der Ungewichtung resultierenden Wirkungsquerschnitte (Abschn. 4.2.1) und der Verteilungen kinematischer Observablen (Abschn. 4.2.2) zeigt, dass nicht mit Sicherheit von dem Ergebnis des einen auf das Ergebnis des anderen geschlossen werden kann. Auch wenn der umgewichtete Wirkungsquerschnitt nur eine sehr kleine Abweichung zum Zielwert von ca. 1% aufweist, werden SM-Beiträge in den Verteilungen oft nicht richtig wiedergegeben. Das heißt, dass der zu erwartende Peak z.B. in der Verteilung der m_{ww} Observablen bei niedrigen Energien fehlt, zu klein ist oder zu groß ist. Die Beiträge der EFT-Operatoren werden hingegen gut abgebildet in diesen Fällen. Darüber hinaus kann es auch passieren, dass der Wirkungsquerschnitt des umgewichteten Samples sehr gut approximiert wird, wobei die relative Unsicherheit ebenfalls sehr klein ist, die Verteilungen der kinematischen Observablen des gleichen Samples aber sehr stark von denen der Zieltheorie abweichen.

Die eingeführte Unsicherheit des umgewichteten Wirkungsquerschnittes, bildet die oben beschriebenen Effekte nur teilweise ab und kann dahingehend auch nur als Richtwert für die Güte der Ungewichtung verwendet werden. Bei einer "Hochgewichtung", auch in Teilen des Spektrums, können die Verhältnisse aus neuem und alten Eventgewicht sehr groß werden, was zur Vergrößerung der Unsicherheit führt. In diesem Sinne liegt die Unsicherheit zu großen Teilen in der Größenordnung der Abweichung vom originalen Wirkungsquerschnitt. Es ist jedoch auch möglich unbrauchbare Verteilungen zu erhalten, wobei der Wirkungsquerschnitt sehr gut getroffen wird und die zugehörige Unsicherheit ebenfalls sehr klein ist.

Aufgrund der beschriebenen, verschiedensten Ergebnisse lassen sich schwer Parameter festlegen bei denen die Ungewichtung grundsätzlich funktioniert. Da die generierten Samples auf zufälligen Seeds beruhen, auf deren Basis die Events unter Madgraph generiert werden, ist es durchaus möglich abweichende Ergebnisse, bei mehrmaliger Eventgeneration und Ungewichtung zu erhalten. Die daraus entstehenden Trends müssten dahingehend statistisch überprüft werden.

5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde versucht Bedingungen abzuleiten unter denen die Ungewichtung durch Madgraph akzeptable Ergebnisse produziert. Dabei wurde eine effektive Feldtheorie benutzt, um die Physik entsprechend des SM und darüber hinaus, einzubeziehen. Um zu Aussagen zu gelangen wurden Punkte im Phasenraum der Parameter α_4 und α_5 ausgewählt und zunächst in Abwesenheit von dem Ungewichtungs-Tool betrachtet. Es konnte gezeigt werden, dass die generierten Wirkungsquerschnitte mit theoretischen Vorhersagen übereinstimmen und so als Grundlage für das Studieren der Ungewichtungen verwendet werden können. Die anschließende Ungewichtung, bei der Samples, generiert mit den bereits gewählten Parametern, ineinander umgewichtet werden sollten, führte jedoch zu ganz unterschiedlichen Ergebnissen. Unter vorheriger Kenntnis der Verteilungen kinematischer Observablen und der Größe der einzelnen Beiträge, können Ungewichtungen ausgewählt werden die mit geringen Unsicherheiten verbunden sein. Dabei müssen die Ausgangs bzw. Zielverteilungen der betrachteten Theorien in ihrer Form weitestgehend übereinstimmen und die Beiträge der Zielverteilung müssen unter denen der Ausgangsverteilung liegen. Die Kenntnis dieser Verteilungen setzt jedoch voraus dass bereits ein enges Netz an Standalone-Samples vorhanden ist, was den flexiblen Einsatz der Ungewichtung wesentlich in seiner Nützlichkeit einschränkt. Ohne Kenntnis der Verteilungen bleibt nur die Unsicherheit des umgewichteten Wirkungsquerschnitts zur Beurteilung des Ergebnisses. Es konnte zwar gezeigt werden, dass diese in der Regel in der Größenordnung der Abweichung der Ungewichtung vom Standalone-Wert liegt, die aus dem umgewichteten Sample rekonstruierten Verteilungen weichen nichtsdestotrotz von der Zielverteilung ab. SM-Beiträge bei niedrigen Energien bereiteten besonders Probleme, wohingegen EFT-Beiträge bei höheren Energien besser approximiert werden können. Es ist zu beachten, dass die Berechnung der Unsicherheit, anhand einiger Erklärungen aus dem Reweighting Paper [2], in die Auswertung implementiert wurde. Vielleicht stellt ein offizielles Release der Unsicherheitsberechnung ein zuverlässigeres Werkzeug dar um die Ungewichtung zu bewerten.

6 Literaturverzeichnis

- [1] Elena Accomando, Alessandro Ballestrero, Sara Bolognesi, Ezio Maina, and Chiara Mariotti. Boson-boson scattering and higgs production at the lhc from a six fermion point of view: four jets + $l\nu$ processes at $o(\alpha_{em}^6)$. J. High Energy Phys. 03 (2006) 093, 1998.
- [2] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H.-S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. arXiv:1405.0301v2 [hep-ph], 2014.
- [3] V. D. Barger, K. m. Cheung, T. Han, and R. J. N. Phillips. Strong w^+w^+ scattering signals at pp supercolliders. PHYSICAL REVIEW D 42, 3052, 1990.
- [4] A. J. Barr, T. J. Khoo, P. Konar, K. Kong, C. G. Lester, K. T. Matchev, and M. Park. Guide to transverse projections and mass-constraining variables. arXiv:1105.2977 [hep-ph], 2011.
- [5] M. C. Brak. The hierarchy problem in the standard model and little higgs theories. Master’s thesis, NIKHEF, 2004.
- [6] Andy Buckley, Jonathan Butterworth, Stefan Gieseke, David Grellscheid, Stefan Höche, Hendrik Hoeth, Frank Krauss, Leif Lönnblad, Emily Nurse, Peter Richardson, Steffen Schumann, Michael H. Seymour, Torbjörn Sjöstrand, Peter Skands, and Bryan Webber. General-purpose event generators for lhc physics. arXiv:1101.2599v1 [hep-ph], 2011.
- [7] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. arXiv:1207.7214 [hep-ex], 2012.
- [8] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc. arXiv:1207.7235 [hep-ex], 2013.
- [9] The ATLAS Collaboration. Evidence for electroweak production of $w^\pm w^\pm jj$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ tev with the atlas detector. arXiv:1405.6241v2 [hep-ex], 2014.
- [10] O.J.P. Eboli, M.C. Gonzalez-Garcia, and J.K. Mizukoshi. $pp \rightarrow jj e^\pm \mu^\pm \nu \nu$ and $jj e^\pm \mu^\mp \nu \nu$ at $o(\alpha_{em}^6)$ and $o(\alpha_{em}^4 \alpha_s^2)$ for the study of the quartic electroweak gauge boson vertex at lhc. arXiv:hep-ph/0606118v2, 2006.

- [11] K. Nakamura et al. Grand unified theories. Journal of Physics G37, 2010.
- [12] M. Aaboud et al.*. Measurement of $w^\pm w^\pm$ vector-boson scattering and limits on anomalous quartic gauge couplings with the atlas detector. PHYSICAL REVIEW D 96, 012007, 2017.
- [13] K. A. Olive et al.[Particle Data Group Collaboration]. Review of particle physics. Chin. Phys. C38, 090001, 2014.
- [14] G.Bertone, D.Hooper, and J.Silk. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints. Physics reports 405, no. 5-6, 279-390, 2005.
- [15] Howard Georgi. Effective field theory. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1993.43:209-252., 1993.
- [16] T. Gleisberg, S. Höche, F. Krauss, M. Schönherr, S. Schumann, F. Siegert, and J. Winter. Event generation with sherpa 1.1. arXiv:0811.4622v1 [hep-ph], 2008.
- [17] M. C. Gonzalez–Garcia and O. J. P. Eboli. Mapping the genuine bosonic quartic couplings. arXiv:1604.03555v1 [hep-ph], 2016.
- [18] Mattelaer Olivier. On the maximal use of monte carlo samples: re-weighting events at nlo accuracy. arXiv:1607.00763v1 [hep-ph], 2016.
- [19] Antonio Pich. Effective field theory. arXiv:hep-ph/9806303v1, 1998.
- [20] Michael Rauch. Vector-boson fusion and vector-boson scattering. arXiv:1405.6241v2 [hep-ex], 2016.
- [21] Mark Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 2013.
- [22] 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. Master’s thesis, Technische Universität Dresden, 2015.

A Anhang

A.1 Arbeitsschritte

```
#!/bin/bash
```

```
# Set up Madgraph before!
```

```
OUTDIR=$1
```

```
PROC_CARD=$2
```

```
RUN_CARD=$3
```

```
PARAM_CARD=$4
```

```
RWT_CARD=$5
```

```
echo ${OUTDIR}
```

```
# echo ${NCORES}
```

```
sed -e "s/^\(output[[:space:]]*\)[A-Za-z0-9\_]*\/\1${OUTDIR} /g"
```

```
${PROC_CARD} > proc_card.dat
```

```
mg5_aMC proc_card.dat | tee generate.log
```

```
cd ./${OUTDIR}/
```

```
cp ${RUN_CARD} Cards/run_card.dat
```

```
cp ${PARAM_CARD} Cards/param_card.dat
```

```
cp ${RWT_CARD} Cards/reweight_card.dat
```

```
nice -n 19 ./bin/generate_events -f --nb_core=4 | tee generate_events.log
```

```
# entpacken, umwandeln
```

```
cd /raid1/users/hmenzel/madgraph/testSetupLocal/${OUTDIR}/Events/run_01/
```

```
cp unweighted_events.lhe.gz unweighted_events_orig-lhe.gz
```

```
gzip -d unweighted_events.lhe.gz
```

```
lhef2hepmc unweighted_events.lhe unweighted_events.hepmc
```

A.2 umgewichtete Wirkungsquerschnitte

A.2.1 nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$

$$\sigma_{nom} = 0.2642 \pm 0.000759$$

Tabelle A.1

		standalone		reweighting		Differenz
α_4	α_5	σ_{orig} [pb]	$\Delta\sigma_{orig}$	σ_{rw} [pb]	$\Delta\sigma_{orig}$	[%]
Lauf 1 (fehlerhaft)						
0	0	0,002082	0,000004	0,002158	0,000176	3,6
0	-0,01	0,002794	0,000005	0,002884	0,000183	3,2
0	0,12	0,101000	0,000225	0,101623	0,000212	0,6
0	0,1	0,070620	0,000153	0,102354	0,000212	44,9
0	0,05	0,019160	0,000046	0,101151	0,000165	427,9
-0,06	0	0,096530	0,000316	0,077237	0,000188	-20,0
-0,03	0	0,025750	0,000070	0,025994	0,000176	0,9
0,04	0	0,043730	0,000119	0,043936	0,000303	0,5
-0,14	0,3	0,023380	0,000043	0,023898	0,000236	2,2
-0,08	0,15	0,006975	0,000016	0,007143	0,000172	2,4
0,02	-0,1	0,028720	0,000058	0,029010	0,000160	1,0
0,1	-0,2	0,009916	0,000018	0,010264	0,000170	3,5
0,02	0,05	0,056190	0,000144	0,108334	0,000147	92,8
-0,02	-0,05	0,056570	0,000127	0,056894	0,000302	0,6
Lauf 2						
0	0	0,002082	0,000004	0,001965	0,000176	-5,6
0	-0,01	0,002794	0,000005	0,002665	0,000183	-4,6
0	0,12	0,101000	0,000225	0,100826	0,000212	-0,2
0	0,1	0,070620	0,000153	0,070598	0,000191	0,0
0	0,05	0,019160	0,000046	0,019092	0,000165	-0,4
-0,06	0	0,096530	0,000316	0,096704	0,000188	0,2
-0,03	0	0,025750	0,000070	0,025700	0,000176	-0,2
0,04	0	0,043730	0,000119	0,043848	0,000303	0,3
-0,14	0,3	0,023380	0,000043	0,023378	0,000236	0,0
-0,08	0,15	0,006975	0,000016	0,007046	0,000172	1,0
0,02	-0,1	0,028720	0,000058	0,028321	0,000160	-1,4
0,1	-0,2	0,009916	0,000018	0,009890	0,000170	-0,3
0,02	0,05	0,056190	0,000144	0,056010	0,000147	-0,3
-0,02	-0,05	0,056570	0,000127	0,056269	0,000302	-0,5

A.2.2 nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$

$$\sigma_{nom} = 0.03612 \pm 0.0000718$$

Tabelle A.2

		standalone		reweighting		Differenz
α_4	α_5	σ_{orig} [pb]	$\Delta\sigma_{orig}$	σ_{rw} [pb]	$\Delta\sigma_{orig}$	[%]
Lauf 1 (fehlerhaft)						
0	0	0,002082	0,0000004	0,002044	0,000067	-1,8
0	-0,01	0,002794	0,0000005	0,002771	0,000126	-0,8
0	0,12	0,101000	0,000225	0,101025	0,000048	0,0
0	0,1	0,070620	0,000153	0,062120	0,000073	-12,0
0	0,05	0,019160	0,000046	0,019124	0,000124	-0,2
-0,06	0	0,096530	0,000316	0,081841	0,000079	-15,2
-0,03	0	0,025750	0,000070	0,025880	0,000065	0,5
0,04	0	0,043730	0,000119	0,043739	0,000204	0,0
-0,14	0,3	0,023380	0,000043	0,023281	0,000179	-0,4
-0,08	0,15	0,006975	0,000016	0,014289	0,000063	104,9
0,02	-0,1	0,028720	0,000058	0,028724	0,000336	0,0
0,1	-0,2	0,009916	0,000018	0,009939	0,000071	0,2
0,02	0,05	0,056190	0,000144	0,056007	0,000141	-0,3
-0,02	-0,05	0,056570	0,000127	0,056657	0,000186	0,2
Lauf 2						
0	0	0,002082	0,0000004	0,002147	0,000071	3,1
0	-0,01	0,002794	0,0000005	0,002853	0,000090	2,1
0	0,12	0,101000	0,000225	0,101527	0,000048	0,5
0	0,1	0,070620	0,000153	0,071137	0,000076	0,7
0	0,05	0,019160	0,000046	0,019359	0,000180	1,0
-0,06	0	0,096530	0,000316	0,097270	0,000079	0,8
-0,03	0	0,025750	0,000070	0,025983	0,000067	0,9
0,04	0	0,043730	0,000119	0,044177	0,000289	1,0
-0,14	0,3	0,023380	0,000043	0,023183	0,000214	-0,8
-0,08	0,15	0,006975	0,000016	0,007081	0,000097	1,5
0,02	-0,1	0,028720	0,000058	0,028659	0,000296	-0,2
0,1	-0,2	0,009916	0,000018	0,009861	0,000070	-0,6
0,02	0,05	0,056190	0,000144	0,056447	0,000175	0,5
-0,02	-0,05	0,056570	0,000127	0,056738	0,000214	0,3

A.2.3 nomineller Punkt: $\alpha_4 = 0.16$, $\alpha_5 = -0.35$

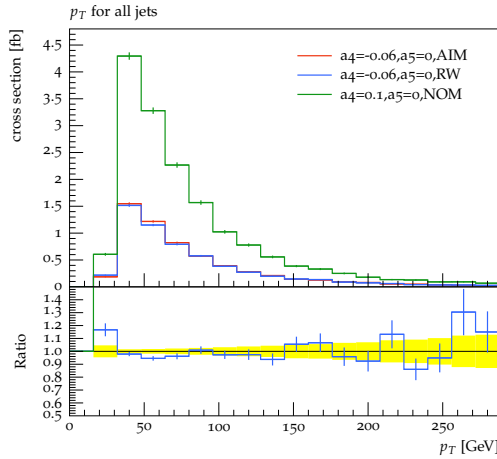
$$\sigma_{nom} = 0.03379 \pm 0.0000761$$

Tabelle A.3

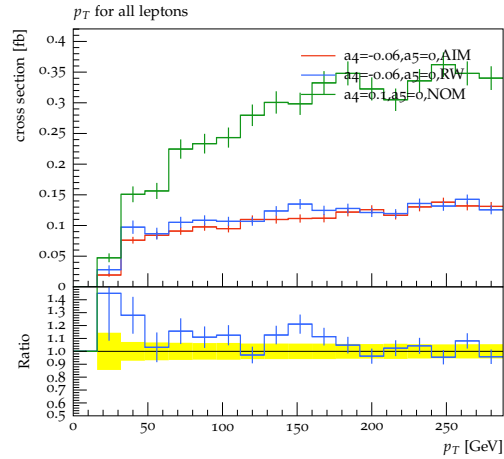
		standalone		reweighting		Differenz
α_4	α_5	σ_{orig} [pb]	$\Delta\sigma_{orig}$	σ_{rw} [pb]	$\Delta\sigma_{orig}$	[%]
Lauf 1 (fehlerhaft)						
0	0	0,002082	0,000004	0,002156	0,000068	3,6
0	-0,01	0,002794	0,000005	0,010623	0,000146	280,2
0	0,12	0,101000	0,000225	0,099084	0,000430	-1,9
0	0,1	0,070620	0,000153	0,069414	0,000102	-1,7
0	0,05	0,019160	0,000046	0,018890	0,001220	-1,4
-0,06	0	0,096530	0,000316	0,095027	0,001227	-1,6
-0,03	0	0,025750	0,000070	0,025477	0,000125	-1,1
0,04	0	0,043730	0,000119	0,042975	0,001977	-1,7
-0,14	0,3	0,023380	0,000043	0,023448	0,001372	0,3
-0,08	0,15	0,006975	0,000016	0,007130	0,000345	2,2
0,02	-0,1	0,028720	0,000058	0,028277	0,002450	-1,5
0,1	-0,2	0,009916	0,000018	0,010076	0,000615	1,6
0,02	0,05	0,056190	0,000144	0,054986	0,001082	-2,1
-0,02	-0,05	0,056570	0,000127	0,055583	0,000097	-1,7
Lauf 2						
0	0	0,002082	0,000004	0,002095	0,000066	0,6
0	-0,01	0,002794	0,000005	0,002819	0,000244	0,9
0	0,12	0,101000	0,000225	0,087775	0,001020	-13,1
0	0,1	0,070620	0,000153	0,072157	0,000157	2,2
0	0,05	0,019160	0,000046	0,019558	0,002887	2,1
-0,06	0	0,096530	0,000316	0,098974	0,002885	2,5
-0,03	0	0,025750	0,000070	0,026377	0,000072	2,4
0,04	0	0,043730	0,000119	0,044878	0,004640	2,6
-0,14	0,3	0,023380	0,000043	0,023318	0,003262	-0,3
-0,08	0,15	0,006975	0,000016	0,007075	0,000817	1,4
0,02	-0,1	0,028720	0,000058	0,029076	0,005705	1,2
0,1	-0,2	0,009916	0,000018	0,010053	0,001426	1,4
0,02	0,05	0,056190	0,000144	0,057291	0,002537	2,0
-0,02	-0,05	0,056570	0,000127	0,057666	0,000089	1,9

A.3 umgewichtete Verteilungen

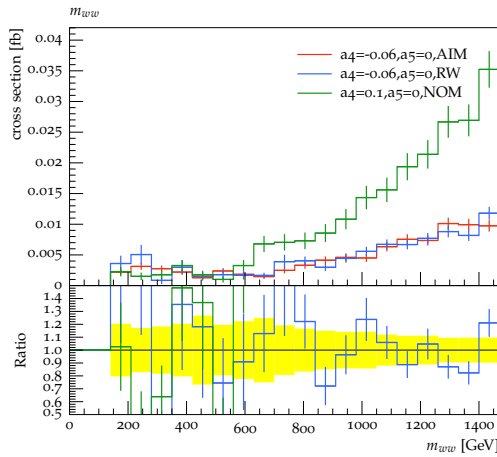
A.3.1 nom: $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$, aim: $\alpha_4 = -0.06$, $\alpha_5 = 0$



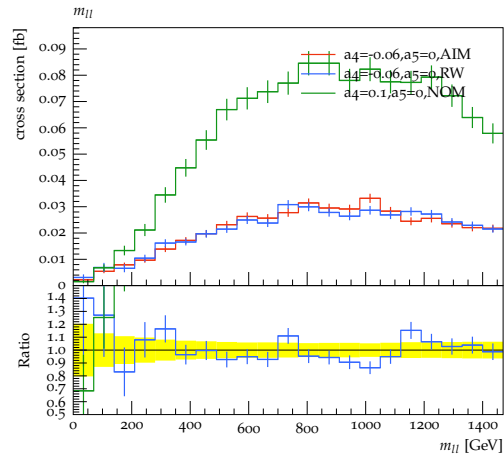
(a) Transversaler Impuls der Jets



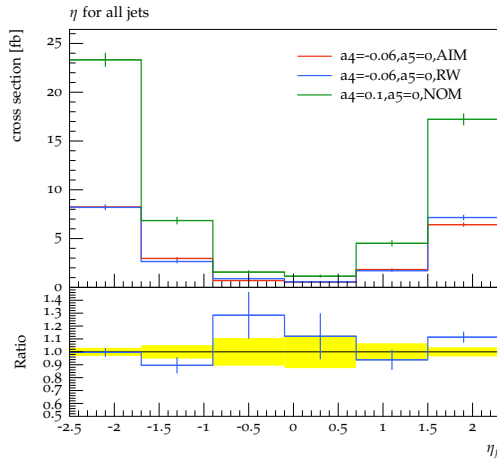
(b) Transversaler Impuls der Leptonen



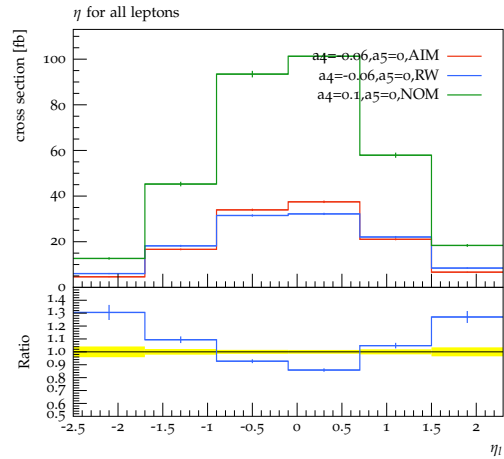
(c) Masse m_{WW} der Bosonen



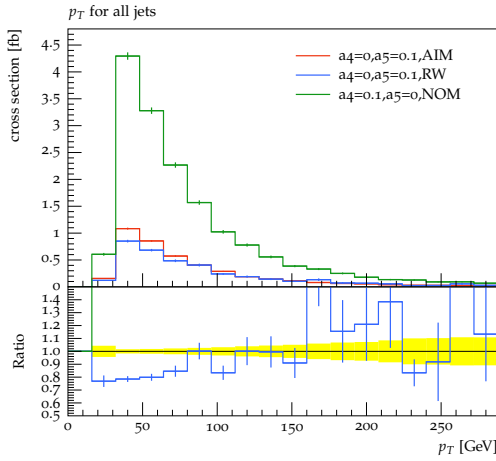
(d) Masse m_{ll} der Leptonen



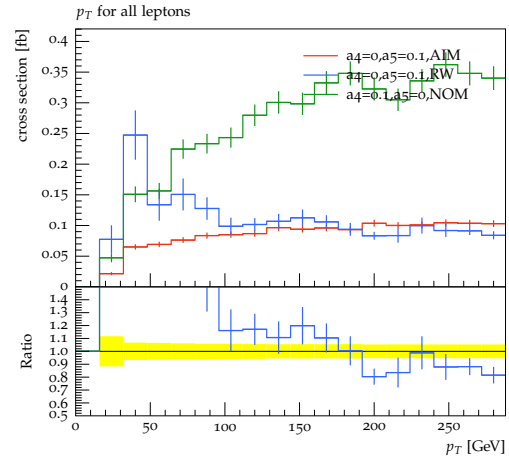
(e) Rapidität η_j der Jets



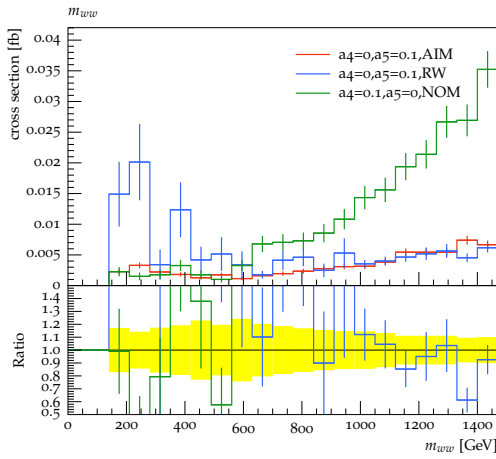
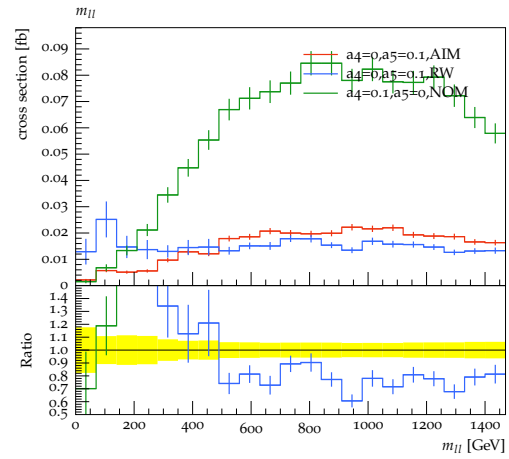
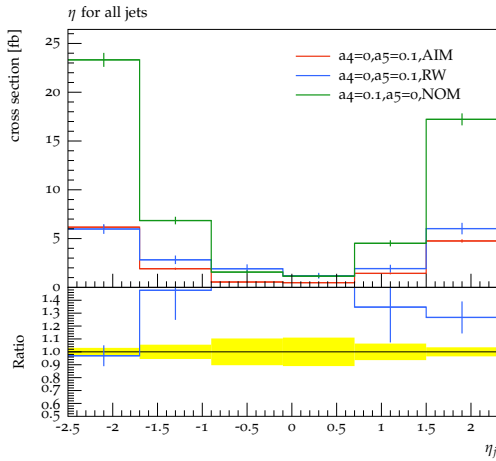
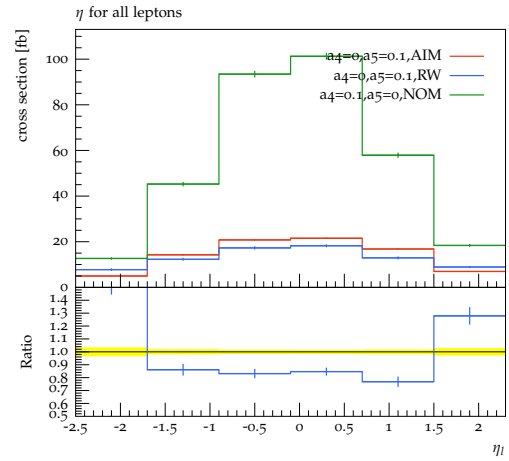
(f) Rapidität η_l der Leptonen

A.3.2 nom: $\alpha_4 = 0.1, \alpha_5 = 0$, aim: $\alpha_4 = 0, \alpha_5 = 0.1$ 

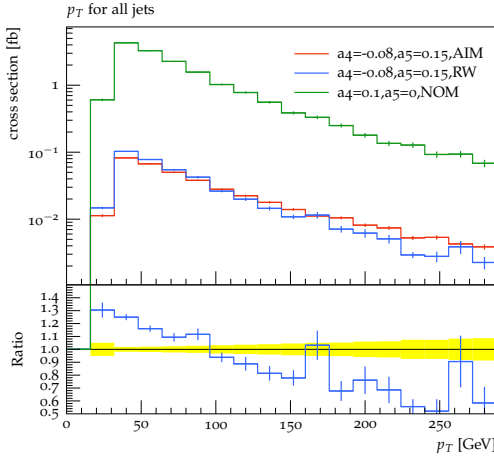
(a) Transversaler Impuls der Jets



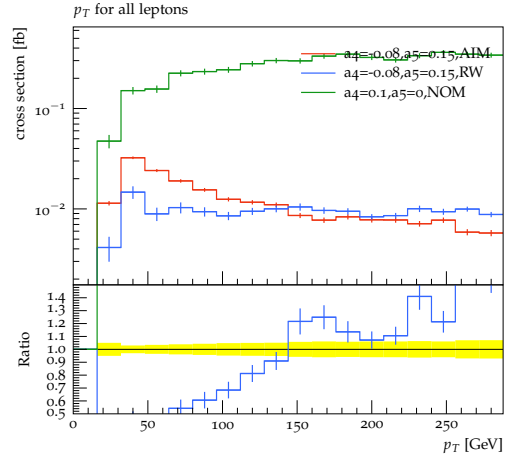
(b) Transversaler Impuls der Leptonen

(c) Masse m_{WW} der Bosonen(d) Masse m_{ll} der Leptonen(e) Rapidität η_j der Jets(f) Rapidität η_l der Leptonen

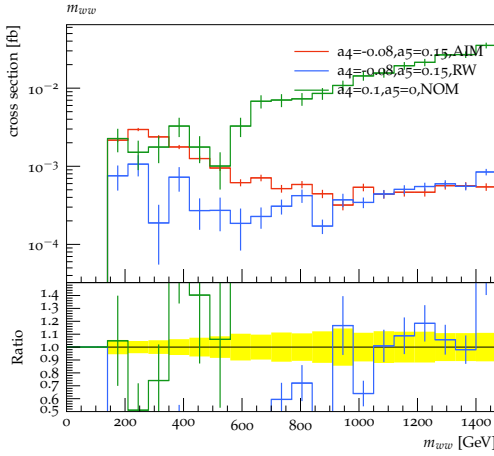
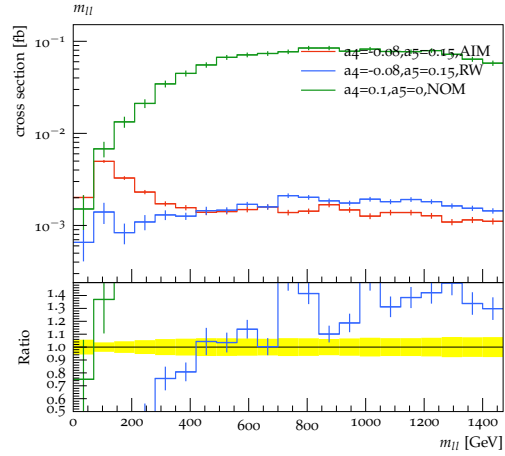
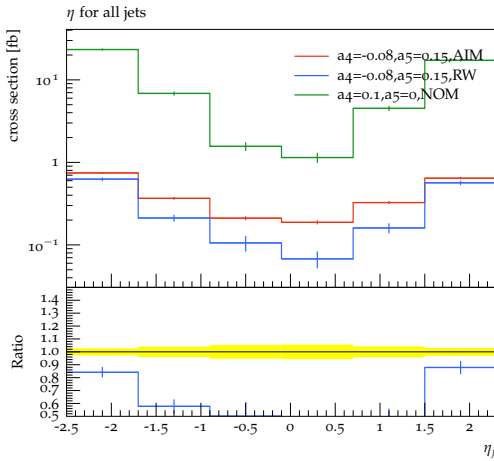
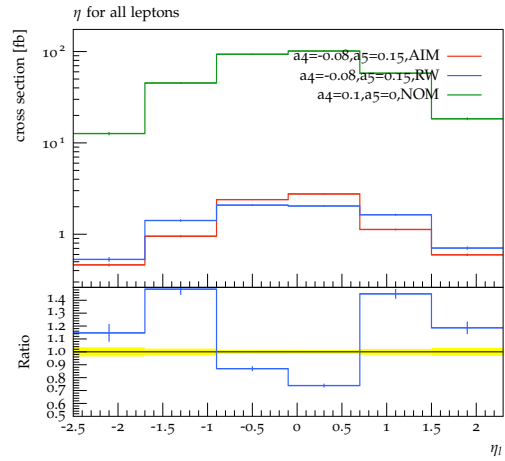
A.3.3 nom: $\alpha_4 = 0.1$, $\alpha_5 = 0$, aim: $\alpha_4 = -0.08$, $\alpha_5 = 0.15$

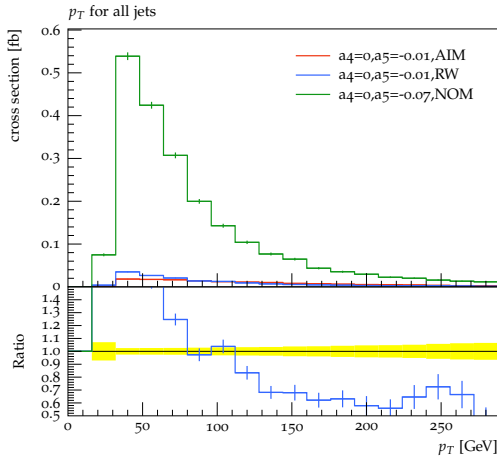


(a) Transversaler Impuls der Jets

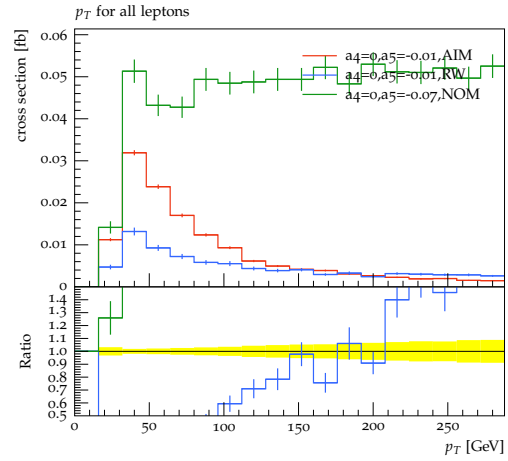


(b) Transversaler Impuls der Leptonen

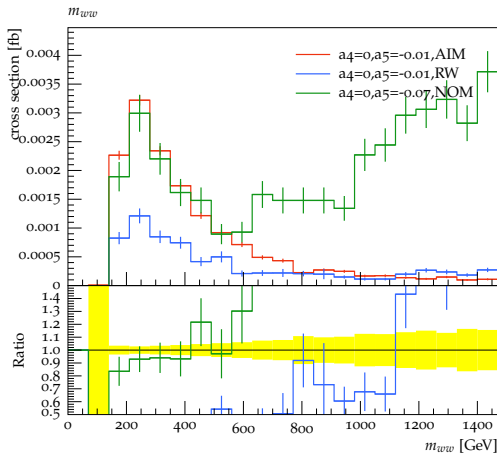
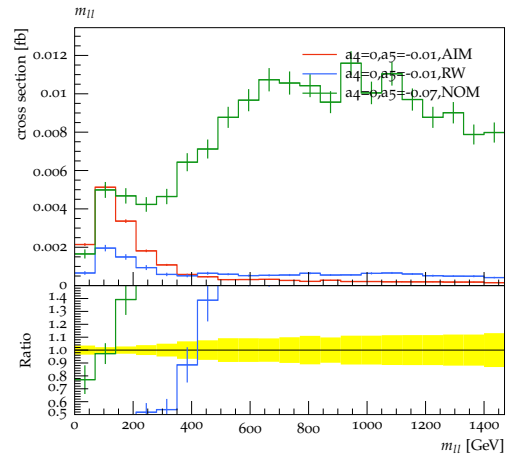
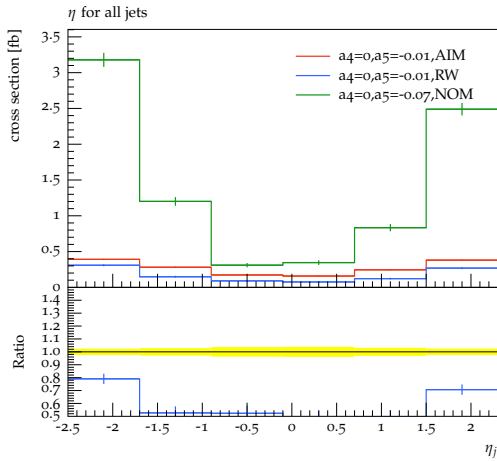
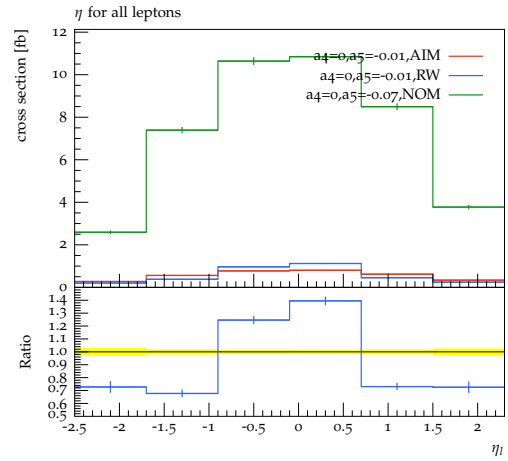
(c) Masse m_{WW} der Bosonen(d) Masse m_{ll} der Leptonen(e) Rapidität η_j der Jets(f) Rapidität η_l der Leptonen

A.3.4 nom: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$, aim: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.01$ 

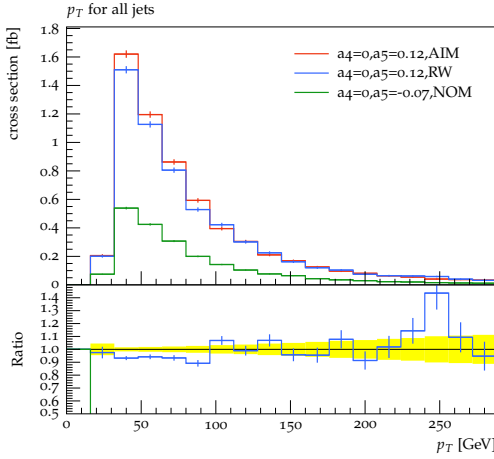
(a) Transversaler Impuls der Jets



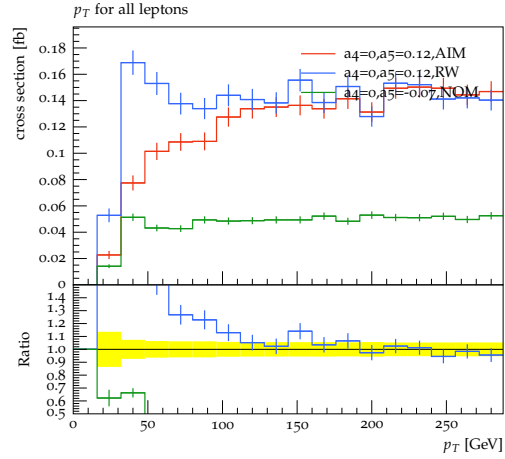
(b) Transversaler Impuls der Leptonen

(c) Masse m_{WW} der Bosonen(d) Masse m_{ll} der Leptonen(e) Rapidität η_j der Jets(f) Rapidität η_l der Leptonen

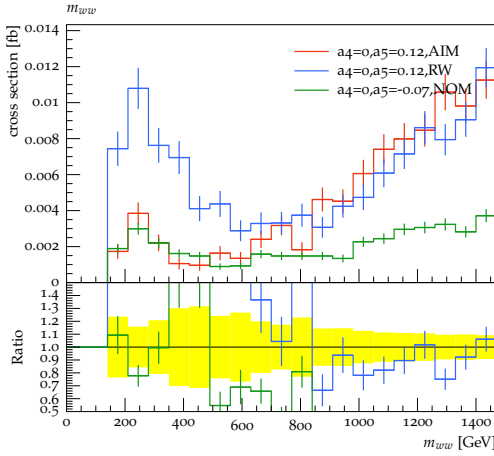
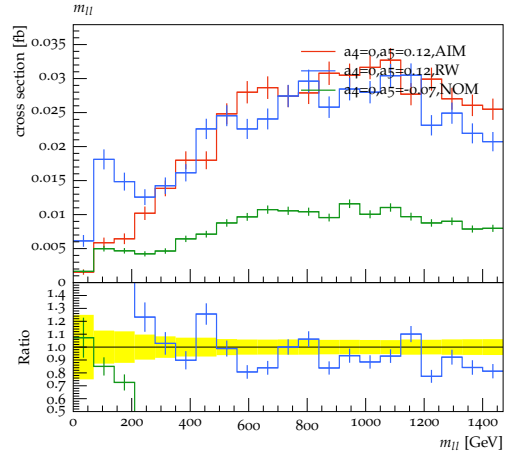
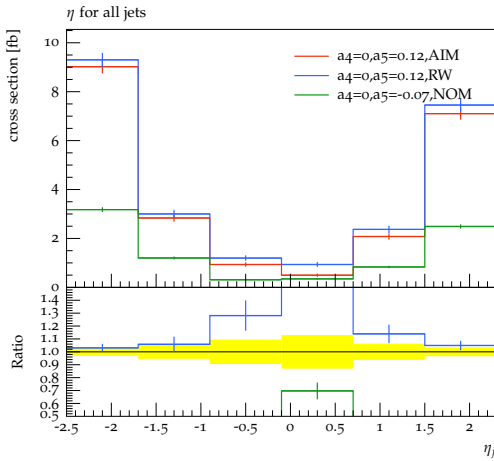
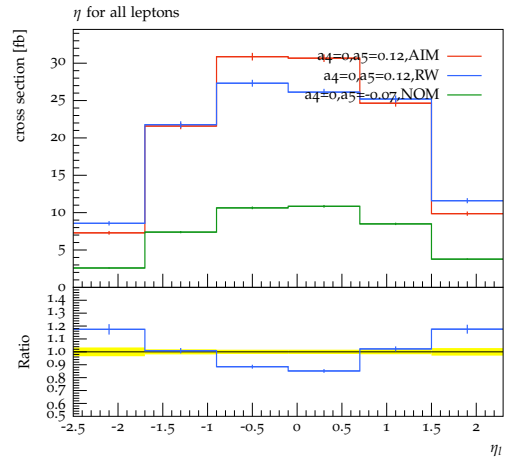
A.3.5 nom: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -0.07$, aim: $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = 0.12$



(a) Transversaler Impuls der Jets



(b) Transversaler Impuls der Leptonen

(c) Masse m_{WW} der Bosonen(d) Masse m_{ll} der Leptonen(e) Rapidität η_j der Jets(f) Rapidität η_l der Leptonen

A.4 verwendete Inputs

A.4.1 proc_card

```
import model LS012
generate u u > d d mu+ vm e+ ve QCD=0 NP=1
output test_setup
```



```

*****
1      = lpp1      ! beam 1 type
1      = lpp2      ! beam 2 type
6500   = ebeam1    ! beam 1 total energy in GeV
6500   = ebeam2    ! beam 2 total energy in GeV
*****
# Beam polarization from -100 (left-handed) to 100 (right-handed)  *
*****
0      = polbeam1 ! beam polarization for beam 1
0      = polbeam2 ! beam polarization for beam 2
*****
# PDF CHOICE: this automatically fixes also alpha_s and its evol.  *
*****
'lhpdf' = pdlabel    ! PDF set
11000   = lhaid      ! if pdlabel=lhpdf, this is the lhpdf number
          (CT10nlo)
# 260000   = lhaid      ! if pdlabel=lhpdf, this is the lhpdf number
          (NNPDF30_nlo_as_0118)
*****
# Renormalization and factorization scales  *
*****
F      = fixed_ren_scale ! if .true. use fixed ren scale
F      = fixed_fac_scale ! if .true. use fixed fac scale
91.188 = scale          ! fixed ren scale
91.188 = dsqrt_q2fact1   ! fixed fact scale for pdf1
91.188 = dsqrt_q2fact2   ! fixed fact scale for pdf2
-1 = dynamical_scale_choice ! Choose one of the preselected
# 200.0 = scale          ! fixed ren scale
# 200.0 = dsqrt_q2fact1   ! fixed fact scale for pdf1
# 200.0 = dsqrt_q2fact2   ! fixed fact scale for pdf2
1      = scalefact       ! scale factor for event-by-event scales
*****
# Matching - Warning! ickkw > 1 is still beta
*****
0      = ickkw          ! 0 no matching, 1 MLM, 2 CKKW matching
1      = highestmult     ! for ickkw=2, highest mult group
1      = ktscheme        ! for ickkw=1, 1 Durham kT, 2 Pythia pTE
1      = alpsfact        ! scale factor for QCD emission vx

```

```

F      = chcluster      ! cluster only according to channel diag
T      = pdfwgt          ! for ickkw=1, perform pdf reweighting
5      = asrwtgflavor    ! highest quark flavor for a_s reweight
T      = clusinfo        ! include clustering tag in output
3.0    = lhe_version     ! Change the way clustering information
pass to shower.

#####
#####
#
#####
# Automatic ptj and mjj cuts if xqcut > 0
# (turn off for VBF and single top processes)
#####
    T = auto_ptj_mjj ! Automatic setting of ptj and mjj
#####
#
#####
# BW cutoff (M+/-bwcutoff*Gamma)
#####
    15 = bwcutoff      ! (M+/-bwcutoff*Gamma)
#####
# Apply pt/E/eta/dr/mij durham cuts on decay products or not
# (note that etmiss/ptll/ptheavy/ht/sorted cuts always apply)
#####
    T = cut_decays     ! Cut decay products
#####
# Number of helicities to sum per event (0 = all helicities)
# 0 gives more stable result, but longer run time (needed for
# long decay chains e.g.).
# Use >=2 if most helicities contribute, e.g. pure QCD.
#####
    0 = nhel           ! Number of helicities used per event
#####
# Standard Cuts
#####
#
#####
# Minimum and maximum pt's (for max, -1 means no cut)
*
```

```

*****
15 = ptj      ! minimum pt for the jets
0  = ptb      ! minimum pt for the b
10 = pta      ! minimum pt for the photons
10 = ptl      ! minimum pt for the charged leptons
0  = misset   ! minimum missing Et (sum of neutrino's momenta)
2  = ptheavy  ! minimum pt for one heavy final state
1.0 = ptonium ! minimum pt for the quarkonium states
-1 = ptjmax   ! maximum pt for the jets
-1 = ptbmax   ! maximum pt for the b
-1 = ptamax   ! maximum pt for the photons
-1 = ptlmax   ! maximum pt for the charged leptons
-1 = missetMax ! maximum missing Et (sum of neutrino's momenta)
*****
# Minimum and maximum E's (in the center of mass frame)      *
*****
0  = ej      ! minimum E for the jets
0  = eb      ! minimum E for the b
0  = ea      ! minimum E for the photons
0  = el      ! minimum E for the charged leptons
-1 = ejmax   ! maximum E for the jets
-1 = ebmax   ! maximum E for the b
-1 = eamax   ! maximum E for the photons
-1 = elmax   ! maximum E for the charged leptons
*****
# Maximum and minimum absolute rapidity (for max, -1 means no cut)  *
*****
5  = etaj    ! max rap for the jets
-1 = etab    ! max rap for the b
2.5 = etaa   ! max rap for the photons
5  = etal    ! max rap for the charged leptons
0.6 = etaonium ! max rap for the quarkonium states
0  = etajmin ! min rap for the jets
0  = etabmin ! min rap for the b
0  = etaamin ! min rap for the photons
0  = etalmin ! main rap for the charged leptons
*****
# Minimum and maximum DeltaR distance      *

```

```

*****
0.2 = drjj      ! min distance between jets
0   = drbb      ! min distance between b's
0.2 = drll      ! min distance between leptons
0.4 = draa      ! min distance between gammas
0   = drbj      ! min distance between b and jet
0.4 = draj      ! min distance between gamma and jet
0.2 = drjl      ! min distance between jet and lepton
0   = drab      ! min distance between gamma and b
0   = drbl      ! min distance between b and lepton
0.2 = dral      ! min distance between gamma and lepton
-1  = drjjmax   ! max distance between jets
-1  = drbbmax   ! max distance between b's
-1  = drllmax   ! max distance between leptons
-1  = draamax   ! max distance between gammas
-1  = drbjmax   ! max distance between b and jet
-1  = drajmax   ! max distance between gamma and jet
-1  = drjlmax   ! max distance between jet and lepton
-1  = drabmax   ! max distance between gamma and b
-1  = drblmax   ! max distance between b and lepton
-1  = dralmax   ! max distance between gamma and lepton
*****
# Minimum and maximum invariant mass for pairs *
# WARNING: for four lepton final state mll cut require to have *
#           different lepton masses for each flavor! *
*****
150 = mmjj      ! min invariant mass of a jet pair
0   = mmbb      ! min invariant mass of a b pair
0   = mmaa      ! min invariant mass of gamma gamma pair
10  = mlll      ! min invariant mass of l+l- (same flavour) lepton pair
-1  = mmjjmax   ! max invariant mass of a jet pair
-1  = mmbbmax   ! max invariant mass of a b pair
-1  = mmaamax   ! max invariant mass of gamma gamma pair
-1  = mlllmax   ! max invariant mass of l+l- (same flavour) lepton pair
*****
# Minimum and maximum invariant mass for all letpons *
*****
0   = mmnl      ! min invariant mass for all letpons (l+- and vl)

```

```

-1 = mnnlmax ! max invariant mass for all leptons (l+- and vl)
*****
# Minimum and maximum pt for 4-momenta sum of leptons *
*****
0 = ptllmin ! Minimum pt for 4-momenta sum of leptons(l and vl)
-1 = ptllmax ! Maximum pt for 4-momenta sum of leptons(l and vl)
*****
# Inclusive cuts *
*****
0 = xptj ! minimum pt for at least one jet
0 = xptb ! minimum pt for at least one b
0 = xpta ! minimum pt for at least one photon
0 = xptl ! minimum pt for at least one charged lepton
*****
# Control the pt's of the jets sorted by pt *
*****
0 = ptj1min ! minimum pt for the leading jet in pt
0 = ptj2min ! minimum pt for the second jet in pt
0 = ptj3min ! minimum pt for the third jet in pt
0 = ptj4min ! minimum pt for the fourth jet in pt
-1 = ptj1max ! maximum pt for the leading jet in pt
-1 = ptj2max ! maximum pt for the second jet in pt
-1 = ptj3max ! maximum pt for the third jet in pt
-1 = ptj4max ! maximum pt for the fourth jet in pt
0 = cutuse ! reject event if fails any (0) / all (1) jet pt cuts
*****
# Control the pt's of leptons sorted by pt *
*****
0 = ptl1min ! minimum pt for the leading lepton in pt
0 = ptl2min ! minimum pt for the second lepton in pt
0 = ptl3min ! minimum pt for the third lepton in pt
0 = ptl4min ! minimum pt for the fourth lepton in pt
-1 = ptl1max ! maximum pt for the leading lepton in pt
-1 = ptl2max ! maximum pt for the second lepton in pt
-1 = ptl3max ! maximum pt for the third lepton in pt
-1 = ptl4max ! maximum pt for the fourth lepton in pt
*****
# Control the Ht(k)=Sum of k leading jets *

```

```

*****
0   = htjmin ! minimum jet HT=Sum(jet pt)
-1  = htjmax ! maximum jet HT=Sum(jet pt)
0   = ihtmin  !inclusive Ht for all partons (including b)
-1  = ihtmax  !inclusive Ht for all partons (including b)
0   = ht2min ! minimum Ht for the two leading jets
0   = ht3min ! minimum Ht for the three leading jets
0   = ht4min ! minimum Ht for the four leading jets
-1  = ht2max ! maximum Ht for the two leading jets
-1  = ht3max ! maximum Ht for the three leading jets
-1  = ht4max ! maximum Ht for the four leading jets
*****
# Photon-isolation cuts, according to hep-ph/9801442      *
# When ptgmin=0, all the other parameters are ignored      *
# When ptgmin>0, pta and draj are not going to be used      *
*****
0   = ptgmin ! Min photon transverse momentum
0.4 = R0gamma ! Radius of isolation code
1.0 = xn ! n parameter of eq.(3.4) in hep-ph/9801442
1.0 = epsgamma ! epsilon_gamma parameter of eq.(3.4) in hep-ph/9801442
.true. = isoEM ! isolate photons from EM energy (photons and leptons)
*****
# WBF cuts      *
*****
0   = xetamin ! minimum rapidity for two jets in the WBF case
0   = deltaeta ! minimum rapidity for two jets in the WBF case
*****
# KT DURHAM CUT      *
*****
-1   = ktdurham
0.4  = dparameter
*****
# maximal pdg code for quark to be considered as a light jet      *
# (otherwise b cuts are applied)      *
*****
4 = maxjetflavor ! Maximum jet pdg code
*****
# Jet measure cuts      *

```



```

*****
0    = xqcut    ! minimum kt jet measure between partons
*****
#
*****
# Store info for systematics studies                                     *
# WARNING: If use_syst is T, matched Pythia output is                   *
#           meaningful ONLY if plotted taking matchscale               *
#           reweighting into account!                                   *
*****
F    = use_syst    ! Enable systematics studies
#
*****
# Parameter of the systematics study
# will be used by SysCalc (if installed)
*****
#
0.5 1 2 = sys_scalefact # factorization/renormalization scale factor
0.5 1 2 = sys_alpsfact  # \alpha_s emission scale factors
30 50 = sys_matchscale # variation of merging scale
# PDF sets and number of members (0 or none for all members).
CT10nlo.LHgrid = sys_pdf # matching scales
# MSTW2008nlo68cl.LHgrid 1 = sys_pdf

```

A.4.3 reweight_card

Reweighting der drei nominellen Punkte

```
# sm
launch --rwgt_name fs02_0_fs1_0
      set ANOINPUTS 1 0.000
      set ANOINPUTS 3 0.000
      set ANOINPUTS 2 0.000

# y achse
launch --rwgt_name fs02_0_fs1_-4.354796e-11
      set ANOINPUTS 1 0
      set ANOINPUTS 3 0
      set ANOINPUTS 2 -4.354796e-11

#
launch --rwgt_name fs02_0_fs1_5.225755e-10
      set ANOINPUTS 1 0
      set ANOINPUTS 3 0
      set ANOINPUTS 2 5.225755e-10

#
launch --rwgt_name fs02_0_fs1_4.354796e-10
      set ANOINPUTS 1 0
      set ANOINPUTS 3 0
      set ANOINPUTS 2 4.354796e-10

#
launch --rwgt_name fs02_0_fs1_2.177398e-10
      set ANOINPUTS 1 0
      set ANOINPUTS 3 0
      set ANOINPUTS 2 2.177398e-10

# x achse
launch --rwgt_name fs02_-1.306439e-10_fs1_0
      set ANOINPUTS 1 -1.306439e-10
      set ANOINPUTS 3 -1.306439e-10
      set ANOINPUTS 2 0
```

```
#
launch --rwgt_name fs02_-6.532194e-11_fs1_0
      set ANOINPUTS 1 -6.532194e-11
      set ANOINPUTS 3 -6.532194e-11
      set ANOINPUTS 2 0

#
launch --rwgt_name fs02_8.709591e-11_fs1_0
      set ANOINPUTS 1 8.709591e-11
      set ANOINPUTS 3 8.709591e-11
      set ANOINPUTS 2 0

# quer oben links nach unten rechts
launch --rwgt_name fs02_-3.048357e-10_fs1_1.306439e-09
      set ANOINPUTS 1 -3.048357e-10
      set ANOINPUTS 3 -3.048357e-10
      set ANOINPUTS 2 1.306439e-09

#
launch --rwgt_name fs02_-1.741918e-10_fs1_6.532194e-10
      set ANOINPUTS 1 -1.741918e-10
      set ANOINPUTS 3 -1.741918e-10
      set ANOINPUTS 2 6.532194e-10

#
launch --rwgt_name fs02_4.354796e-11_fs1_-4.354796e-10
      set ANOINPUTS 1 4.354796e-11
      set ANOINPUTS 3 4.354796e-11
      set ANOINPUTS 2 -4.354796e-10

#
launch --rwgt_name fs02_2.177398e-10_fs1_-8.709591e-10
      set ANOINPUTS 1 2.177398e-10
      set ANOINPUTS 3 2.177398e-10
      set ANOINPUTS 2 -8.709591e-10

# oben rechts nach unten links
launch --rwgt_name fs02_4.354796e-11_fs1_2.177398e-10
```

```
set ANOINPUTS 1 4.354796e-11
set ANOINPUTS 3 4.354796e-11
set ANOINPUTS 2 2.177398e-10
```

```
#
```

```
launch --rwgt_name fs02_-4.354796e-11_fs1_-2.177398e-10
set ANOINPUTS 1 -4.354796e-11
set ANOINPUTS 3 -4.354796e-11
set ANOINPUTS 2 -2.177398e-10
```

Reweighting mit SM als nominellen Punkt

#

```
launch --rwgt_name fs02_4.354796e-11_fs1_-4.354796e-10
      set ANOINPUTS 1 4.354796e-11
      set ANOINPUTS 3 4.354796e-11
      set ANOINPUTS 2 -4.354796e-10
```

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich Prof. Dr. Michael Kobel danken, dass ich diese Bachelorarbeit bei ihm schreiben durfte. Außerdem möchte ich dem Rest der Arbeitsgruppe ein herzliches Danke für den offenen Umgang miteinander, aussprechen. Allen voran Stefanie Todt für ihre Hilfsbereitschaft und Unterstützung während der Betreuung dieser Arbeit. Ein Dank gilt aber auch Sebastian Liebschner, Johannes Krause und Ken Kreul für die nötige Inspiration zwischendurch.

Ein großes Dankeschön gilt vor Allem allen Menschen in meinem Umfeld, die mir den Rücken freigehalten haben und meinen Eltern, die mir helfen wo immer es möglich ist.

Erklärung

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

Heiko Menzel

Dresden, Juni 2018