



CERN-THESIS-2013-500
21/07/2013

Vergleich unterschiedlicher Parametrisierungen anomaler Vier-Eichboson-Kopplungen in der Streuung zweier Eichbosonen $WZ \rightarrow WZ$ und gleich geladener $WW \rightarrow WW$ am Large Hadron Collider

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

vorgelegt von

Alexander Melzer
geboren am 09.08.1989 in Karaganda

Institut für Kern und Teilchen Physik
Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2013

Eingereicht am 11. Juli 2013

1. Gutachter: Prof. Dr. Michael Kobel
2. Gutachter: Prof. Dr. Dominik Stöckinger

Zusammenfassung

Zusammenfassung

In dieser Bachelorarbeit wurde mit Hilfe des Analysetools „RIVET“ auf „Truth-Niveau“ mit und ohne Unitarisierung untersucht, in wie weit die Umrechnung der unterschiedlichen Parametrisierungen von anomalen Kopplungen zwischen den Simulationsprogrammen WHIZARD und VBFNLO zu Übereinstimmungen oder Unterschieden in den sich ergebenden kinematischen Verteilungen und im jeweiligen Anteil des Interferenzterms und des puren anomalen Kopplungsterms an den Wirkungsquerschnitten führt.

Abstract

In this bachelor thesis was an analysis with RIVET on truth level with and without unitarization performed to study compliance or disparity in kinematic distributions, interference terms and pure anomalous coupling terms of the total cross sections which result from the conversion of different parametrizations of anomalous couplings, used by the simulation programs WHIZARD and VBFNLO.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
1.1 Standardmodell	3
1.2 Elektroschwache Eichtheorie	5
1.3 Elektroschwache Symmetriebrechung	6
1.4 Vektorbosonstreuung	7
1.5 Anomale Quartische Eichkopplung	8
1.6 Unitarität	11
1.7 Experiment	11
1.7.1 LHC	11
1.7.2 Motivation	12
1.7.3 Technischer Aufbau	12
1.7.4 ATLAS	13
1.8 VBFNLO	15
1.9 WHIZARD	19
Hauptteil	21
2.1 Datenerzeugung	21
2.2 Überprüfung der Fehlerangaben	22
2.3 Analysen zum WWss-Streuprozess	24
2.3.1 Totaler Wirkungsquerschnitt	24
2.3.2 Kinematischer Vergleich	28
2.3.3 Totaler Wirkungsquerschnitt (unitarisiert)	31
2.3.4 Vergleich der unitarisierten Wirkungsquerschnitte für verschiedene aQGC- Parameter	33
2.4 Analysen zum WZ-Streuprozess	36
2.4.1 Totaler Wirkungsquerschnitt	36
2.4.2 Kinematischer Vergleich	38
2.4.3 Totaler Wirkungsquerschnitt (unitarisiert)	40
2.4.4 Vergleich der unitarisierten Wirkungsquerschnitte für verschiedene aQGC- Parameter	40
Zusammenfassung	43

Anhang	45
4.1 Anhang A - verwendete Abkürzungen	45
4.2 Anhang B - verwendete Daten	46
4.3 Anhang C - zusätzliche Abbildungen	51
4.3.1 Anpassungen	51
4.3.2 Generatorvergleich WWss im "extended fiducial phasespace"	53
4.3.3 Generatorvergleich WWss im "fiducial phasespace"	55
4.3.4 Generatorvergleich WWss im "VBS fiducial phasespace"	57
4.3.5 Vergleich zwischen $\alpha_4 = 0, 1$ und $-\alpha_4, -\alpha_4^*$ für WWss	59
4.3.6 Vergleich zwischen $\alpha_4 = -0, 2$ und $-\alpha_4, -\alpha_4^*$ für WWss	62
4.3.7 Vergleich zwischen $\alpha_4 = 0, 4$ und $-\alpha_4, -\alpha_4^*$ für WWss	65
4.3.8 Vergleich zwischen $\alpha_5 = 0, 1$ und $-\alpha_5, -\alpha_4^*$ für WWss	67
4.3.9 Vergleich zwischen $\alpha_5 = -0, 2$ und $-\alpha_5, -\alpha_4^*$ für WWss	70
4.3.10 Vergleich zwischen $\alpha_5 = 0, 4$ und $-\alpha_5, -\alpha_4^*$ für WWss	73
4.3.11 Generatorvergleich WZ für $\alpha_4 = 0, 05$	76
4.3.12 Generatorvergleich WZ für $\alpha_4 = 0, 4$	79
4.3.13 Vergleich zwischen $\alpha_4 = 0, 1$ und $-\alpha_4, -\alpha_4^*$ für WZ	82
4.3.14 Vergleich zwischen $\alpha_4 = -0, 2$ und $-\alpha_4, -\alpha_4^*$ für WZ	85
4.3.15 Vergleich zwischen $\alpha_4 = 0, 4$ und $-\alpha_4, -\alpha_4^*$ für WZ	88
4.3.16 Vergleich zwischen $\alpha_5 = 0, 1$ und $-\alpha_5, -\alpha_4^*$ für WZ	90
4.3.17 Vergleich zwischen $\alpha_5 = 0, 2$ und $-\alpha_5, -\alpha_4^*$ für WZ	93
4.3.18 Vergleich zwischen $\alpha_5 = 0, 1$ und $-\alpha_5, -\alpha_4^*$ für WZ	96
Literaturverzeichnis	99
Danksagungen	103

Einleitung

1.1 Standardmodell

Im Wesentlichen wurde das Standardmodell der Teilchenphysik (SM), eine relativistische Quantenfeldtheorie, in den Jahren 1961-1973 entwickelt, um alle elementaren Materieteilchen und ihre Wechselwirkungen zu beschreiben.

Insgesamt gibt es zwölf dieser Materieteilchen (bzw. zwölf weitere Antiteilchen), die in drei Familien unterteilt werden (siehe Tabelle 1.1). Teilchen aus verschiedenen Familien ähneln sich in ihren Eigenschaften, unterscheiden sich aber sehr stark in ihrer Masse. Außerdem sind nur Teilchen der ersten Familie und das ν_μ stabil. Teilchen anderer Familien zerfallen sehr schnell und haben Mitglieder der ersten Familie als Endprodukt, so dass alles was wir in unserer Umgebung wahrnehmen aus Materieteilchen der ersten Familie zusammengesetzt ist. Jede dieser drei Familien besteht aus zwei Leptonen und zwei Quarks. Das Standardmodell macht aber nicht nur Aussagen über Teilchen, sondern auch über Kräfte, die zwischen ihnen wirken. Insgesamt werden drei Kräfte vorhergesagt: die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung. Diese Kräfte werden über Austauschteilchen, sogenannte Bosonen (siehe Tabelle 1.2), vermittelt. Damit ein Teilchen an der durch die Kräfte vermittelten Wechselwirkungen teilnehmen kann, braucht es bestimmte Attribute. Am Beispiel der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das die elektrische Ladung. Abbildung 1.1 stellt diesen Zusammenhang grafisch dar.

Alle Vorhersagen des Standardmodells konnten bisher experimentell bestätigt werden. Allerdings wurden auch Beobachtungen gemacht, für die keine Erklärung mit Hilfe des Standardmodells gegeben werden kann. Beispielsweise lässt sich die Gravitation als vierte Wechselwirkung noch nicht in Einklang mit den anderen Kräften bringen. Auch fehlt es an einer Erklärung für die Masse der Neutrinos oder der großen Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie im Universum. Diese experimentellen Befunde stehen jedoch nicht in Konflikt mit der Richtigkeit des Standardmodells. Vielmehr sind sie ein Hinweis darauf, dass es ein Grenzfall einer allgemeineren Theorie ist, und damit ab einer gewissen Energie seine Gültigkeit verliert.

Familie		Fermion	elektrische Ladung	schwacher Isospin (links)	schwacher Isospin (rechts)	Masse in MeV
1.	e^-	Elektron	-1	1/2	0	0,511
	ν_e	Elektron-Neutrino	0	1/2	0	$< 2 \cdot 10^{-6}$
	u	up-quark	2/3	1/2	0	$2,3^{+0,7}_{-0,5}$
	d	down-quark	-1/3	1/2	0	$4,8^{+0,7}_{-0,3}$
2.	μ^-	Elektron	-1	1/2	0	105,7
	ν_μ	Elektron-Neutrino	0	1/2	0	$< 2 \cdot 10^{-6}$
	c	charm-quark	2/3	1/2	0	1275 ± 25
	s	strange-quark	-1/3	1/2	0	95 ± 5
3.	τ^-	Elektron	-1	1/2	0	1177
	ν_τ	Elektron-Neutrino	0	1/2	0	$< 2 \cdot 10^{-6}$
	t	top-quark	2/3	1/2	0	$(1,735 \pm 0,014) \cdot 10^5$
	b	bottom-quark	-1/3	1/2	0	$(4,18 \pm 0,03) \cdot 10^3$

Tabelle 1.1: Die Tabelle zeigt eine Übersicht aller Fermionen ohne ihre Antiteilchen (Daten entnommen aus [19])

	Boson	elektrische Ladung	Spin	Wechselwirkung	Masse in MeV
γ	Photon	0	1	elektromagnetisch	$< 1 \cdot 10^{-27}$
$W^\pm$	W-Boson	± 1	1	schwach	$80,385 \pm 0,015$
Z^0	Z-Boson	0	1	schwach	$91,188 \pm 0,002$
g	Gluon	0	1	stark	0
H	Higgs-Boson	0	0		$126 \pm 0,8$

Tabelle 1.2: Die Tabelle zeigt eine Liste aller Bosonen (Daten entnommen aus [19])

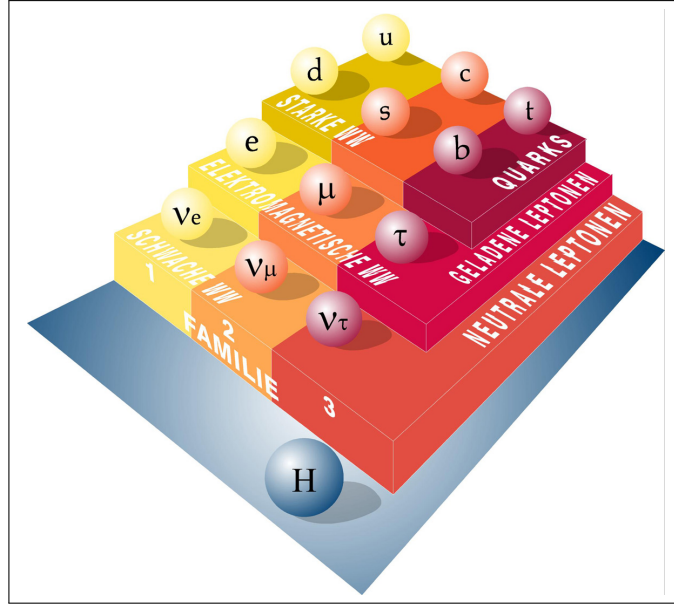


Abbildung 1.1: In dieser Abbildung sind die 12 Fermionen und das Higgs-Boson als Kugeln dargestellt, die 3 vorhergesagten Wechselwirkungen werden durch Ebenen repräsentiert. Befindet sich eine Kugel auf einer Ebene (oder einer höher liegenden Ebene), kann das dargestellte Teilchen die jeweilige Wechselwirkung Spüren. (Grafik entnommen aus [24])

1.2 Elektroschwache Eichtheorie

Die elektroschwache Eichtheorie nach Glashow, Salam und Weinberg ([17], [15] und [16]) basiert auf der $SU(2) \otimes U(1)$ -Symmetrie und beschreibt Teilchen als linkshändige Isospin-Dublett oder rechtshändige Isospin-Singulet Dirac Felder:

$$\Phi_{L/R} = \frac{1}{2}(1 \mp \frac{\gamma^5}{2}) \quad (1.1)$$

Rechtshändige Fermionen können an der schwachen Wechselwirkung nicht teilnehmen (maximale Paritätsverletzung siehe "WU-Experiment" [18]). Aus diesem Grund unterscheiden sich kovarianten Ableitungen für die Teilchen

$$D_\mu \Phi_L = (\partial_\mu + i \frac{g_W}{2} W_\mu^\alpha \sigma^\alpha + i \frac{g_Y}{2} B_\mu) \Phi_L, \quad D_\mu \Phi_R = (\partial_\mu + i \frac{g_Y}{2} B_\mu) \Phi_R, \quad (1.2)$$

Die vollständige Lagrangedichte ist gegeben durch

$$\mathcal{L} = \underbrace{\sum_j (i \bar{L}_L^j \gamma^\mu D_\mu L_L^j + i \bar{l}_R^j \gamma^\mu D_\mu l_R^j + i \bar{Q}_L^j \gamma^\mu D_\mu Q_L^j + i \bar{u}_R^j \gamma^\mu D_\mu u_R^j + i \bar{d}_R^j \gamma^\mu D_\mu d_R^j)}_{\mathcal{L}_{\text{Fermionen}}} - \underbrace{\frac{1}{4} W_{a,\mu\nu} W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}}_{\mathcal{L}_{\text{Eichfelder}}}. \quad (1.3)$$

$\mathcal{L}_{\text{Eichfelder}}$ enthält die Eichfelder sowie ihre Wechselwirkungen mit sich selbst, während $\mathcal{L}_{\text{Fermionen}}$ die Kopplungen der Fermionen an die Eichbosonen symbolisiert. Mit der Summation über j sind die 3 Fermion-Familien gemeint. Eine Übersicht aller Fermionenfelder gibt es in Tabelle 1.3.

Leptonen				Hyperladung Y	elektrische Ladung Q	schwacher Isospin T_3
L_L^j	$\begin{pmatrix} \nu_{e,L} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu,L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau,L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	-1/2	0	+1/2
l_R^j	e_R	μ_R	τ_R	-1	-1	0
Quarks						
Q_L^j	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L' \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L' \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L' \end{pmatrix}$	+1/6	+2/3	+1/2
u_R^j	u_R	c_R	t_R	+2/3	+2/3	0
d_R^j	d_R'	s_R'	b_R'	-1/3	-1/3	0

Tabelle 1.3: Die Tabelle zeigt die Fermionfelder des SM. (Es gilt stets $Q=Y+T_3$.)

Die Feldstärketensoren in $\mathcal{L}_{\text{Eichbosonen}}$ können mit Hilfe der Eichfelder ausgedrückt werden:

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_W \epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c. \quad (1.4)$$

Diese Eichfelder werden über

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \text{ und } W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \quad (1.5)$$

mit den Eichbosonen in Verbindung gebracht.

$$\theta_W = \arccos \left(\frac{g_W}{\sqrt{g_W^2 + g_Y^2}} \right) \approx 28,74^\circ \quad (1.6)$$

Anschaulich lassen sich das Photon γ und das Z-Boson Z^0 durch eine Drehung um den Weinbergwinkel θ_W der Eichfelder B_μ und W_μ^3 erzeugen. Außerdem lassen sich beide geladenen W-Bosonen $W^\pm$ durch eine Linearkombination aus W_μ^1 und W_μ^2 darstellen.

1.3 Elektroschwache Symmetriebrechung

Die Eichtheorie der Elektroschwachen Wechselwirkung setzt alle Teilchen als masselos voraus, da jeder Massenterm der Form $-m\bar{\Phi}\Phi$ eine Zerstörung der lokalen Eichinvarianz zur Folge hätte. Experimentell wurde aber jedem Teilchen, mit Ausnahme des Photons und Gluons, eine Masse zugeordnet. Um die Natur trotzdem beschreiben zu können, muss es eine Symmetriebrechung geben. Diese wird durch den Higgs-Mechanismus induziert. Dabei wird für das Higgs-Feld ein Grundzustand angenommen, der invariant unter der $U(1)_{em}$ -Transformation

bleibt. Dies verleiht allen Fermionen und Bosonen eine Masse durch die Wechselwirkung mit dem Feld. Das Feld selbst bleibt allerdings experimentell unzugänglich und kann nur indirekt über seine Anregung, das Higgs-Boson, nachgewiesen werden. Am 4. Juli 2012 wurde am CERN die Entdeckung eines neuen Teilchens bestätigt, welches die Eigenschaften des langgesuchten Higgs-Bosons hat.

1.4 Vektorbosonstreuung

Die Vektorbosonstreuung (VBS) ist ein wichtiger Prozess, der maßgeblich zum Verständnis der elektroschwachen Symmetriebrechung beiträgt. Eines der Hauptziele der Physik am LHC ist der Nachweis und die Untersuchung dieses Prozesses. Aufgrund eines sehr kleinen Wirkungsquerschnitts, gemessen an anderen (parallel ablaufenden) Vorgängen, ist dies allerdings noch nicht gelungen.

Bei diesem Vorgang werden Eichbosonen, welche von Quarks abgestrahlt werden, gestreut und zerstrahlen anschließend in jeweils 2 Fermionen (siehe Abbildung 1.2 und 1.3).

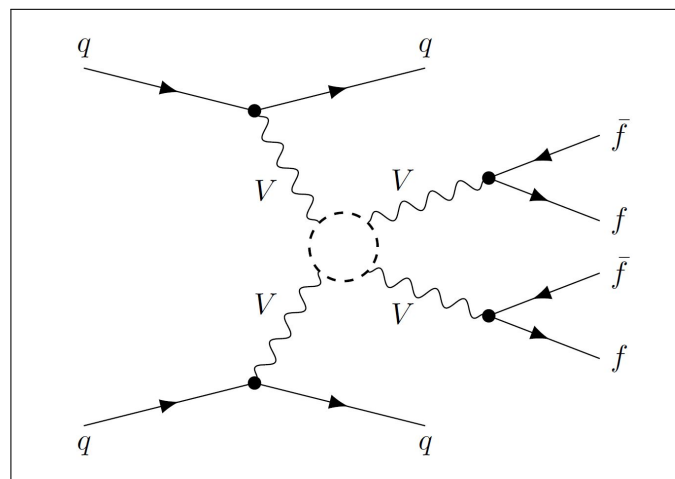


Abbildung 1.2: Die Abbildung zeigt das Feynman-Diagramm der Vektorboson Streuung (Grafik entnommen aus [1]).

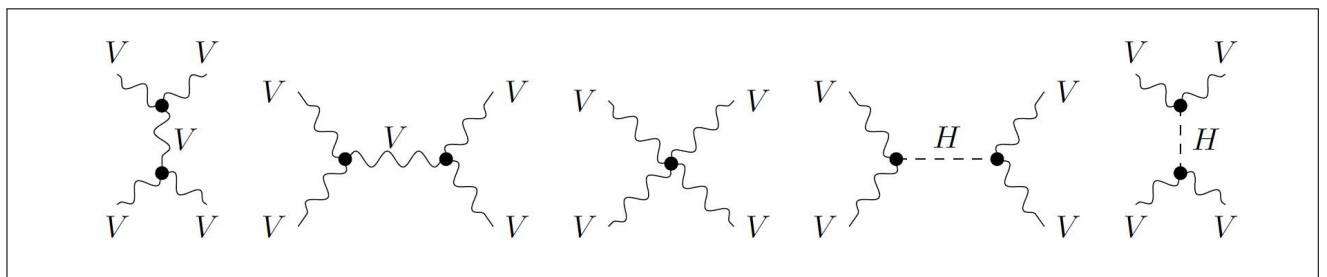


Abbildung 1.3: Die Abbildung zeigt eine Auflistung aller Möglicher Kanäle der VBS. Anfangs- und Endzustand sind in Abbildung 1.2 dargestellt (Grafik entnommen aus [1]).

Ein charakteristisches Merkmal, welches bei der experimentellen Untersuchung auf VBS hindeutet sind die 2 Quarks, die jeweils ein Eichboson abgestrahlt haben. Im Detektor äußern sich diese in Form von zwei stark vorwärts gestreuten Jets, mit einem großen Unterschied bei der Pseudorapidität $|\Delta\eta_{jj}|$. Oftmals reicht dies aber nicht für eine eindeutige Identifikation oder führt aufgrund von Verunreinigung durch Jets aus anderen Prozessen zu einer Nichterkennung durch die Auswertungssoftware. An dieser Stelle helfen Simulationen bei der Suche nach weiteren Charakteristiken, mit deren Hilfe die Streuung im Detektor vom Untergrund abgetrennt werden kann.

In dieser Arbeit werden nur der W^+W^+ ($WWss$) und der W^+Z^0 (WZ)² Kanal betrachtet. Erlaubt man im Endzustand nur Leptonen der ersten Familie, werden diese durch

$$jje^+e^+\nu_e\nu_e \text{ und } jje^+e^+e^-\nu_e \quad (1.7)$$

vollständig beschrieben. Es gibt allerdings noch weitere Prozesse, die den gleichen Endzustand haben und ebenfalls $\mathcal{O}(\alpha_W^6)$ sind. Eine Übersicht liefert Abbildung 1.4. Diese Prozesse sind von der VBS nicht eichinvariant trennbar und somit ebenfalls im Signal enthalten.

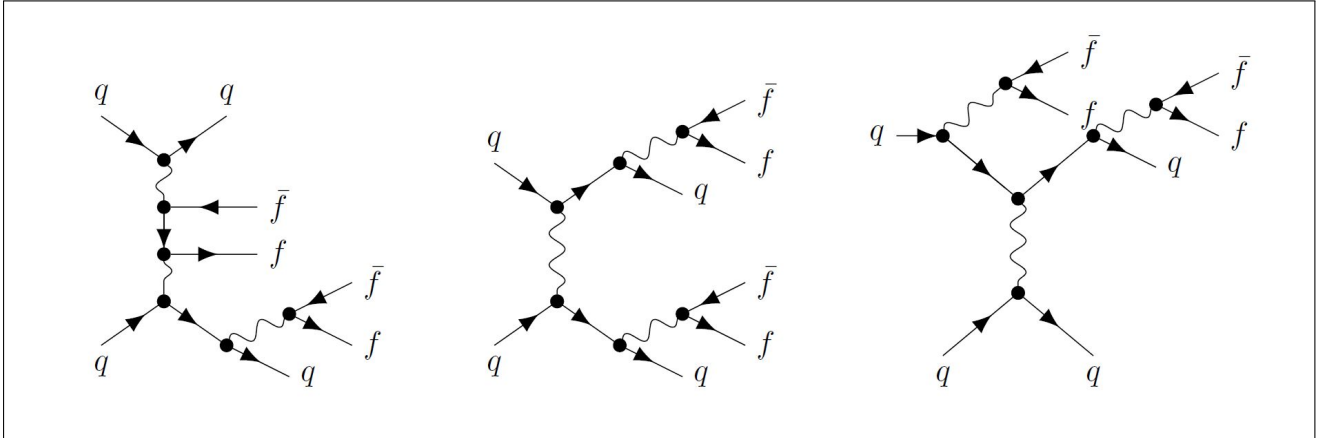


Abbildung 1.4: Die Abbildung zeigt die Feynman-Diagramme von $\mathcal{O}(\alpha_W^6)$ Prozessen mit gleichem Endzustand wie die VBS. (Grafik entnommen aus [1])

1.5 Anomale Quartische Eichkopplung

Die Suche nach neuer Physik auf direktem Wege ist oftmals sehr umständlich, da beispielsweise Parameter einer neuen Theorie stets durch experimentelle Erkenntnisse beschränkt werden müssen. Ein alternativer, sehr eleganter Weg ist der Ansatz einer effektiven Feldtheorie. Für ein sinnvolles Ergebnis sollten dabei einige Annahmen gemacht werden [2]:

- Jede Erweiterung des Standardmodells muss die Axiome der Streumatrix erfüllen.
- Lorentzinvarianz und $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ Eichsymmetrie dürfen nicht gebrochen werden.

- Das Standardmodell muss als Grenzfall der Theorie erfüllt sein.
- Es sollte keine Einschränkungen geben für Physik jenseits des Standardmodells.
- Es sollte möglich sein Strahlungskorrekturen der Wechselwirkungen (sowohl des Standardmodells als auch der Erweiterung) zu berechnen.

Alle Operatoren in der Lagrangedichte des Standardmodells haben höchstens die Energiedimension vier (mit $\hbar = c = 1$). Die Erweiterung geschieht nun über Addition von Operatoren einer höheren Energiedimension. Diese Operatoren werden noch zusätzlich durch einen konstanten Vorfaktor unterdrückt, der die Dimensionsdifferenz zu vier wieder behebt. So wird bei niedrigen Energien das SM als asymptotischer Grenzfall beschrieben.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_i \frac{c_i}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i + \dots \quad (1.8)$$

Das Λ in dieser Gleichung kann als die Energieskala neuer Physik gesehen werden und ist zunächst willkürlich gewählt. Die Koeffizienten c_i sind dimensionslos und bestimmen die Kopplungsstärke der neuen Operatoren an Teilchen des SM. Im Anhang von [2] wird gezeigt, dass alle Operatoren eine geradzahlige Dimension haben müssen, da sonst die Lepton- und Baryonzahl nicht erhalten ist. Somit haben zusätzliche Operatoren $\mathcal{O}_i$ eine Energiedimension von mindestens sechs. Operatoren, die ausschließlich auf quartische Kopplungen Einfluss nehmen, haben jedoch mindestens eine Energiedimension von acht.

Insgesamt gibt es vier mögliche Operatoren für eine Kopplung von vier Eichbosonen [3]:

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_0^{WW} &= g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} [W_\alpha^+ W_\beta^- W_\gamma^+ W_\delta^-] & \mathcal{O}_1^{WW} &= g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} [W_\alpha^+ W_\beta^+ W_\gamma^- W_\delta^-] \\ \mathcal{O}_0^{WZ} &= g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} [W_\alpha^+ Z_\beta W_\gamma^- Z_\delta] & \mathcal{O}_1^{WZ} &= g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} [W_\alpha^+ W_\gamma^- Z_\beta Z_\delta] \end{aligned} \quad (1.9)$$

Für die Lagrangedichte des Vertex folgt damit:

$$\mathcal{L}^{VV'V''} = c_0^{VV'} \mathcal{O}_0^{VV'} + c_1^{VV'} \mathcal{O}_1^{VV'}. \quad (1.10)$$

Unter der $SU(2)_L$ Eichinvarianz und der Renormierbarkeit des Standardmodells folgt für die Koeffizienten:

$$c_{0,SM}^{WW} = -c_{1,SM}^{WW} = \frac{2}{c_W^2} c_{0,SM}^{WZ} = -\frac{2}{c_W^2} c_{1,SM}^{WZ} = g^2 \text{ mit } c_W = \cos(\theta_W). \quad (1.11)$$

Sobald die zusätzlichen Operatoren berücksichtigt werden, verändert sich die obere Gleichung zu

$$c_i^{VV'} = c_{i,SM}^{VV'} + g^2 \Delta c_i^{VV'}. \quad (1.12)$$

Dabei symbolisiert Δc_i die Parametrisierung der neuen Physik bei niedrigen Energien ($< \Lambda$). Wenn die Symmetriebrechung linear durch das Higgs-Feld Φ erfolgt, dann haben unter der Annahme eines leichten Higgs-Bosons die Operatoren folgende Form:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{S,0} &= \frac{f_0}{\Lambda^4} [(D_\mu \Phi)^\dagger D_\nu \Phi] \times [(D^\mu \Phi)^\dagger D^\nu \Phi], \\ \mathcal{L}_{S,1} &= \frac{f_1}{\Lambda^4} [(D^\mu \Phi)^\dagger D_\nu \Phi] \times [(D_\mu \Phi)^\dagger D^\nu \Phi].\end{aligned}\tag{1.13}$$

Sollte die Symmetriebrechung durch ein schwereres oder gar kein Higgs erfolgen, dann muss ein allgemeiner Ansatz, der eine nicht lineare Brechung der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Symmetrie zulässt, gewählt werden. Dabei gibt es nur zwei Operatoren für quartische Wechselwirkung von Vektorbosonen, die die $SU(2)$ Symmetrie erhalten:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_4^{(4)} &= \alpha_4 [Tr(V_\mu V_\nu)]^2, \\ \mathcal{L}_5^{(4)} &= \alpha_5 [Tr(V_\mu V^\mu)]^2\end{aligned}\tag{1.14}$$

mit $V_\mu \equiv (D_\mu \Sigma) \Sigma^\dagger$ und

$$\Sigma(x) \equiv \exp\left(i \frac{\phi^a(x) \sigma^a}{v}\right).\tag{1.15}$$

Die σ^α stehen hier für die drei Pauli-Matrizen und ϕ^α für die Goldstone-Felder. Die kovariante Ableitung des Σ -Feldes ist unter $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ definiert als

$$D_\mu \Sigma \equiv \partial_\mu \Sigma + ig \frac{\tau^\alpha}{2} W_\mu^\alpha \Sigma - ig' \Sigma \frac{\tau^3}{2} B_\mu. \quad [3]\tag{1.16}$$

Bestimmt man nun für beide Ansätze die Koeffizienten c_i aus Formel (1.8), ergibt sich eine Umrechnung [14] für die Parametrisierungen durch

$$\alpha_4 = k \cdot \tilde{f}_{s0}, \quad \alpha_5 = \frac{k}{2} \cdot (\tilde{f}_{s1} - \tilde{f}_{s0})\tag{1.17}$$

für die WWss-Streuung und

$$\alpha_4 = \frac{k}{2} \cdot \tilde{f}_{s0}, \quad \alpha_5 = \frac{k}{2} \cdot \tilde{f}_{s0}\tag{1.18}$$

für die Streuung von W- und Z-Bosonen. Die Parametrisierungen f_{si} wurden hier durch $\tilde{f}_{si} \equiv f_{si} \cdot \frac{\Lambda^4}{T_{eV}^4}$ ersetzt und damit unabhängig von der Energieskala Λ gemacht. Der Vorfaktor k ist definiert durch

$$k \equiv \frac{v^4}{8 \text{ TeV}^4}.\tag{1.19}$$

1.6 Unitarität

Das Standardmodell ohne ein leichtes Higgs-Boson ($\lesssim 850$ GeV) sagt für höhere Energien ein unitaritätsverletzendes Anwachsen des Wirkungsquerschnittes für die VBS vorher. Ein leichtes Higgs hebt aber die divergenten Beiträge heraus (siehe Abbildung 1.5), sodass Unitarität stets gewährleistet ist.

$$\mathcal{A}(W_L W_L \rightarrow W_L W_L) \propto \frac{g_W^2}{v^2} \left[-s - t + \frac{s^2}{s - m_H^2} + \frac{t^2}{t - m_H^2} \right] \quad (1.20)$$

Die zusätzlichen Operatoren der effektiven Lagrangedichte liefern allerdings Beiträge, die sich

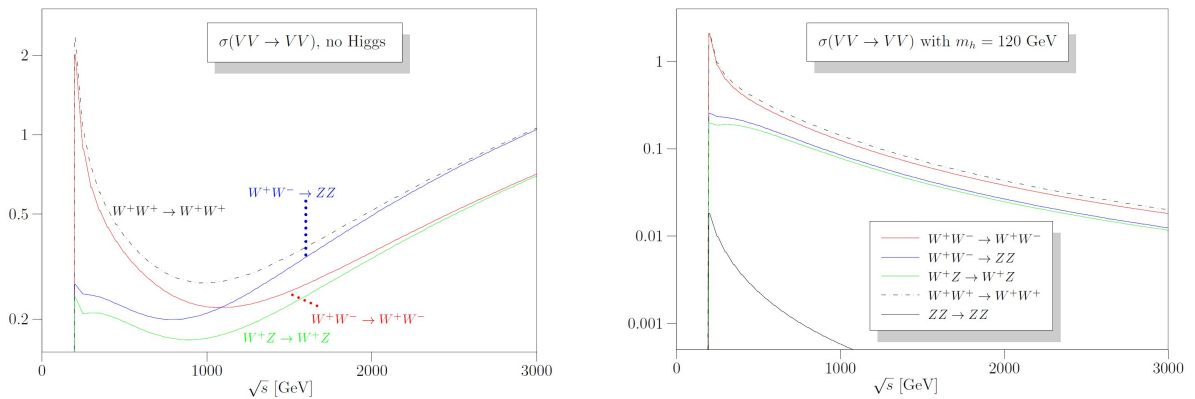


Abbildung 1.5: Die Abbildung zeigt links den Wirkungsquerschnitt für verschiedene Kanäle der Vektorbosonstreuung ohne Higgs und rechts mit einem leichten (120 GeV) Higgs. (Grafik entnommen aus [21])

bei hohen Energien nicht mehr kürzen, was zu beliebig großen Wirkungsquerschnitten führt. Dieses Verhalten ist unphysikalisch und suggeriert eine falsche Sensitivität auf anomale Kopplungen. Für die Erforschung neuer Modelle muss dieser Effekt zwingend unter Kontrolle gebracht werden. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden hierfür zwei komplett unterschiedliche Mechanismen vorgestellt und bezüglich ihrer Ergebnisse verglichen.

1.7 Experiment

1.7.1 LHC

Der Forschungskomplex Large Hadron Collider (LHC) ist ein Hadronen-Beschleuniger mit zwei gegenläufigen Strahlen und gehört zu der Einrichtung CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), zu Deutsch Europäische Organisation für Kernforschung. Die Maschine hat einen Gesamtumfang von etwa 26,7 km und liegt 45-170 m unter der Erde in der Nähe von Genf, zu 90% bedeckt von Molasse. Der Bau des Beschleunigers wurde bereits in den 80er Jahren geplant, noch bevor sein Vorgänger, der Large Electron-Positron Collider (LEP), in

Betrieb genommen wurde. Auch wenn der LHC zu einer Europäischen Organisation gehört, so haben sich außer den 20 Europäischen Mitgliedsländern bisher 91 weitere Nationen beteiligt.

1.7.2 Motivation

Unser Wissen um die physikalischen Vorgänge im Universum ist lückenhaft. Bisherige Erkenntnisse werden im Standardmodell der Teilchenphysik zusammengefasst. Mit der Inbetriebnahme des LHC erhofft man sich einige dieser Lücken zu schließen [23]:

- Erklärung für den Ursprung der Masse (Higgs-Mechanismus)
- Hinweise auf eine Theorie zu Vereinheitlichung der vier Grundkräfte durch supersymmetrische Teilchen
- Aufklärung der Struktur der dunklen Materie
- Aufklärung der Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie im Universum
- Untersuchung eines Materiezustandes, der zu Beginn des Universums existiert haben soll (Quark-Gluon-Plasma)

Weitere Ziele, die am LHC verfolgt werden, sind beispielsweise die Bestimmung der genauen Ausdehnung des Protons, Untersuchung simulierter kosmischer Strahlung und Untersuchung von möglichen Substrukturen von Quarks und Leptonen.

1.7.3 Technischer Aufbau

Insgesamt besteht der LHC aus etwa 9600 Magneten. Davon sind 1232 Hauptdipolmagnete mit Hilfe derer die Teilchen auf eine Kreisbahn gezwungen werden. Die Stärke dieser Magneten bestimmt die Schwerpunktsenergie, die mit dem Beschleuniger erreicht werden kann. Bei dem LHC beträgt die Feldstärke der Magnete 8,3 T. Solch starke Felder können momentan nur mit Hilfe von Supraleitern erzeugt werden. Deshalb wird jeder einzelne Magnet auf 1,9 K herunter gekühlt, bevor ein Strom von 11,7 kA ihn durchfließt. Zudem wird jeder Strahl in einer Vakuumröhre geführt. Bei dem LHC wird im Inneren der Röhre ein Druck von 10^{-13} bar erreicht. Auf diese Weise werden mögliche Störungen reduziert. Im Moment gibt es eine längere Pause, wenn der Beschleuniger aber in Betrieb ist, kreisen nicht einzelne Protonen im Inneren, sondern ganze Pakete. Genauer besteht ein Strahl aus 2808 Paketen, wovon jedes einzelne rund $1,15 \cdot 10^{11}$ Protonen enthält. Seit der Inbetriebnahme im März 2009 wurde die Schwerpunktsenergie bereits gesteigert. Ab März 2010 lief der Beschleuniger mit $\sqrt{s}$ von 7 TeV und hat etwa 5 fb^{-1} an Daten gesammelt. Anfang 2012 wurde die Energie auf 8 TeV und die Luminosität auf 20 fb^{-1} erhöht. Sobald der Ring Ende des Jahres 2014 wieder reaktiviert wird, plant man ihn mit seiner maximalen Leistung von 14 TeV zu betreiben.

Am LHC finden vier Experimente gleichzeitig statt, jeweils mit einem eigenen Detektor:

- ATLAS (A Torodial LHC ApparatuS)
- CMS (Compact Muon Solenoid)
- ALICE (A Large Ion Collider Experiment)
- LHCb (Large Hadron Collider beauty)

ATLAS und CMS sind relativ allgemein gehaltene Experimente (general purpose detector), während ALICE und LHCb spezieller, dafür aber effizienter sind.

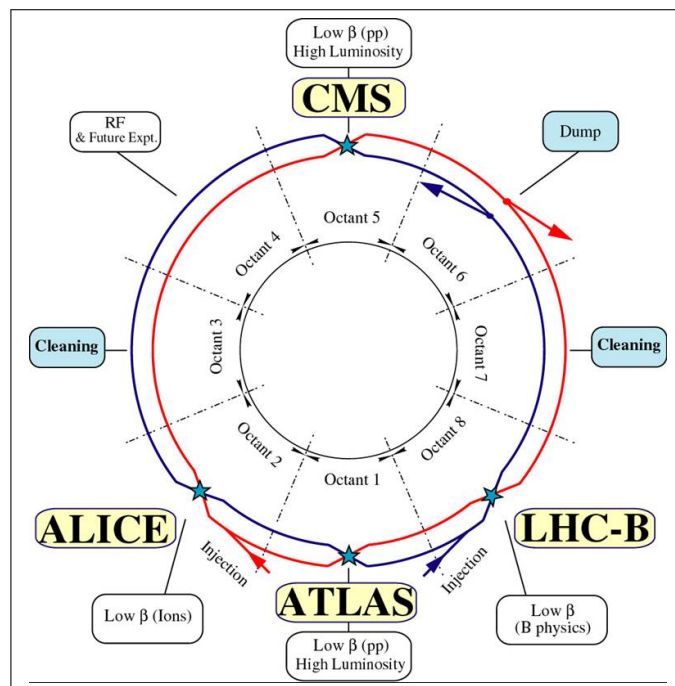


Abbildung 1.6: Die Abbildung zeigt den schematischen Aufbau des LHC (Grafik entnommen aus [10]).

1.7.4 ATLAS

Der ATLAS-Detektor, dargestellt in Abbildung 1.7, ist mit 44 m und 25 m Durchmesser etwa 80% länger und 67% breiter als sein Partner (CMS). In einem rechtshändigen Koordinatensystem bei dem der Ursprung der Kollisionspunkt ist, zeigt die z-Achse in Strahlrichtung, die y-Achse nach oben und die x-Achse in Ringmitte. Der Winkel ϕ wird zwischen der x- und y-Achse in mathematisch positiver Richtung gemessen, der Winkel θ zwischen y- und z-Achse. Da dieser nicht lorentzinvariant ist, wird stattdessen bei Versuchen die Pseudorapidität

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (1.21)$$

angegeben. Der Aufbau des Detektors ist prinzipiell vergleichbar mit einer Zwiebelschicht: Wenige Zentimeter entfernt von dem Kollisionspunkt befindet sich der innere Detektor in dem Spuren besonders genau rekonstruiert werden können. Die nächste Schicht besteht aus Kalorimetern (elektronisch und hadronisch) zum Nachweis von Photonen, Elektronen und Jets. Die letzte Schicht wird von Myonenkammern gebildet.

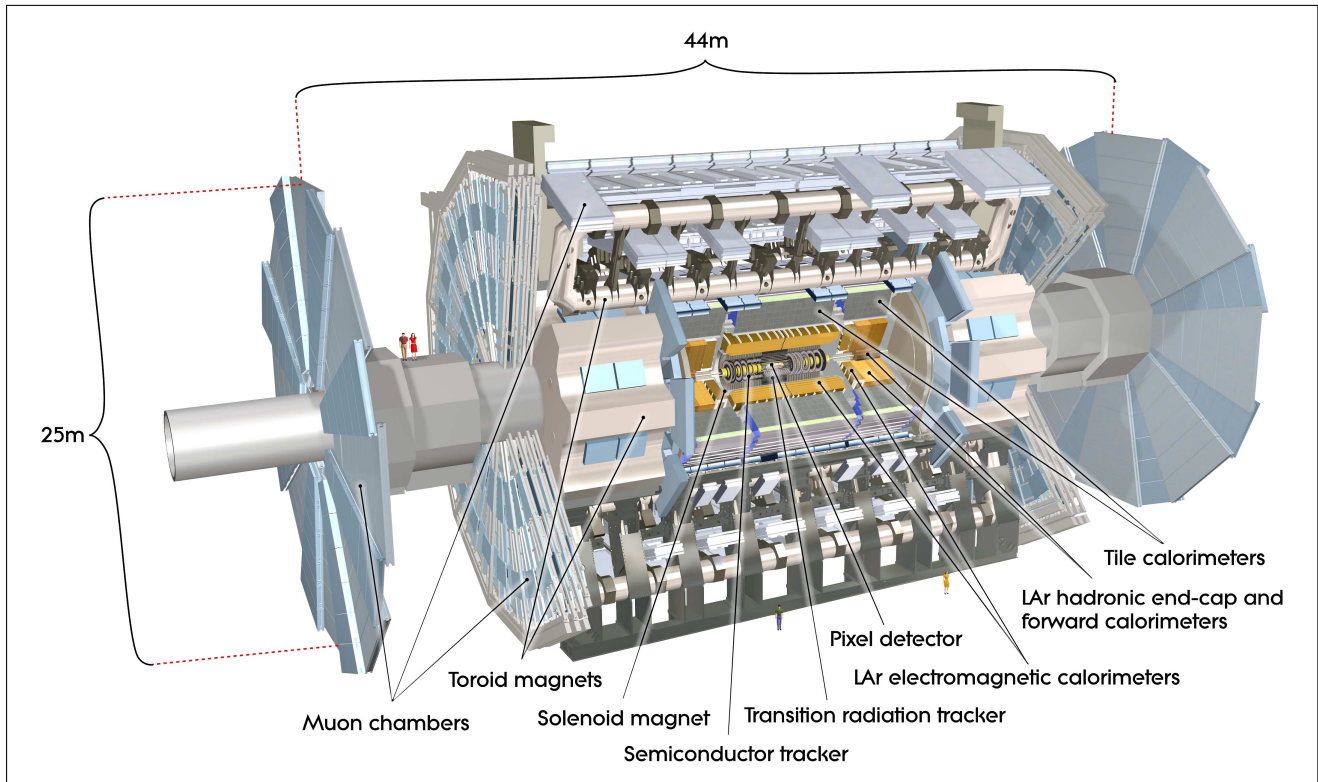


Abbildung 1.7: Die Abbildung zeigt eine schematische Übersicht des ATLAS-Detektors, inklusive eines Größenvergleichs mit 2 Menschen.

Innerer Detektor

Der innere Detektor deckt einen Bereich von $|\eta| < 2,5$ ab. Er ist aus insgesamt drei Subdetektoren zusammengesetzt, welche sich in einem solenoiden Magnetfeld von 2 T befinden, welches über die Lorentzraft eine genauere Zuordnung der Teilchen ermöglicht. Der erste Subdetektor ist ein dreilagiger Silizium-Pixeldetektor. Da er am nächsten zum Kollisionspunkt liegt, werden hier besonders hohe Anforderungen an die Auflösung gestellt. In der R - ϕ -Ebene werden $10 \mu\text{m}$ und in z -Richtung $115 \mu\text{m}$ erreicht. Der nächste Subdetektor ist ein Silizium-Streifendetektor. Dieser hat ein etwas schlechteres Auflösungsvermögen und liefert in der Regel vier zusätzliche Spurpunkte zur Flugbahn. Der äußerste Teil des inneren Detektors ist ein Übergangsstrahlungsspurdetektor. Dieser besteht aus vielen Röhrchen, die mit Xenon, Sauerstoff und Kohlenstoffdioxid gefüllt sind. Bei einem Übergang eines Teilchens von einem Medium in ein anderes (mit anderer Dielektrizität), wird Übergangsstrahlung emittiert, mit deren Hilfe bis zu 30 weitere Spurpunkte für die Rekonstruktion der Flugbahn genutzt werden können.

Kalorimetersystem

Wie bereits erwähnt, besteht das Kalorimetersystem aus elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern und deckt einen Bereich von $|\eta| < 4.9$ ab. Elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen werden von Bleiplatten gestoppt und mit Hilfe von flüssigem Argon nachgewiesen. Der Wechselwirkungsquerschnitt ist dabei invers proportional zur Masse, wodurch meist Photonen und Elektronen nachgewiesen werden können, die schwereren Myonen allerdings nicht. Weiter außen schließen sich die hadronischen Kalorimeter an. In den Endkappen wird flüssiges Argon verwendet, im Zentralbereich Szintillatoren.

Myonenkammern

Die Myonendetektion erfasst einen Bereich von $|\eta| < 2,7$. Hierfür werden zwei unabhängige Systeme benutzt, wobei eines primär für die Messung des Impulses und die Aufzeichnung der Spur verantwortlich ist und das andere für die Triggerung.

Triggersystem

Ein weiterer wichtiger Bestandteil des Detektors ist das Triggersystem, da es maßgeblich über Quantität und Qualität der gemessenen Daten entscheidet. Die Herausforderung besteht darin, eine Datenrate von 40 MHz (Wechselwirkungsrate von 10^9 Hz und einer Luminosität von $10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), wobei ein Ereignis 4,6 Mb Rohdaten liefert, auf eine Rate zu reduzieren bei der die Speichermedien mithalten können, genauer auf 100 Hz. Gleichzeitig dürfen dabei die Daten statistisch nicht verfälscht werden und eine hohe Effizienz muss für neue (seltene) Phänomene erhalten bleiben. Dies geschieht in drei Schritten: Auf der ersten Trigger-Stufe L1 wird die Datenrate elektronisch auf < 75 kHz gesenkt mit einer Latenzzeit von $2,5 \mu\text{s}$. Dabei markiert ein Hardwaretrigger interessante Bereiche (region of interest) für einen weiteren Trigger, welcher dann über die weitere Verarbeitung entscheidet. Auf der zweiten Trigger-Stufe L2 werden deutlich langsamere Algorithmen (auf Computern an der Erdoberfläche) mit einer Latenzzeit von 40 ms benutzt, um die Datenrate auf 3,5 kHz zu senken. Auf der letzten Trigger-Stufe EF (event filter) werden noch komplexere und dadurch auch langsamere Algorithmen genutzt, welche in der Lage sind Daten noch besser zu selektieren.

1.8 VBFNLO

VBFNLO ist ein in FORTRAN geschriebenes Programm, welches ursprünglich zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten von Vektorbosonfusions-Prozessen (VBF) höherer Ordnung (next-to-leading-order, NLO) gedacht war. Mit der Zeit wurde es um eine Vielzahl von Prozessen erweitert. Unter anderem bietet es die Möglichkeit anomale quartische Eichkopplungen zu betrachten.

Die Berechnung eines Wirkungsquerschnittes $\sigma(pp \rightarrow X)$ erfordert die Lösung folgenden Integrals:

$$\begin{aligned} \sigma(pp \rightarrow b_1 \dots b_n) = & \int dx_1 dx_2 \sum_{\text{Subprozesse}} f_{a_1/p_1}(x_1) f_{a_2/p_2}(x_2) \\ & \frac{1}{2\hat{s}} \int d\Phi_n(x_1 p_{p_1} + x_2 p_{p_2} \rightarrow p_{b_1} \dots p_{b_n}) \Theta_c \\ & \overline{\sum |\mathcal{M}|^2(a_1 a_2 \rightarrow b_1 \dots b_n)} \end{aligned} \quad (1.22)$$

Hier symbolisiert a_i ein Parton, p_j ein Proton und $f_{a_i/p_j}(x_i)$ ist eine Parton-Dichteverteilung, welche die Wahrscheinlichkeit ein Parton mit dem Impulsbruchteil x_i innerhalb eines der beiden Protonen zu finden. Es ist notwendig über alle Subprozesse zu summieren, da verschiedene Kombinationen von zwei Partonen zu identischen Endzuständen führen können. Das lorentz-invariante Phasenraumelement $d\Phi_n(x_1 p_{p_1} + x_2 p_{p_2} \rightarrow p_{b_1} \dots p_{b_n})$ des jeweiligen Prozesses wird mit Hilfe der Thetafunktion Θ_c , welche die Phasenraumschnitte des Endzustandes ausführt, aufintegriert und mit $\frac{1}{2\hat{s}}$ gewichtet. Dabei ist $\sqrt{\hat{s}}$ die Schwerpunktsenergie des Subprozesses. Der letzte Term in der Gleichung mittelt über alle möglichen Farben und Polarisierungen des Ausgangszustandes und summiert über die des Endzustandes.

Da dieses Integral über keine analytische Lösung verfügt, wird es numerisch mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode gelöst. Dabei bildet man das Integrationsvolumen auf einen d-dimensionalen Einheitswürfel ab und wertet das Integral an zufällig generierten Punkten aus.

$$I_{\text{MC}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(\vec{x}_i) \quad (1.23)$$

Der Fehler fällt dabei mit $\frac{c}{\sqrt{N}}$ ab. Um statistische Fehler mit möglichst wenig Aufwand gering zu halten, werden alle berechneten Werte auf zwei Arten gewichtet. Einerseits nutzt man das Wissen um die Phasenraumabhängigkeiten der Übergangsmatrixelemente aus [4]. Auf der anderen Seite wird ein iteratives Verfahren zur Berechnung des Integrals genutzt. Dabei werden bevorzugt Zahlen in einen Bereich gewürfelt, in dem beim letzten Durchgang besonders große Beiträge zu dem Integral ermittelt wurden [13]. Zunächst werden sämtliche für die Simulation relevanten Parameter eingelesen. Anschließend erfolgt die entsprechende Initialisierung des Zufallsgenerators, der Integrationsroutine und der Histogrammfunktion. Die Integration läuft in zwei geschachtelten Schleifen ab. Die äußere Schleife zählt Iterationen, während die Innere für die Berechnung der Punkte im Phasenraum zuständig ist. Die Integrationsroutine liefert einen Vektor gewichteter Zufallszahlen, welche in Teilchenimpulse des jeweiligen Phasenraumpunktes umgerechnet werden. Liegt der Punkt außerhalb des Phasenraumschnittes, wird sein Gewicht auf 0 gesetzt und an die Integrationsroutine übergeben, der Rest der Schleife wird übersprungen. Liegt der Punkt innerhalb des Phasenraumschnittes, wird das Quadrat der Übergangsamplitude berechnet. Das Ergebnis wird mit dem Phasenraumfaktor multipliziert

und mit dem Gewicht an die Integrationsroutine übergeben. Die Integrationsroutine summiert die Beiträge aller Phasenraumpunkte auf und liefert den Wirkungsquerschnitt samt Fehler zurück (dargestellt in Abbildung 1.9). Die NLO Integration läuft prinzipiell analog ab, beinhaltet jedoch eine ganze Reihe zusätzlicher Korrekturen.

Um Unitarität zu gewährleisten, verwendet VBFNLO Formfaktoren. Die Idee dahinter ist die Abdämpfung der Wirkungsquerschnitte ab einer Energie, bei der die Unitarität verletzt wird, durch Manipulation der Parametrisierung $f_i \rightarrow \mathcal{F}(s) \cdot f_i$. Grundsätzlich gibt es mehrere Möglichkeiten für die Umsetzung. Beispielsweise wäre es möglich mit Hilfe einer Thetafunktion alles, was eine Unitaritätsverletzung zur Folge hat, weg zu schneiden. Physikalisch sinnvoller ist es allerdings diesen Prozess stetig zu gestalten.

$$\mathcal{F}(s) = \frac{1}{\left(1 + \frac{s}{\Lambda_{FF}^2}\right)^n} \quad (1.24)$$

Λ_{FF} steht dabei für die Energie, ab der "eingegriffen" wird, $\sqrt{s}$ ist die Schwerpunktsenergie und n beschreibt die Stärke des Eingriffs.

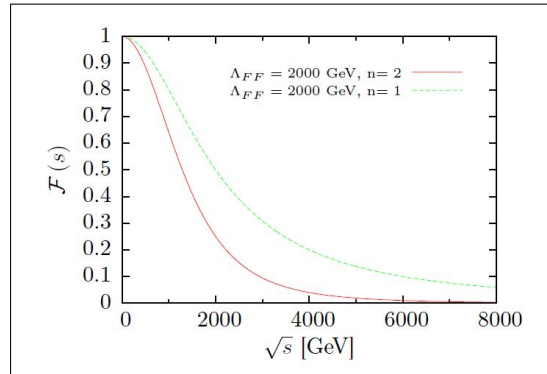


Abbildung 1.8: Die Abbildung zeigt einen Vergleich der Formfaktoren bei $\Lambda_{FF} = 2000$ GeV für $n = 1$ bzw. $n = 2$ (Grafik wurde entnommen aus [4]).

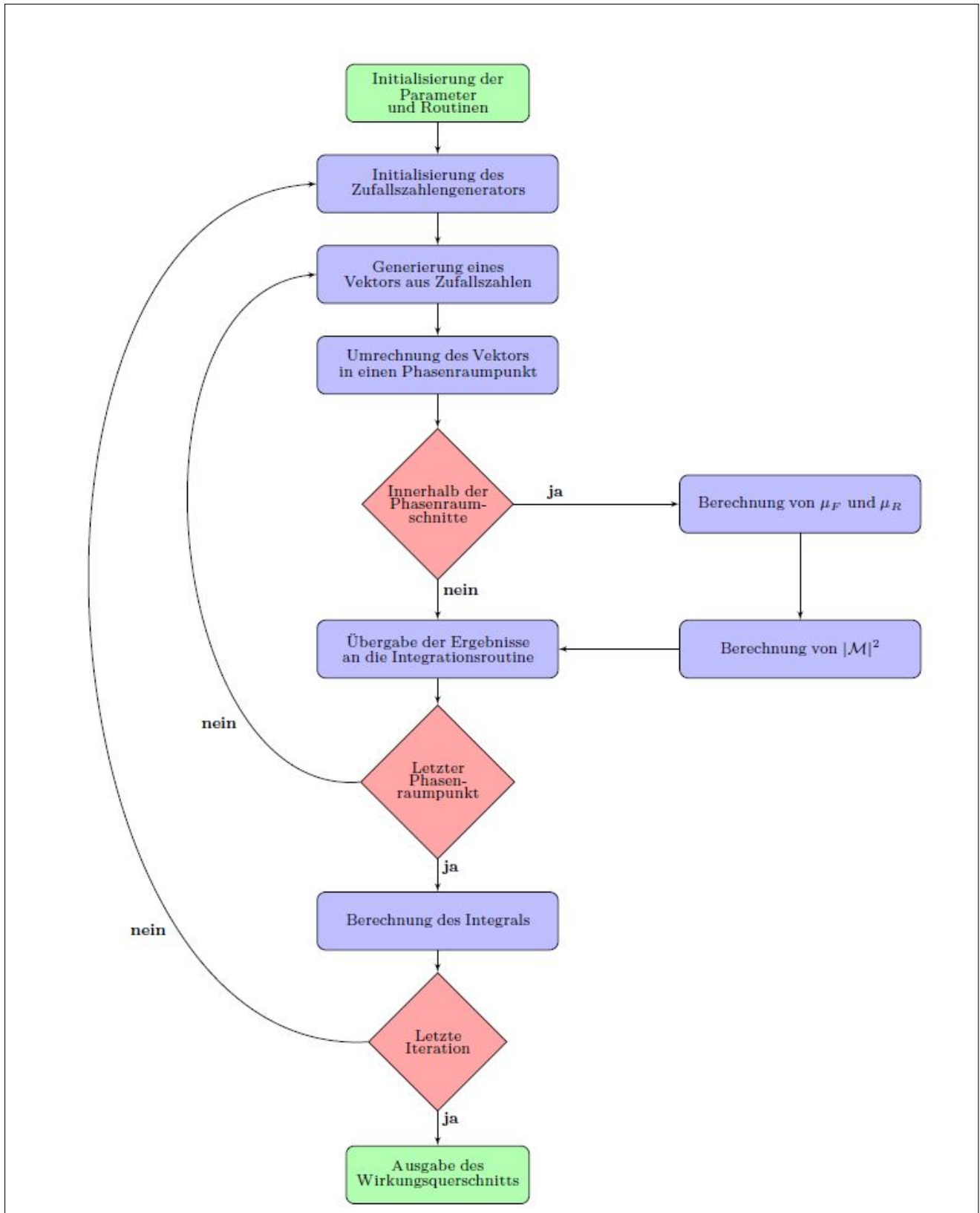


Abbildung 1.9: Die Abbildung zeigt den schematischen Ablauf der Erzeugung von Ereignissen mit VBFNLO. (Grafik wurde entnommen aus [6])

1.9 WHIZARD

Die Entwicklung von WHIZARD (W,Higgs, Z, And Respective Decays) begann bereits 1998. Motiviert wurde dieses Projekt hauptsächlich durch den Mangel an Möglichkeiten zur Analyse fermionischer Prozesse mit sechs Teilchen im Endzustand (insbesondere VBS). Mit der Zeit wurde die Software um das komplette SM, die QCD und hadronische Prozesse erweitert. Ähnlich wie VBFNLO ist WHIZARD ein modular aufgebauter Monte-Carlo-Generator, geschrieben in FORTRAN. Im Gegensatz zu VBFNLO ist WHIZARD aber ein LO-Generator, der dafür in der Lage ist mit Feynman-Diagrammen zu rechnen.

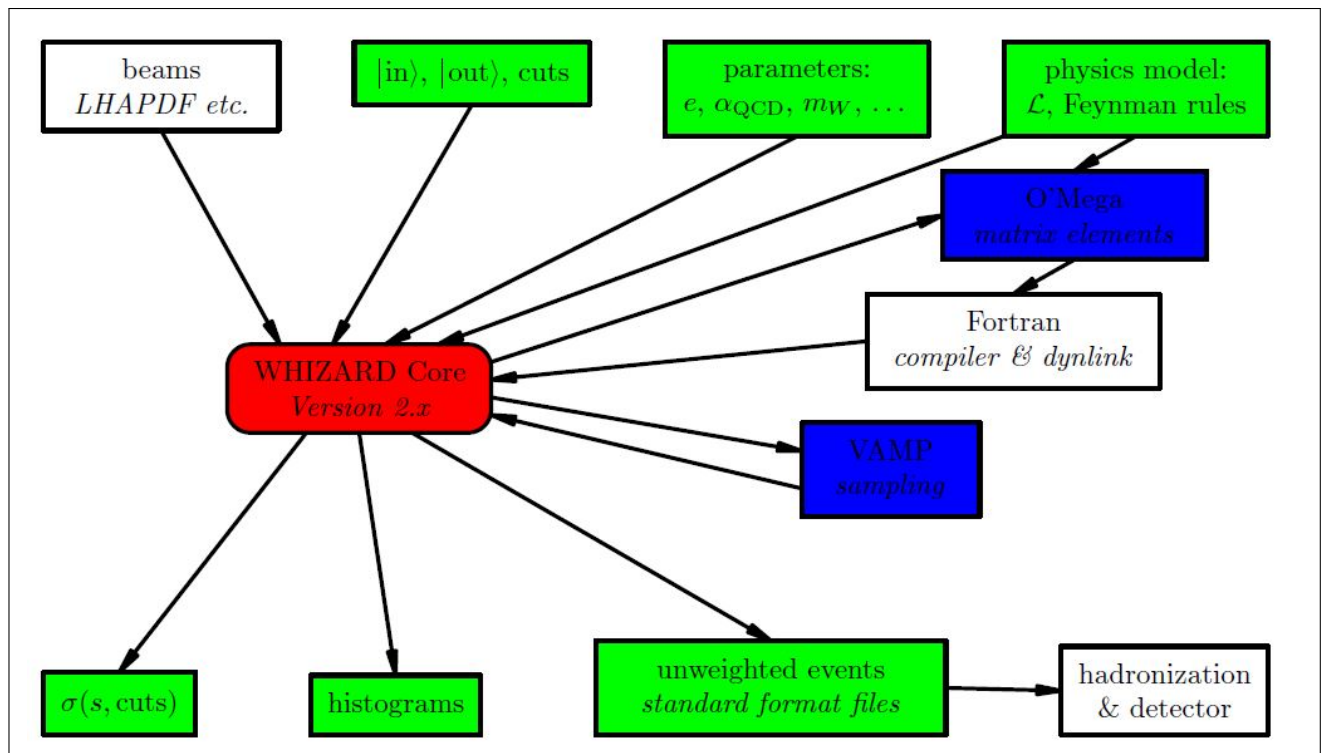


Abbildung 1.10: Schematische Darstellung der Architektur von WHIZARD (Grafik wurde entnommen aus [5])

Insgesamt besteht der Generator aus drei einzelnen Paketen. Dem WHIZARD-Kern, der für Quanten-Korrelationen, Phasenraumkinematiken und die Kommunikation zwischen anderen Modulen zuständig ist. Dem O'Mega-Modul (optimizing matrix element generator), das ausschließlich lineare Operationen auf statische Objekte wie Spinore, Vierimpulse und Matrizen anwendet und dem VAMP-Modul (Vegas AMPlified). VAMP wendet, ähnlich wie bei VBFNLO, den VEGAS-Algorithmus für die Integration über den mehrdimensionalen Einheitswürfel an. Dabei bezieht sich das AMPlified auf eine unterschiedliche Behandlung der einzelnen Dimensionen. Die Körnung des Rasters, welches über den Einheitswürfel gelegt wird, ist bei VAMP abhängig von den Fluktuationen in dieser Dimension. Ein Vorteil dieser Herangehensweise ist die Einsparung von Rechenzeit. Da WHIZARD ebenfalls ein Monte-Carlo-Generator ist, skaliert der Integrationsfehler für die Wirkungsquerschnitte mit $\frac{c}{\sqrt{N}}$.

Ein weiterer Ansatz für die Einsparung von Rechenzeit, besteht in der Gewichtung generierter Events. WHIZARD behält dabei stets das Maximalgewicht aller Events, sowie den Beitrag eines jeden Events im Blick. Bei der Erzeugung einer großen Stichprobe, führt dies zu drastischer Zeitersparnis. An dieser Stelle wird allerdings ein weiterer Tradeoff zwischen Fehler und Rechenzeit gemacht.

Bei der Umsetzung des Unitarisierungsmechanismus, zeigt WHIZARD fundamentale Unterschiede zu VBFNLO. Die Entwickler haben sich für den Formalismus der K-Matrix entschieden. Prinzipiell kann jede Streuamplitude $A(s, t, u)$ durch eine Linearkombination aus Isospin-Eigenamplituden $A_I(s, t, u)$ dargestellt werden, welche sich ihrerseits mit Hilfe von Legendrepoly-nomen $P_n(x)$ entwickeln lassen in Spin-Isospin-Eigenamplituden $a_{IJ}(s)$: Jede dieser $a_{IJ}(s)$ hat $|\text{Im } a_{IJ}| \leq 1$, $|\text{Re } a_{IJ}| \leq \frac{1}{2}$ zu erfüllen, damit Unitarität gewährleistet ist (Optisches Theorem [22]). Diese beiden Bedingungen führen auf das sogenannte Arganddiagramm (siehe Abbildung 1.11). Per Definition erfüllen alle Punkte im und auf dem Kreis die Unitaritätsbedingungen. Sollte nun ein a_{IJ} die Bedingungen für Unitarität nicht genügen, wird es für

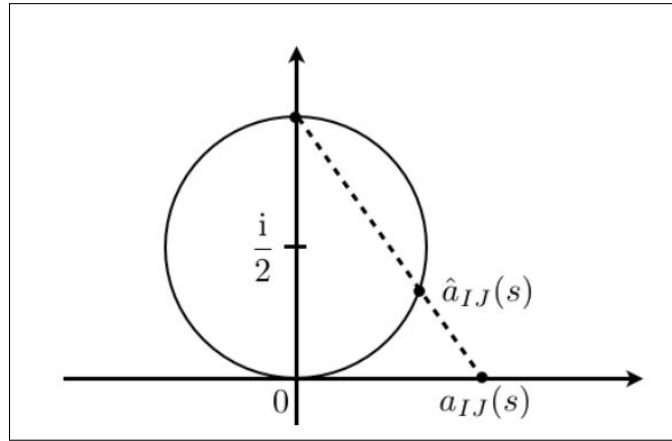


Abbildung 1.11: Die Abbildung zeigt den Projektionsmechanismus auf den Argandkreis (Grafik wurde entnommen aus [7]).

weitere Berechnungen durch seine Projektion $\hat{a}_{IJ}$ auf den Kreis ersetzt.

$$\hat{a}_{IJ}(s) = \frac{1}{\text{Re}(1/a_{IJ}(s)) - i} \quad (1.25)$$

Dabei ist a_{IJ} reell, so wie in der Grafik 1.11 dargestellt. Um eine beliebige Amplitude auf den Kreis zu projizieren, verwendet man den Realteil der Eigenamplitude.

$$a_{IJ}^{\text{reell}}(s) \equiv \frac{1}{\text{Re}(1/a_{IJ}(s))} \quad (1.26)$$

Hauptteil

2.1 Datenerzeugung

Wie Bereits in den Abschnitten (1.8) und (1.9) beschrieben, gibt es viele Einstellmöglichkeiten für die Erzeugung von Daten mit den beiden Generatoren. In diesem Abschnitt sollen kurz alle Einstellungen erwähnt werden.

Alle, in dieser Arbeit verwendeten, Datensätzen beschreiben die Kollision von zwei Protonen mit einer Schwerpunktennergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV. Die beiden möglichen Endzustände für den WWss- und WZ-Kanal sind dabei $jje^+e^+\nu_e\nu_e$ und $jje^+e^+e^-\nu_e$. Weiterhin wurden die Datensätze in 3 unterschiedlichen Phasenräumen untersucht. Für WWss sind diese folgendermaßen definiert:

”extended fiducial phasespace”:

mindestens 2 Jets mit:

$$pT(\text{jet1}) > 20 \text{ GeV}$$

$$pT(\text{jet2}) > 20 \text{ GeV}$$

$$|\eta(\text{jet1})| < 5$$

$$|\eta(\text{jet2})| < 5$$

$$m_{jj} > 150 \text{ GeV}$$

genau 2 Leptonen mit:

$$pT(\text{lepton1}) > 10 \text{ GeV}$$

$$pT(\text{lepton2}) > 10 \text{ GeV} \quad (2.1)$$

$$|\eta(\text{lepton1})| < 5$$

$$|\eta(\text{lepton2})| < 5$$

gleicher Ladung

”fiducial phasespace”:

$$m_{ET} > 40 \text{ GeV}$$

mindestens 2 Jets mit:

$$pT(\text{jet1}) > 30 \text{ GeV}$$

$$pT(\text{jet2}) > 30 \text{ GeV}$$

$$|\eta(\text{jet1})| < 4, 5$$

$$|\eta(\text{jet2})| < 4, 5$$

$$m_{jj} > 150 \text{ GeV}$$

genau 2 Leptonen mit:

$$pT(\text{lepton1}) > 25 \text{ GeV}$$

$$pT(\text{lepton2}) > 20 \text{ GeV} \quad (2.2)$$

$$|\eta(\text{lepton1})| < 5$$

$$|\eta(\text{lepton2})| < 5$$

$$m_{ll} > 20 \text{ GeV}$$

$$m_{e^+e^-} < 81 \text{ GeV} \vee m_{e^+e^-} > 101 \text{ GeV}$$

”VBS fiducial phasespace”:

$$m_{ET} > 40 \text{ GeV}$$

mindestens 2 Jets mit:

$$pT(\text{jet1}) > 30 \text{ GeV}$$

$$pT(\text{jet2}) > 30 \text{ GeV}$$

$$|\eta(\text{jet1})| < 4,5$$

$$|\eta(\text{jet2})| < 4,5$$

$$m_{jj} > 500 \text{ GeV}$$

$$|\Delta\eta_{jj}| > 2,4$$

genau 2 Leptonen mit:

$$pT(\text{lepton1}) > 25 \text{ GeV}$$

$$pT(\text{lepton2}) > 20 \text{ GeV}$$

$$|\eta(\text{lepton1})| < 5$$

$$|\eta(\text{lepton2})| < 5$$

$$m_{ll} > 20 \text{ GeV}$$

$$m_{e^+e^-} < 81 \text{ GeV} \vee m_{e^+e^-} > 101 \text{ GeV}$$

(2.3)

Für den WZ-Kanal gibt es im ”extended fiducial phasespace” noch einen Phasenraumschnitt bei $m_{ll} > 4 \text{ GeV}$, zusätzlich wurden Leptonenzahl und Ladung dem Endzustand angepasst. Weitere Parameter sind in Tabelle 2.1 aufgeführt.

Schwerpunktenergie	8 TeV
Masse des Higgs	126 GeV
Higgs-Breite	0,00418 GeV
Masse des Topquark	172.5 GeV
Masse des τ	1,77705 GeV
μ_F	160,798 GeV
μ_R	160,798 GeV
G_F	$1,16637 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$
Masse der $W^\pm$	80,399 GeV
Masse des Z	91,1876 GeV
Parton-Dichteverteilung	cteq611.LHpdf

Tabelle 2.1: Die Tabelle beinhaltet eine Liste von verwendeten Parametern zur Datenerzeugung.

Jeder Datensatz wurde auf ”Generatorlevel” mit den Phasenraumschnitten des ”extended fiducial phasespace” erzeugt und besteht aus mindestens 600000 gewichteter Ereignisse. WHIZARD nutzt dabei die Parametrisierungen α_4 und α_5 , während VBFNLO $\tilde{f}_{s0}$ und $\tilde{f}_{s1}$ verwendet.

2.2 Überprüfung der Fehlerangaben

Im Verlauf dieser Arbeit kam es immer wieder zu Problemen mit den angegebenen Unsicherheiten der beiden Generatoren. Aus diesem Grund wird allen Analysen und Ergebnissen dieser Abschnitt voran gestellt, um die Interpretation zu erleichtern.

Die Grafik 2.1 zeigt wie wichtig das Wissen um zu kleine Unsicherheiten ist. Zum einen, weil

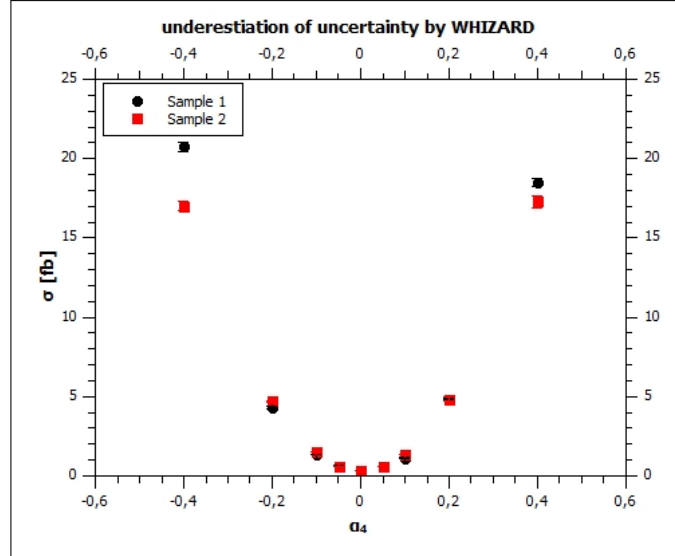


Abbildung 2.1: Das Diagramm zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt (ununitarisiert) für die Streuung von Vektorbosonen (WZ) in Abhängigkeit von verschiedenen Parametergrößen α_4 für die anomale Kopplung. Beide Datensätze wurden mit identischen Einstellungen erzeugt.

einige Indikatoren für die Güte einer Anpassung, wie zum Beispiel $\frac{\chi^2}{\text{doF}}$, ihre Aussagekraft verlieren. Zum anderen lässt das kleine Unsicherheiten auf berechnete Größen und damit sehr unwahrscheinliche Abweichungen zu theoretischen Werten, in einem anderen Licht erscheinen. Um diesen Effekt zu quantifizieren, wurde von einem mehrfach generierten Punkt die Standardabweichung manuell bestimmt und mit den Fehlerangaben der beiden Generatoren verglichen:

WHIZARD	berechneter Fehler	größter Generatorfehler	kleinster Generatorfehler
WWss unitarisiert	0,0183 (0,6%)	0,0093 (0,3%)	0,0078 (0,25%)
WZ unitarisiert	0,0315 (3,47%)	0,0097 (1,07%)	0,0061 (0,67%)
VBFNLO			
WWss ununitarisiert	0,3481 (0,31%)	0,2532 (0,23%)	0,2304 (0,21%)

Tabelle 2.2: Die Tabelle vergleicht die statistischen Unsicherheit der Generatoren, berechnet aus jeweils 10 Wirkungsquerschnitten für $\alpha_4 = 0,4$ bzw. $\tilde{f}_{s0} = \tilde{f}_{s1} = 870,4$, mit der größten und kleinsten Unsicherheit, die von den Generatoren ausgegeben wurde.

Anscheinend unterschätzt WHIZARD die Unsicherheiten in etwa um 50 – 70% (siehe Tabelle 2.1) des tatsächlichen Werts. Bei VBFNLO sieht das relativ ähnlich aus, allerdings werden die Unsicherheiten nur um etwa 25 – 35% unterschätzt. Den Entwicklern von WHIZARD ist dieses Problem bekannt und sie haben mit einer großen Anzahl von Punkten eine Gaußverteilung mit etwa der doppelten Breite des Generatorfehlers erhalten. Eine Korrelation zwischen aQGC-Parametern, Unitarisierung oder der Art des Streuprozesses ist aber nicht bekannt [5].

2.3 Analysen zum WWss-Streuprozess

Alle Regressionsrechnungen in dieser Arbeit wurden mit der gewichteten Maximum-Likelihood-Methode durchgeführt. Als Maß für die Güte einer Regression wurde das Bestimmtheitsmaß R^2 ([26],[27] und [28]) verwendet.

2.3.1 Totaler Wirkungsquerschnitt

Die zusätzlichen Terme einer effektiven Feldtheorie führen zu Veränderungen der Übergangsmatrix

$$M_{\text{alt}} \rightarrow M_{\text{neu}} \equiv x_{\text{aQGC}} \cdot M_{\text{aQGC}} + M_{\text{SM}} \text{ mit } x_{\text{aQGC}} \text{ als Parametrisierung.} \quad (2.4)$$

Da der Wirkungsquerschnitt σ sich aus der Übergangsmatrix berechnet folgt $\sigma \rightarrow \sigma(x_{\text{aQGC}})$, wobei x_{aQGC} für eine der vier Parametrisierungen aus (1.19) steht. Im Folgenden soll die genaue Abhängigkeit untersucht werden.

$$\begin{aligned} d\sigma &= |M|^2 d\Phi \\ \sigma &= \underbrace{x_{\text{aQGC}}^2 \cdot \int |M_{\text{aQGC}}|^2 d\Phi}_{\sigma_{\text{aQGC}}} + \underbrace{\int |M_{\text{SM}}|^2 d\Phi}_{\sigma_{\text{SM}}} + \\ &\quad \underbrace{2x_{\text{aQGC}} \cdot \int (\text{Re}(M_{\text{aQGC}}) \text{Re}(M_{\text{SM}}) + \text{Im}(M_{\text{aQGC}}) \text{Im}(M_{\text{SM}})) d\Phi}_{\sigma_{\text{Interferenz}}} \\ \sigma &= \sigma_{\text{aQGC}} + \sigma_{\text{Interferenz}} + \sigma_{\text{SM}} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Eine parabolische Abhängigkeit der Wirkungsquerschnittes von den Kopplungsparametern kann nun einfach überprüft werden.

Bei einer geschickten Wahl der Parameter lassen sich auch die beiden Generatoren miteinander vergleichen:

Wird $v = 246$ GeV in Gleichung (1.19) eingesetzt führt das mit (1.17) auf

$$\alpha_4 = k \tilde{f}_{s0} \text{ und } \alpha_5 = \frac{k}{2} (\tilde{f}_{s0} - \tilde{f}_{s1}) \text{ mit } k = \frac{1}{2177} \quad (2.6)$$

als Umrechnung zwischen den vier Parametrisierungen für den nicht unitarisierten Fall von WWss-Streuung. Daraus ergeben sich zwei Szenarios für die Erzeugung der Datensätze:

1. $\alpha_5 = 0 \Leftrightarrow \tilde{f}_{s0} = \tilde{f}_{s1} \neq 0, \alpha_4 \neq 0$
2. $\alpha_4 = 0, \tilde{f}_{s0} = 0 \Leftrightarrow \alpha_5 \neq 0, \tilde{f}_{s1} \neq 0$

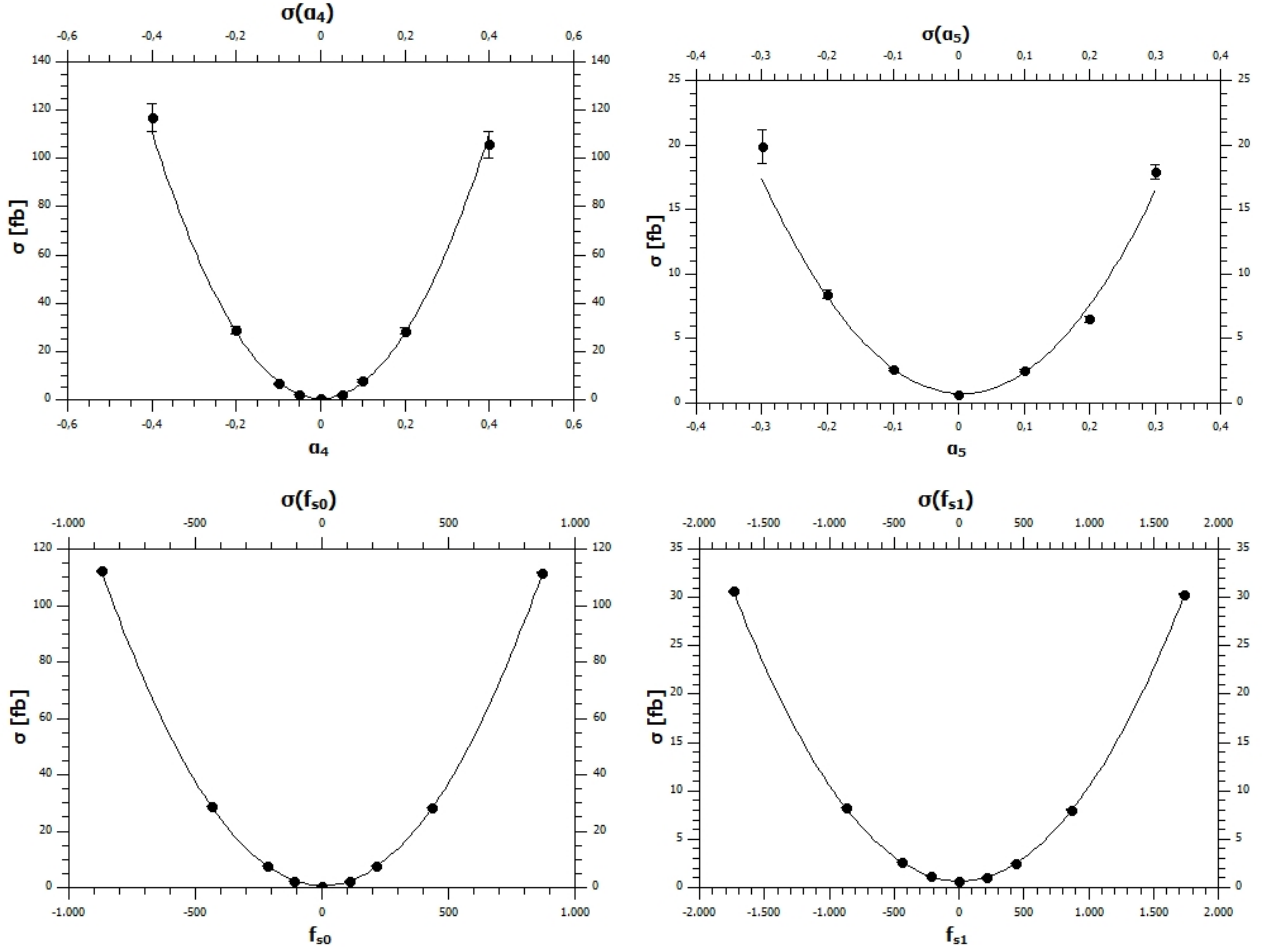


Abbildung 2.2: Die Abbildung zeigt parabolische Anpassungen des Wirkungsquerschnitts von ununitarisierter WWss-Streuung in Abhängigkeit jeweils einer der vier Parametrisierungen. Die Parameter der Anpassung sind in Tabelle 2.3 aufgeführt.

		σ_{aQGC}	$\sigma_{Interferenz}$	σ_{SM}	R^2
$\alpha_5 = 0$	$\sigma(\alpha_4)$	655 ± 11	$-0,95 \pm 0,82$	$0,635 \pm 0,010$	$0,999978$
$\tilde{f}_{s0} = \tilde{f}_{s1}$	$\sigma(k\tilde{f}_{s0})$	$697,4 \pm 0,7$	$-0,96 \pm 0,10$	$0,656 \pm < 0,003$	$0,99999989$
$\alpha_4 = 0$	$\sigma(\alpha_5)$	$183,4 \pm 3,2$	$-1,70 \pm 0,47$	$0,642 \pm 0,010$	$0,9978$
$\tilde{f}_{s0} = 0$	$\sigma(\frac{k\tilde{f}_{s1}}{2})$	$186,86 \pm 0,27$	$-0,45 \pm 0,04$	$0,657 \pm < 0,004$	$0,99999984$

Tabelle 2.3: Die Tabelle zeigt die Anpassungsparameter zu den Grafiken aus Abbildung 2.2. Um den Vergleich der beiden Generatoren zu erleichtern wurden die Parameter mit Hilfe des theoretisch erwarteten k-Wertes umgerechnet.

Für die experimentelle Bestimmung des k-Wertes werden die Wirkungsquerschnitte der beiden Generatoren gleich gesetzt, um anschließend die Parametrisierungen in Abhängigkeit von dem totalen Wirkungsquerschnitt zu vergleichen.

$$\sigma_{WHIZARD} \stackrel{!}{=} \sigma_{VBFNLO} \quad (2.7)$$

Mit (2.5) und (2.6) folgt für die beiden untersuchten Szenarien:

1. $k = \sqrt{\frac{\sigma_{\text{aQGC}} \bar{f}_{s0}}{\sigma_{\text{aQGC}} \alpha_4}} \approx \frac{1}{2110 \pm 17}$
2. $k = 2 \sqrt{\frac{\sigma_{\text{aQGC}} \bar{f}_{s1}}{\sigma_{\text{aQGC}} \alpha_5}} \approx \frac{1}{2156 \pm 18}$

An dieser Stelle sei nochmals auf Abschnitt 2.2 hingewiesen. Sehr wahrscheinlich sind die Fehler auf die Umrechnungskonstante größer als die hier berechneten. Deshalb kann man ruhigen Gewissens die theoretische Erwartung als bestätigt betrachten.

Um den k-Wert wie vorhergesagt als Konstante zu bestimmen, mussten im Vorfeld einige Rundungen gemacht werden. Beispielsweise würde der Interferenzterm zu einer funktionalen Abhängigkeit des k-Wertes von der Parametrisierung führen. In Grafik 2.3 wird gezeigt, dass an keinem Punkt in der Parameterebene die Interferenz mehr als 2,5% zum gesamten Wirkungsquerschnitt beiträgt. Außerdem ist in den Bereichen, wo sie am stärksten beiträgt, die experimentelle Sensitivität gering. Aus diesem Grund der Interferenzterm für die Bestimmung der Umrechnungskonstante nicht weiter beachtet.

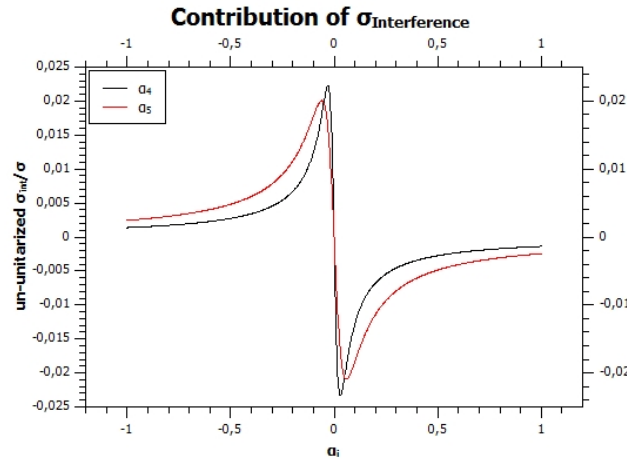


Abbildung 2.3: Die Grafik zeigt den Beitrag von $\sigma_{\text{Interferenz}}$ zu dem totalen Wirkungsquerschnitt σ in Abhängigkeit der Parametrisierung α_4 und α_5 .

Mit dem Wissen um die Umrechnung lassen sich die Datensätze der beiden Generatoren in ein gemeinsames Diagramm eintragen.

Ein Vergleich von Tabelle 2.3 mit Tabelle 2.4 zeigt, dass die Anpassungsparameter eine hohe Übereinstimmung zeigen und gleichzeitig der Fehler auf alle drei Anteile reduziert wurde. Dies

	$\sigma_{\text{aQGC}}/x_{\text{aQGC}}^2$	$\sigma_{\text{Interferenz}}/x_{\text{aQGC}}$	σ_{SM}	R^2
$\sigma(\alpha_4)$	$655,2 \pm 0,7$	$-0,93 \pm 0,09$	$0,655 \pm < 0,003$	0,9986
$\sigma(\alpha_5)$	$183,36 \pm 0,25$	$-0,45 \pm 0,04$	$0,655 \pm < 0,003$	0,999995

Tabelle 2.4: Die Tabelle zeigt Parameter der Anpassungen aus Abbildung 2.4.

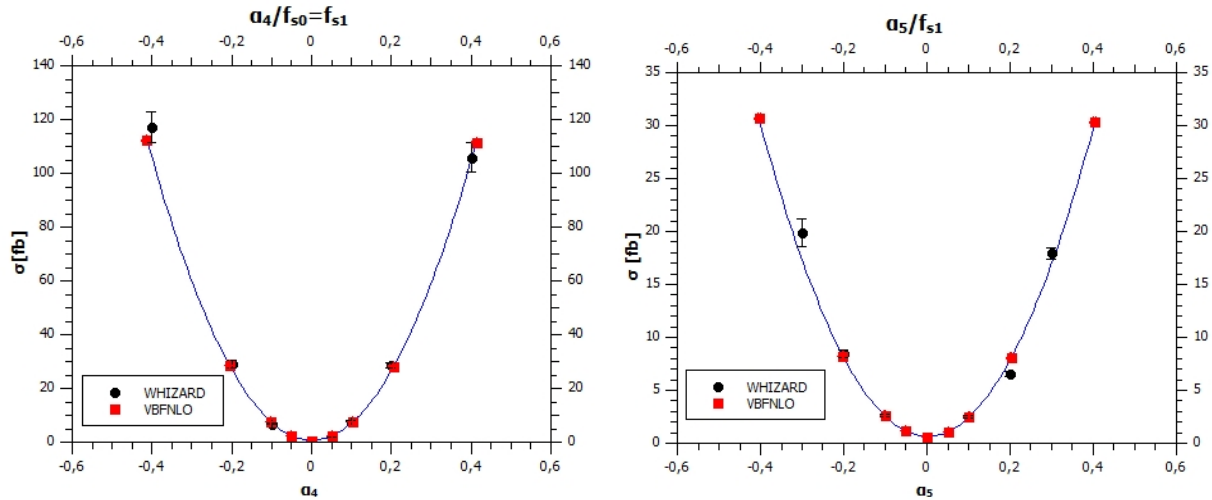


Abbildung 2.4: Die Grafik zeigt eine gemeinsame Anpassung der Datensätze beider Generatoren für die zwei betrachteten Szenarien der ununitarisierten WWss-Streuung.

bestätigt nochmals die bestimmte Umrechnung. Auch in Abbildung 2.4 lässt sich erkennen, dass die Werte sehr gut die angepasste Parabel treffen. Lediglich ein Punkt entfernt sich etwas weiter, als die Fehlerbalken es zulassen würden. Sehr wahrscheinlich handelt es sich dabei um ein Artefakt der unterschätzten Unsicherheiten und ist damit nicht signifikant.

Obwohl die Interferenz klein ist und bei der Berechnung von k vernachlässigt wurde, hat sie Einfluss auf den totalen Wirkungsquerschnitt. Ein interessanter Effekt offenbart sich erst bei genauerem Hinsehen. In Abbildung 2.5 wird das Minimum des totalen Wirkungsquerschnitts gezeigt. Der Interferenzterm sorgt bei sehr kleinen α_i sogar für eine Absenkung des gesamten Wirkungsquerschnitts unter die Vorhersage des SM.

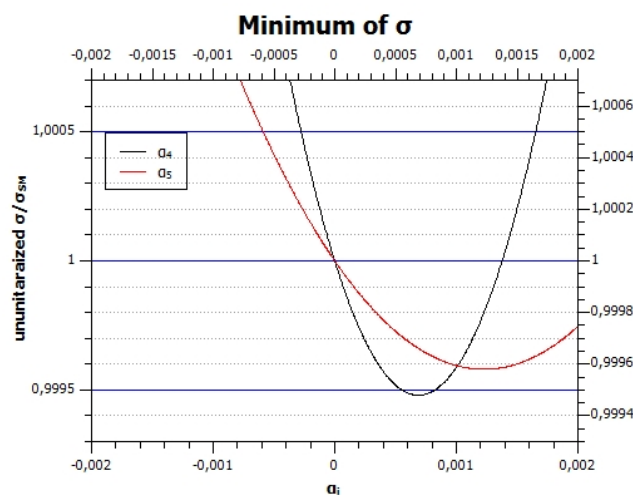


Abbildung 2.5: Die Abbildung zeigt das Minimum des Wirkungsquerschnitts ununitarisierter WWss-Streuung relativ zu dem, vom SM vorhergesagten, Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von α_4 und α_5 .

2.3.2 Kinematischer Vergleich

In diesem Abschnitt werden beide Generatoren bezüglich kinematischer Verteilungen verglichen. Motiviert wird das als eine Art zusätzliche Kontrolle. Es könnte durchaus sein, dass die Umrechnung zwar bestätigt wurde, die generierten Datensätze aber qualitative Unterschiede aufweisen. Weil auf die kinematischen Größen Schnitte angewendet wurden, müssen die Verteilungen übereinstimmen.

Der Vergleich wurde für den Punkt $\alpha_4 = 0,4$ und $\alpha_5 = 0$ durchgeführt. Hierfür wurden die Datensätze der beiden Generatoren mit Hilfe von RIVET in den 3 Phasenräumen aus Abschnitt 2.1 ausgewertet und in Histogrammen geplottet. Es wurden für diese Arbeit hauptsächlich Histogramme ausgewählt, deren dargestellte Größe von den Phasenraumschnitten betroffen wurde und die eine starke Abhängigkeit von den anomalen Kopplungen zeigt. Im Folgenden wurde eine kleine Auswahl an Histogrammen zusammengestellt, die die größten Unterschiede aufzeigen sollen. Alle Histogramme bestehen aus zwei Teilen - dem eigentlichen Histogramm und einem "Ratio-Plot". Es wurden jeweils der ausgewählte aQGC-Punkt und der SM-Punkt beider Generatoren dargestellt. So kann bei möglichen Unterschieden gleich geprüft werden, ob diese von den anomalen Kopplungen verursacht werden oder bereits bei der Umsetzung des SM integriert wurden. Da der Wirkungsquerschnitt äußerst schnell mit den aQGC-Parametern anwächst, ist es in vielen Histogrammen nicht möglich das SM oder gar mögliche Unterschiede zwischen den Generatoren zu erkennen. An dieser Stelle ist der Ratio-Plot besonders hilfreich. Das gelbe Band symbolisiert die Unsicherheit des erstgenannten Punktes (in diesem Fall immer SM-WHIZARD). Alle weiteren Linien im Ratio-Plot zeigen das Verhältnis der Bins anderer Punkte zu den jeweiligen SM-WHIZARD-Bins.

Bei allen sechs Histogrammen aus Abbildung 2.6 fällt auf, dass die Generatoren anscheinend systematisch unterschiedliche Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom transversalen Impuls ausgeben. Am Beispiel vom p_T -stärksten Lepton lässt sich erkennen, wie WHIZARD in jedem Bin bis 300 GeV einen höheren Wirkungsquerschnitt als VBFNLO ausgibt, ab dort aber in fast jedem Bin unter VBFNLO liegt. Dieses Verhalten zeigt sich dementsprechend verstärkt auch bei der Summe der transversalen Leptonenimpulse. Bei den einzelnen Leptonen ließen sich die Unterschiede noch als statistische Fluktuationen interpretieren. Hier sind die Unterschiede aber zu groß um unbeachtet zu bleiben. Insbesondere, weil es auch im SM merkbare Unterschiede gibt. Auch im m_{jj} -Histogramm lassen systematische Unterschiede sowohl für anormale Kopplungen als auch das SM erkennen. Ähnlich große Unterschiede gibt es auch im m_{WW} -Histogramm, jedoch bleibt hier das Standardmodell davon unberührt. Bei dem $p_T(\text{jet1})$ -Histogramm zeigen sich ebenfalls größere Unterschiede bei kleineren Energien. Aber auch hier gibt es beim SM-Punkt keine signifikanten Abweichungen. Der Phasenraum hingegen hat nur wenig Einfluss auf diese Unterschiede. Zum Vergleich sind die Histogramme für m_{WW} , m_{jj} und $p_T(\text{jet1})$ in Abbildung 2.7 für die beiden anderen Phasenräume dargestellt. Viele andere Verteilungen wie z.B. $\Delta\phi_{ll}$ zeigen hingegen sehr gute Übereinstimmungen (siehe Anhang C).

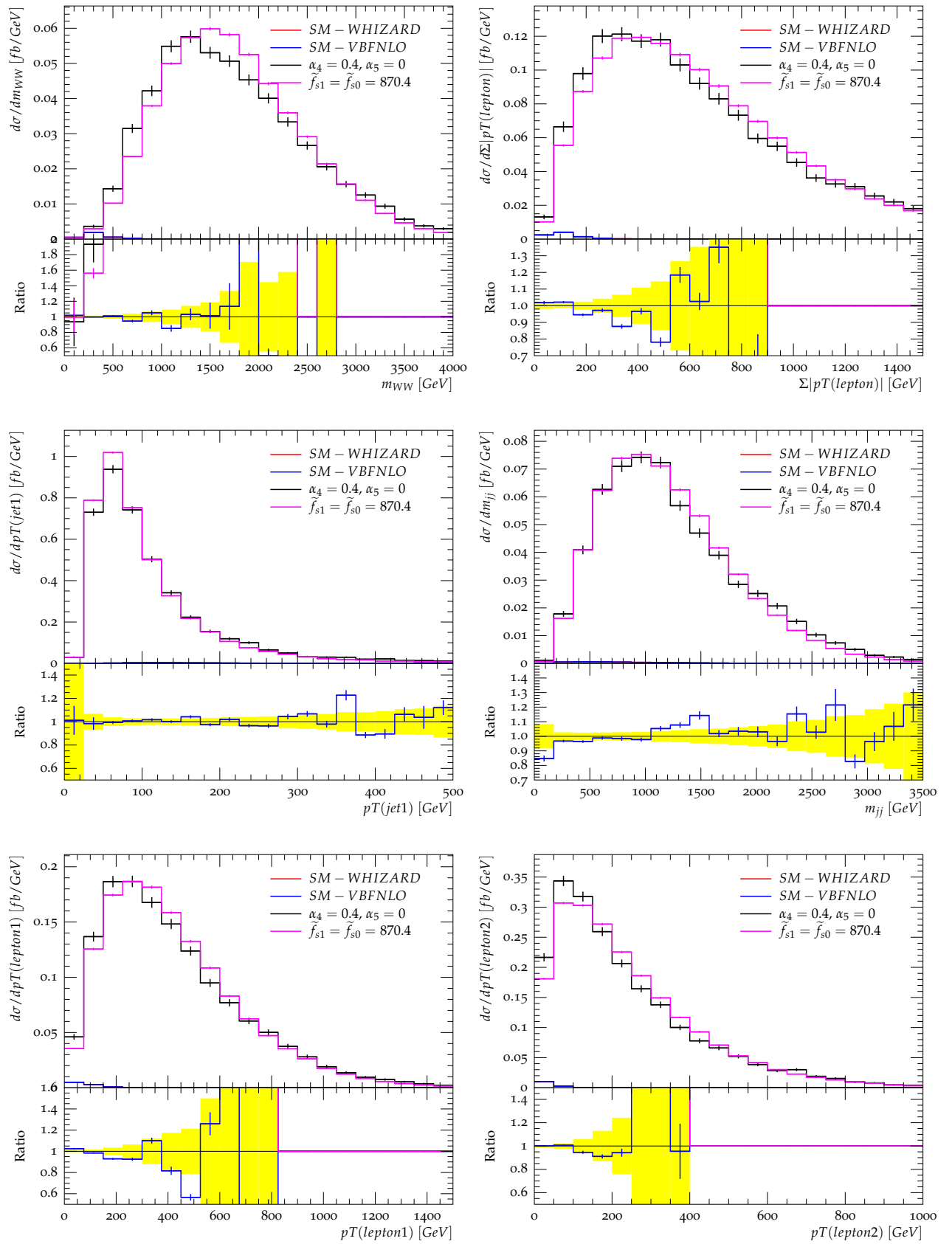


Abbildung 2.6: Die abgebildeten Histogramme vergleichen WHIZARD und VBFNLO anhand einiger differentieller Wirkungsquerschnitte. Ausgewertet wurde im "extended fiducial phasespace".

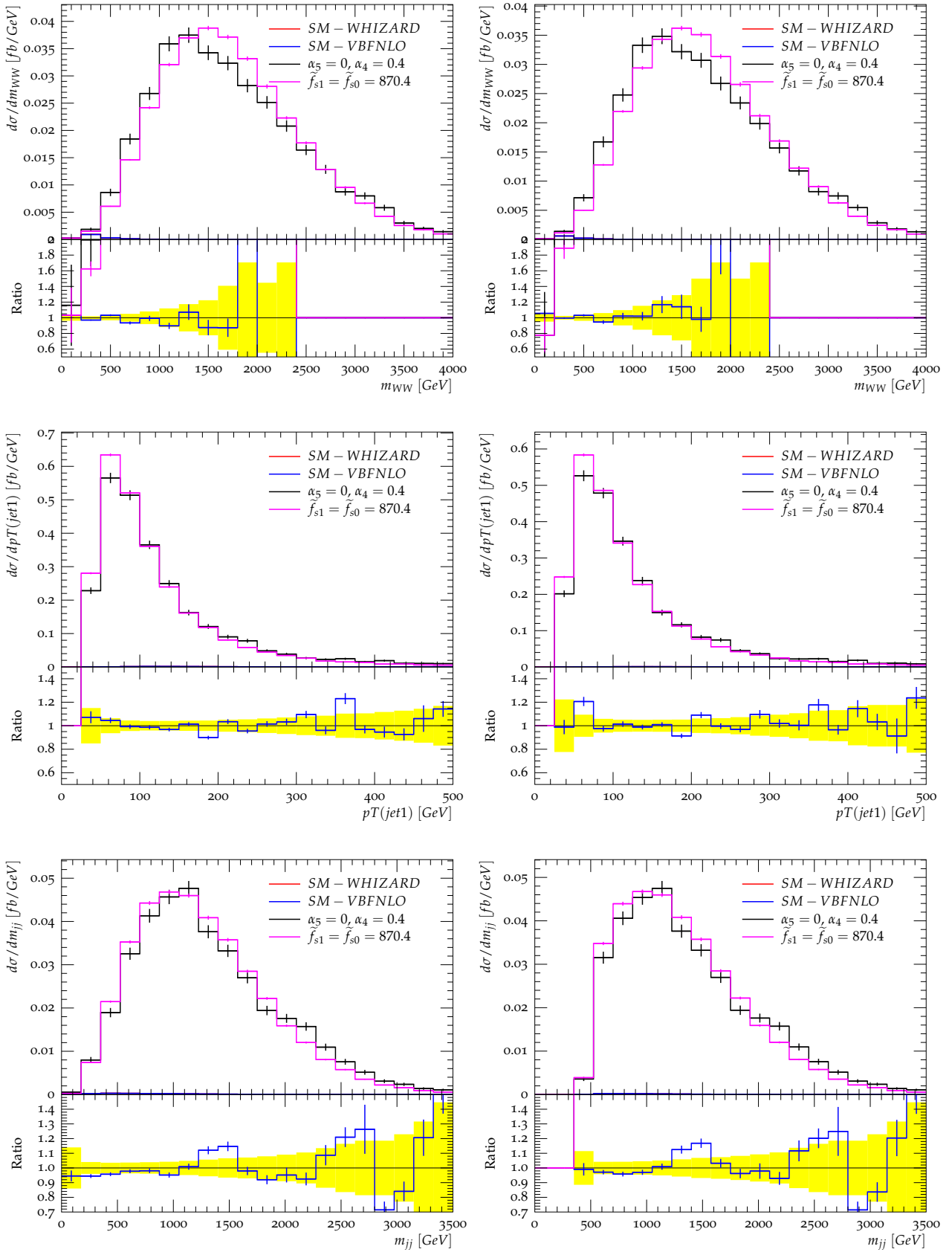


Abbildung 2.7: Die Abbildung zeigt Histogramme zum Vergleich von VBFNLO und WHIZARD. Die linken drei Darstellungen führen den Vergleich im "fiducial phasespace", die rechten drei vergleichen im "VBS fiducial phasespace".

2.3.3 Totaler Wirkungsquerschnitt (unitarisiert)

Im vorhergehenden Abschnitt wurde bereits gezeigt, dass der Wirkungsquerschnitt sehr schnell mit den aQGC-Parametern anwächst. Ab einem gewissen Punkt übersteigt die Wahrscheinlichkeit für den Prozess sogar eins. Dieses Verhalten ist nicht physikalisch und erfordert eine "Anpassung". Die Mechanismen, mit denen dieses Problem angegangen wird, wurden bereits in den Kapiteln 1.8 und 1.9 vorgestellt. In diesem Abschnitt sollen die Ergebnisse präsentiert werden.

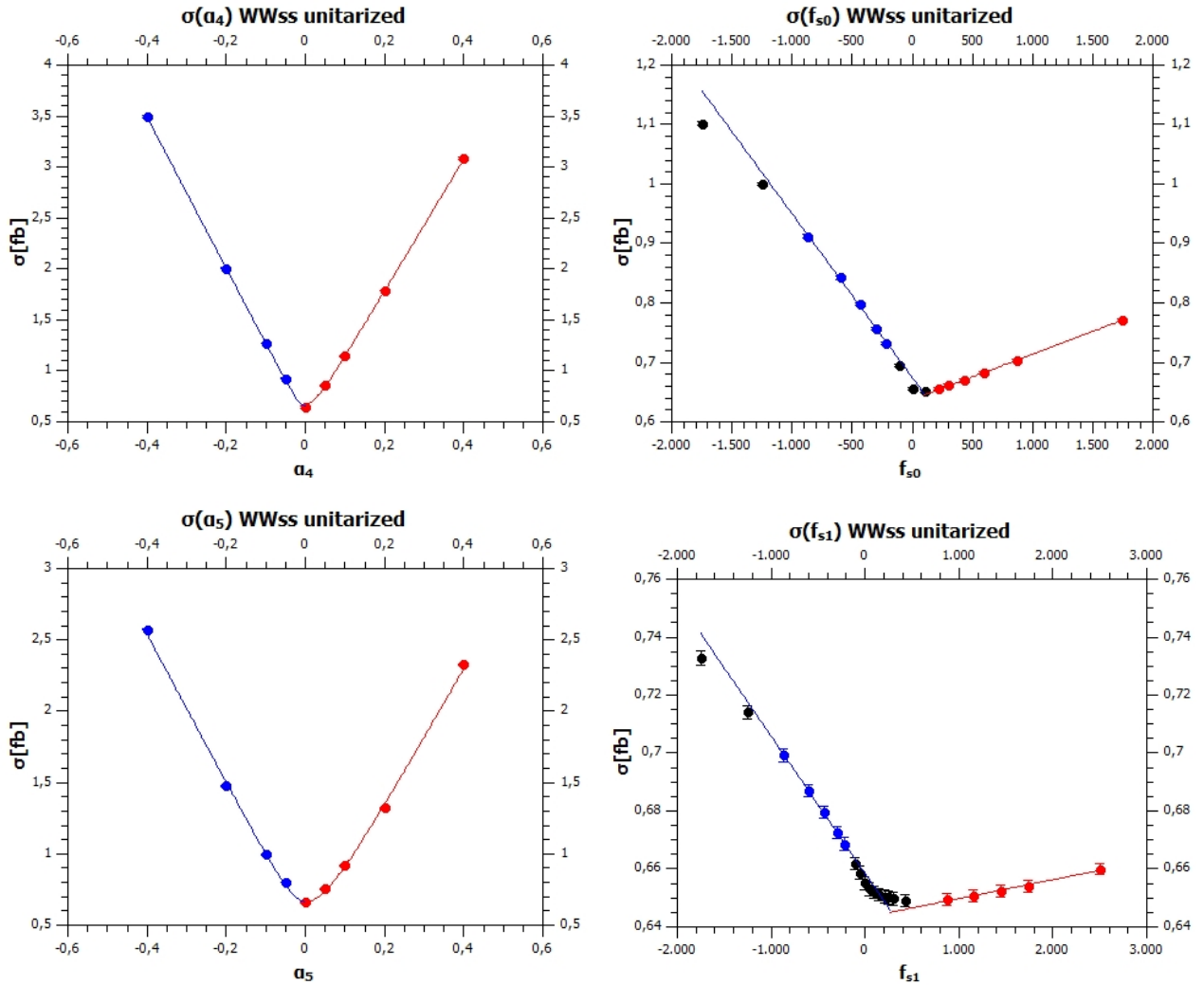


Abbildung 2.8: Die Abbildung zeigt unitarisierte Wirkungsquerschnitte der beiden Generatoren zu den selben Punkten, die in Abschnitt (2.2) diskutiert wurden. Teilweise wurden einige Punkte zusätzlich erzeugt um eine bessere Regression bestimmen zu können. Für die Erzeugung wurden die selben Szenarien wie bei den nicht unitarisierten Wirkungsquerschnitten gewählt. Die Datensätze von WHIZARD wurden mit Hyperbeln angepasst, während bei VBFNLO eine lineare Funktion für die Regression ausgewählt wurde. In beiden Fällen wurden positive und negative aQGC-Parameter getrennt behandelt. Für die Anpassung genutzte Punkte wurden farblich gekennzeichnet. Die Parameter der Anpassungen sind in Tabelle 2.5 aufgeführt.

Die qualitativen Unterschiede im Kurvenverlauf erklären sich die Entwickler von VBFNLO über die unterschiedlichen Unitarisierungsmechanismen. Die zusätzlichen Operatoren der effektiven Feldtheorie verletzen vor allem für longitudinal polarisierte Vektorbosonen die Unitarität. Bei hohen Energien ist ihre Kopplung an Quarks aber unterdrückt. WHIZARD behandelt mit der k-Matrixmethode jede Eigenamplitude individuell und berücksichtigt das automatisch. Bei VBFNLO wird hingegen der global wirkende Formfaktor von Polarisierungen, die gar nicht zum Wirkungsquerschnitt beitragen, hoch getrieben.

Die Datensätze von WHIZARD wurden mit Hilfe der Funktion

$$\sigma = \sqrt{(a \cdot x)^2 + c^2} + b \quad (2.8)$$

angepasst. Erklären lässt sich das über das Prinzip der Unitarisierung. Der Mechanismus soll prinzipiell zu starkes Ansteigen des Wirkungsquerschnittes unterdrücken. Für kleine Werte von σ sollte also kein Eingreifen erforderlich sein und die parabolische Form bleibt erhalten. Bei höheren Wirkungsquerschnitten wird der Kurvenverlauf linear. Die Formel (2.8) wurde aufgrund von $\sigma_{\text{Interferenz}}$ separat auf positive und negative x_{aQGC} angewendet.

Bedingt durch das komplizierte Verhalten um den SM-Punkt herum, wurde bei VBFNLO der Kurvenverlauf des Wirkungsquerschnittes durch lineare Funktionen angenähert:

$$\sigma = ax + b \quad (2.9)$$

Für größere Kopplungsparameter wurden einige Punkte ausgeschlossen, weil der lineare Verlauf mit höheren Wirkungsquerschnitten in eine wurzelartige Funktion übergeht [4].

Im Gegensatz zu den Ununitarisierten, gibt es bei unitarisierten Wirkungsquerschnitten keine theoretische Umrechnung. Experimentell lässt sich trotzdem eine bestimmen. Für den asymptotischen Grenzfall der hyperbolischen Anpassungen ergeben sich die Umrechnungen in Tabelle 2.6.

		a	b	c	R^2
-	α_4	$7,43 \pm 0,07$	$0,138 \pm 0,035$	$0,515 \pm 0,015$	0,99990
+	α_4	$6,51 \pm 0,10$	$0,20 \pm 0,05$	$0,470 \pm 0,027$	0,99992
-	α_5	$5,26 \pm 0,027$	$0,24 \pm 0,06$	$0,42 \pm 0,06$	0,9994
+	α_5	$4,89 \pm 0,30$	$0,36 \pm 0,1$	$0,31 \pm 0,1$	0,9994
		$a \cdot 10^5$	b		R^2
-	$\tilde{f}_{s0}$	$-27,6 \pm 0,5$	$0,675 \pm 0,0025$		0,9986
+	$\tilde{f}_{s0}$	$7,65 \pm 0,17$	$0,637 \pm 0,0014$		0,9994
-	$\tilde{f}_{s1}$	$-4,7 \pm 0,4$	$0,658 \pm 0,0023$		0,9991
+	$\tilde{f}_{s1}$	$0,65 \pm 0,16$	$0,643 \pm 0,0027$		0,988

Tabelle 2.5: Die Tabelle zeigt alle Anpassungsparameter für die Grafiken aus Abbildung 2.8.

$\alpha_{i+4} = a \tilde{f}_{si} + b$	$a \cdot 10^5$	b
$x = \alpha_{4-}$	$3,71 \pm 0,07$	$-0,021 \pm 0,002$
$x = \alpha_{4+}$	$1,17 \pm 0,03$	$0,026 \pm 0,004$
$x = \alpha_{5-}$	$0,9 \pm 0,09$	$-0,44 \pm 0,011$
$x = \alpha_{5+}$	$0,133 \pm 0,034$	$0,068 \pm 0,020$

Tabelle 2.6: Diese Tabelle beinhaltet asymptotische Umrechnungen zwischen den Parametrisierungen der beiden Generatoren für den unitarisierten WWss-Streuprozess. Passend zu den Abbildungen in Tabelle 2.8. Die Umrechnung ist eine Näherung für größere aQGC-Parameter. Bei kleinen Werten gibt sie falsche Werte an oder ist nicht eindeutig.

Am Beispiel von α_5 und $\tilde{f}_{s1}$ wurden die Datensätze in einem gemeinsamen Diagramm dargestellt. In Abbildung 2.9 zeigt sich, dass eine gemeinsame Darstellung nur bedingt nützlich ist. Die Wirkungsquerschnitte von VBFNLO sind winzig im Vergleich zu denen von WHIZARD. Das führt zu ihrer Anhäufung in der Nähe des Minimums. Dazu wird die Umrechnung durch den interferenzbedingten Offset dominiert. Unglücklicherweise hat dieser einen großen relativen Fehler, was zu einer starken Verzerrung bei gemeinsamen Regressionen führen kann.

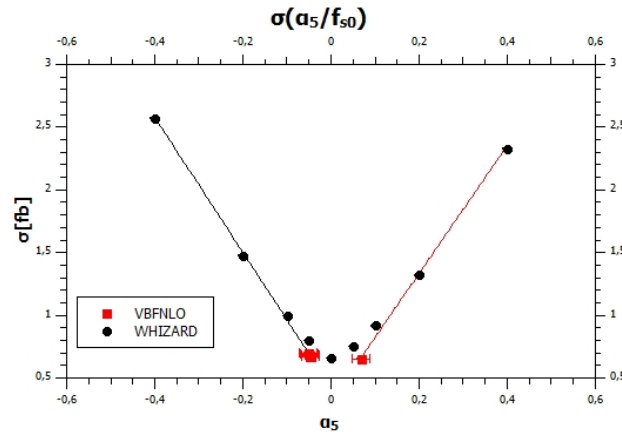


Abbildung 2.9: Die Abbildung zeigt den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von α_5 bzw. $\tilde{f}_{s1}$ in α_5 umgerechnet.

2.3.4 Vergleich der unitarisierten Wirkungsquerschnitte für verschiedene aQGC-Parameter

Das Erzeugen von MC-Ereignissen ist ausgesprochen CPU intensiv. Für die Berechnung einer Kollision braucht ein handelsüblicher Computer 15 Minuten. Ein aQGC-Punkt in dieser Arbeit wird aus mindestens 600000 Kollisionen berechnet. Andere Aufgaben erfordern wesentlich größere Datensätze. Dementsprechend ist das Abrastern der kompletten Parameterebene mit hohen Anforderungen an die Unsicherheiten sehr zeitintensiv. Obendrein lassen sich Änderungen im Nachhinein auf Generatorlevel kaum umsetzen.

Um diese Kosten einzusparen, ist es sinnvoll den Wirkungsquerschnitt auf Symmetrien in der Parameterebene zu untersuchen und ein komplettes Raster in drei der vier Quadranten durch wenige Kontrollpunkte zu ersetzen.

Dieser Vergleich wurde für unitarisierte Wirkungsquerschnitte des WHIZARD-Generators durchgeführt. Dabei wurde $\sigma(\alpha_i)$ mit $\sigma(-\alpha_i)$ und $\sigma(-\alpha_i^*)$ verglichen, wobei stets $\sigma(\alpha_i) \stackrel{!}{=} \sigma(-\alpha_i^*)$ erfüllt war. Auf diese Weise soll der Einfluss der Interferenz evaluiert werden.

Die Grafiken in Abbildung 2.10 und 2.11 zeigen überwiegend eine gute Übereinstimmung zwischen positiven und negativen Parametern. Die Verteilungen von $-\alpha_i^*$ zeigen durchgängig eine bessere Übereinstimmung mit denen von α_i , als die Verteilungen des gespiegelten Punktes. Es gibt jedoch größere Unterschiede bei den Wirkungsquerschnitten für kleine Werte des transversal Impulses des pT-größten Leptons, sowie auch bei den Verteilungen über die Impulssumme der Leptonen und der fehlenden transversalen Energie. Diese Unterschiede zeigen sich konsequent in allen verglichenen Punkten. Stets liegen die Wirkungsquerschnitte für negative Kopplungsparameter bei kleinen Energien über denen der Positiven. Die Symmetrie zwischen positiven und negativen anomalen Kopplungen ist anscheinend nicht in allen Variablen gegeben. Weitere untersuchte kinematischen Verteilungen befinden sich in Anhang C.

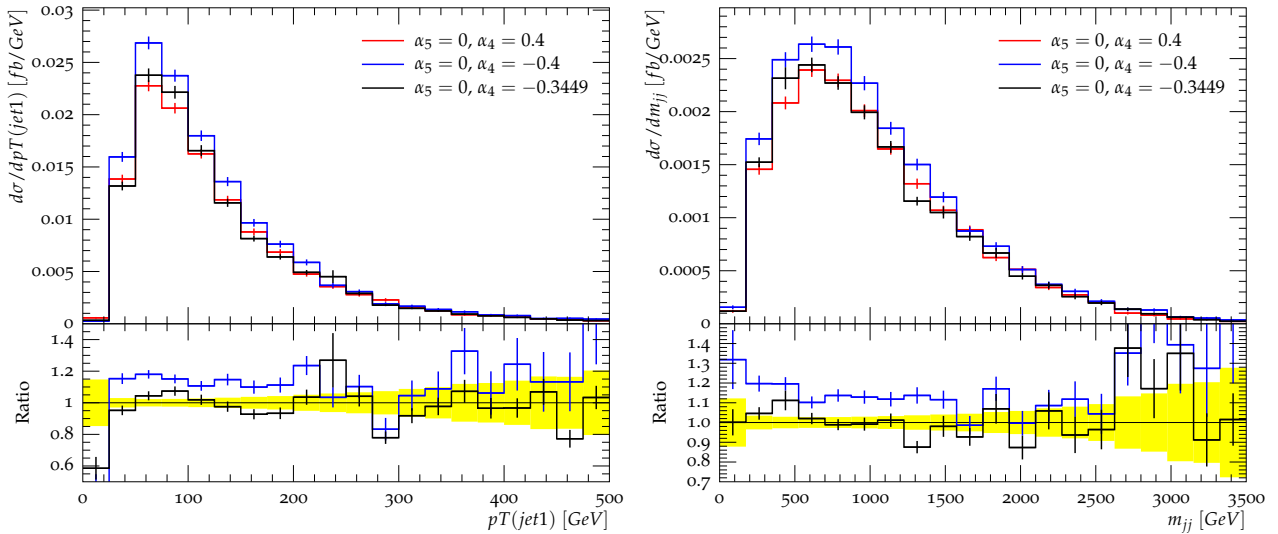


Abbildung 2.10: In dieser Abbildung werden differenzielle Wirkungsquerschnitte zwischen $\sigma(\alpha_i)$, $\sigma(-\alpha_i)$ und $\sigma(-\alpha_i^*)$ mit $\sigma(\alpha_i) \stackrel{!}{=} \sigma(-\alpha_i^*)$ und $\alpha_4 = 0, 4$ verglichen.

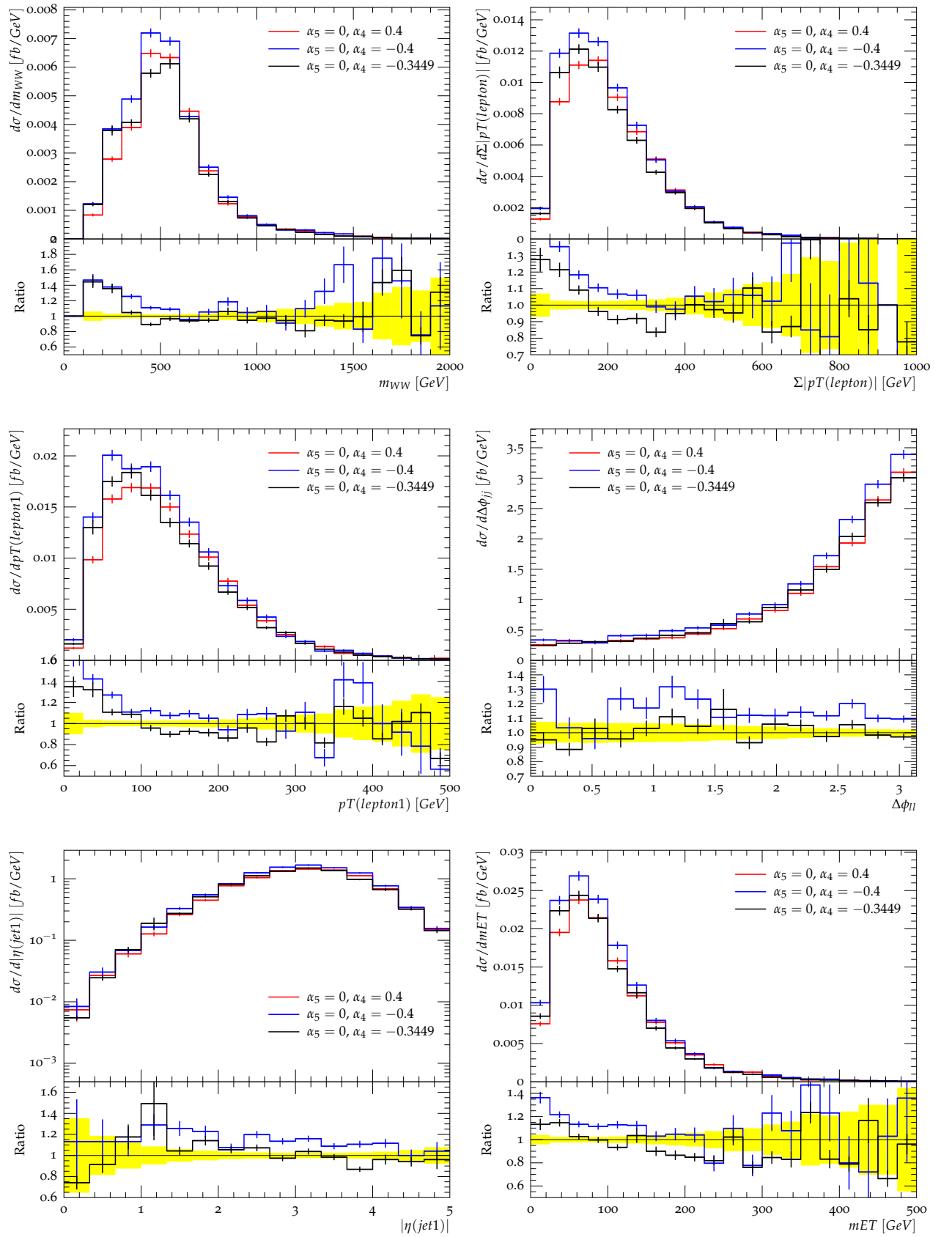


Abbildung 2.11: In dieser Abbildung werden differenzielle Wirkungsquerschnitte zwischen $\sigma(\alpha_i)$, $\sigma(-\alpha_i)$ und $\sigma(-\alpha_i^*)$ mit $\sigma(\alpha_i) \stackrel{!}{=} \sigma(-\alpha_i^*)$ verglichen. Als Parameter wurde $\alpha_4 = 0.4$ gewählt, da mögliche Unterschiede bei großen Wirkungsquerschnitten am ehesten erkannt werden können.

2.4 Analysen zum WZ-Streuprozess

Alle Analysen des WWss-Kanals wurden auch für den WZ-Kanal durchgeführt. In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse in gekürzter Form vorgestellt werden.

2.4.1 Totaler Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt berechnet sich in Abhängigkeit der Parametrisierungen analog zu WWss über (2.5). Trotzdem zeigen die beiden Prozesse einen Unterschied in der theoretisch erwarteten Umrechnung zwischen α_{i+4} und $\tilde{f}_{si}$. Mit Gleichung (1.19) folgt

$$\alpha_4 = \frac{1}{2}k\tilde{f}_{s0} \text{ und } \alpha_5 = \frac{1}{2}k\tilde{f}_{s1} \text{ mit } k = \frac{1}{2177}. \quad (2.10)$$

Dementsprechend verändern sich die beiden untersuchten Szenarien zu

1. $\alpha_5 = 0, \tilde{f}_{s1} = 0 \Leftrightarrow \tilde{f}_{s0} \neq 0, \alpha_4 \neq 0$
2. $\alpha_4 = 0, \tilde{f}_{s0} = 0 \Leftrightarrow \alpha_5 \neq 0, \tilde{f}_{s1} \neq 0$

Die experimentelle Bestimmung der Umrechnung erfolgt genauso, wie im vorhergehenden Kapitel. Zunächst wurde der Beitrag der Interferenz abgeschätzt. Die Individuellen Anpassungen mit allen Parametern befinden sich in Anhang C. Grafik 2.12 legitimiert wieder die Annahme $\sigma_{\text{gesamt}} \approx \sigma_{\text{aQGC}} + \sigma_{\text{SM}}$.

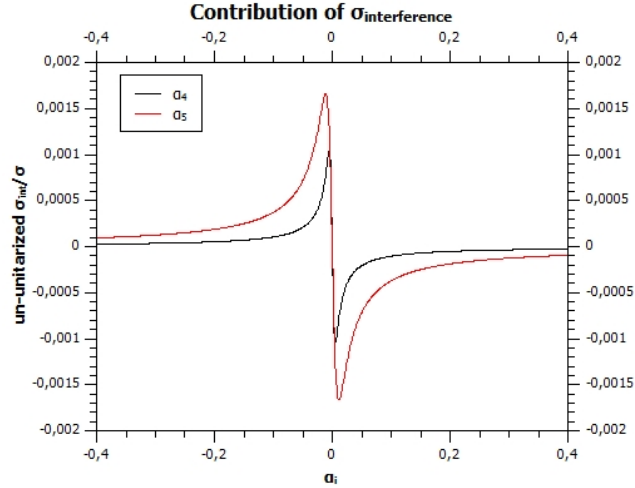


Abbildung 2.12: Die Abbildung zeigt den Anteil von $\sigma_{\text{Interferenz}}$ an dem gesamten Wirkungsquerschnitt für den ununitarisierten WZ-Streuprozess aufgetragen über die Parameter α_i .

Mit Gleichung (2.5) und (2.10) folgt für das experimentell bestimmte k in den zwei Szenarien

$$1. \quad k = 2\sqrt{\frac{\sigma_{aQGC} \tilde{f}_{s0}}{\sigma_{aQGC} \alpha_4}} \approx \frac{1}{2044 \pm 13}, \frac{1}{2045 \pm 12}$$

$$2. \quad k = 2\sqrt{\frac{\sigma_{aQGC} \tilde{f}_{s1}}{\sigma_{aQGC} \alpha_5}} \approx \frac{1}{2037 \pm 13}, \frac{1}{2009 \pm 13}$$

An dieser Stelle sei erwähnt, dass für den WZ-Streuprozess zwei WHIZARD-Datensätze zur Verfügung standen. Die berechneten k -Werte lassen vermuten, dass es Unstimmigkeiten zwischen den Generatoren gibt oder aber die theoretische Vorhersage falsch ist. Alle vier Werte liegen relativ nahe beisammen. Dabei stimmen drei sogar innerhalb der Fehlergrenzen überein. Die theoretische Erwartung ist hingegen etwa zehn Standardabweichungen entfernt, was sich auch mit zu kleinen Fehlern der Generatoren nicht mehr rechtfertigen lässt. Trotzdem ist es möglich mit dem experimentell bestimmten k beide Datensätze in einem Diagramm darzustellen (siehe Abbildung 2.13). Die kleinen Unterschiede zum theoretisch erwarteten k

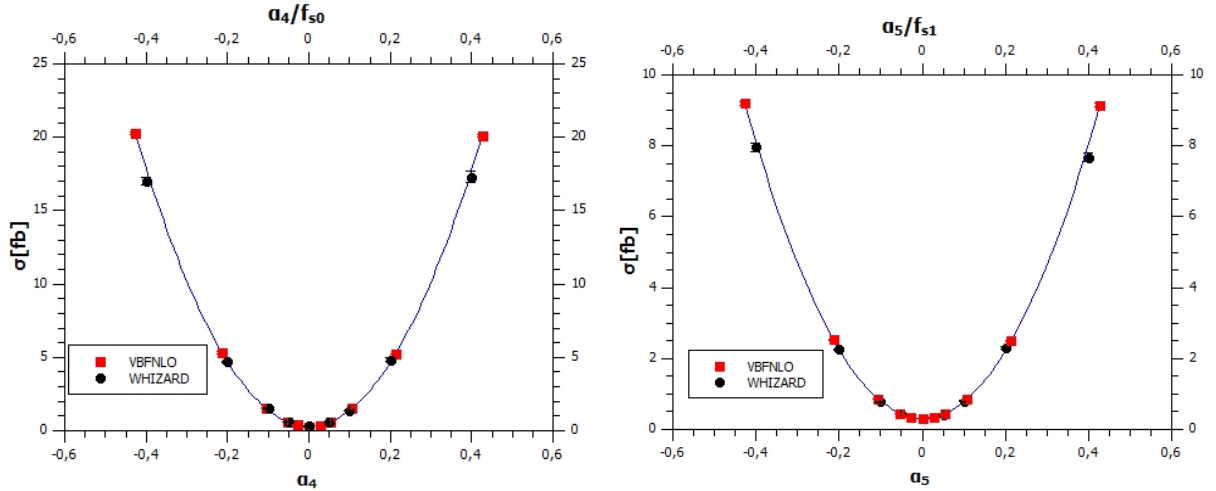


Abbildung 2.13: Die Abbildung zeigt eine gemeinsame Darstellung von ununitarisierten Wirkungsquerschnitten für die WZ-Streuung der beiden Generatoren. Die Umrechnung ist mit Hilfe der Formel (2.10) erfolgt. Alle Parameter der Regression sind in Tabelle 2.7 aufgelistet.

machen sich insbesondere bei größeren $aQGC$ -Parametern bemerkbar. Die genauen Auswirkungen werden im nächsten Abschnitt untersucht.

Wie auch bei WWss verschiebt die Interferenz das Minimum des totalen Wirkungsquerschnitts für kleine $aQGC$ -Parameter unter σ_{SM} (siehe Abbildung 2.14). Ihr Beitrag fällt aber bei der WZ-Streuung deutlich geringer aus (siehe Abbildung 2.3 und 2.12).

	σ_{aQGC}	$\sigma_{Interferenz}$	σ_{SM}	R^2
$\sigma(\alpha_4)$	$109,67 \pm 0,27$	$-0,126 \pm 0,038$	$0,302 \pm < 0,0021$	$0,9999994$
$\sigma(\alpha_5)$	$48,52 \pm 0,13$	$-0,089 \pm 0,019$	$0,302 \pm < 0,001$	$0,999990$

Tabelle 2.7: Die Tabelle zeigt Parameter der Anpassungen aus Abbildung 2.13

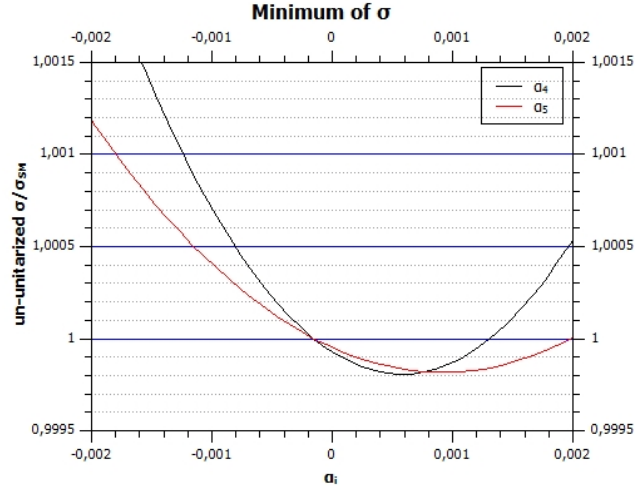


Abbildung 2.14: Die Abbildung zeigt Minima des totalen Wirkungsquerschnitts relativ zum σ_{SM} in Abhängigkeit der Parametrisierungen α_i für den WZ-Streuprozess.

2.4.2 Kinematischer Vergleich

Weil die Differenzierung nach Phasenräumen bei WWss keine merklichen Unterschiede gezeigt hat, wurde für den WZ-Kanal der kinematische Vergleich nur in einem Phasenraum ("extended fiducial phasespace") durchgeführt. Motiviert durch das Auseinanderdriften der Wirkungsquerschnitte bei höheren Kopplungsparametern, wurden stattdessen zwei Punkte untersucht. Zusätzlich zu $\alpha_4 = 0,4$ wurde der Punkt $\alpha_4 = 0,05$ ausgewählt. Die Grafiken in Abbildung 2.15 zeigen erneut die größten Unterschiede zwischen den beiden Generatoren. Im Ratioplot lassen sich in allen sechs Diagrammen klar Systematiken erkennen. Für nicht SM-Punkte wird der Vergleich aber durch riesige Unsicherheiten durch den WHIZARD-Generator erschwert. Vermutlich wird dieses Problem von zu hohen Gewichten einzelner Ereignisse verursacht und kann durch größeren Rechenaufwand behoben werden. Weitere Grafiken befinden sich in Anhang C.

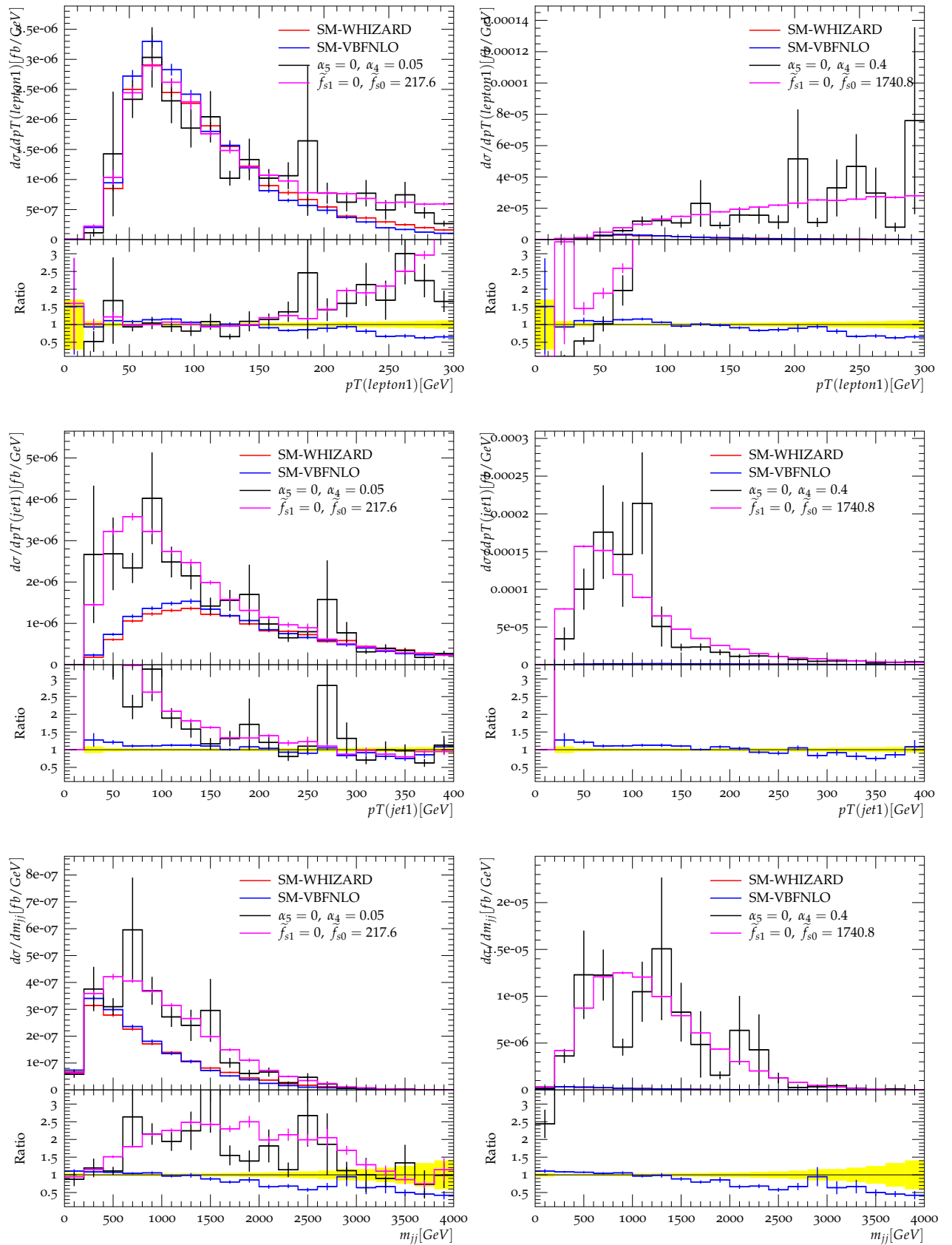


Abbildung 2.15: Die Abbildung zeigt den kinematischen Vergleich des ununitarisierten WZ-Streuprozesses für die beiden Generatoren. Auf der linken Seite befinden sich Bilder für $\alpha_4 = 0,05$ auf der Rechten für $\alpha_4 = 0,4$. zusätzlich enthält jedes Diagramm einen differentiellen Wirkungsquerschnitt für das SM. Die Wirkungsquerschnitte von VBFNLO wurden auf die von WHIZARD normiert.

2.4.3 Totaler Wirkungsquerschnitt (unitarisiert)

Für die Streuung von W- und Z-Boson ergibt sich für WHIZARD qualitativ der selbe Kurvenverlauf wie bei WWss. Die Abbildungen und Parameter der Anpassung sind in Anhang C zu finden. VBFNLO hingegen zeigt sich ein gänzlich anderer Verlauf.

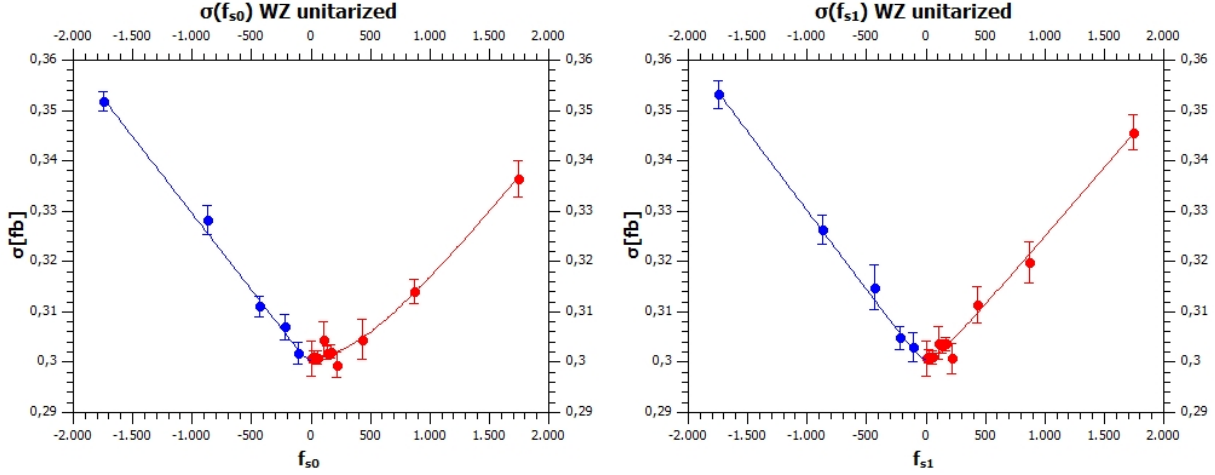


Abbildung 2.16: Die Abbildung zeigt den Kurvenverlauf der unitarisierten totalen Wirkungsquerschnittes für die beiden Parametrisierungen von VBFNLO. Für die Anpassung wurde eine hyperbolische Funktion benutzt.

Bei der Regression in Abbildung 2.16 wurde

$$\sigma = \sqrt{(a \cdot x)^2 + b^2} + c \quad (2.11)$$

verwendet. Der Wirkungsquerschnitt zeigt nun annähernd ein symmetrisches Verhalten. Die Symmetrie bezieht sich nicht nur auf den Anstieg der Asymptoten, sondern auch auf das absolute Minimum. Während bei WWss das Minimum deutlich in Richtung positiver aQGC-Parameter verschoben war, ergab eine Anpassung mittels

$$\sigma = \sqrt{(a \cdot (x - b))^2 + c^2} + d$$

Werte von b in der Nähe von null und einen Fehler, der eine Größenordnung über dem Wert selbst lag. Die Parameter der Anpassung aus Abbildung 2.16 befinden sich in Anhang C. Auch hier wurde eine Umrechnung der Parametrisierungen für den asymptotischen Grenzfall durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.8 zusammengefasst.

2.4.4 Vergleich der unitarisierten Wirkungsquerschnitte für verschiedene aQGC-Parameter

Mit der gleichen Motivation wie beim WWss-Kanal, wurden auch für den Fall von WZ kinematische Vergleiche zwischen positiven und negativen aQGC-Parametern gemacht. Alle Punk-

$\alpha_{i+4} = a \tilde{f}_{si} + b$	$a \cdot 10^5$	b
$x = \alpha_{4-}$	$1,81 \pm 0,38$	$-0,026 \pm 0,016$
$x = \alpha_{4+}$	$1,77 \pm 0,10$	$0,036 \pm 0,007$
$x = \alpha_{5-}$	$1,64 \pm 0,09$	$-0,66 \pm 0,012$
$x = \alpha_{5+}$	$1,39 \pm 0,09$	$0,091 \pm 0,004$

Tabelle 2.8: Diese Tabelle beinhaltet asymptotische Umrechnungen zwischen den Parametrisierungen der beiden Generatoren für den unitarisierten WZ-Streuprozess.

te wurden von WHIZARD generiert und im "extebded fiducial phasespace" ausgewertet. In Abbildung 2.18 zeigen sich wieder die Probleme des vorherigen Abschnittes. Abbildung 2.17 verdeutlicht diesen Effekt besonders gut: Ein Event bekommt ein zu hohes Gewicht, das lässt den einzelnen Bin, sowie seinen Fehler, ausreißen. Die anderen Bins werden dabei über die Forderung $\sum_{\text{alle Bins}} = \sigma$ nach unten gedrückt, ohne dass ihr Fehler angepasst wird. Im Gegensatz zu WWss lässt sich aufgrund dieser Umstände keine eindeutige Aussage treffen. Tendenziell ergibt sich aber für die α_4^* eine größere Übereinstimmung bei dem Vergleich mit α_4 als bei $-\alpha_4$.

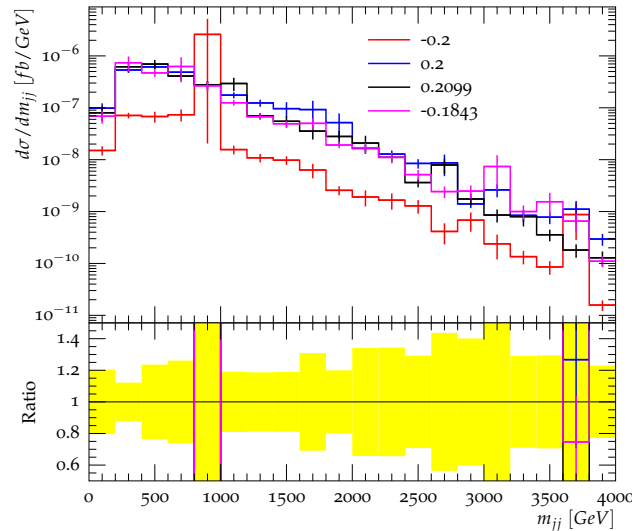


Abbildung 2.17: Die Abbildung zeigt eine Verteilung, bei der ein einzelnes Event ein viel zu hohes Gewicht bekommen hat. Weil die dargestellte Fläche auf den Wirkungsquerschnitt normiert ist werden dadurch automatisch alle anderen Bins nach unten gedrückt.

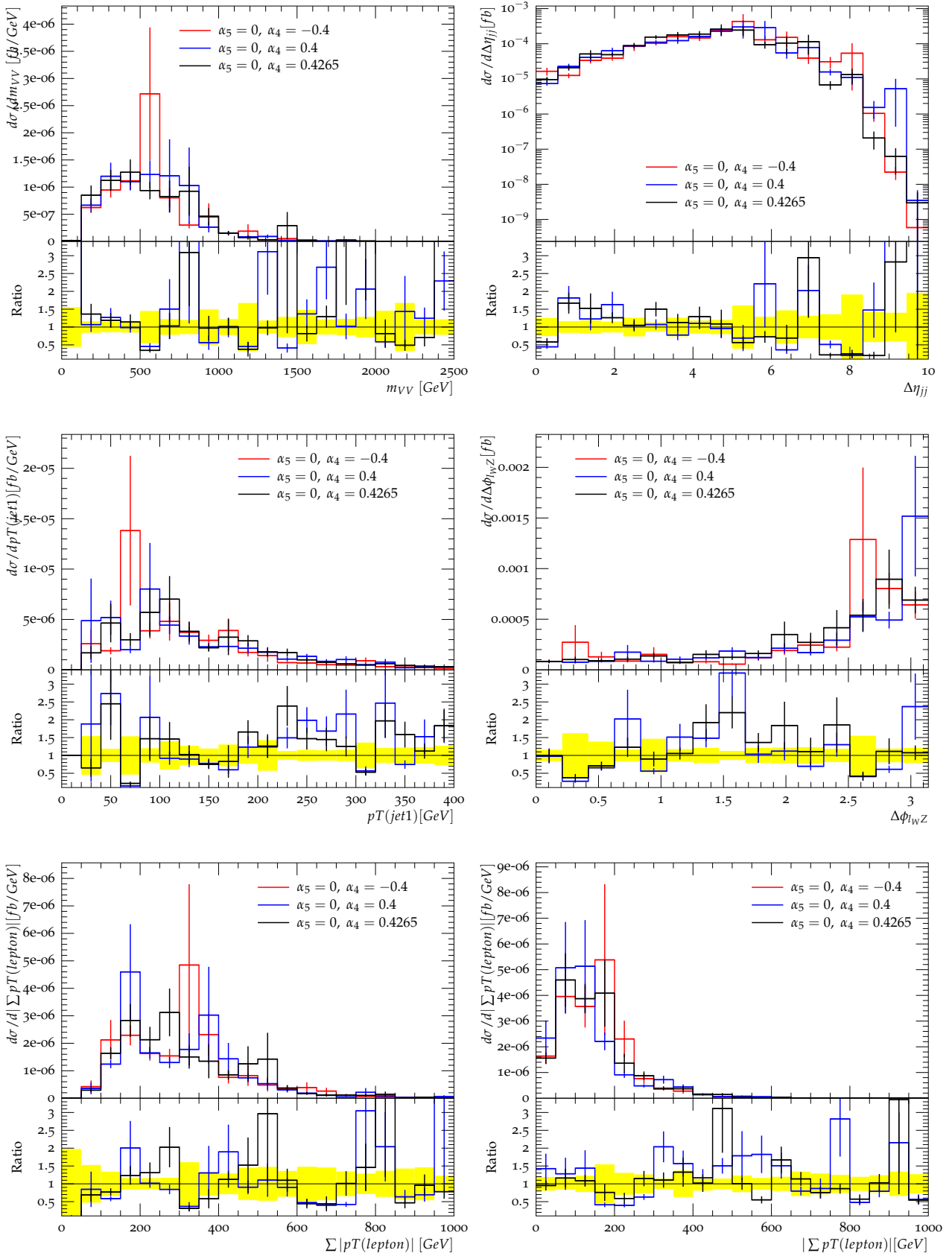


Abbildung 2.18: In dieser Abbildung werden differenzielle Wirkungsquerschnitte zwischen $\sigma(\alpha_i)$, $\sigma(-\alpha_i)$ und $\sigma(-\alpha_i^*)$ mit $\sigma(\alpha_i) \stackrel{!}{=} \sigma(-\alpha_i^*)$ verglichen. Als Parameter wurde $\alpha_4 = 0,4$ gewählt, da mögliche Unterschiede bei großen Wirkungsquerschnitten am ehesten erkannt werden können.

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war es experimentell eine Umrechnung der Parametrisierung für anomale Kopplungen von den beiden Monte-Carlo-Generatoren WHIZARD und VBFNLO für nicht unitarisierte Wirkungsquerschnitte zu prüfen und im unitarisierten Fall nach möglichen Umrechnungen zu suchen. Ununitarisiert konnte für die WWss-Streuung die theoretische Vorhersage bestätigt werden und auch die kinematischen Verteilungen zeigen für die meisten Variablen relativ gute Übereinstimmungen zwischen den Generatoren. Für die WZ-Streuung wurde ein Umrechnungskoeffizient bestimmt, der um $\approx 6\%$ die theoretische Vorhersage verfehlt. Dieser Unterschied ist signifikant und spiegelt sich auch in den differentiellen Wirkungsquerschnitten wieder. In diesem Fall scheinen WHIZARD und VBFNLO den transversalen Impuls der Endzustandsteilchen systematisch unterschiedlich zu behandeln, was insbesondere bei hohen aQGC-Parametern zu deutlich unterschiedlichen Wirkungsquerschnitten führt.

Für die unitarisierten Datensätze konnte in beiden Fällen, wie erwartet, keine absolute gültige Umrechnung gefunden werden, da das Problem von den Programmen fundamental unterschiedlich behandelt wird und zu qualitativ unterschiedlichen Kurvenverläufen führt. Stattdessen wurde versucht eine asymptotische Näherung zu finden. Die Resultate konnten bislang noch nicht auf Verlässlichkeit geprüft werden.

Bei den Symmetrieuntersuchungen in der Parameterebene wurden keine zufriedenstellende Ergebnisse ermittelt. Auch wenn in vielen Verteilungen sehr gute Übereinstimmungen nachgewiesen werden konnten, so wurde bei beiden Streuprozessen keine absolut gültige Symmetrie gefunden.

Für zuverlässige Fehlerintervalle bei den Umrechnungskoeffizienten, sollten die Rechnungen dieser Arbeit mit manuell korrigierten Unsicherheiten auf die Wirkungsquerschnitte beider Generatoren durchgeführt werden. Im Fall von VBFNLO muss deshalb noch eine Prüfung auf fehlerhafte Unsicherheiten mit einer weitaus größeren Stichprobe erfolgen. Es sollten auch die Umrechnungen für unitarisierte Wirkungsquerschnitte genauer untersucht und gegebenenfalls verworfen oder mit größeren Datensätzen präzisiert werden.

Anhang

4.1 Anhang A - verwendete Abkürzungen

Größe	Erklärung	Formel
α_{i+4}	Eine aQGC-Parametrisierung, die WHIZARD nutzt.	
$\tilde{f}_{si}$	Eine aQGC-Parametrisierung, die VBFNLO nutzt.	
Λ_{FF}	Parameter zur Unitarisierung, den VBFNLO nutzt.	
Λ	Energieskala bis zu der das SM gilt	
$pT(x)$	transversaler Impuls des jeweiligen Objektes	
$\eta(x)$	Pseudorapidity des jeweiligen Objektes	$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)$
θ	Winkel zwischen y- und z-Achse im Detektor	
$\phi(x)$	Winkel zwischen x- und y-Achse im Detektor	
$\Delta\phi_{xy}$	Differenz der ϕ -Winkel beider Objekte	$ \phi_x - \phi_y $
$\Delta\eta_{xy}$	Differenz der Pseudorapidity beider Objekte	$ \eta_x - \eta_y $
ΔR_{xy}	Abstand der Objekte	$\sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$
m_{xy}	invariante Masse der jeweiligen Objekte	
m_{ET}	fehlende Energie in transversaler Richtung	
jet_i	Jets absteigend nach pT geordnet	
$lepton_i$	Leptonen absteigend nach pT geordnet	
Z	Z-Boson	
$W^\pm$	geladenes W-Boson	
τ	τ -Lepton	
G_F	Fermi-Kopplungskonstante	$1,16637 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$
μ_R	Renormierungsskala (von VBFNLO genutzter Parameter [6])	
μ_F	Faktorisierungsskala (von VBFNLO genutzter Parameter [6])	

4.2 Angang B - verwendete Daten

$\tilde{f}_{s0}$	$\tilde{f}_{s1}$	α_4	α_5	σ	Kommentar
0	0			$0,6534 \pm 0,0026$	SM
-870,4	0			$112,30 \pm 0,25$	
-435,2	0			$28,65 \pm 0,08$	
-217,6	0			$7,72 \pm 0,026$	
-108,8	0			$2,46 \pm 0,009$	
108,8	0			$2,36 \pm 0,009$	
217,6	0			$7,52 \pm 0,024$	
435,2	0			$28,27 \pm 0,07$	
870,4	0			$111,56 \pm 0,026$	
		0	0	$0,64 \pm 0,010$	SM
		-0,4	0	117 ± 6	
		-0,2	0	$28,9 \pm 1,4$	
		-0,1	0	$6,77 \pm 0,24$	
		-0,05	0	$2,26 \pm 0,07$	
		0,05	0	$2,07 \pm 0,06$	
		0,1	0	$7,85 \pm 0,35$	
		0,2	0	$28,6 \pm 1,1$	
		0,4	0	106 ± 5	
0	-1740,8			$30,66 \pm 0,07$	
0	-870,4			$8,223 \pm 0,026$	
0	-435,2			$2,577 \pm 0,010$	
0	-217,6			$1,145 \pm 0,005$	
0	217,6			$1,101 \pm 0,005$	
0	435,2			$2,484 \pm 0,010$	
0	870,4			$8,045 \pm 0,026$	
0	1740,8			$30,33 \pm 0,07$	
		0	-0,3	$19,9 \pm 1,3$	
		0	-0,2	$8,42 \pm 0,34$	
		0	-0,1	$2,63 \pm 0,08$	
		0	0,1	$2,51 \pm 0,08$	
		0	0,2	$6,51 \pm 0,24$	
		0	0,3	$17,9 \pm 0,6$	

Tabelle 4.1: Daten für den ununitarisierten WWss-Streuprozess

$\tilde{f}_{s0}$	$\tilde{f}_{s1}$	α_4	α_5	σ	Kommentar
0	0			$0,6550 \pm 0,0022$	SM
-1740,8	0			$1,1018 \pm 0,0030$	
-1250	0			$1,0001 \pm 0,0026$	
-870,4	0			$0,9118 \pm 0,0027$	
-600	0			$0,8424 \pm 0,0023$	
-435,2	0			$0,7976 \pm 0,0025$	
-300	0			$0,7574 \pm 0,0022$	
-217,6	0			$0,7320 \pm 0,0023$	
-108,8	0			$0,6955 \pm 0,0023$	
108,8	0			$0,6511 \pm 0,0022$	
217,6	0			$0,6557 \pm 0,0021$	
300	0			$0,6611 \pm 0,0020$	
435,2	0			$0,6698 \pm 0,0021$	
600	0			$0,6827 \pm 0,0020$	
870,4	0			$0,7032 \pm 0,0022$	
1740,8	0			$0,7715 \pm 0,0022$	
		0	0	$0,6593 \pm 0,0012$	SM
		-0,4	0	$3,494 \pm 0,008$	
		-0,2	0	$2,009 \pm 0,007$	
		-0,1	0	$1,267 \pm 0,002$	
		0,05	0	$0,924 \pm 0,005$	
		0,05	0	$0,8554 \pm 0,0017$	
		0,1	0	$1,144 \pm 0,003$	
		0,2	0	$1,787 \pm 0,005$	
		0,4	0	$3,085 \pm 0,008$	
0	-1740,8			$0,7328 \pm 0,0023$	
0	-1250			$0,7140 \pm 0,0021$	
0	-870,4			$0,6993 \pm 0,0023$	
0	-600			$0,6871 \pm 0,0021$	
0	-435,2			$0,6796 \pm 0,022$	
0	-300			$0,6725 \pm 0,0020$	
0	-217,6			$0,6685 \pm 0,0022$	
0	-100			$0,6618 \pm 0,0022$	
0	-50			$0,6587 \pm 0,0022$	
0	50			$0,6530 \pm 0,0022$	
0	100			$0,6519 \pm 0,0022$	
0	150			$0,6511 \pm 0,0022$	
0	217,6			$0,6504 \pm 0,0022$	
0	250			$0,6502 \pm 0,0022$	
0	300			$0,6498 \pm 0,0022$	
0	435,2			$0,6490 \pm 0,0022$	
0	870,4			$0,6495 \pm 0,0022$	
0	1150			$0,6509 \pm 0,0020$	
0	1450			$0,6524 \pm 0,0020$	
0	1740,8			$0,6541 \pm 0,0022$	
0	2500			$0,6600 \pm 0,0020$	

Tabelle 4.2: Daten für den unitarisierten WWss-Streuprozess

$\tilde{f}_{s0}$	$\tilde{f}_{s1}$	α_4	α_5	σ	Kommentar
		0	-0,4	$2,574 \pm 0,005$	
		0	-0,2	$1,4781 \pm 0,0031$	
		0	-0,1	$0,9953 \pm 0,0018$	
		0	-0,05	$0,7980 \pm 0,0016$	
		0	0,05	$0,7544 \pm 0,0014$	
		0	0,1	$0,9171 \pm 0,0023$	
		0	0,2	$1,3216 \pm 0,0031$	
		0	0,4	$2,326 \pm 0,005$	

Tabelle 4.3: Daten für den unitarisierten WWss-Streuprozess

$\tilde{f}_{s0}$	$\tilde{f}_{s1}$	α_4	α_5	σ	Kommentar
		-0,4	0	$20,73 \pm 0,30$	
		-0,2	0	$4,39 \pm 0,06$	
		-0,1	0	$1,367 \pm 0,015$	
		-0,05	0	$0,8554 \pm 0,0017$	
		0,05	0	$0,631 \pm 0,006$	
		0,1	0	$1,13 \pm 0,02$	
		0,2	0	$4,84 \pm 0,007$	
		0,4	0	$18,50 \pm 0,27$	
		0	-0,4	$7,31 \pm 0,10$	
		0	-0,2	$2,481 \pm 0,031$	
		0	-0,1	$0,781 \pm 0,007$	
		0	-0,05	$0,4337 \pm 0,0026$	
		0	0,05	$0,4132 \pm 0,0028$	
		0	0,1	$0,751 \pm 0,007$	
		0	0,2	$2,222 \pm 0,032$	
		0	0,4	$7,69 \pm 0,11$	

Tabelle 4.4: Daten für den ununitarisierten WZ-Streuprozess

$\tilde{f}_{s0}$	$\tilde{f}_{s1}$	α_4	α_5	σ	Kommentar
0	0			$0,3007 \pm 0,0035$	SM
-1740,8	0			$20,25 \pm 0,09$	
-870,4	0			$5,33 \pm 0,05$	
-435,2	0			$1,557 \pm 0,010$	
-217,6	0			$0,617 \pm 0,04$	
-108,8	0			$0,393 \pm 0,08$	
108,8	0			$0,380 \pm 0,005$	
217,6	0			$0,606 \pm 0,005$	
435,2	0			$1,529 \pm 0,009$	
870,4	0			$5,238 \pm 0,024$	
1740,8	0			$20,12 \pm 0,09$	
		0	0	$0,64 \pm 0,010$	SM
		-0,4	0	$17,01 \pm 0,26$	
		-0,2	0	$4,69 \pm 0,06$	
		-0,1	0	$1,520 \pm 0,019$	
		0,05	0	$0,568 \pm 0,005$	
		0,05	0	$0,573 \pm 0,005$	
		0,1	0	$1,377 \pm 0,016$	
		0,2	0	$4,85 \pm 0,09$	
		0,4	0	$17,29 \pm 0,38$	
0	-1740,8			$9,21 \pm 0,05$	
0	-870,4			$2,530 \pm 0,014$	
0	-435,2			$0,861 \pm 0,08$	
0	-217,6			$0,4433 \pm 0,0036$	
0	217,6			$0,4312 \pm 0,0037$	
0	435,2			$0,848 \pm 0,08$	
0	870,4			$2,495 \pm 0,014$	
0	1740,8			$9,15 \pm 0,05$	
		0	-0,4	$7,97 \pm 1,2$	
		0	-0,2	$2,253 \pm 0,027$	
		0	-0,1	$0,777 \pm 0,007$	
		0	-0,05	$0,4390 \pm 0,0027$	
		0	0,05	$0,4149 \pm 0,0023$	
		0	0,1	$0,807 \pm 0,007$	
		0	0,2	$2,316 \pm 0,031$	
		0	0,4	$7,67 \pm 0,12$	

Tabelle 4.5: Daten für den ununitarisierten WZ-Streuprozess

$\tilde{f}_{s0}$	$\tilde{f}_{s1}$	α_4	α_5	σ	Kommentar
0	0			$0,3018 \pm 0,0022$	SM
-1740,8	0			$0,3517 \pm 0,0019$	
-870,4	0			$0,3283 \pm 0,0029$	
-435,2	0			$0,3111 \pm 0,020$	
-217,6	0			$0,3070 \pm 0,0025$	
-108,8	0			$0,3018 \pm 0,0022$	
30	0			$0,3011 \pm 0,0013$	
60	0			$0,3009 \pm 0,0013$	
108,8	0			$0,3045 \pm 0,0034$	
140	0			$0,3019 \pm 0,0013$	
170	0			$0,3010 \pm 0,0013$	
217,6	0			$0,2995 \pm 0,0024$	
435,2	0			$0,3045 \pm 0,0039$	
870,4	0			$0,3141 \pm 0,0024$	
1740,8	0			$0,3364 \pm 0,0036$	
		0	0	$0,3012 \pm 0,0013$	SM
		-0,4	0	$0,929 \pm 0,007$	
		-0,2	0	$0,5910 \pm 0,0037$	
		-0,1	0	$0,4155 \pm 0,0021$	
		0,05	0	$0,3479 \pm 0,0013$	
		0,05	0	$0,3360 \pm 0,0016$	
		0,1	0	$0,4203 \pm 0,0023$	
		0,2	0	$0,5116 \pm 0,0038$	
		0,4	0	$0,887 \pm 0,006$	
0	-1740,8			$0,3531 \pm 0,0029$	
0	-870,4			$0,3263 \pm 0,0027$	
0	-435,2			$0,315 \pm 0,005$	
0	-217,6			$0,3048 \pm 0,0022$	
0	-108,8			$0,3028 \pm 0,0032$	
0	30			$0,3011 \pm 0,0013$	
0	60			$0,3010 \pm 0,0013$	
0	108,8			$0,3037 \pm 0,0032$	
0	140			$0,3031 \pm 0,0013$	
0	170			$0,3036 \pm 0,0013$	
0	217,6			$0,301 \pm 0,003$	
0	435,2			$0,311 \pm 0,004$	
0	870,4			$0,320 \pm 0,004$	
0	1740,8			$0,346 \pm 0,0034$	
		0	-0,4	$0,952 \pm 0,007$	
		0	-0,2	$0,5796 \pm 0,0037$	
		0	-0,1	$0,4002 \pm 0,0021$	
		0	-0,05	$0,3379 \pm 0,0016$	
		0	0,05	$0,3276 \pm 0,0016$	
		0	0,1	$0,3871 \pm 0,0018$	
		0	0,2	$0,5537 \pm 0,0038$	
		0	0,4	$0,929 \pm 0,008$	

Tabelle 4.6: Daten für den unitarisierten WZ-Streuprozess

4.3 Angang C - zusätzliche Abbildungen

4.3.1 Anpassungen

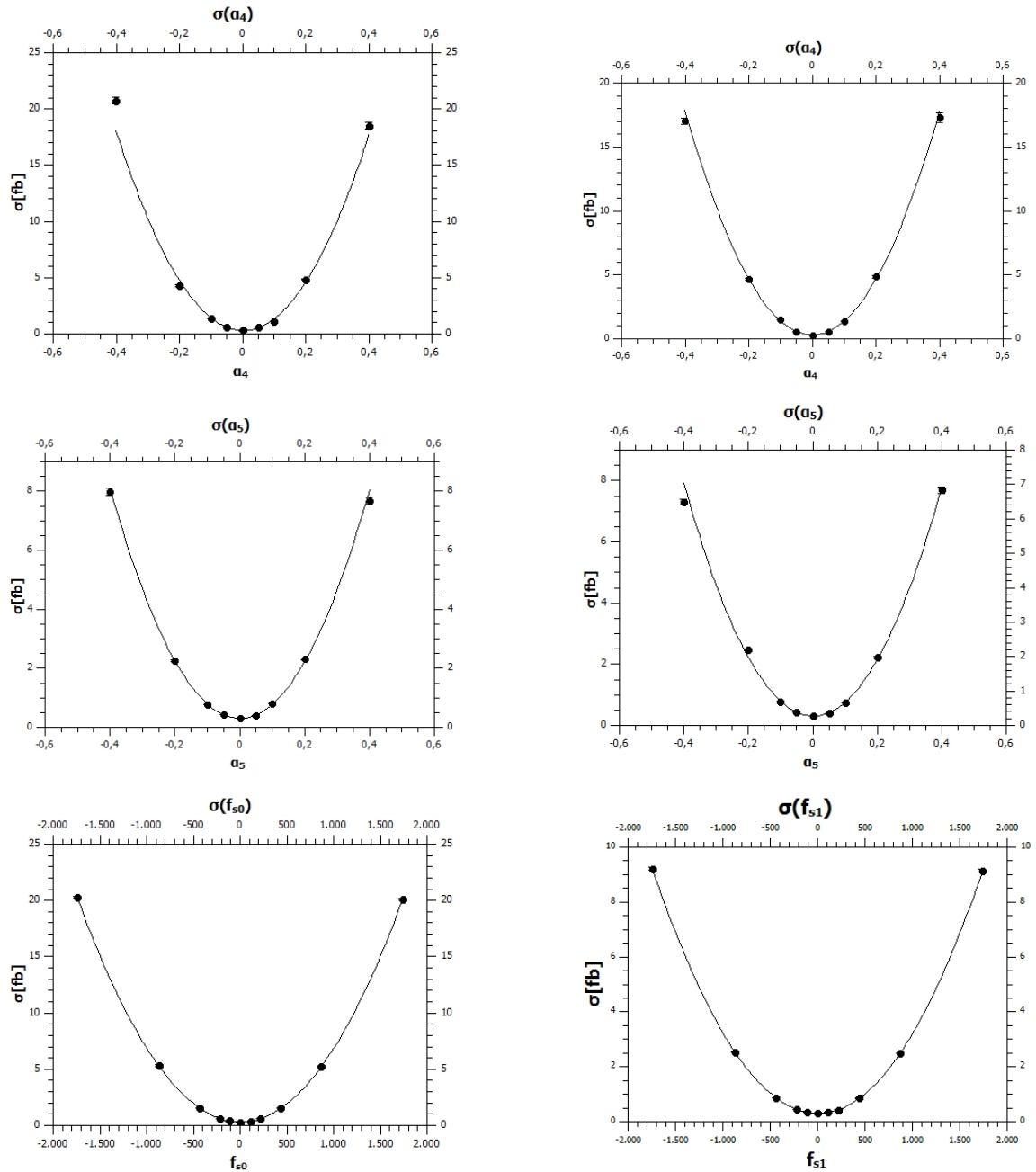


Tabelle 4.7: Anpassungen für WZ-Streuung (ununitarisiert) in Abhängigkeit verschiedener Parametrisierungen (zwei Datensätze für α_4 und α_5).

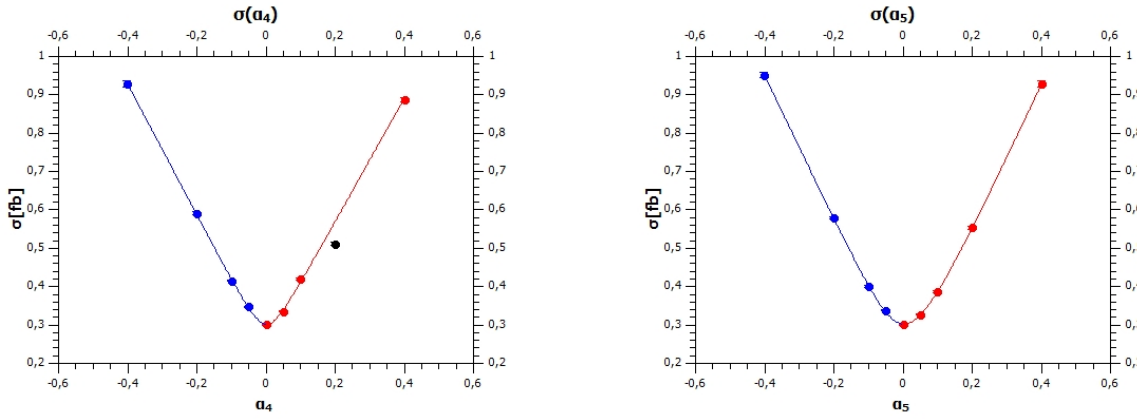


Tabelle 4.8: Anpassungen für WZ-Streuung (unitarisiert) in Abhängigkeit verschiedener Parametrisierungen.

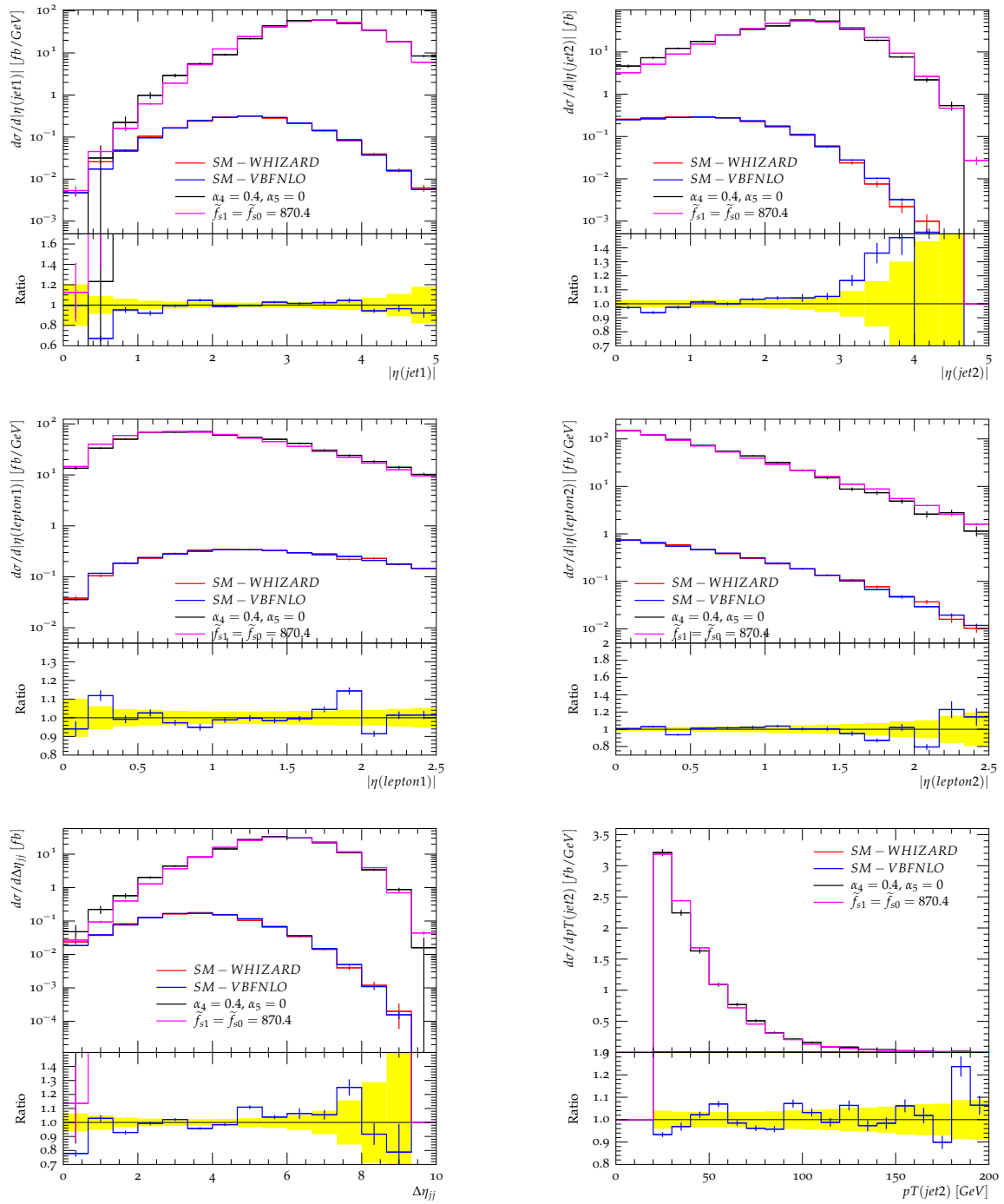
$ax^2 + bx + c$	a	b	c	R^2
$\sigma(\alpha_4)$	$109,7 \pm 0,6$	$-0,42 \pm 0,06$	$0,3030 \pm 0,0012$	0,99998
$\sigma(\alpha_4)$	$109,6 \pm 0,7$	$-0,08 \pm 0,06$	$0,3010 \pm 0,0012$	0,999996
$\sigma(\alpha_5)$	$48,55 \pm 0,29$	$-0,095 \pm 0,027$	$0,3025 \pm 0,0011$	0,999987
$\sigma(\alpha_5)$	$47,19 \pm 0,29$	$-0,197 \pm 0,029$	$0,3024 \pm 0,0011$	0,99997
	$a \cdot 10^6$	$b \cdot 10^6$	c	
$\sigma(\tilde{f}_{s0})$	$6,559 \pm 0,016$	-31 ± 9	$0,3019 \pm 0,0021$	0,9999994
$\sigma(\tilde{f}_{s1})$	$2,924 \pm 0,008$	$-2,0 \pm 0,6$	$0,3006 \pm 0,0015$	0,9999992
$\sqrt{(ax)^2 + b^2} + c$	a	b	c	R^2
$\sigma(\alpha_{4-})$	$1,72 \pm 0,06$	$0,066 \pm 0,013$	$0,236 \pm 0,012$	0,9997
$\sigma(\alpha_{4+})$	$1,62 \pm 0,11$	$0,061 \pm 0,025$	$0,239 \pm 0,022$	0,9994
$\sigma(\alpha_{5-})$	$1,92 \pm 0,08$	$0,13 \pm 0,024$	$0,172 \pm 0,023$	0,9997
$\sigma(\alpha_{5+})$	$1,972 \pm 0,025$	$0,183 \pm 0,008$	$0,119 \pm 0,008$	0,99998

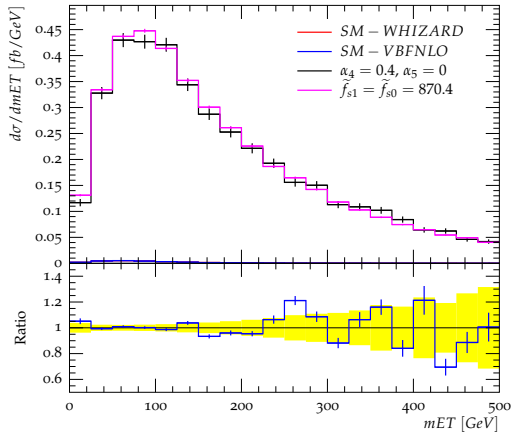
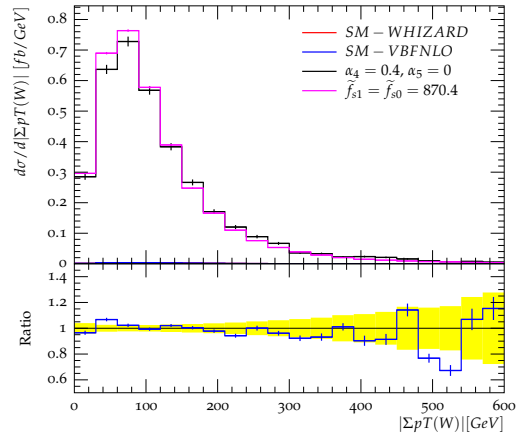
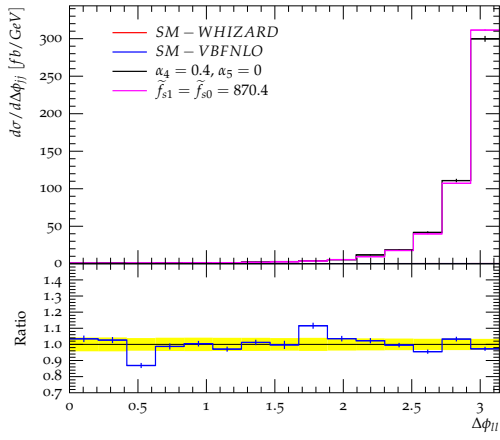
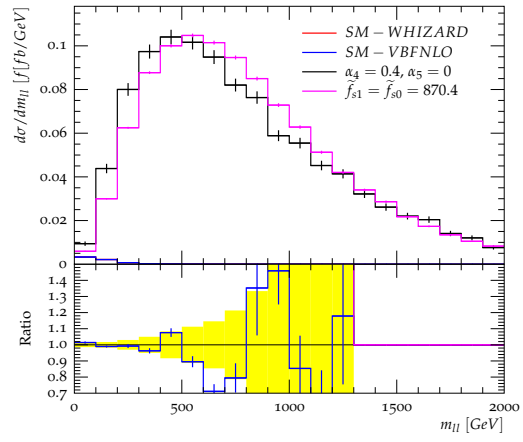
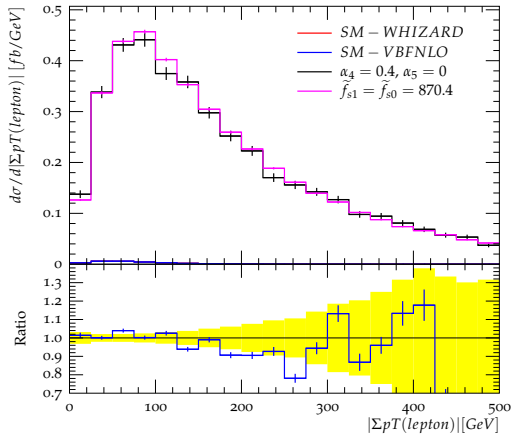
Tabelle 4.9: Die Tabelle zeigt die Parameter der Anpassungen aus den oberen beiden Tabellen. Bei gleichen Parametern passt die obere Zeile zur jeweils linken Grafik.

$\sqrt{(ax)^2 + b^2} + c$	$a \cdot 10^5$	b	c	R^2
$\sigma(\tilde{f}_{s0+})$	$2,95 \pm 0,6$	$0,020 \pm 0,013$	$0,282 \pm 0,013$	0,985
$\sigma(\tilde{f}_{s0-})$	$3,05 \pm 0,14$	$0,0013 \pm 0,0035$	$0,2990 \pm 0,0017$	0,996
$\sigma(\tilde{f}_{s1+})$	$2,74 \pm 0,18$	$0,0037 \pm 0,0026$	$0,2973 \pm 0,0022$	0,990
$\sigma(\tilde{f}_{s1-})$	$3,14 \pm 0,11$	$0,020 \pm 2,2$	$0,2986 \pm 0,0013$	0,998

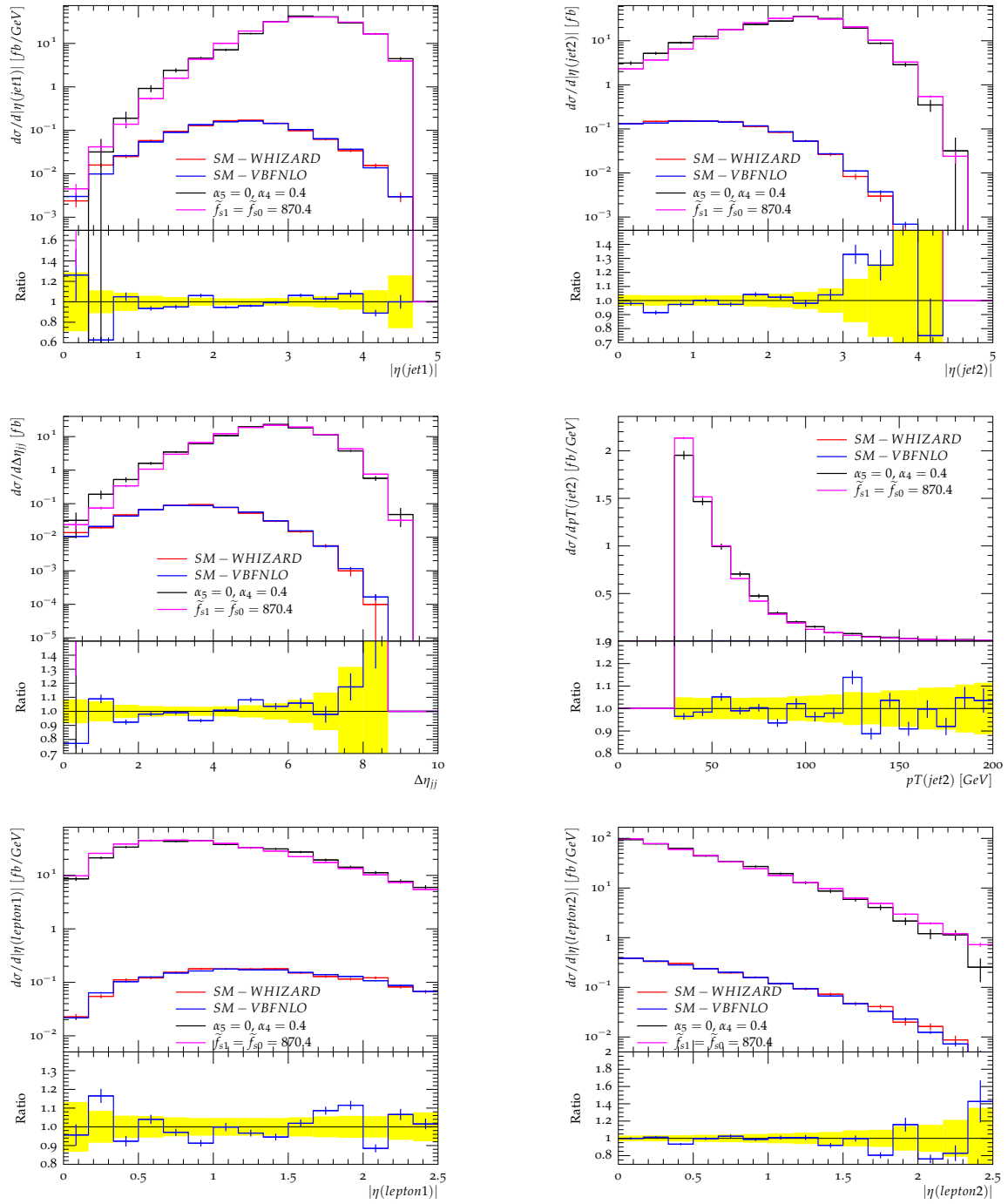
Tabelle 4.10: Die Tabelle zeigt die Parameter der Anpassungen zu Abbildung 2.16.

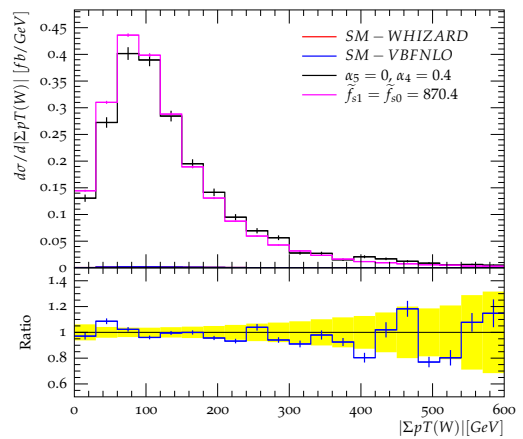
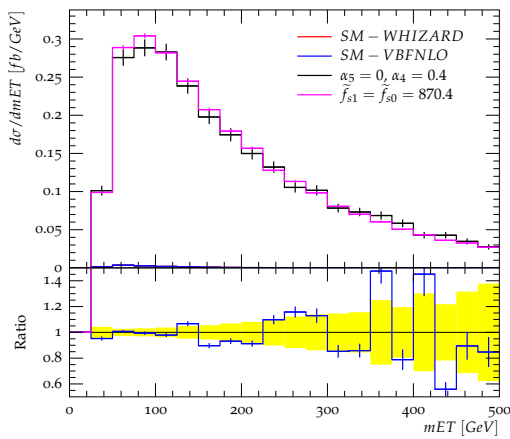
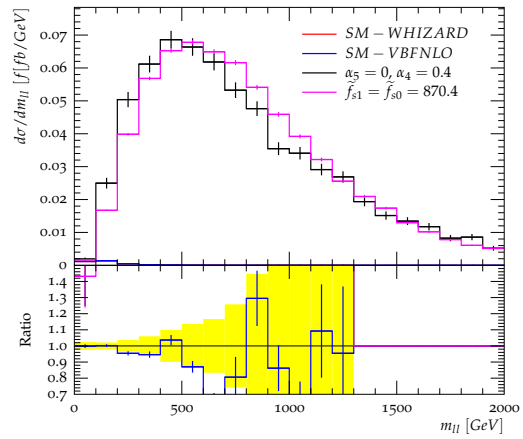
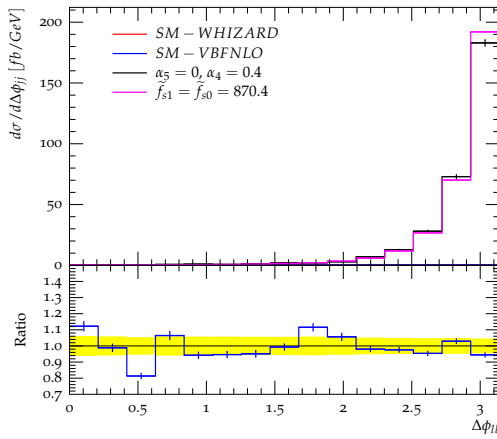
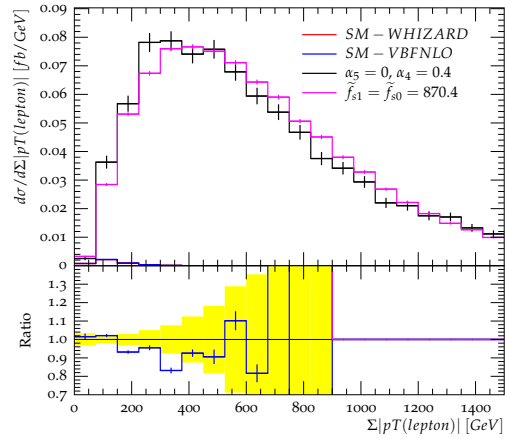
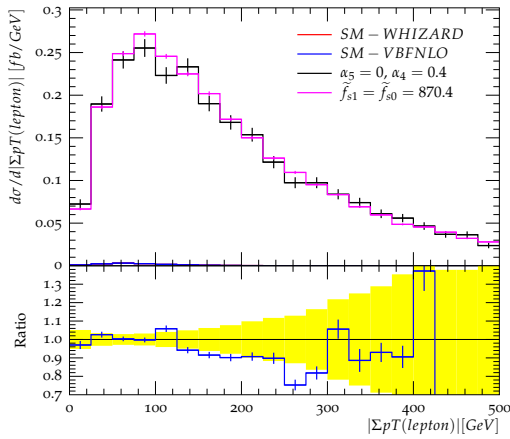
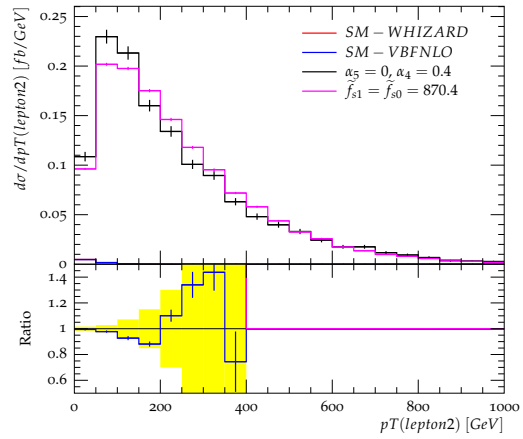
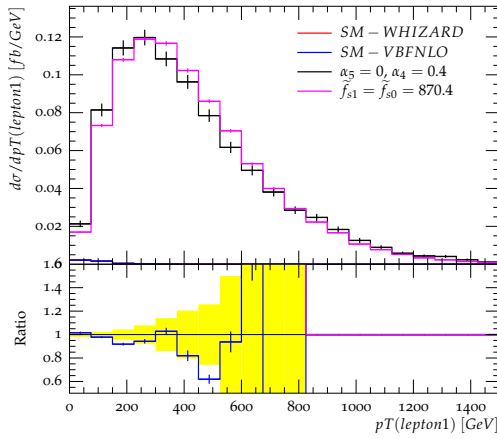
4.3.2 Generatorvergleich WWss im "extended fiducial phasespace"



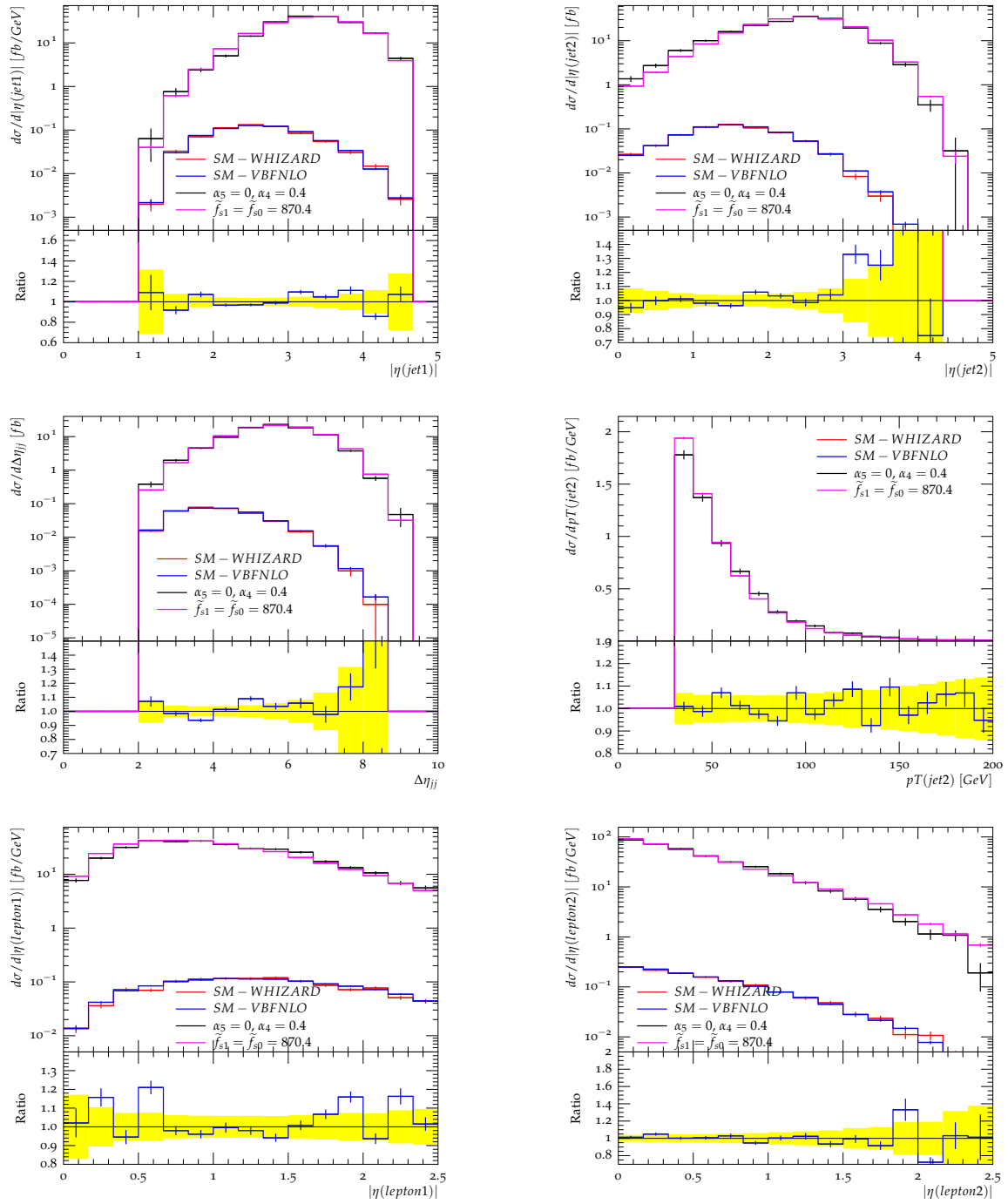


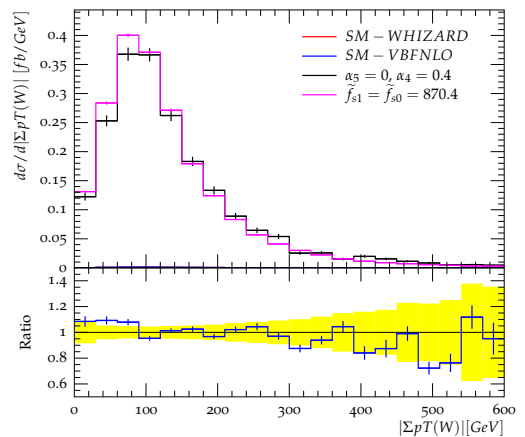
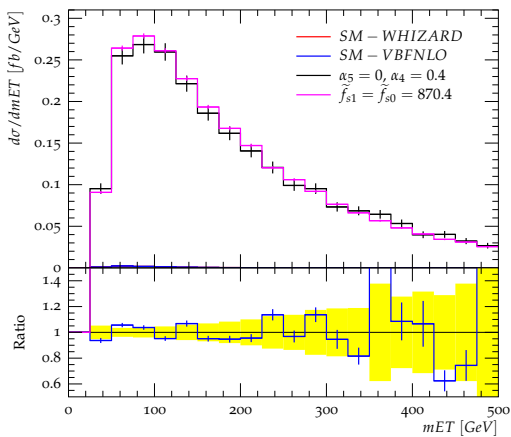
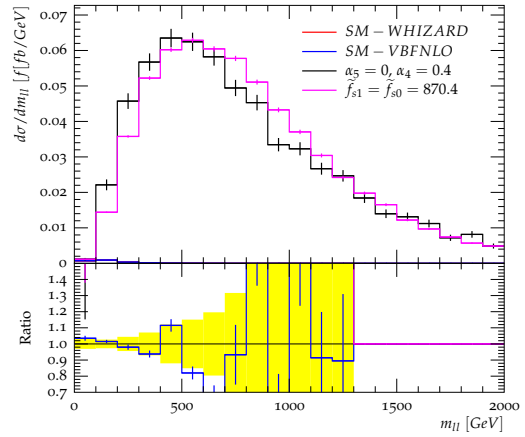
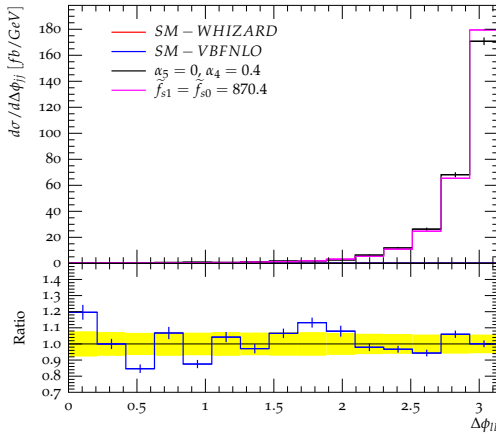
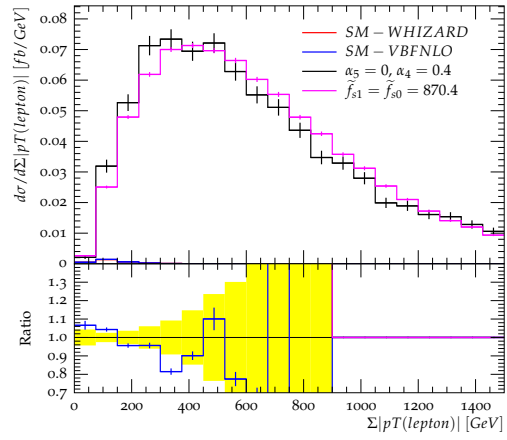
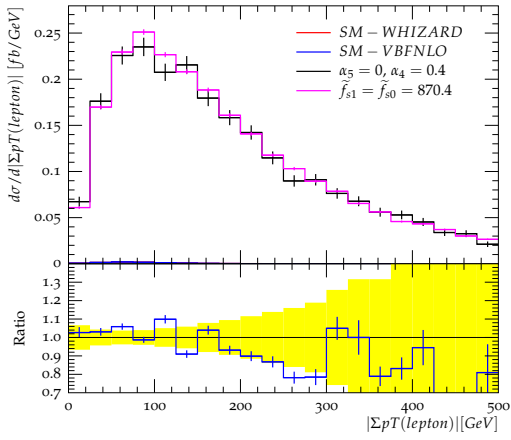
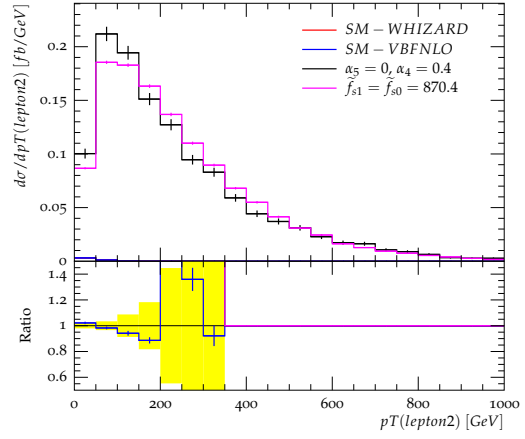
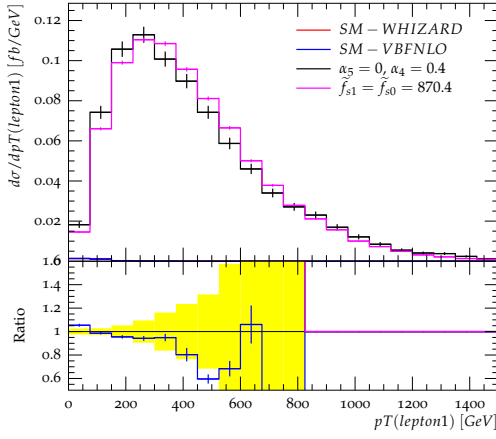
4.3.3 Generatorvergleich WWss im "fiducial phasespace"

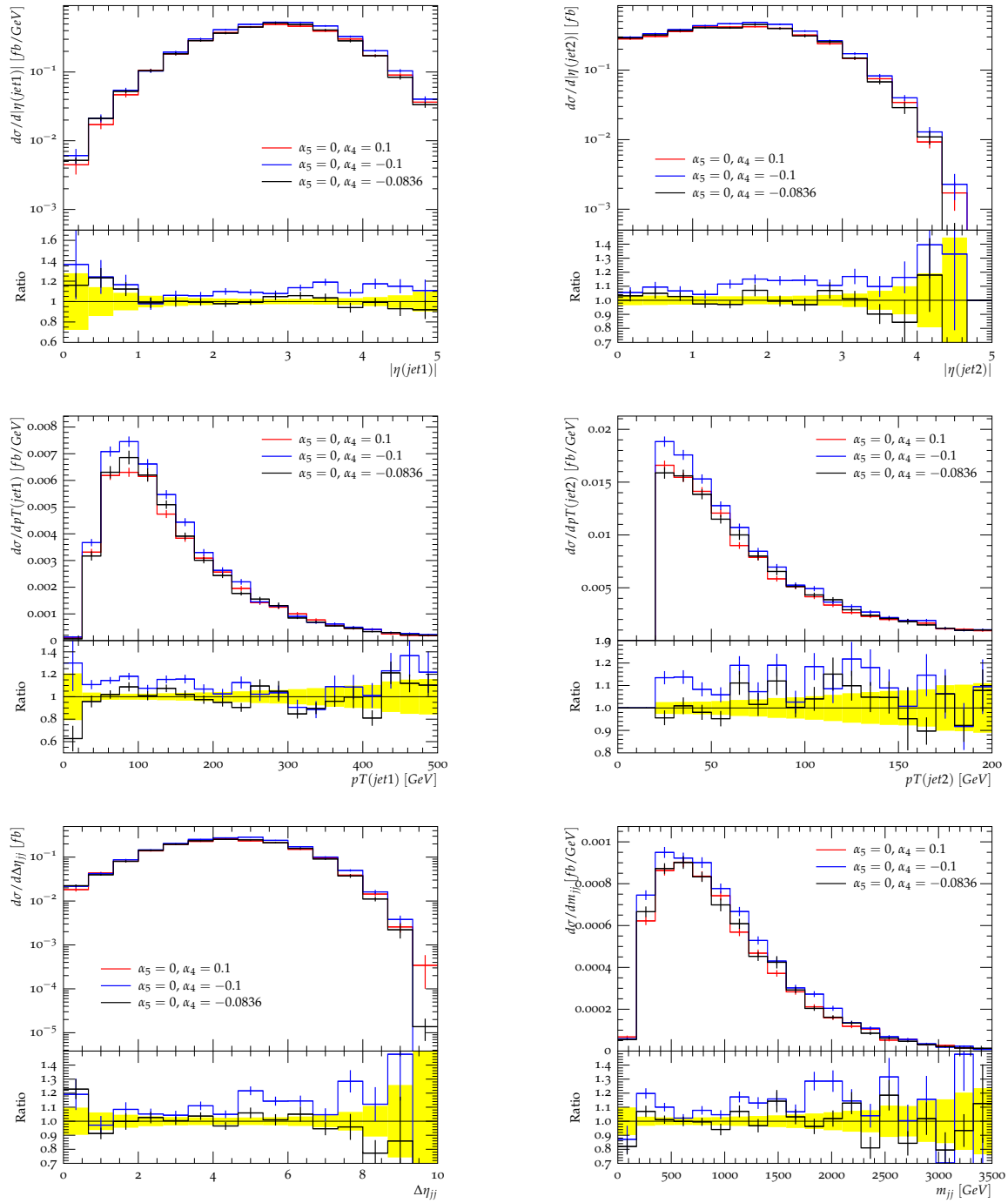


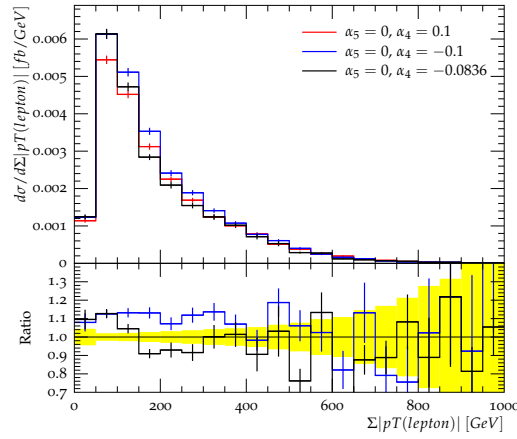
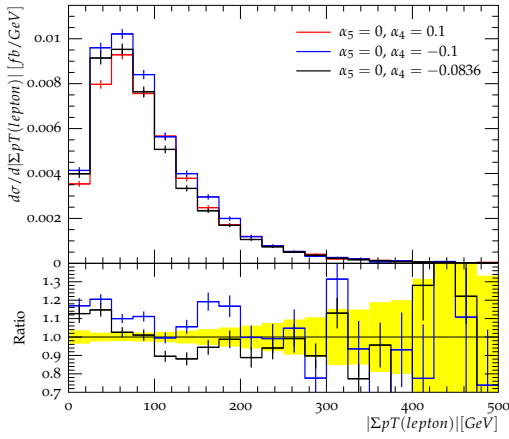
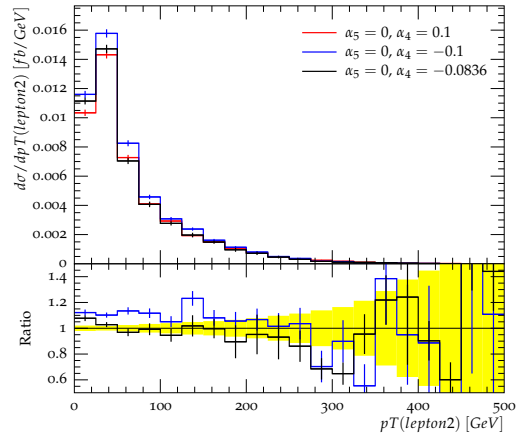
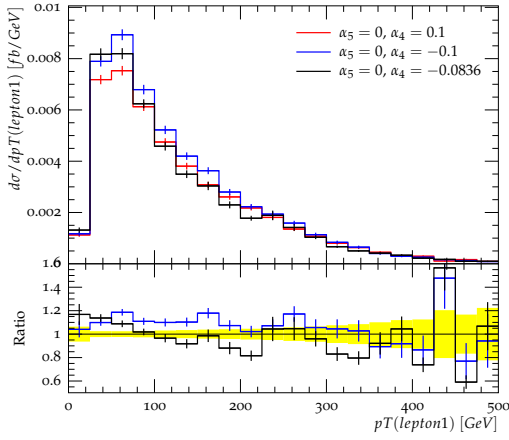
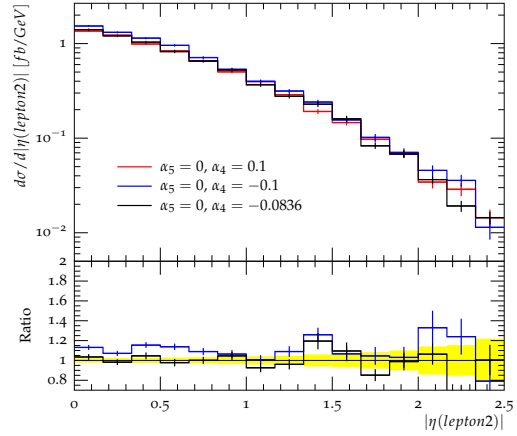
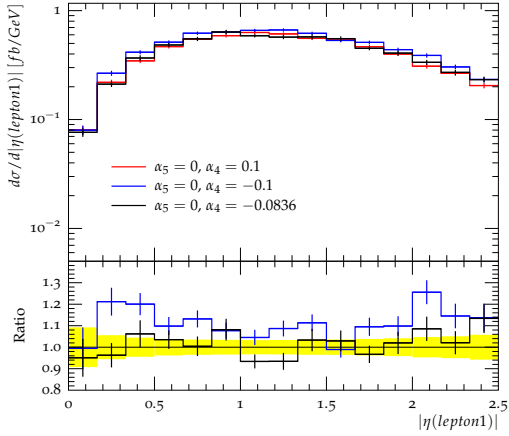


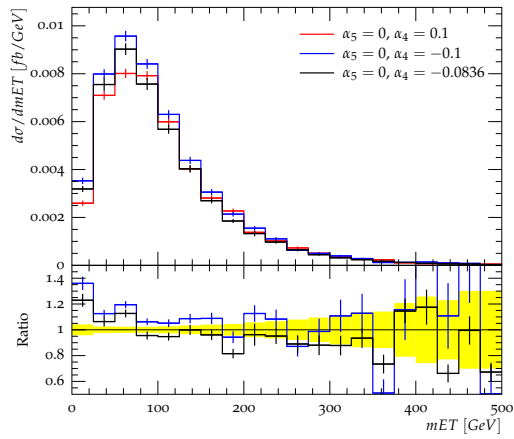
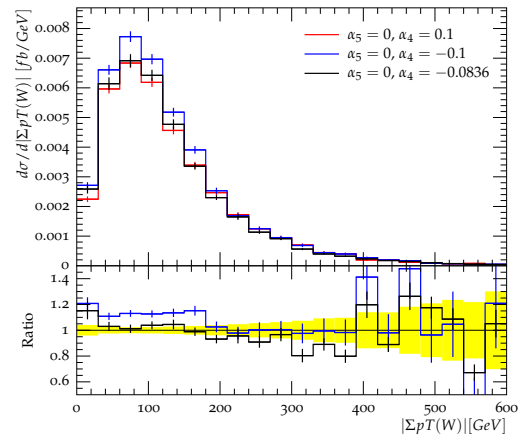
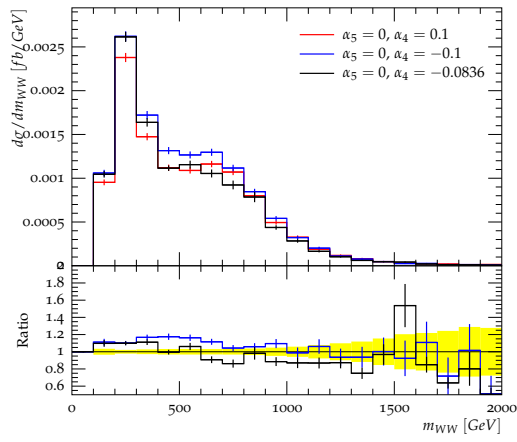
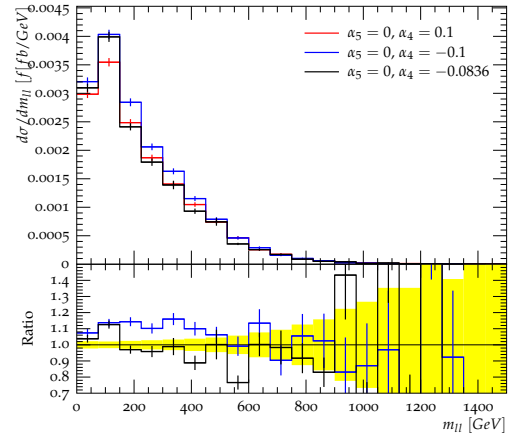
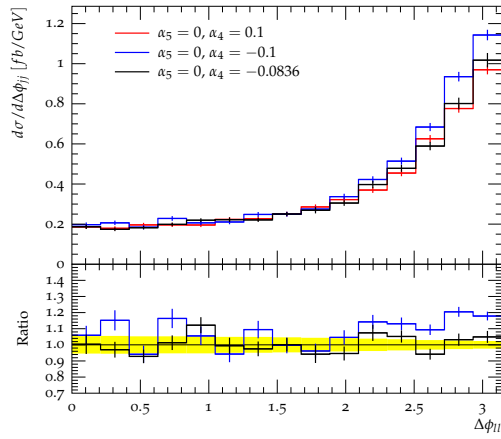
4.3.4 Generatorvergleich WWss im "VBS fiducial phasespace"



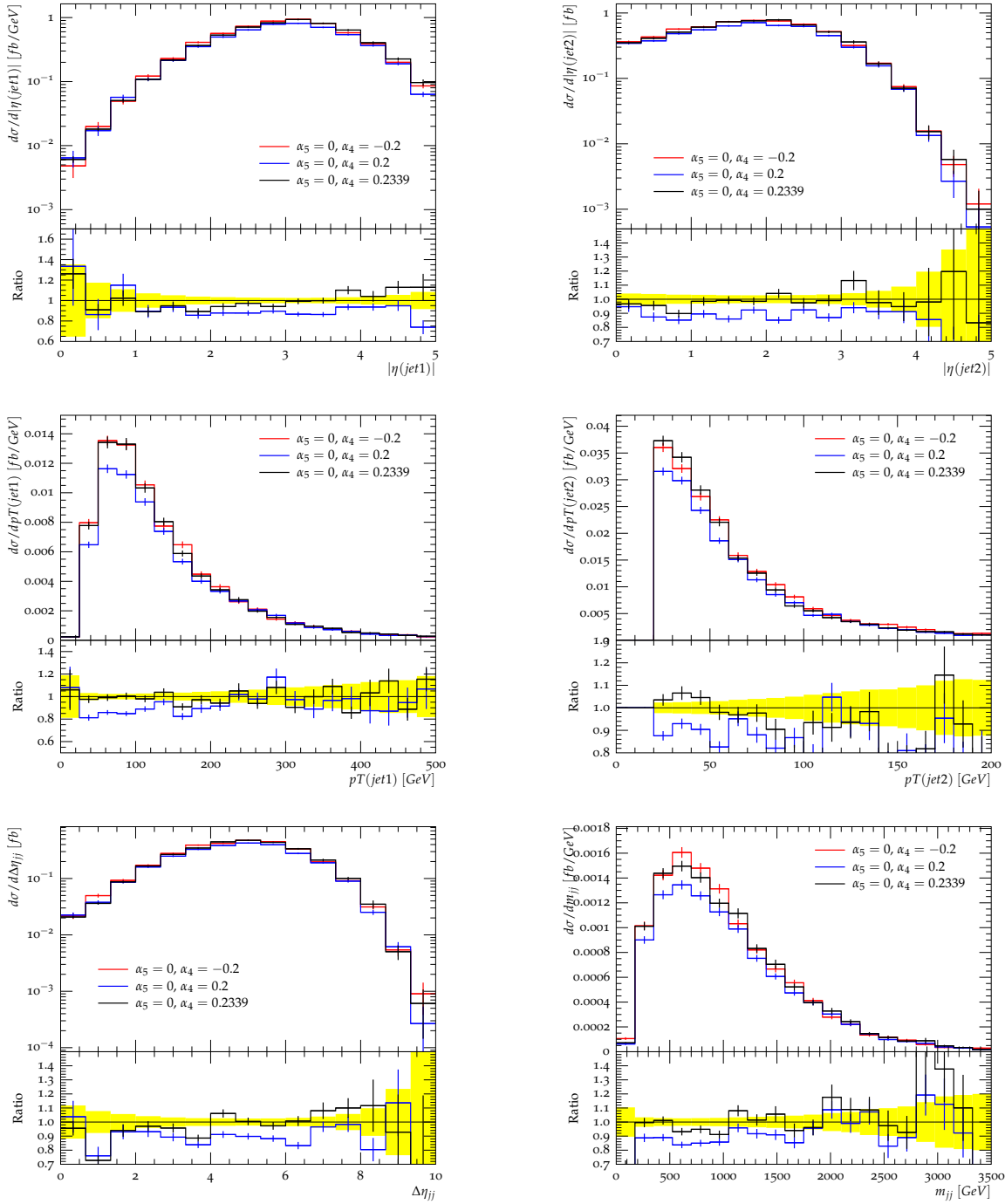


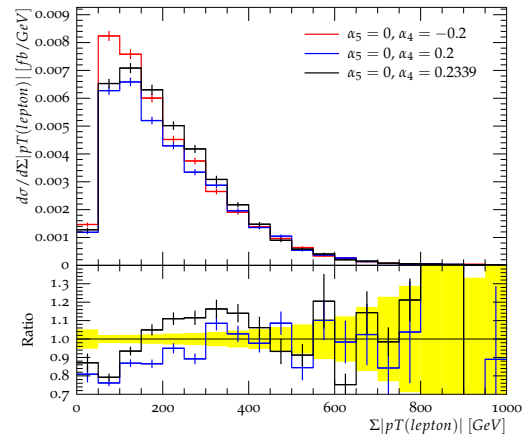
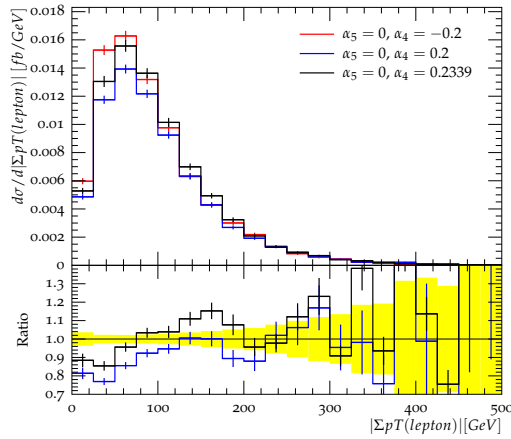
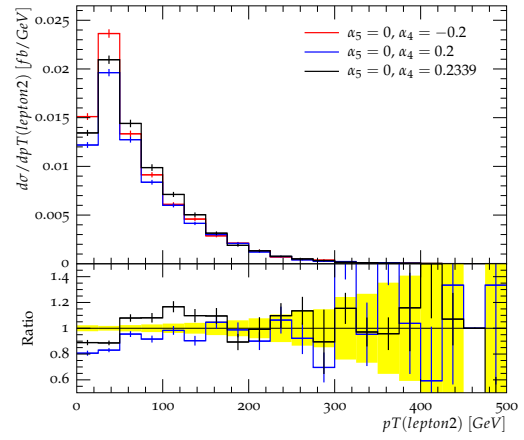
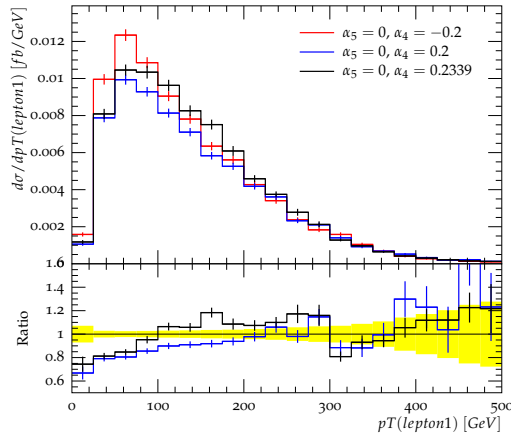
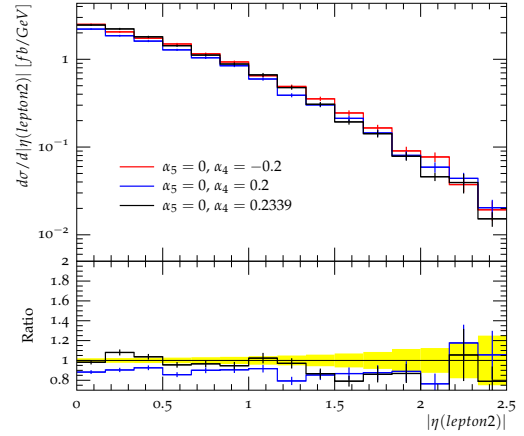
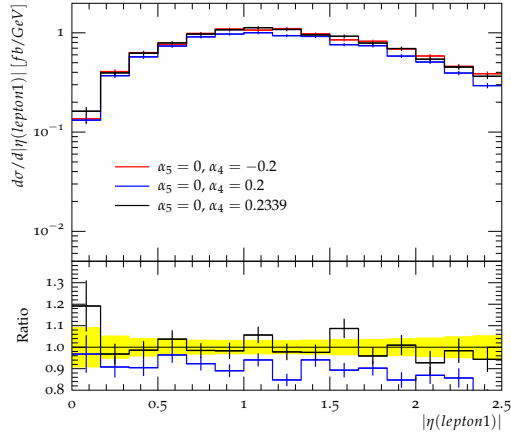
4.3.5 Vergleich zwischen $\alpha_4 = 0, 1$ und $-\alpha_4, -\alpha_4^*$ für WWss

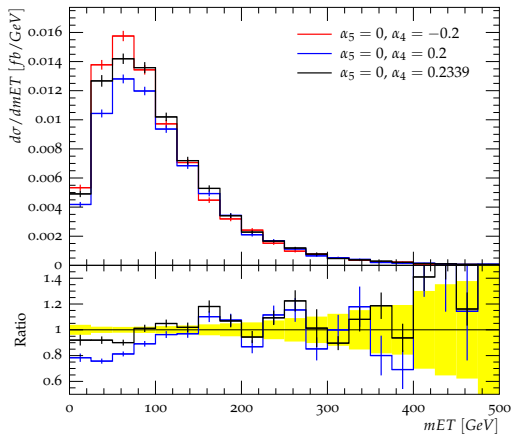
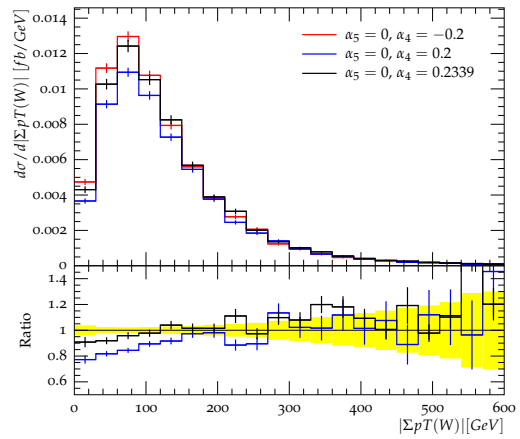
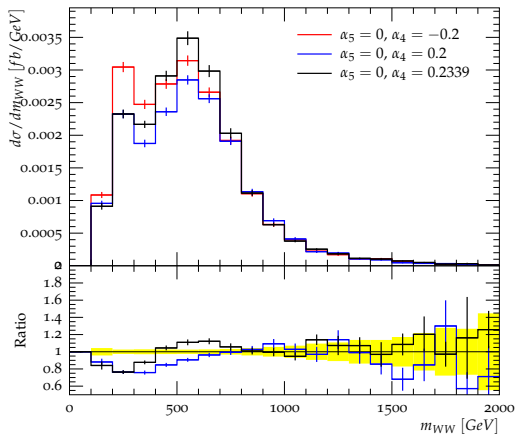
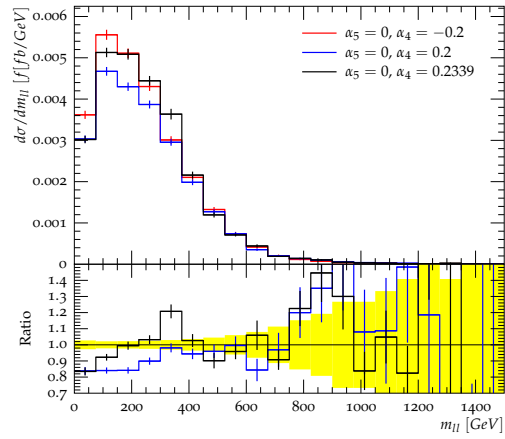
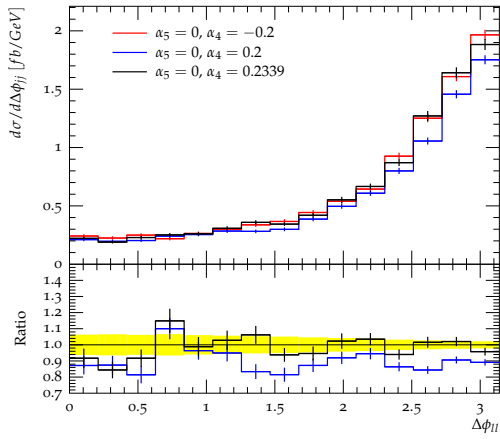


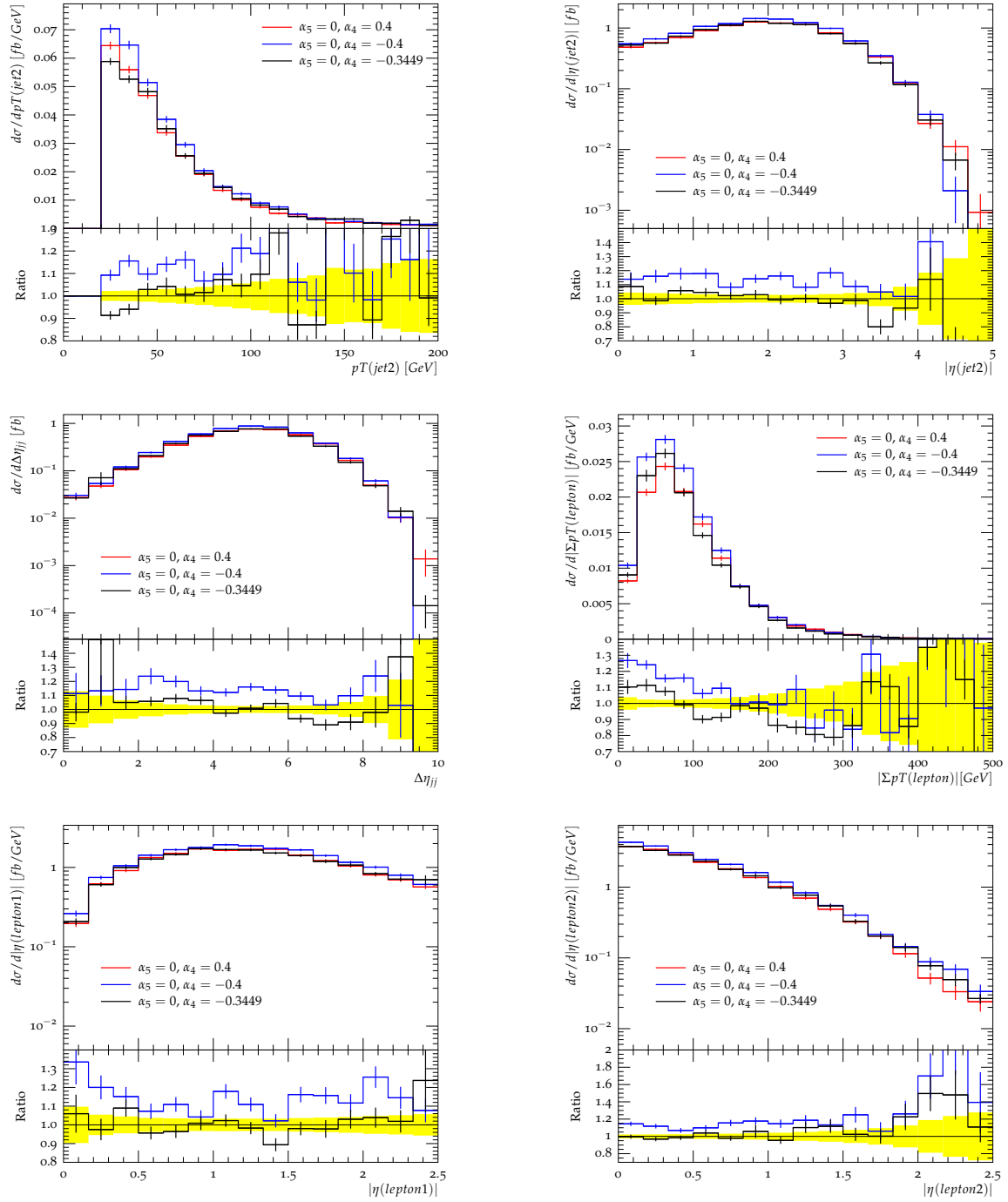


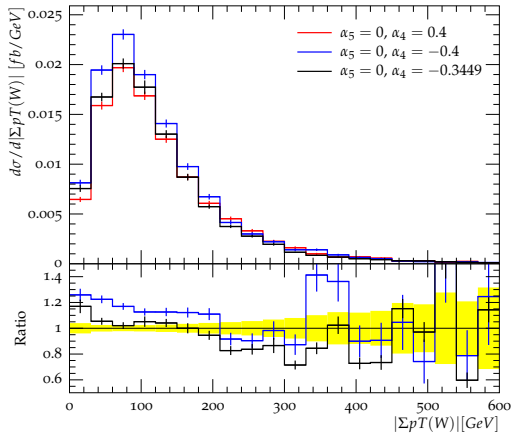
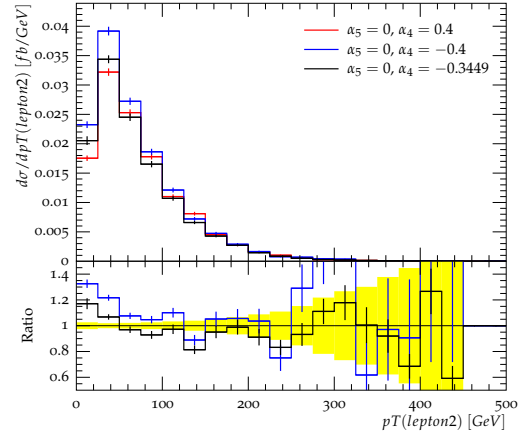
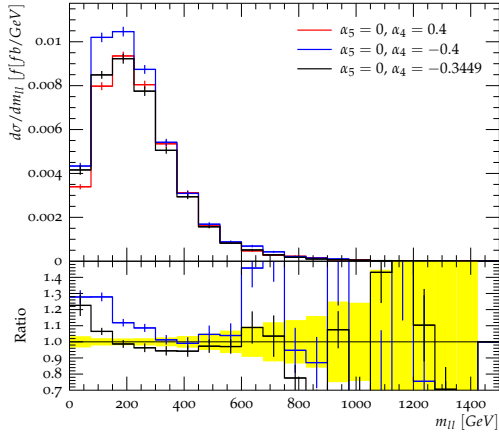
4.3.6 Vergleich zwischen $\alpha_4 = -0,2$ und $-\alpha_4, -\alpha_4^*$ für WWss



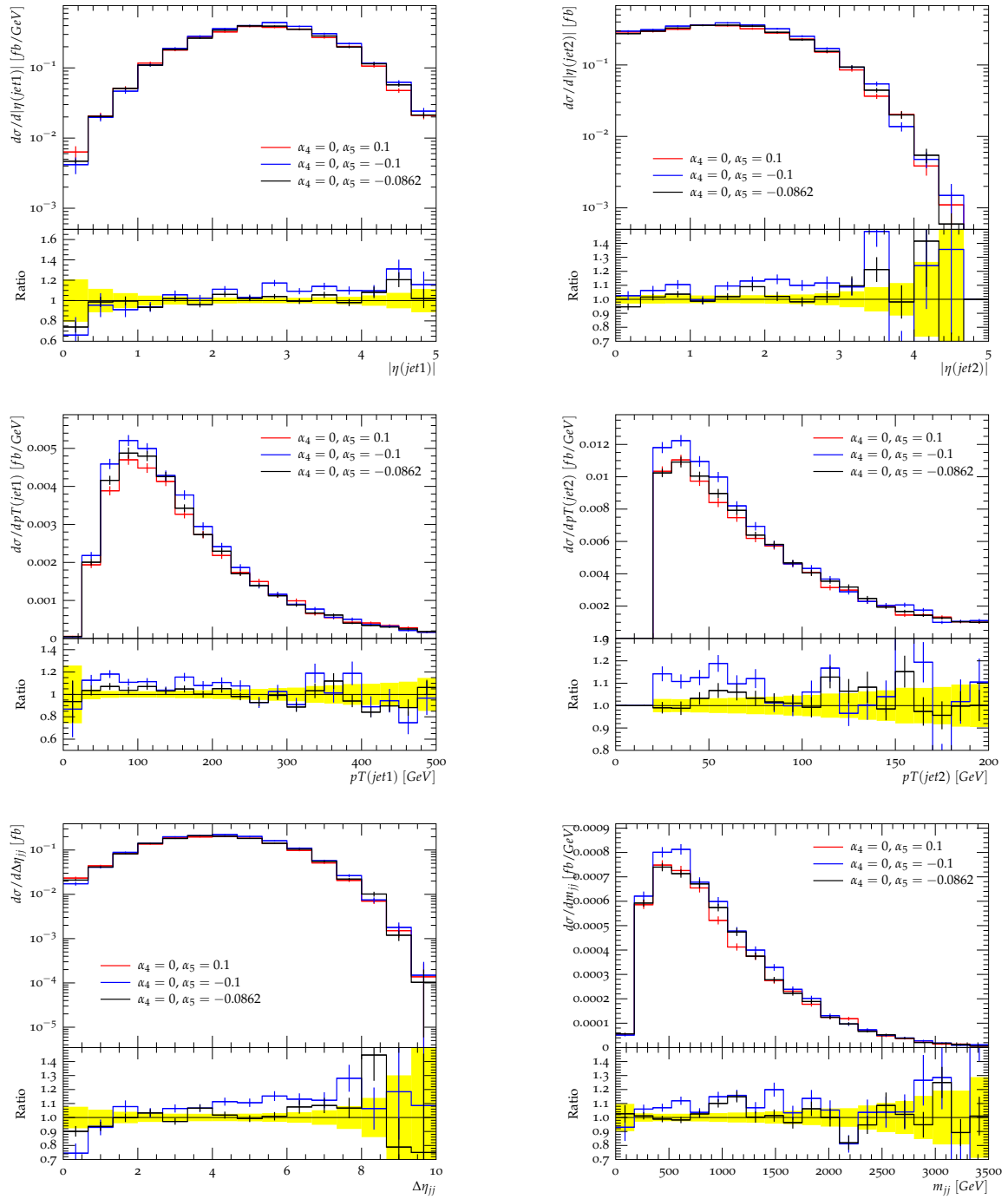


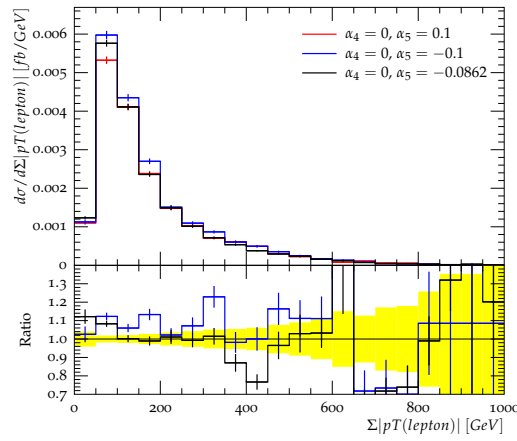
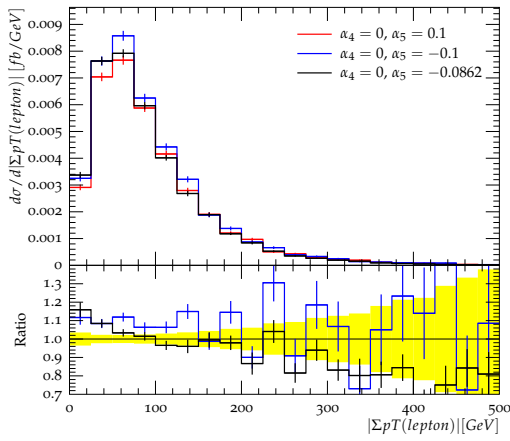
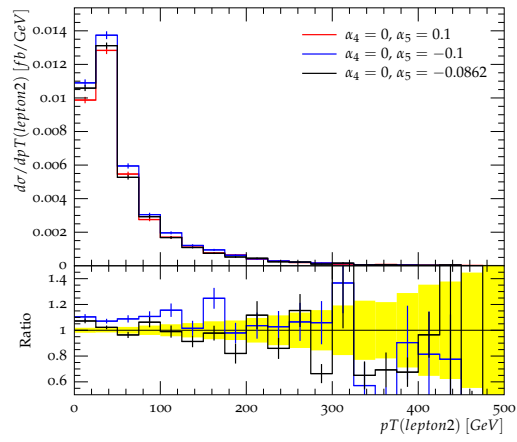
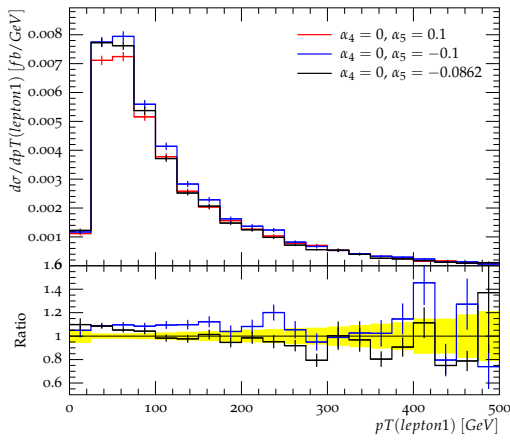
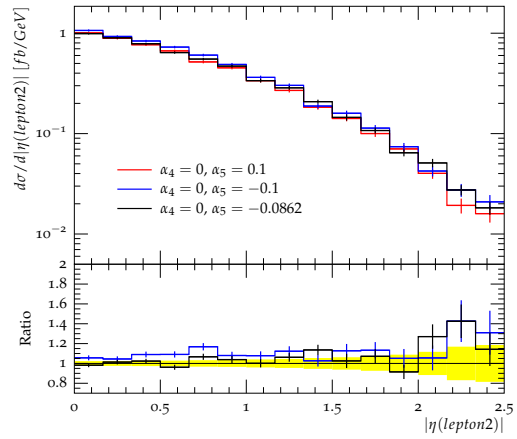
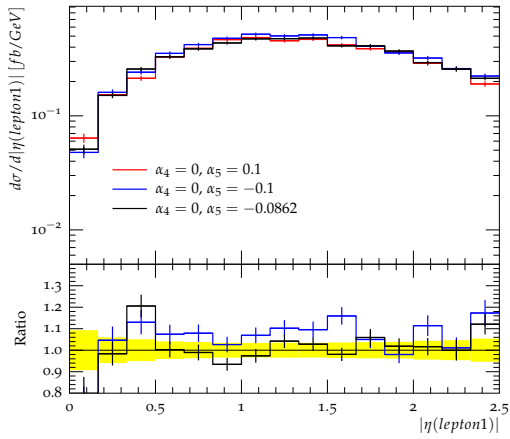


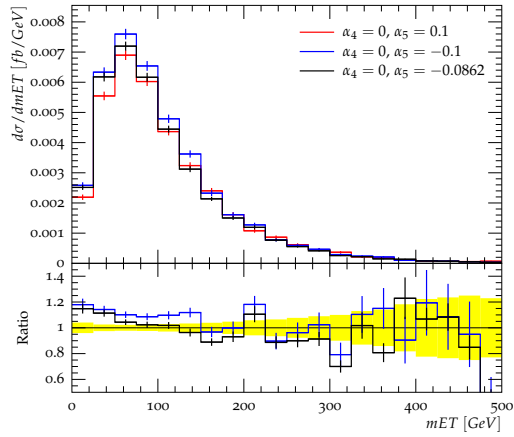
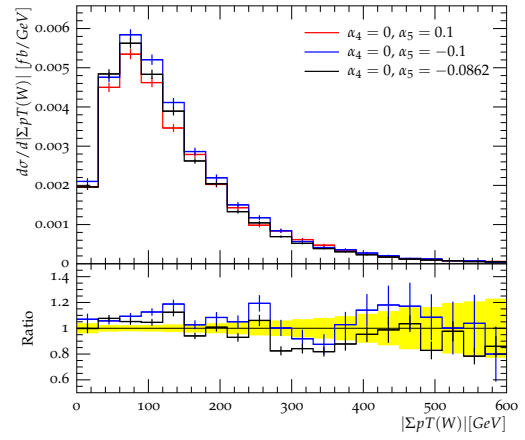
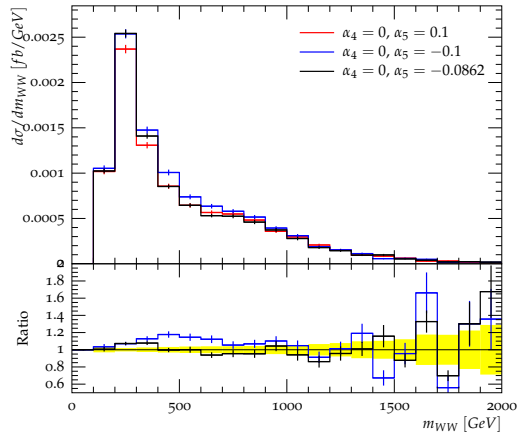
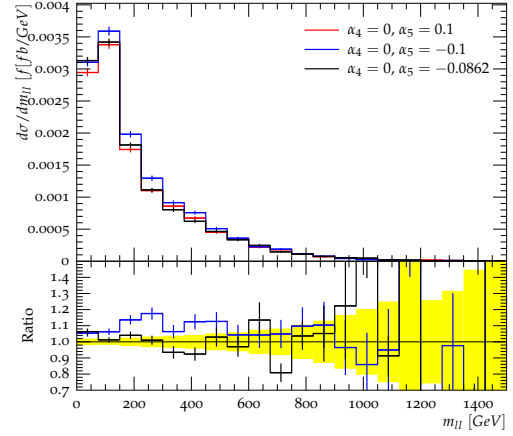
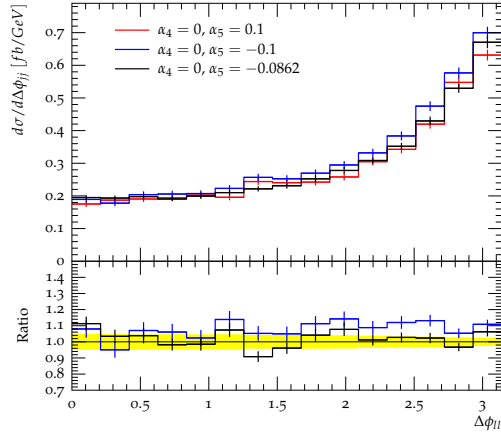
4.3.7 Vergleich zwischen $\alpha_4 = 0, 4$ und $-\alpha_4, -\alpha_4^*$ für WWss



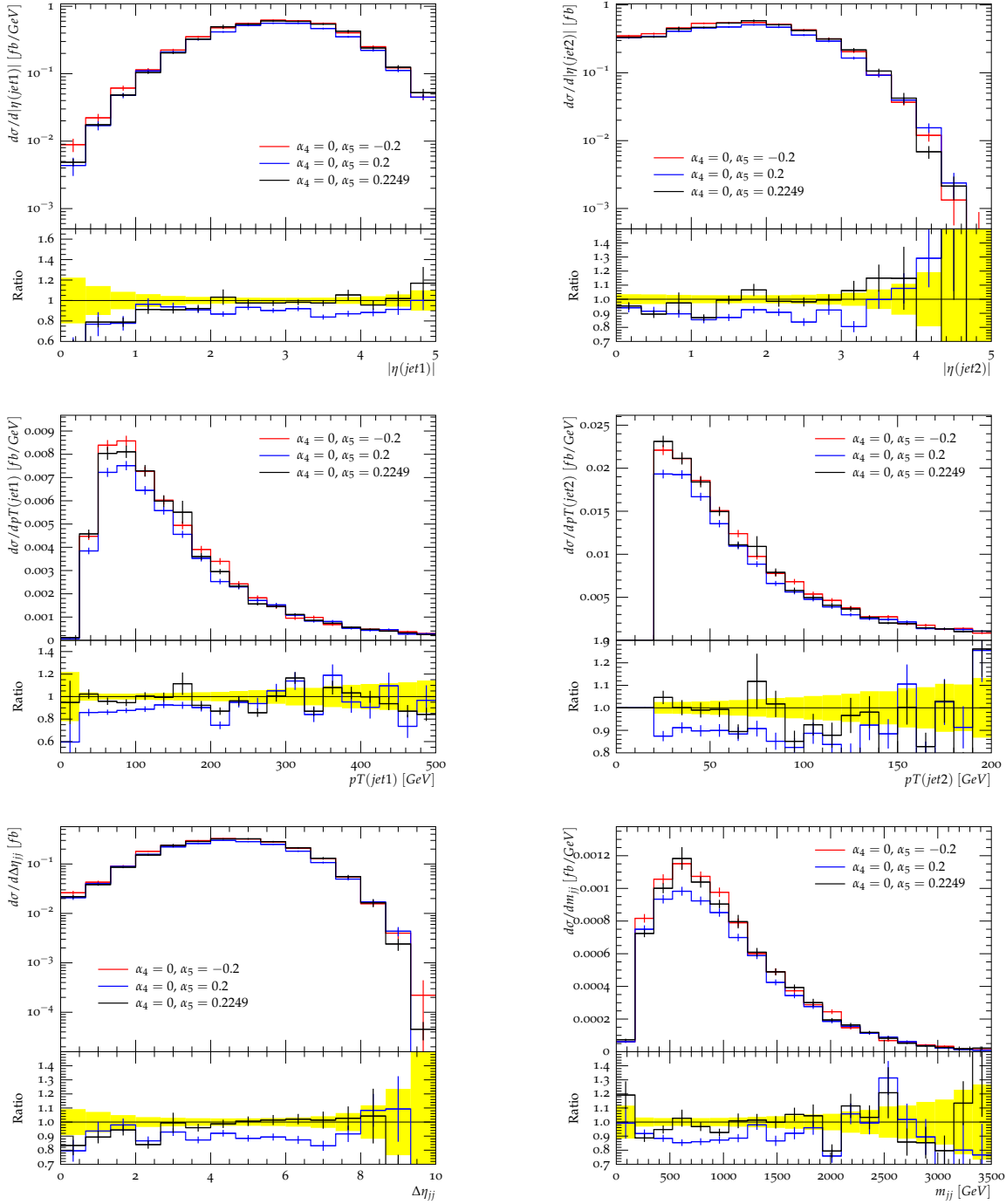
4.3.8 Vergleich zwischen $\alpha_5 = 0, 1$ und $-\alpha_5, -\alpha_4^*$ für WWss

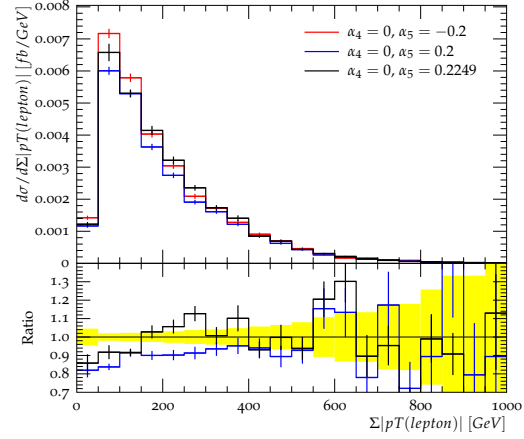
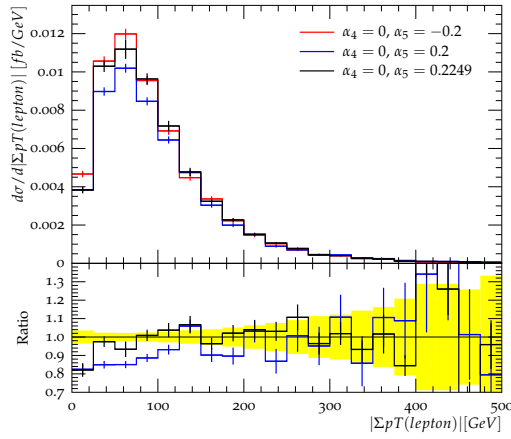
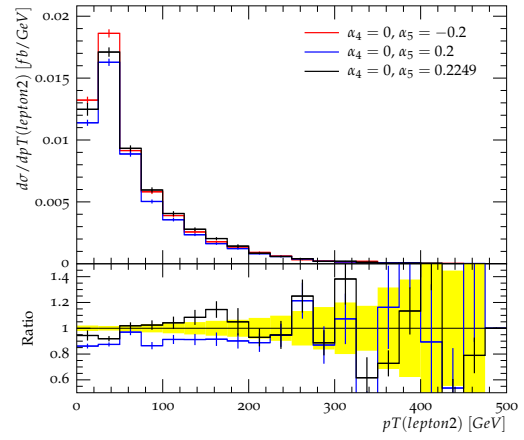
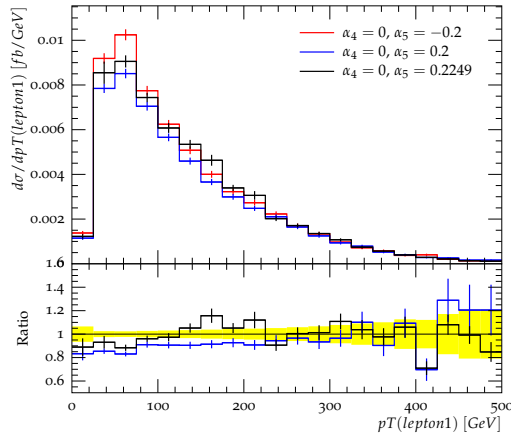
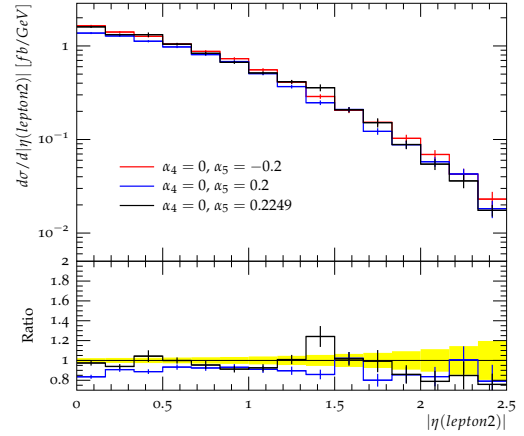
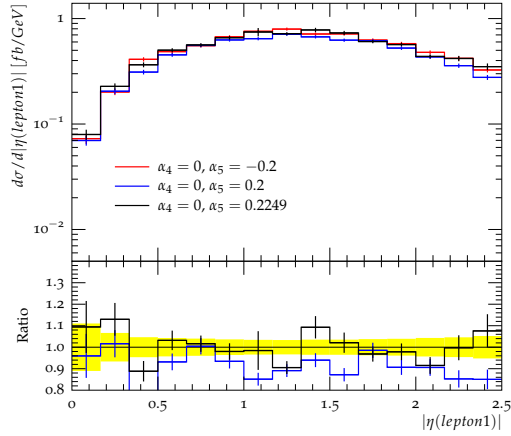


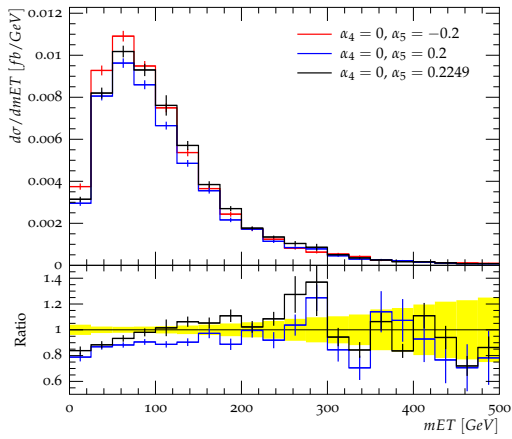
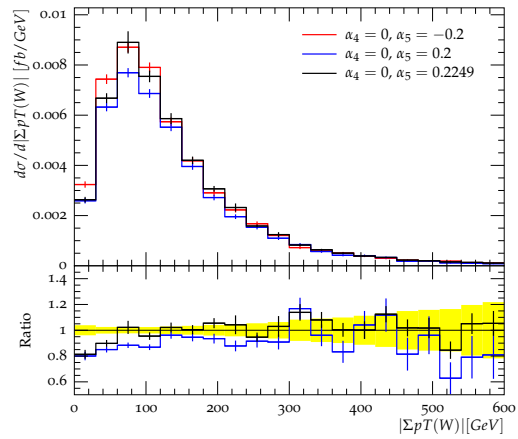
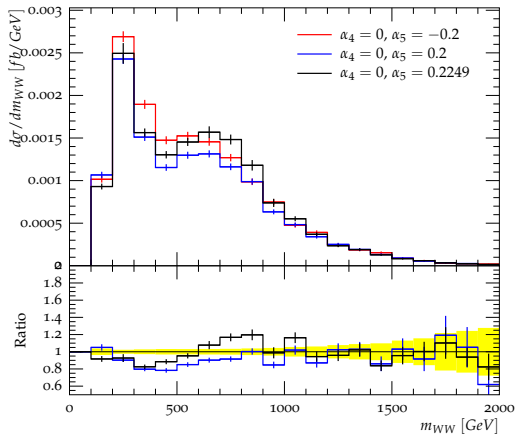
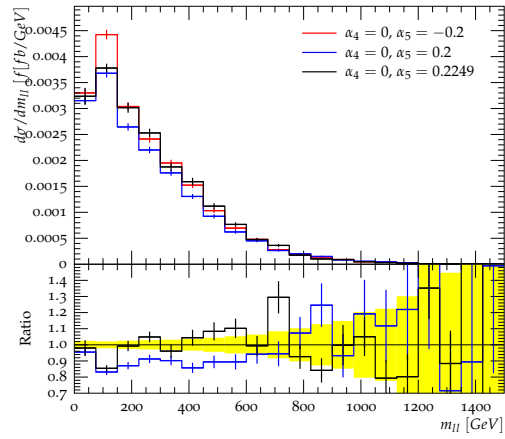
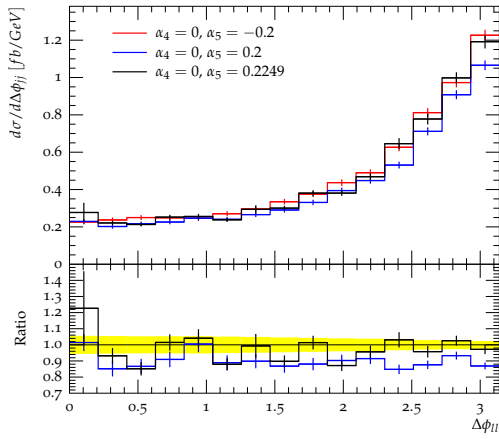


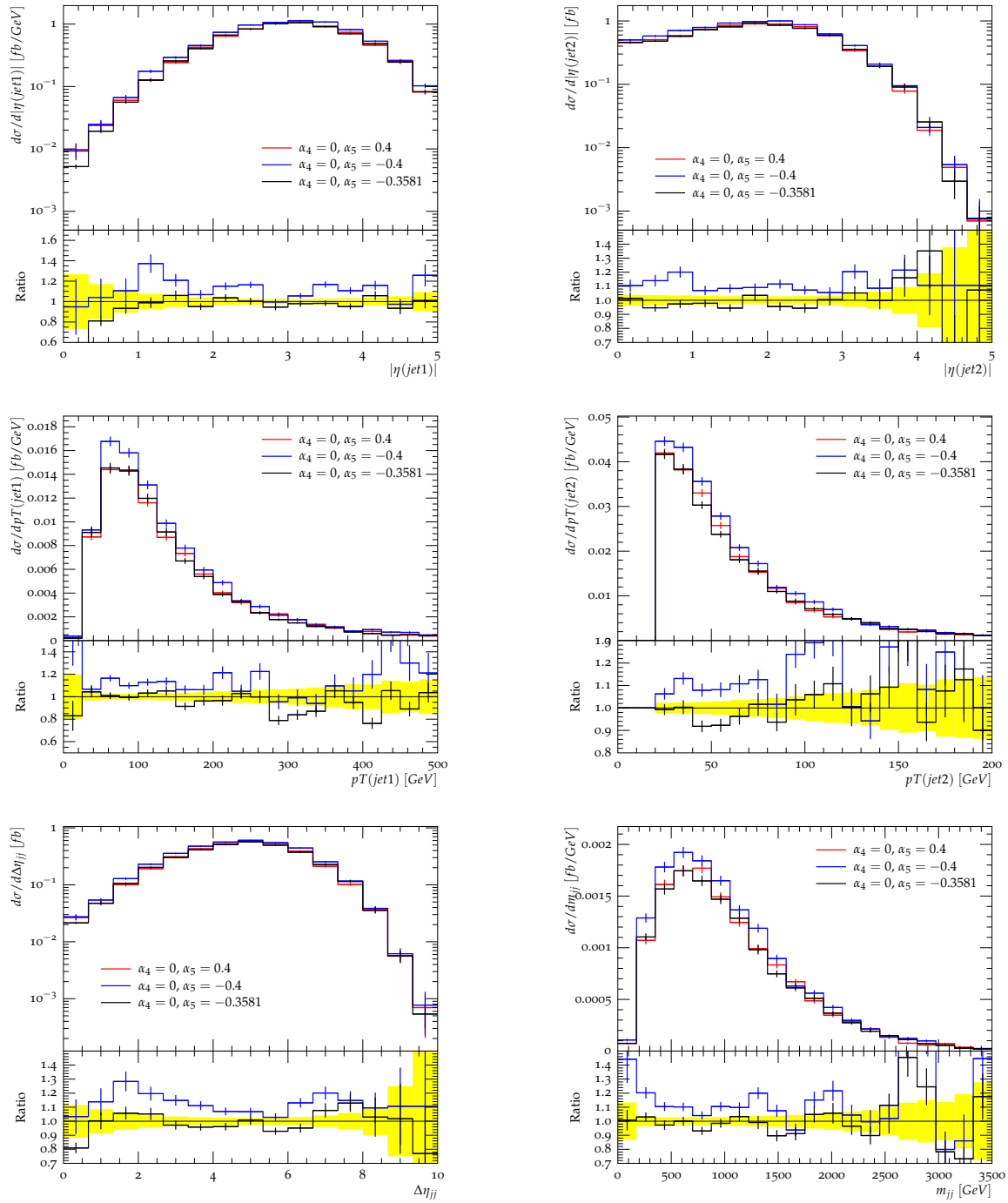


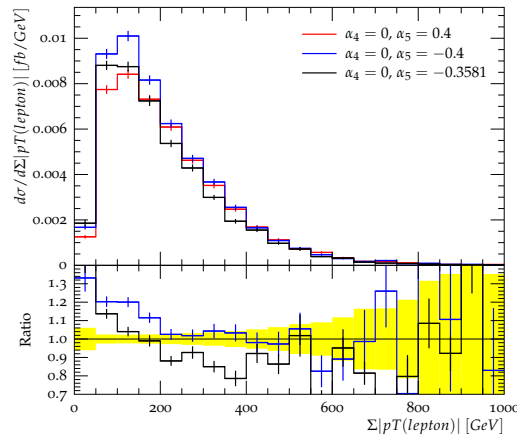
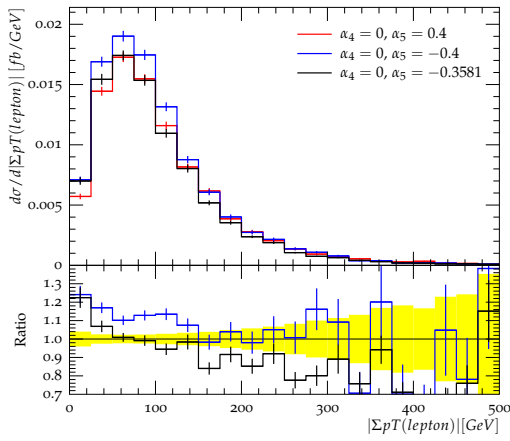
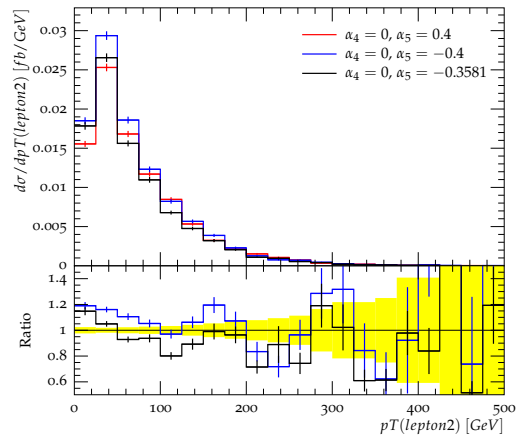
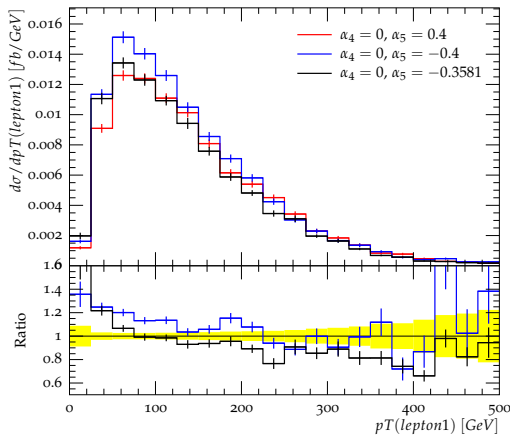
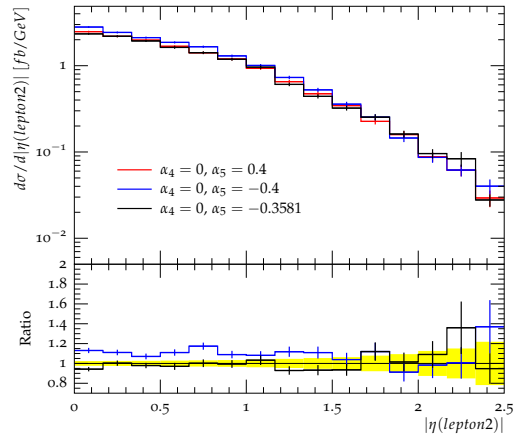
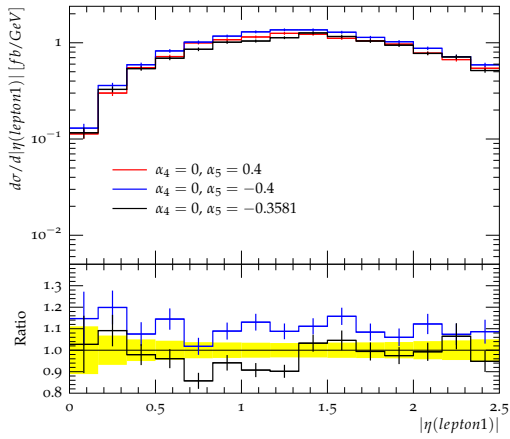
4.3.9 Vergleich zwischen $\alpha_5 = -0,2$ und $-\alpha_5, -\alpha_4^*$ für WWss

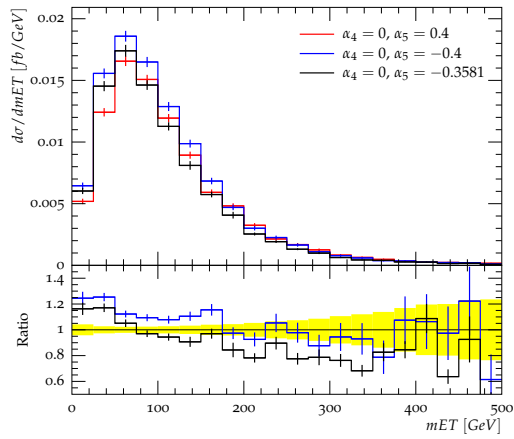
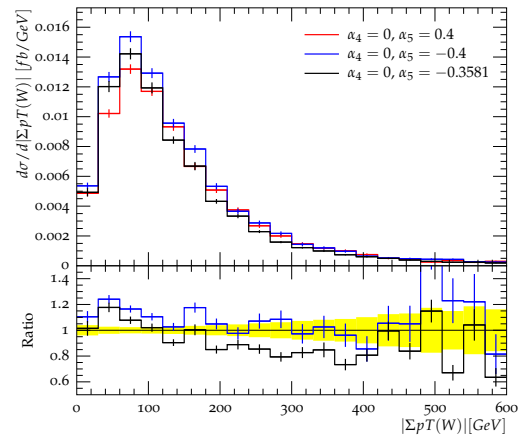
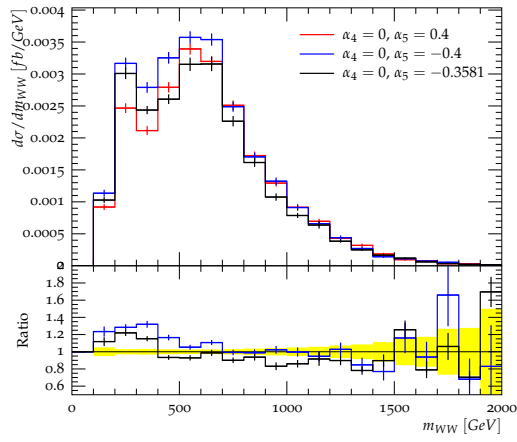
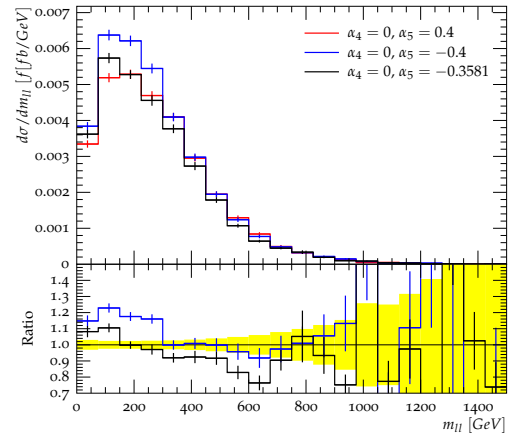
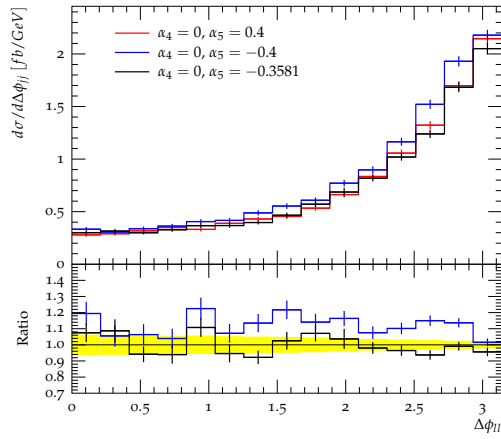




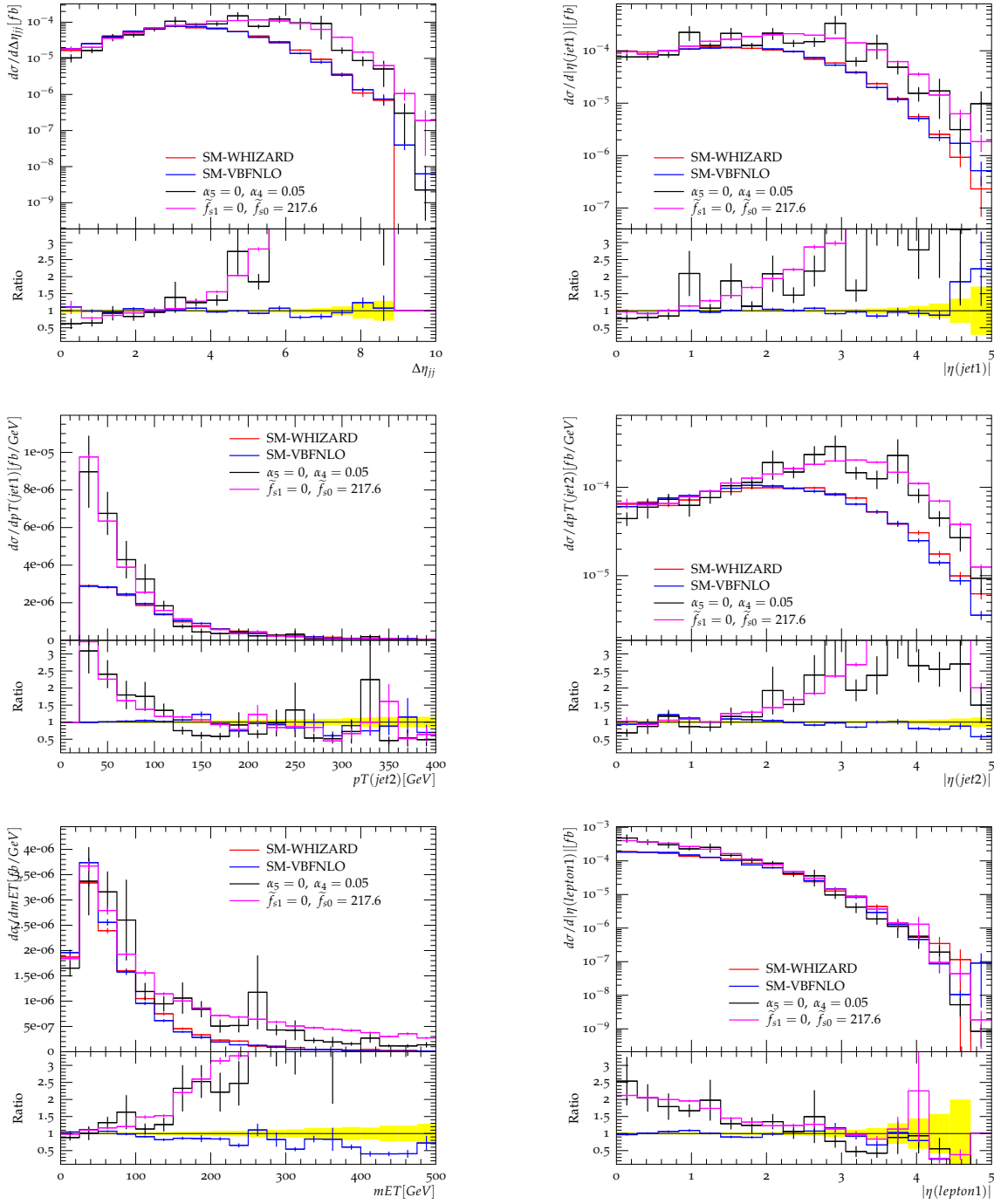


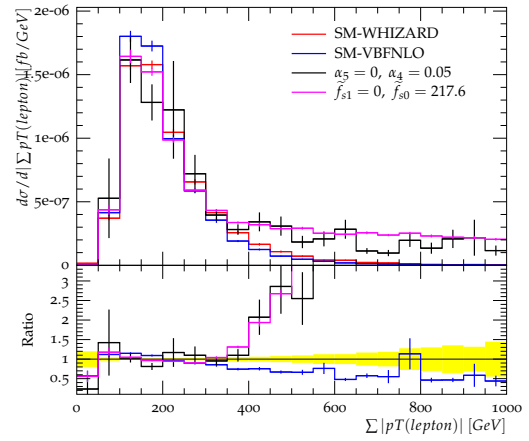
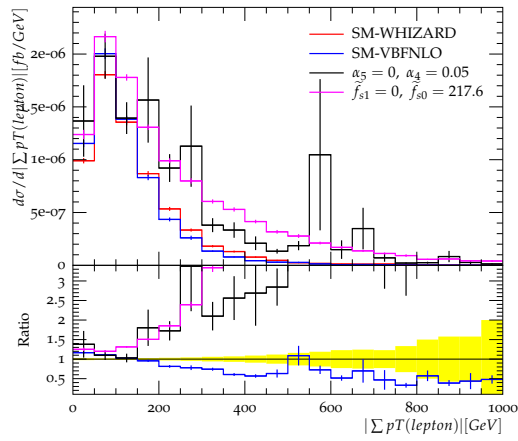
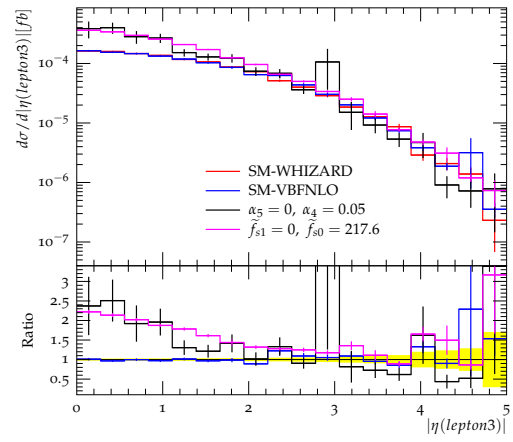
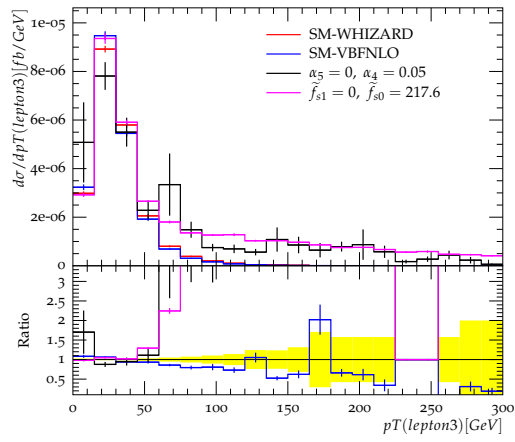
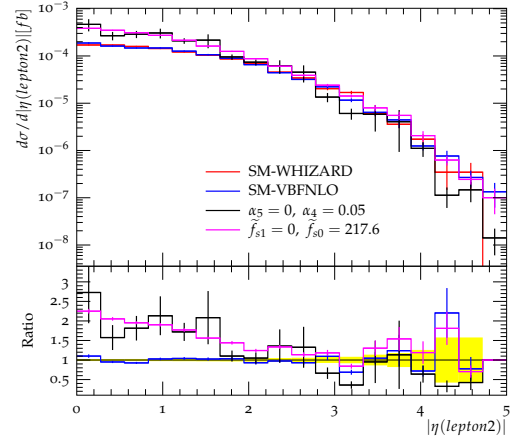
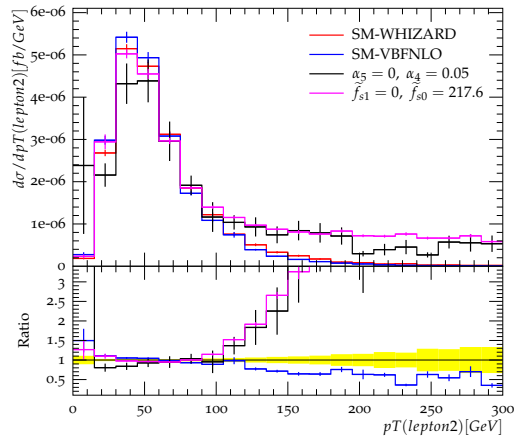
4.3.10 Vergleich zwischen $\alpha_5 = 0,4$ und $-\alpha_5, -\alpha_4^*$ für WWss

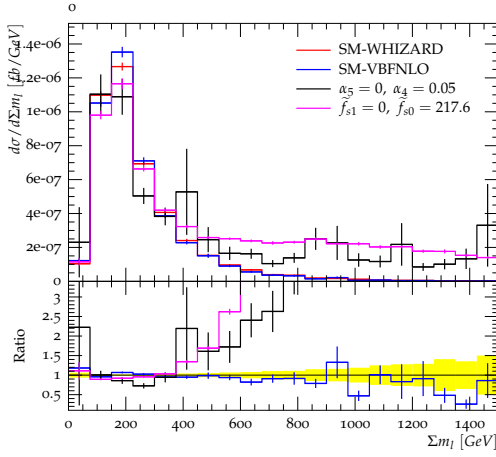
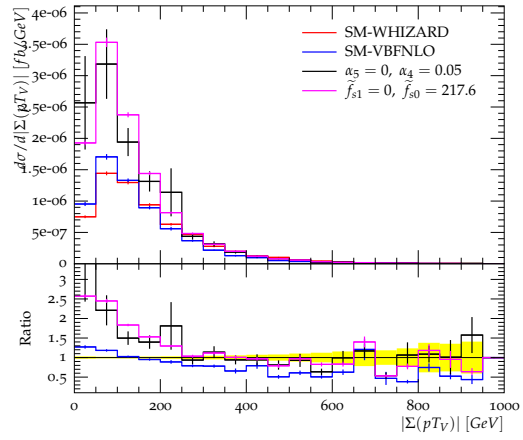
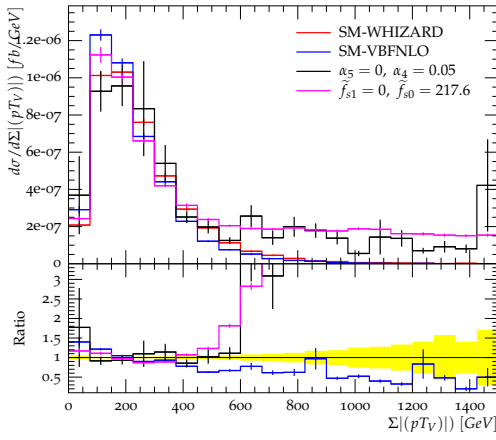
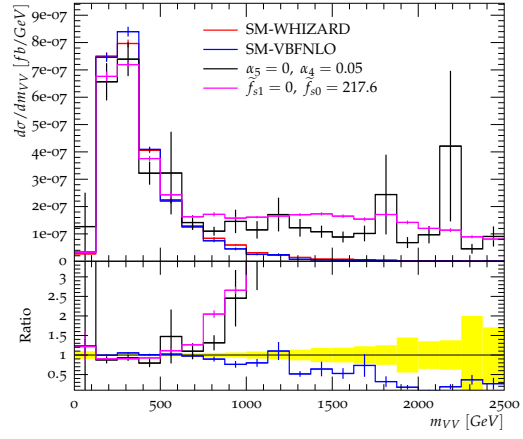
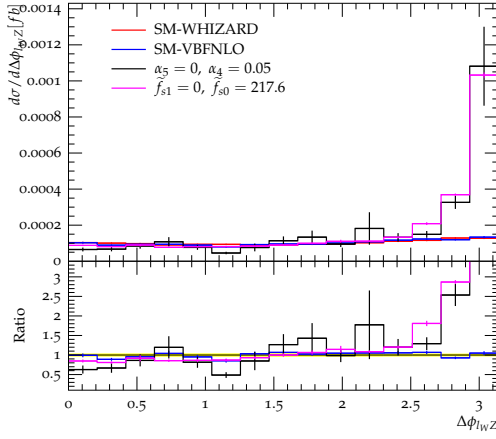


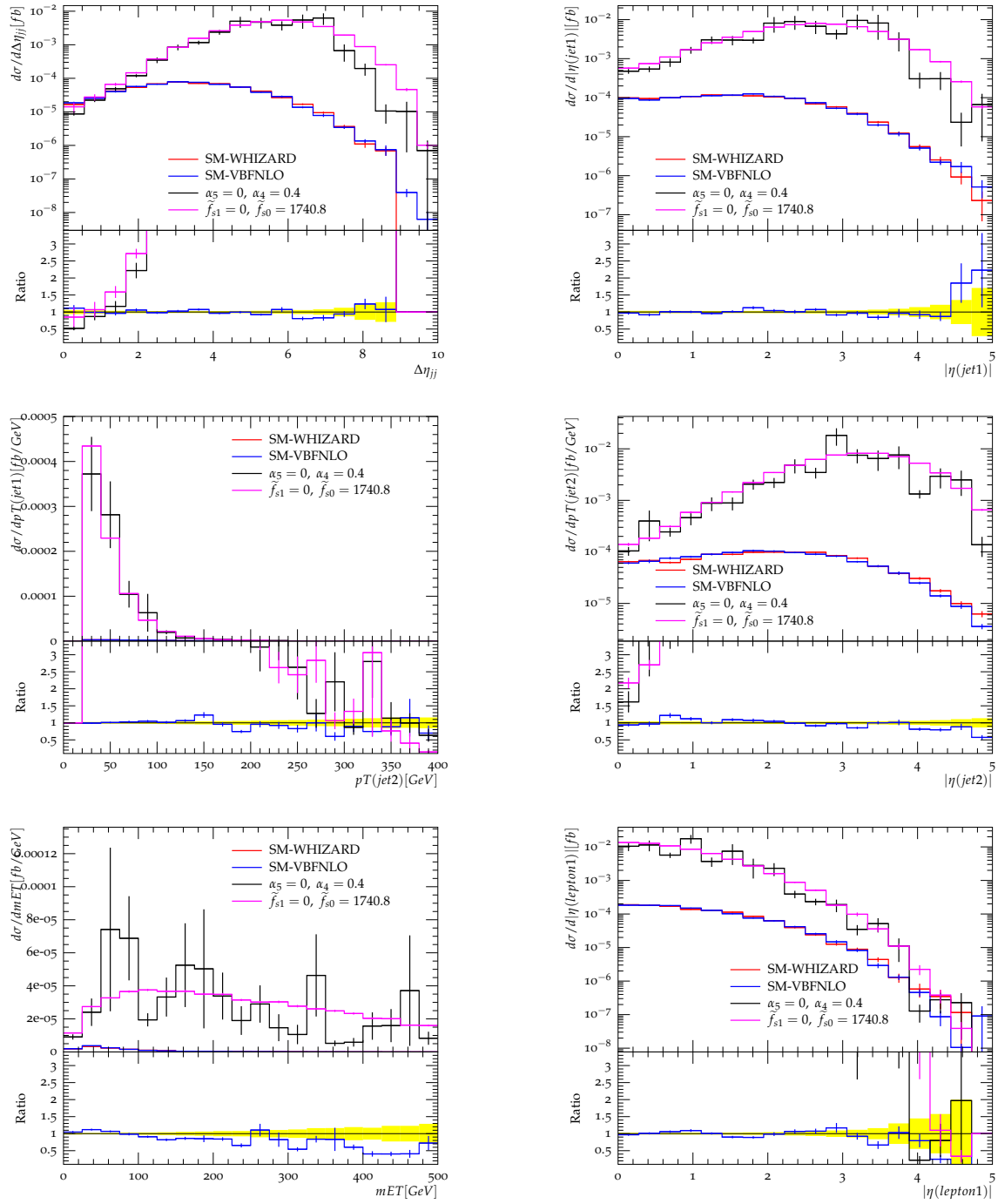


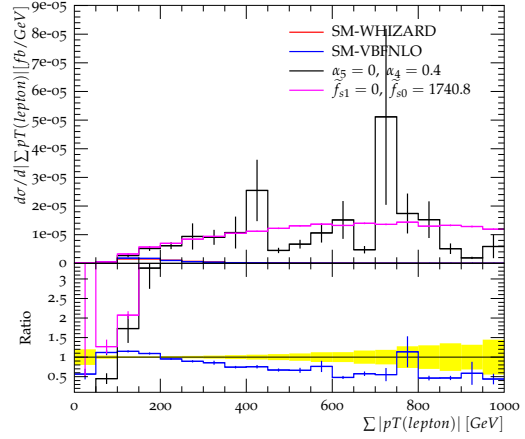
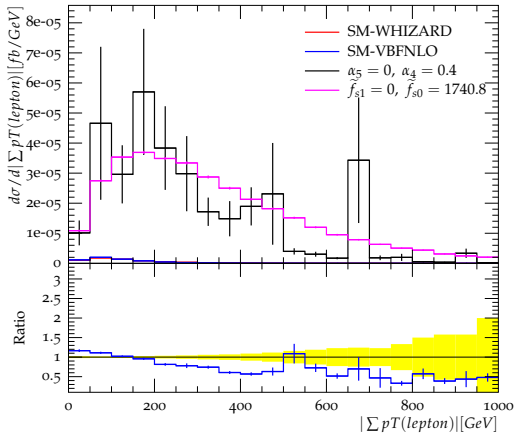
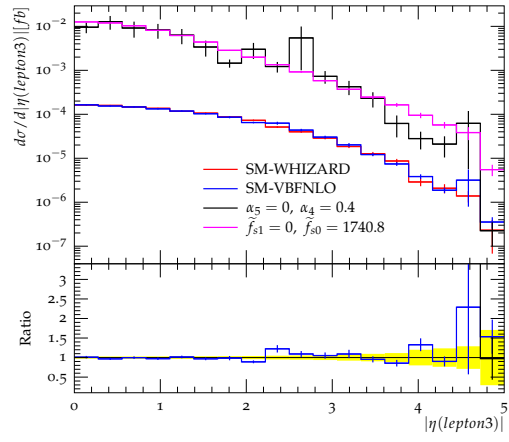
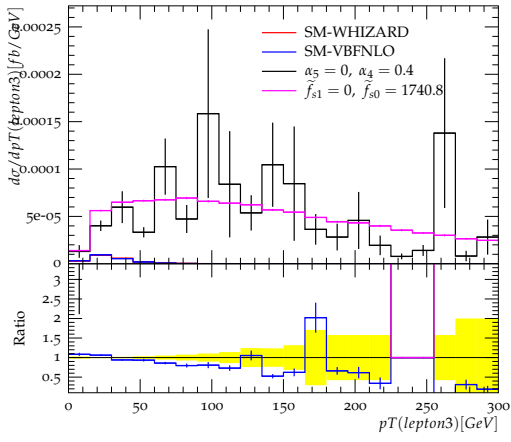
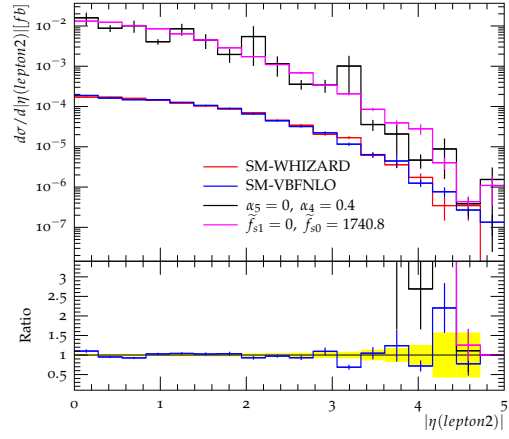
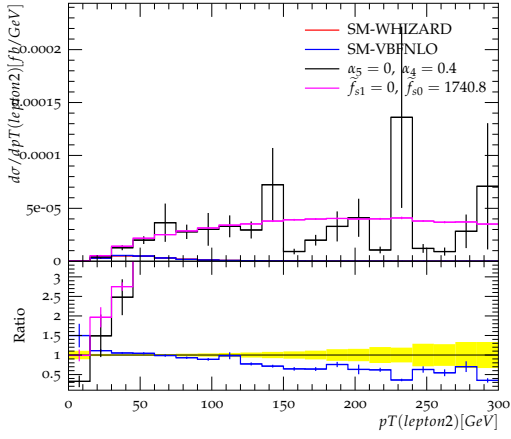
4.3.11 Generatorvergleich WZ für $\alpha_4 = 0,05$

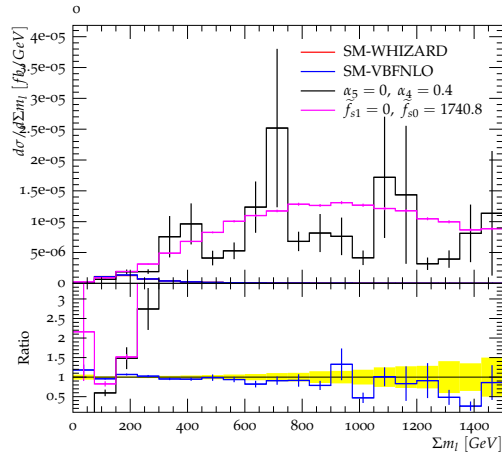
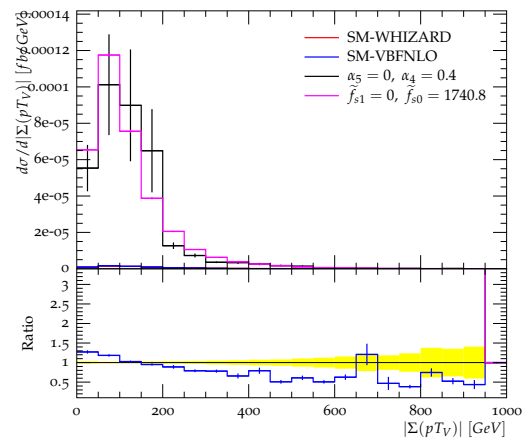
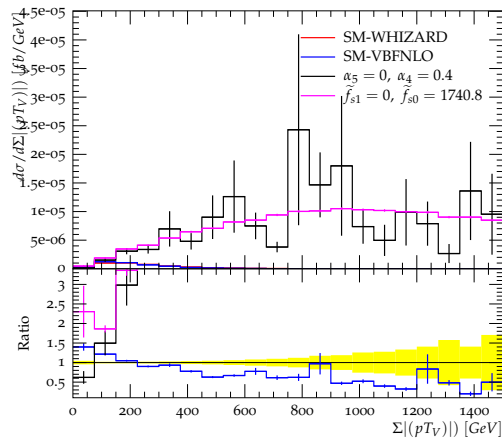
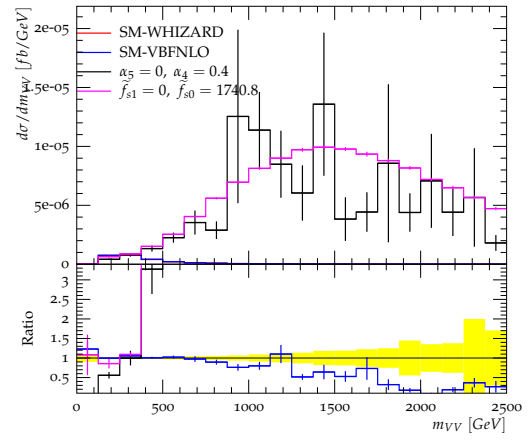
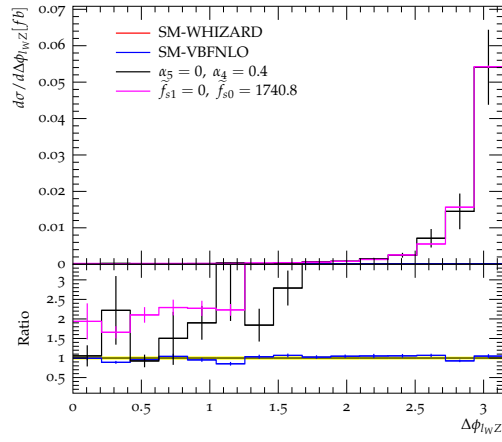




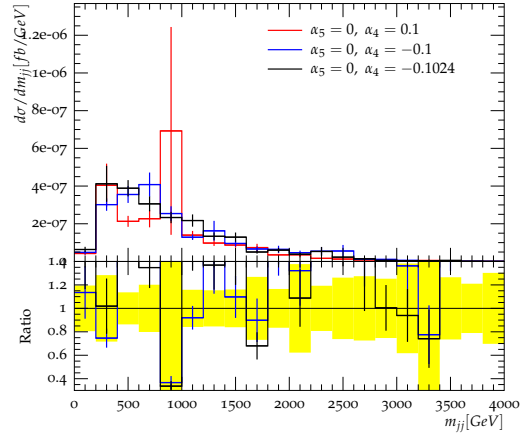
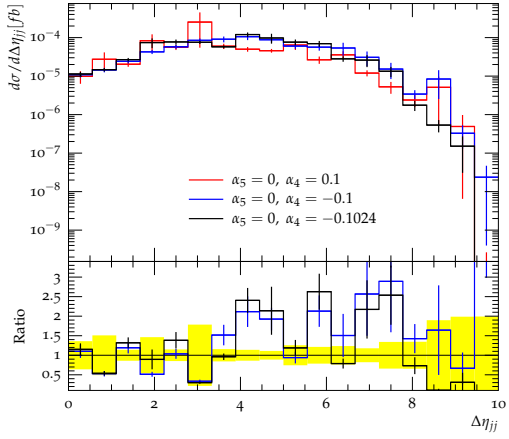
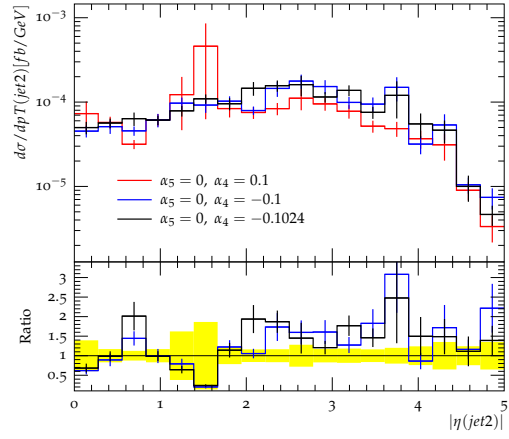
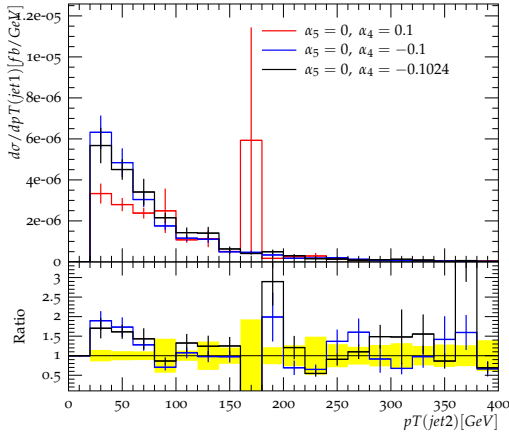
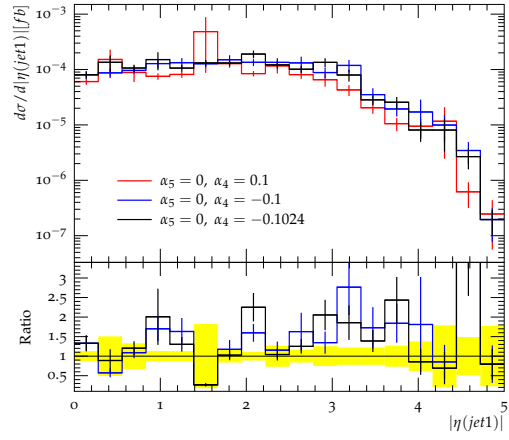
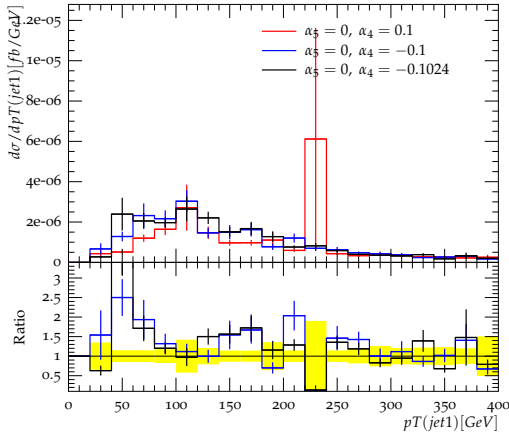


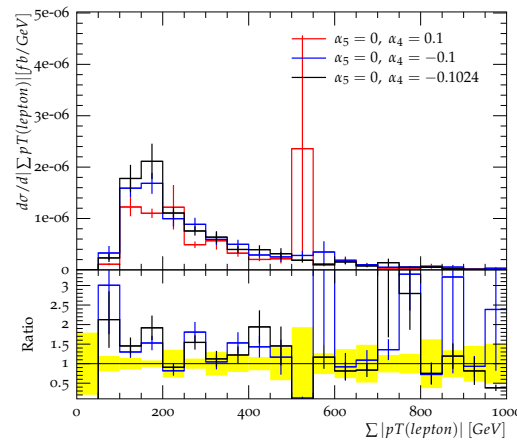
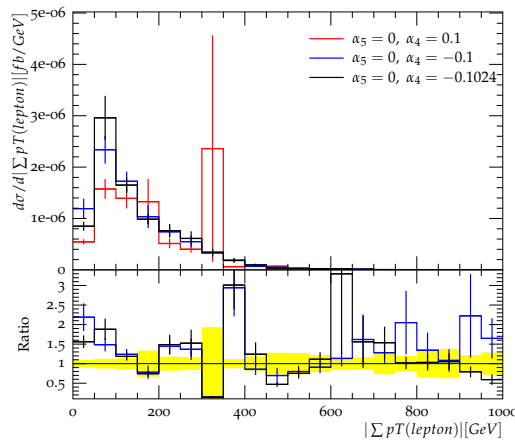
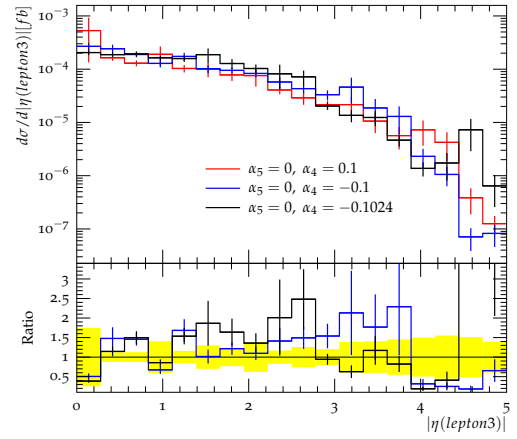
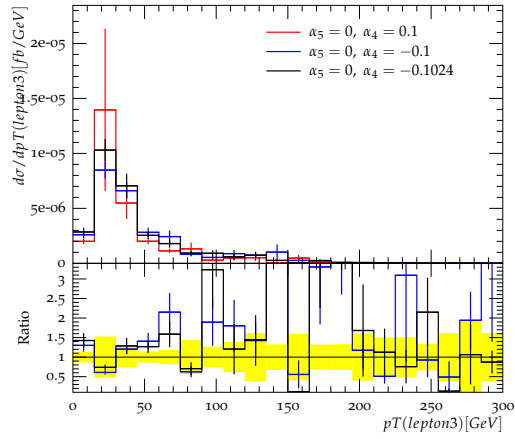
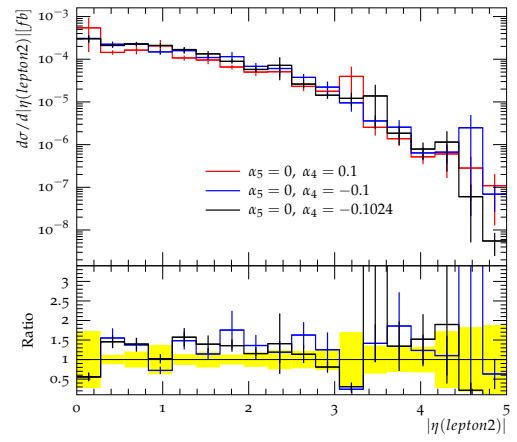
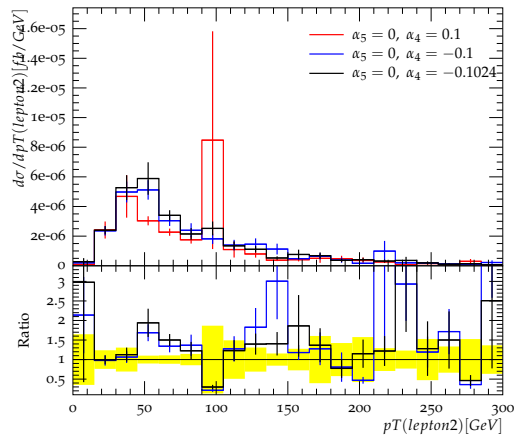
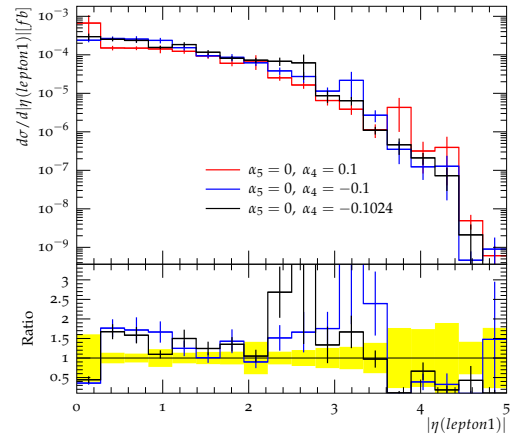
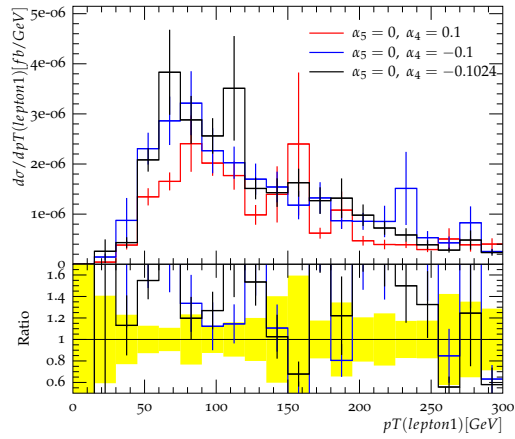
4.3.12 Generatorvergleich WZ für $\alpha_4 = 0,4$ 

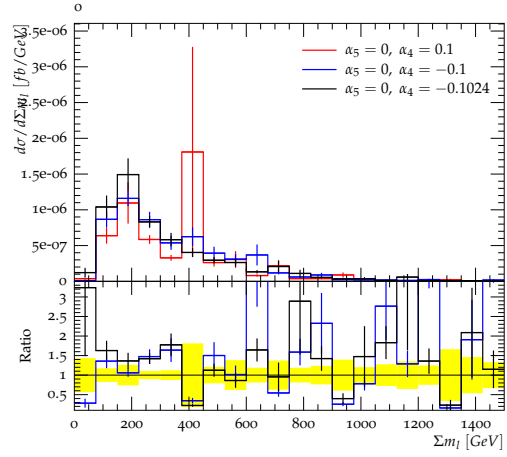
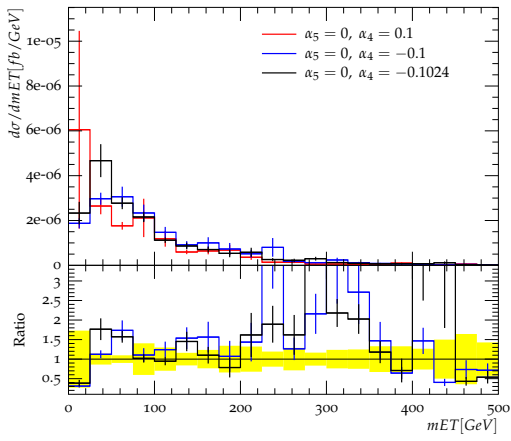
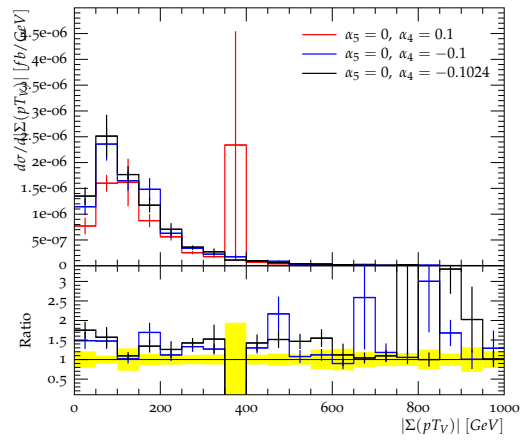
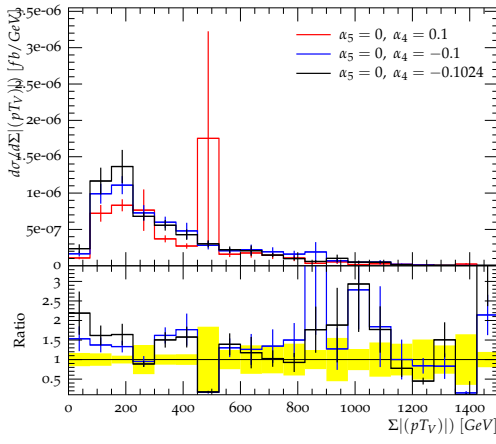
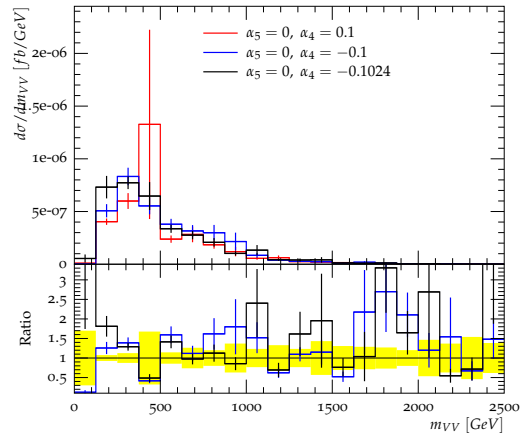
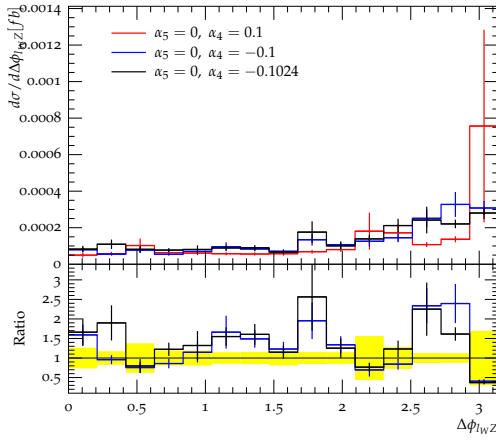


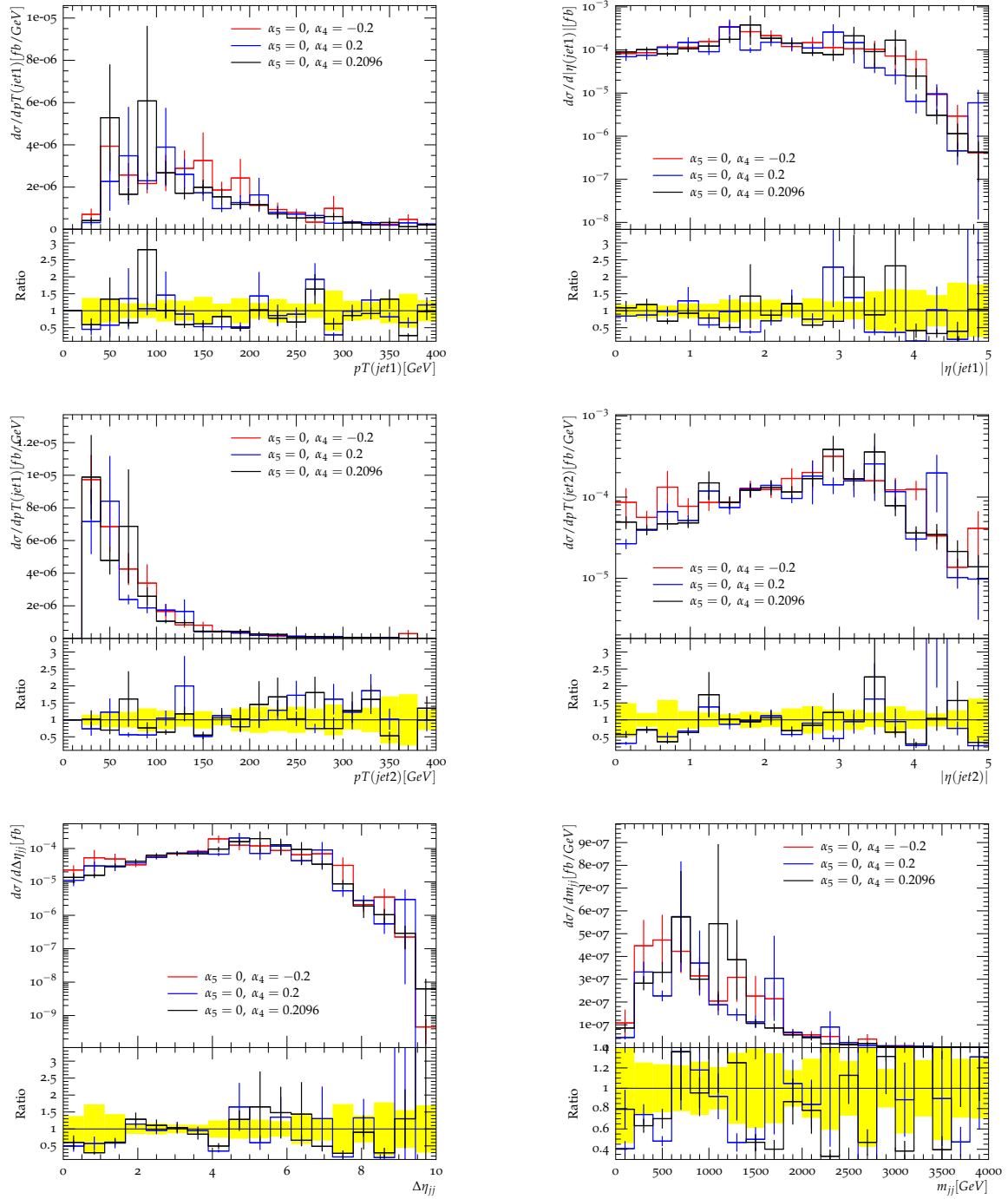


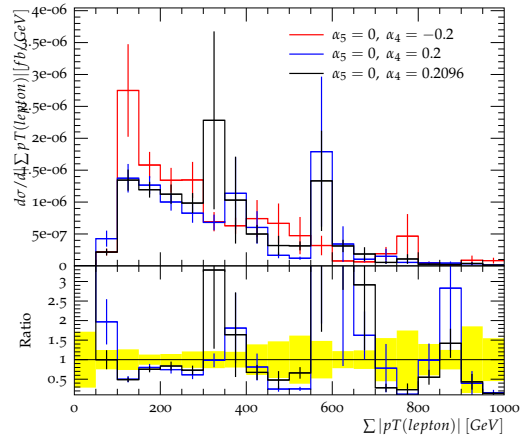
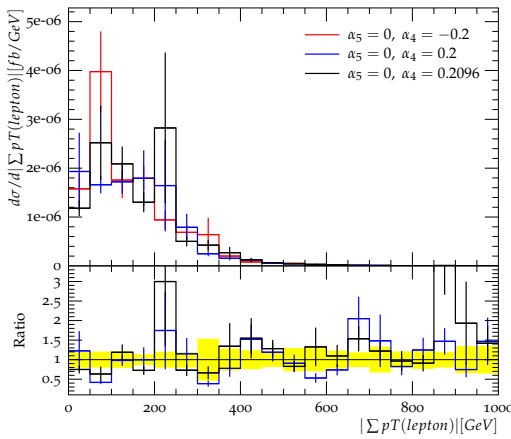
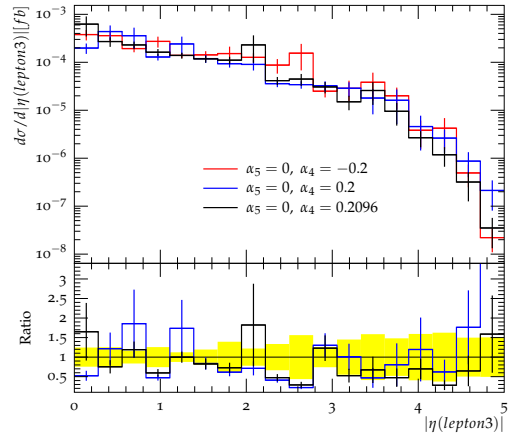
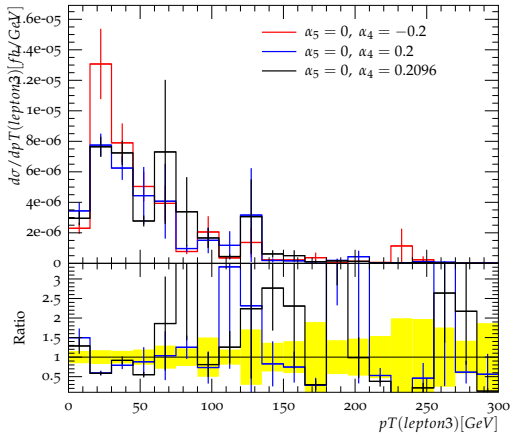
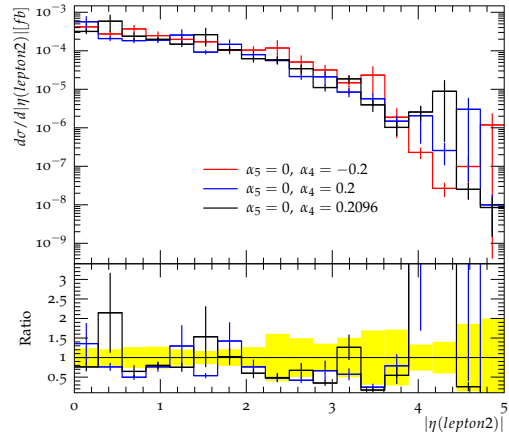
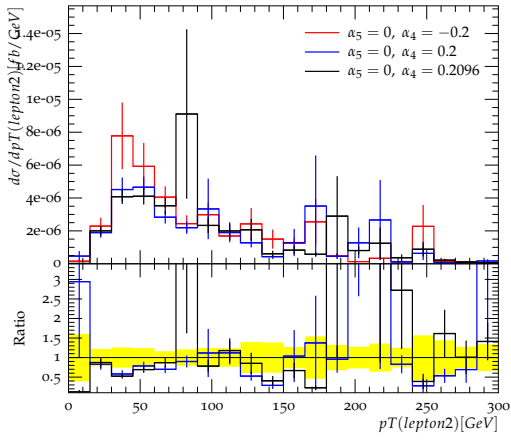
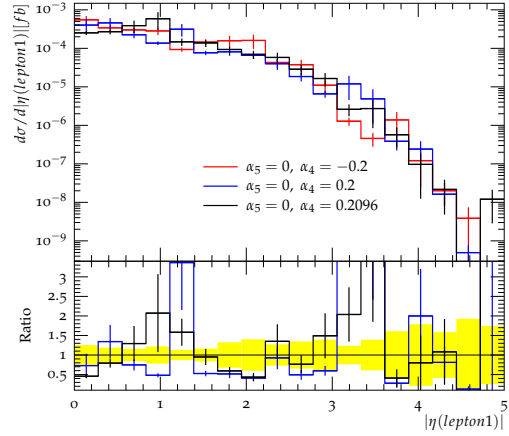
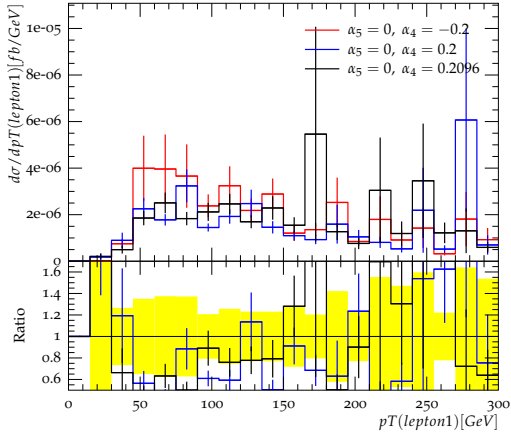
4.3.13 Vergleich zwischen $\alpha_4 = 0, 1$ und $-\alpha_4, -\alpha_4^*$ für WZ

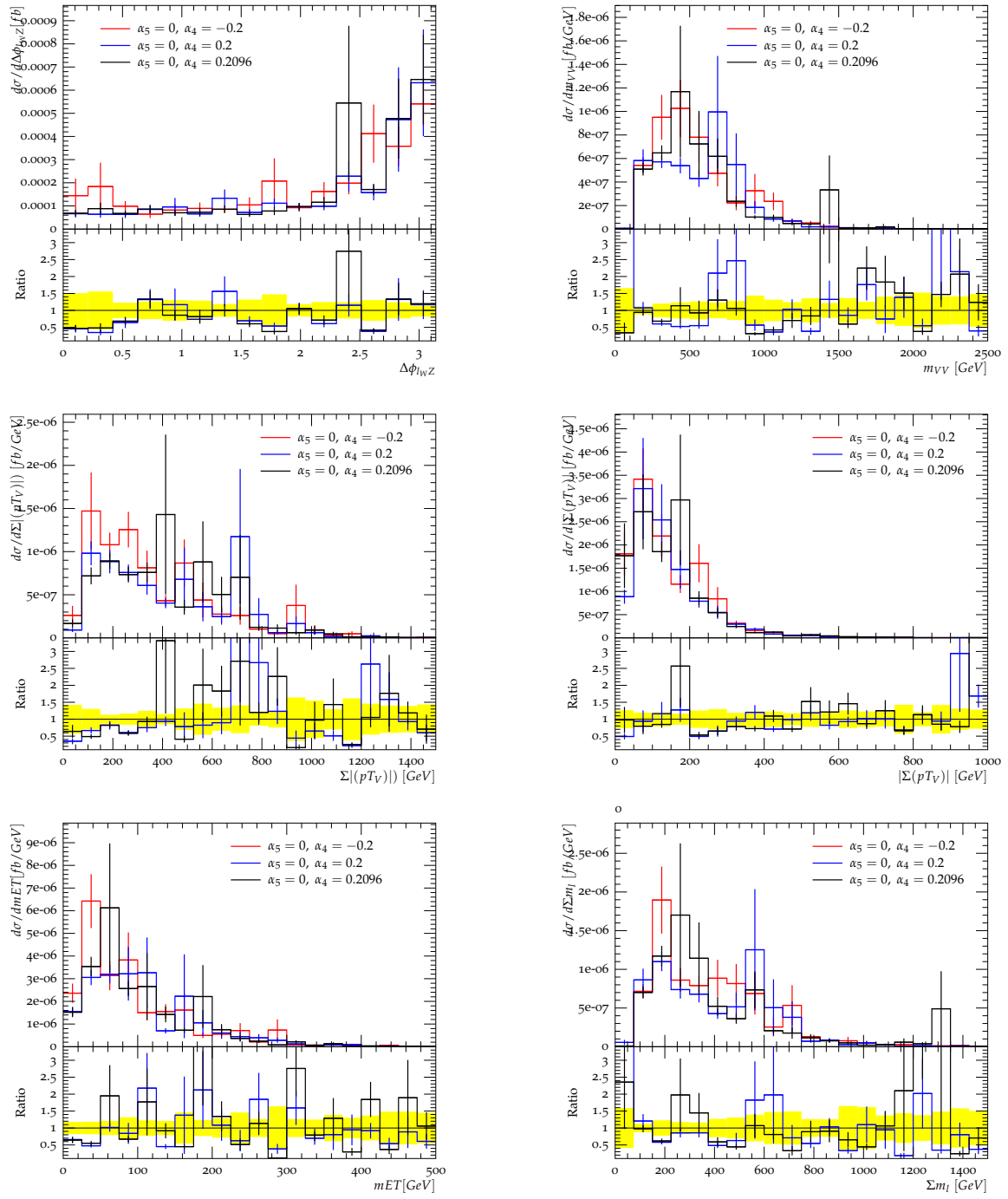




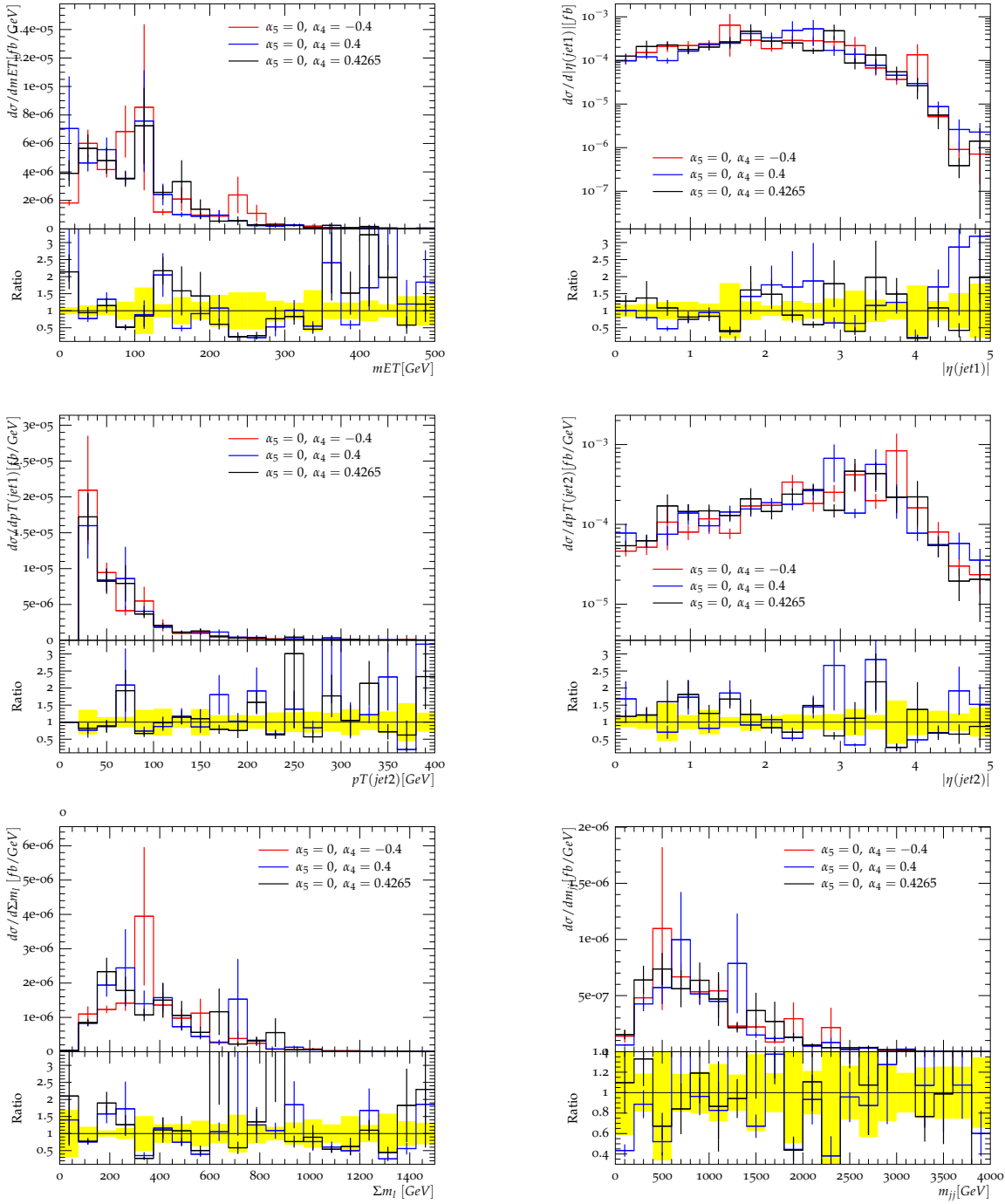


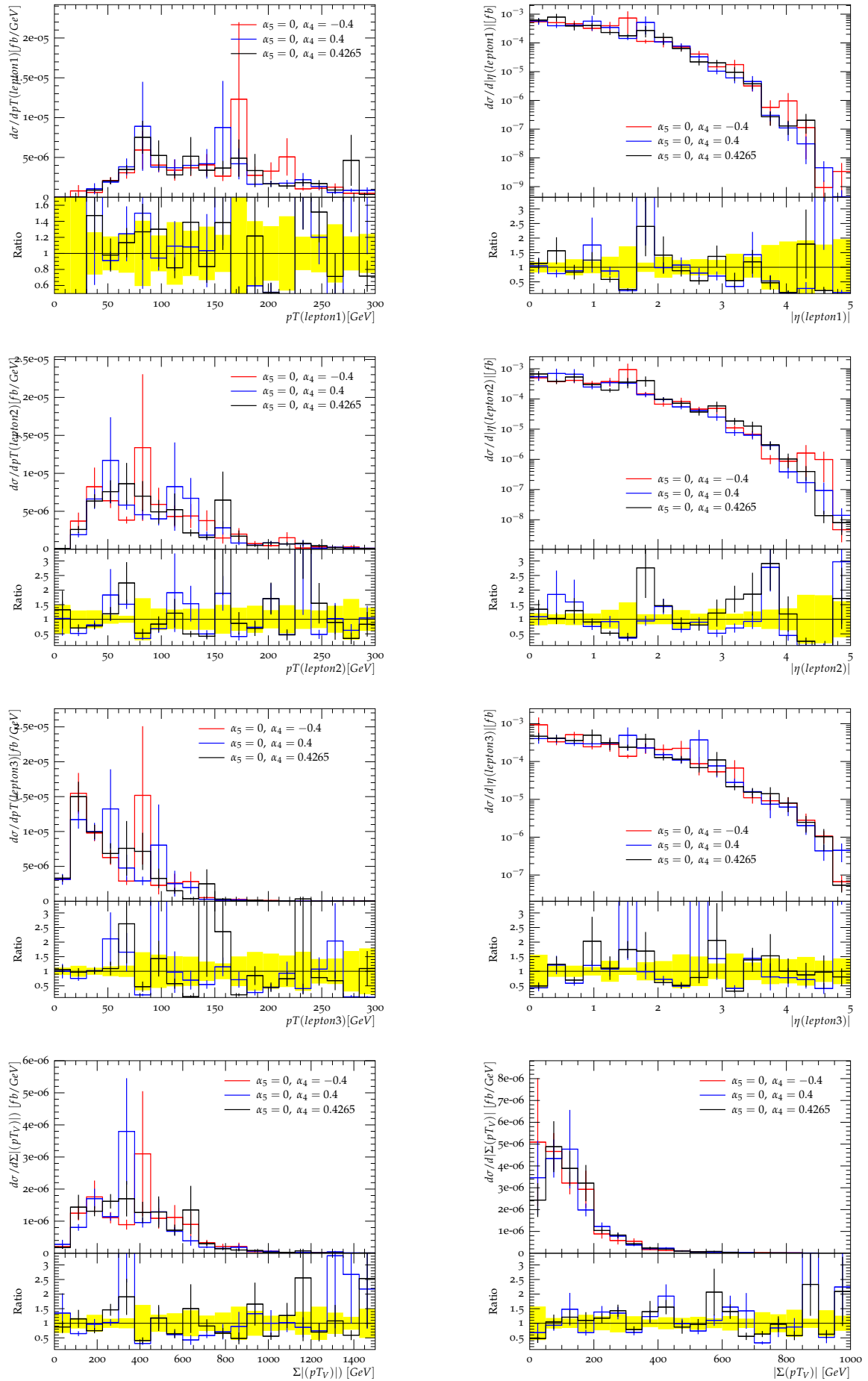
4.3.14 Vergleich zwischen $\alpha_4 = -0,2$ und $-\alpha_4, -\alpha_4^*$ für WZ



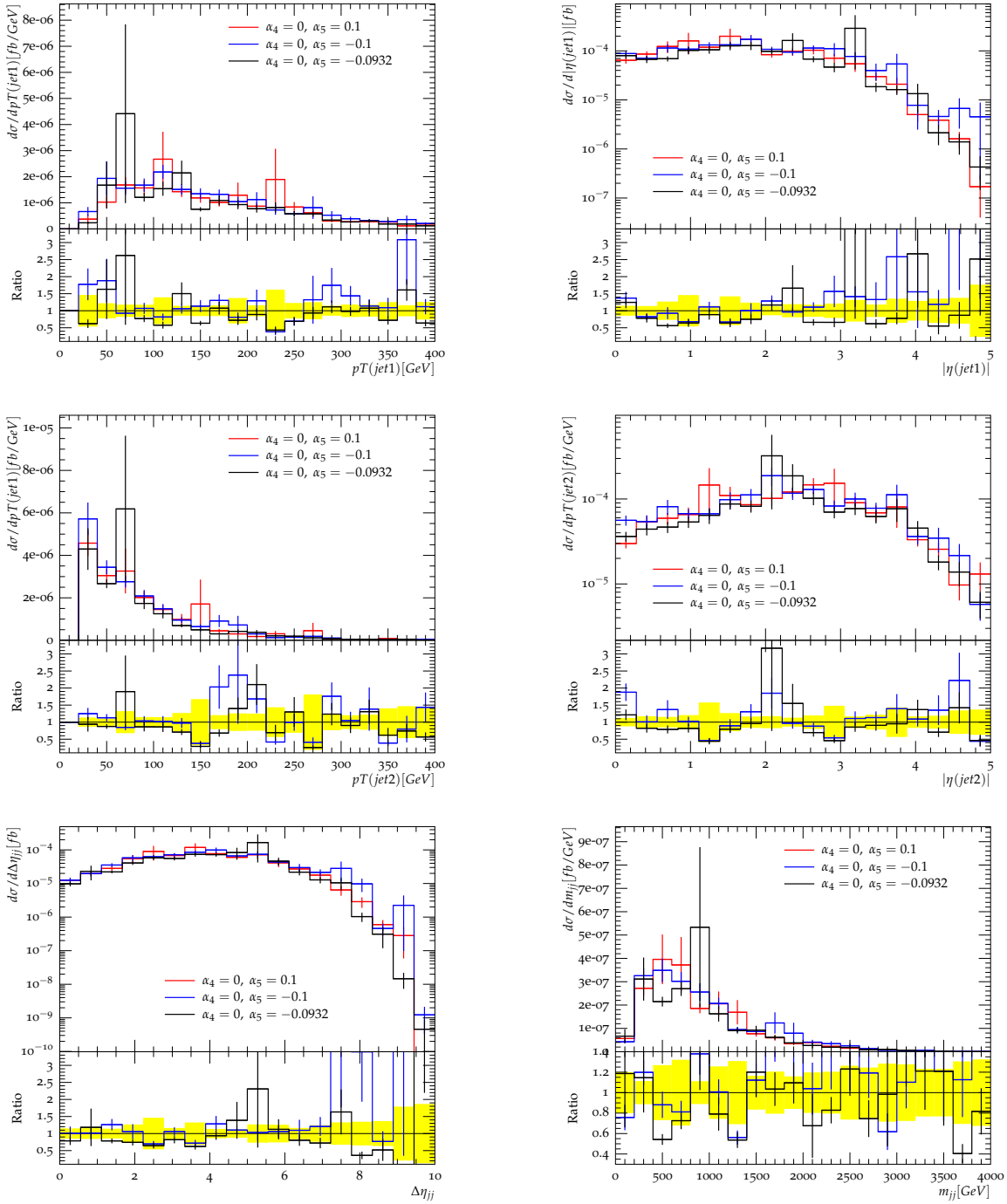


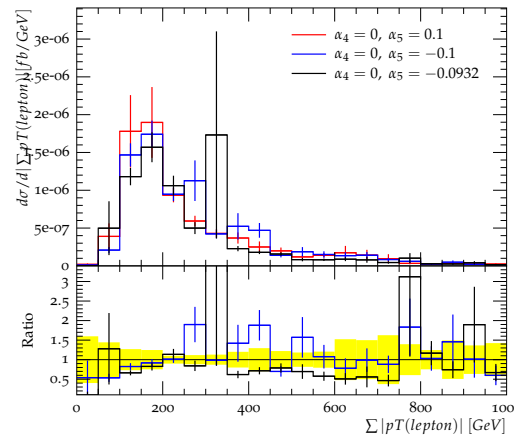
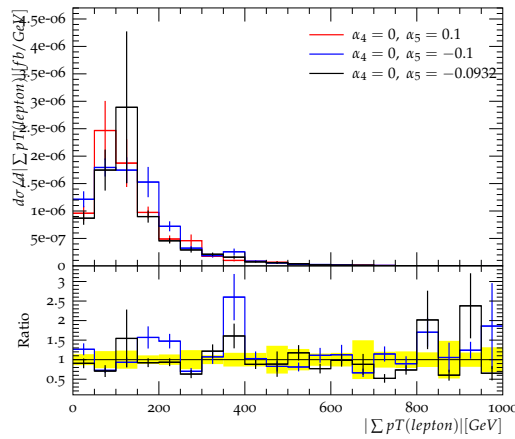
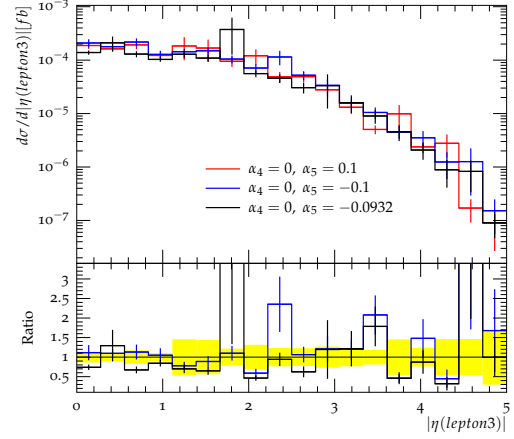
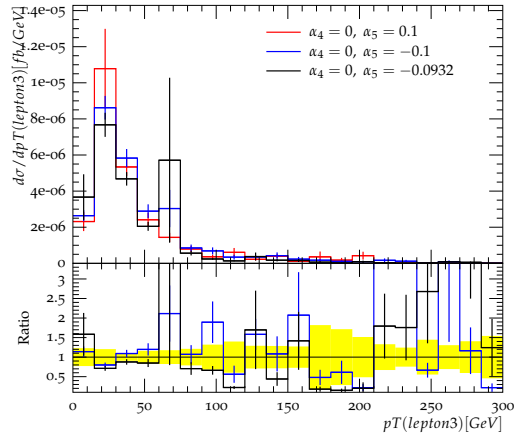
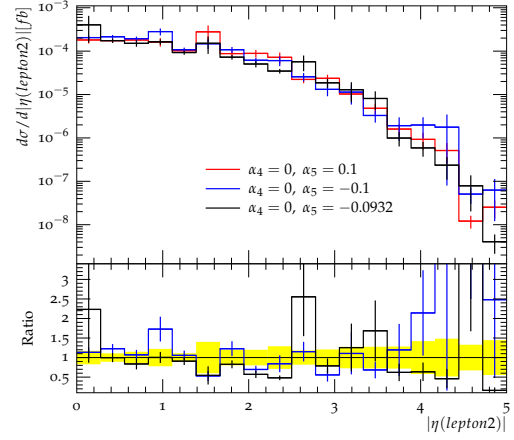
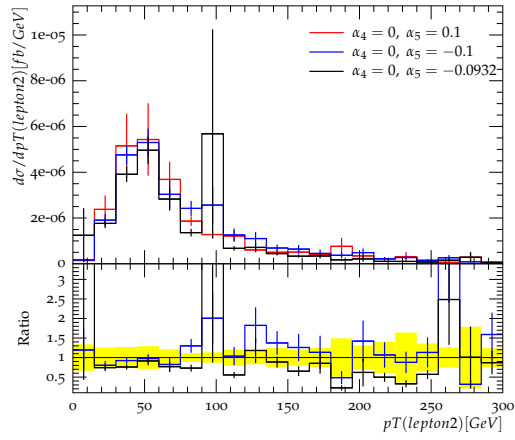
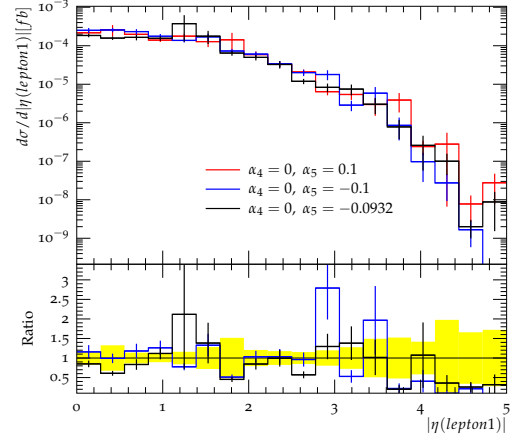
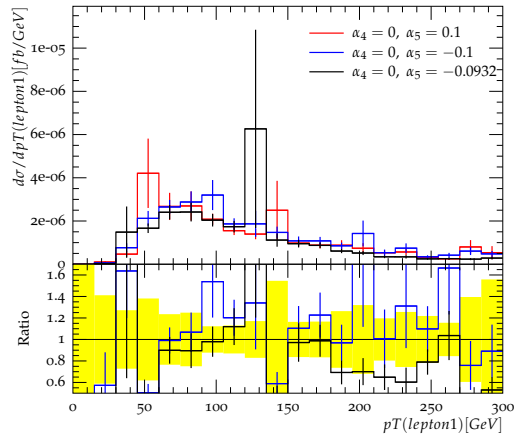
4.3.15 Vergleich zwischen $\alpha_4 = 0, 4$ und $-\alpha_4, -\alpha_4^*$ für WZ

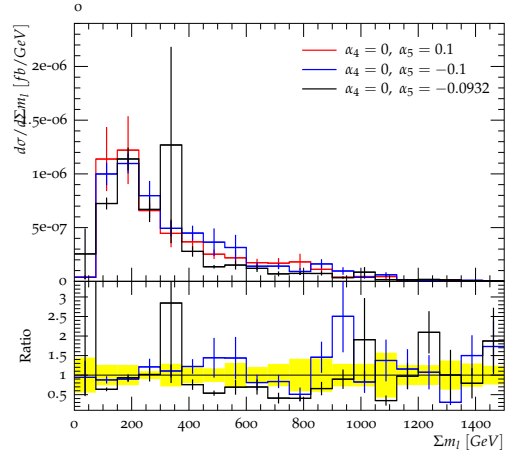
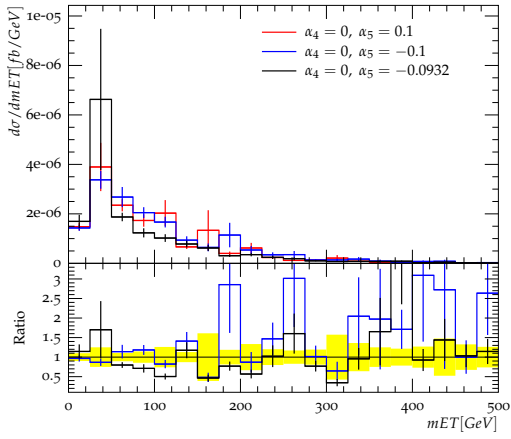
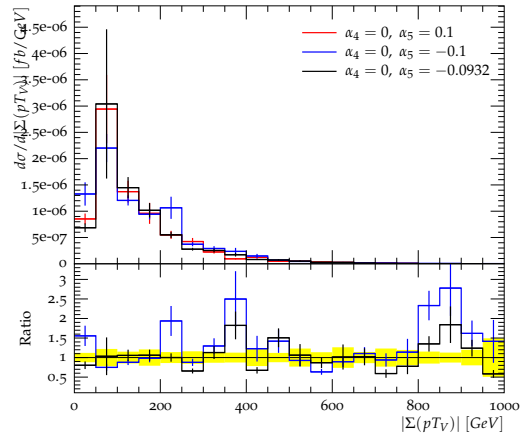
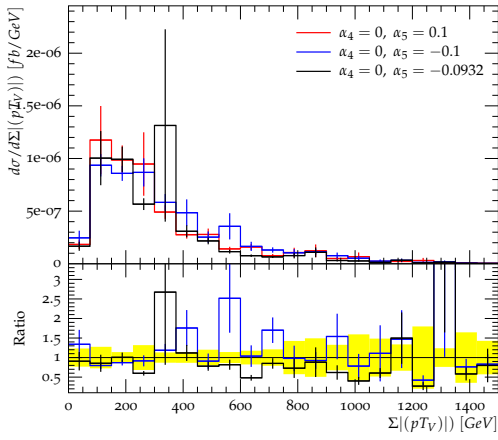
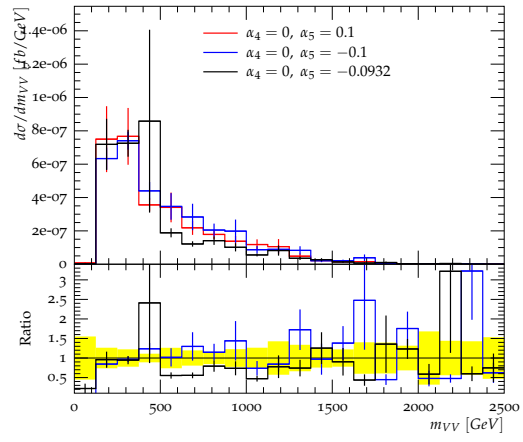
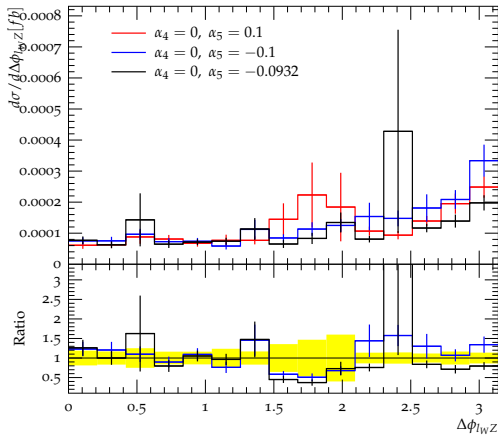


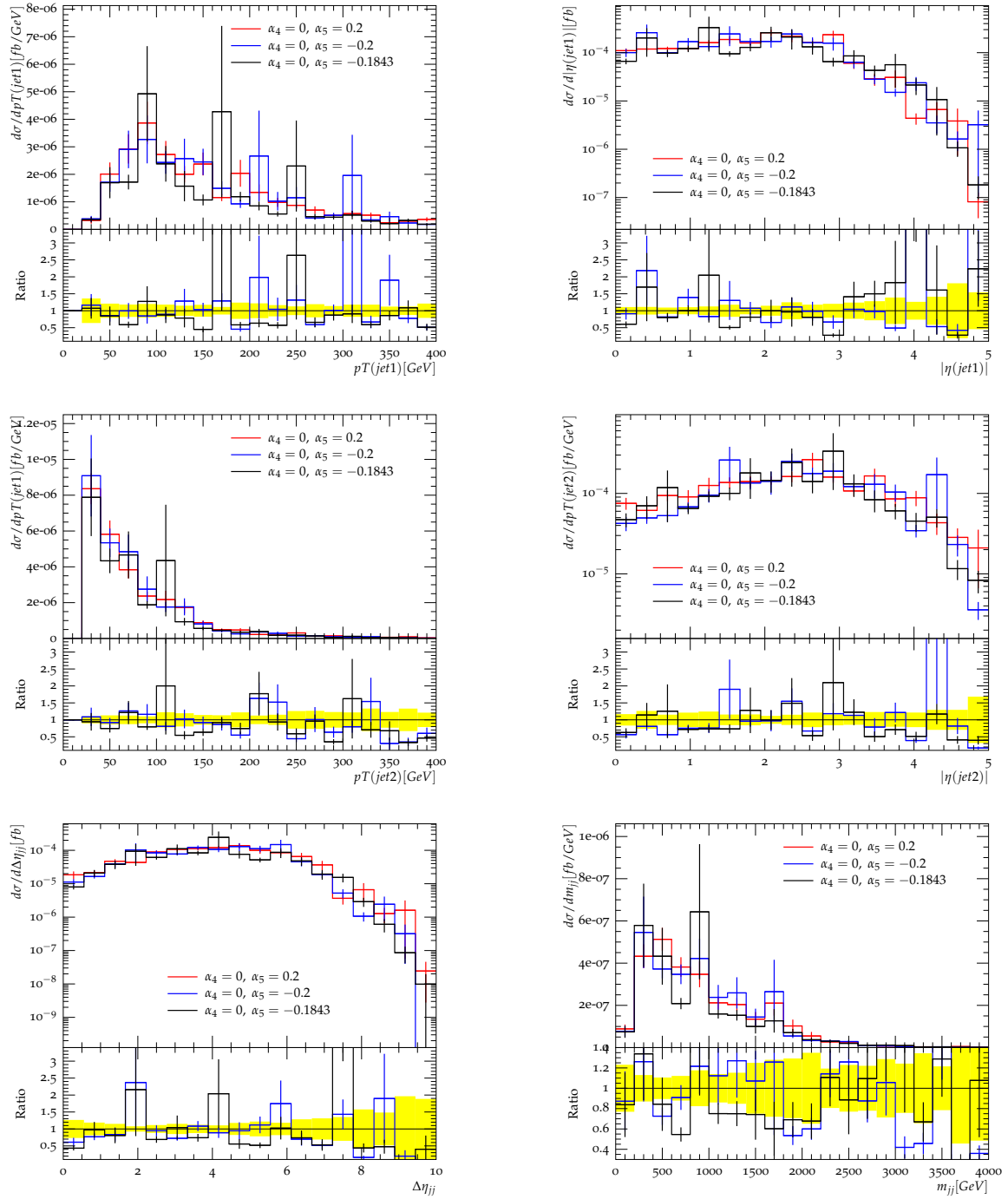


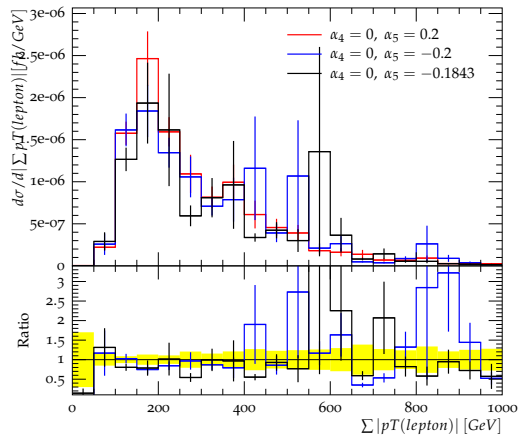
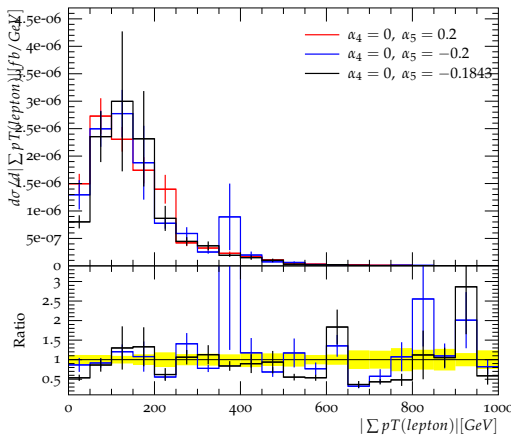
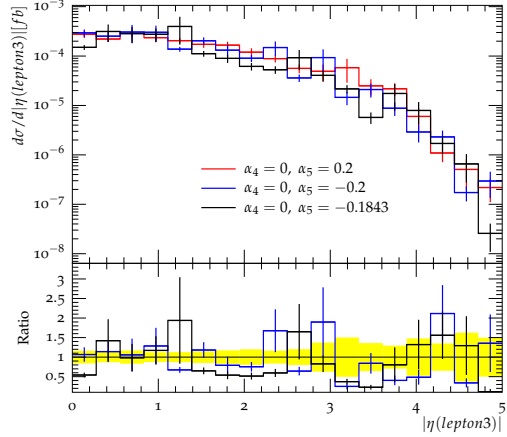
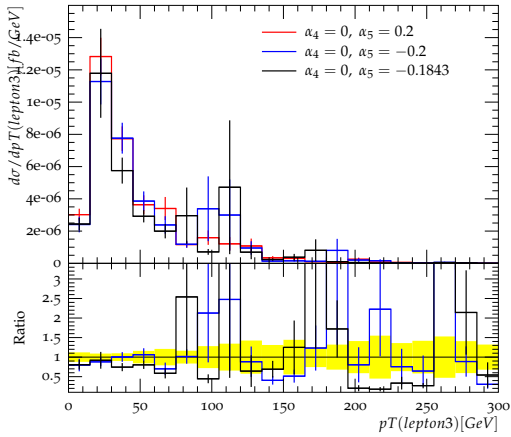
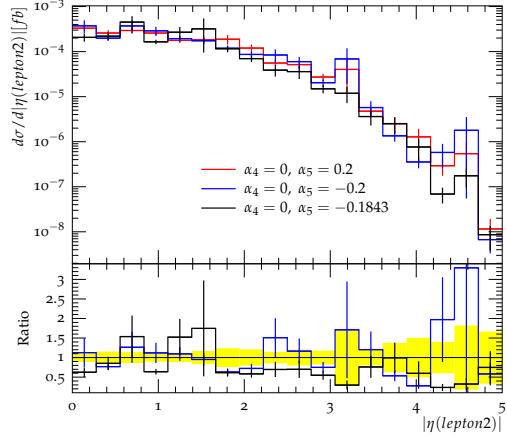
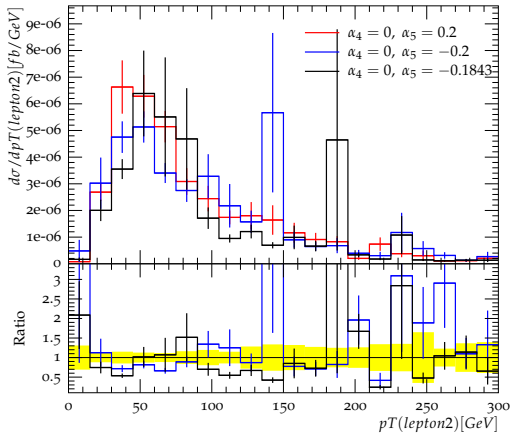
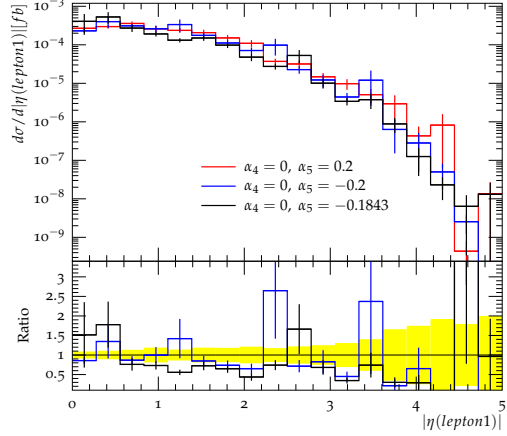
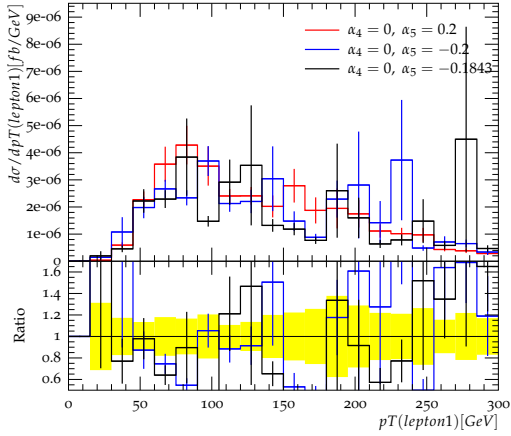
4.3.16 Vergleich zwischen $\alpha_5 = 0, 1$ und $-\alpha_5, -\alpha_4^*$ für WZ

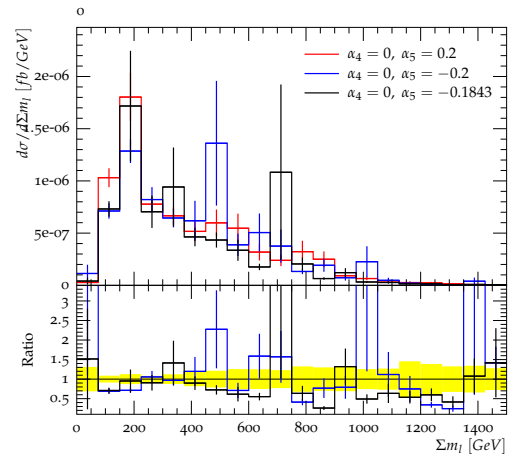
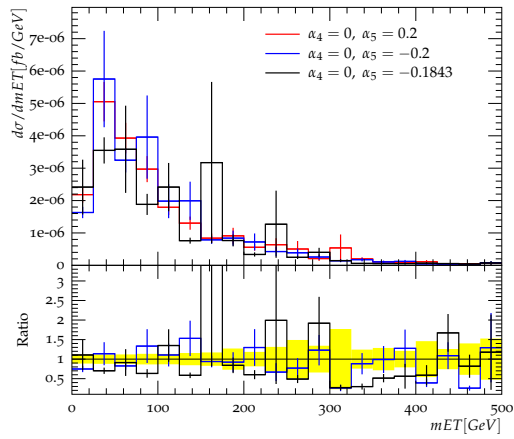
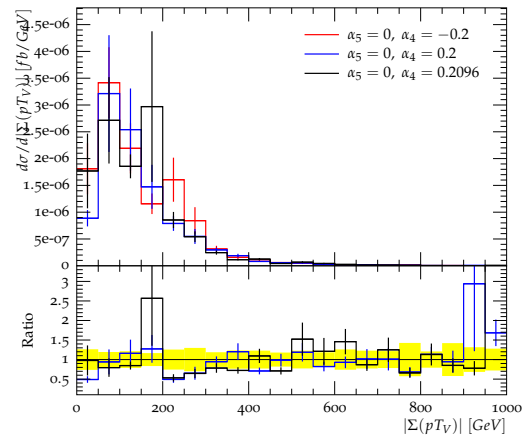
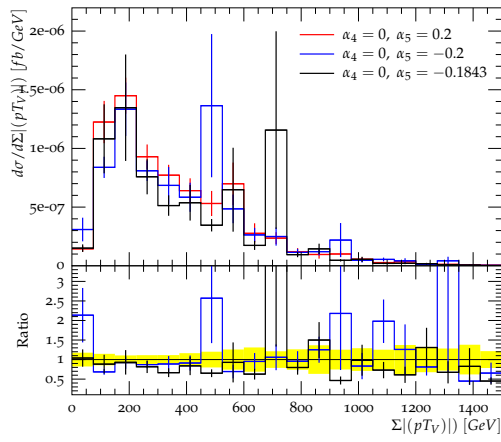
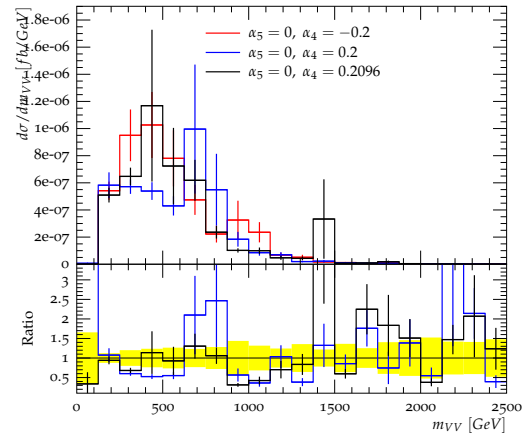
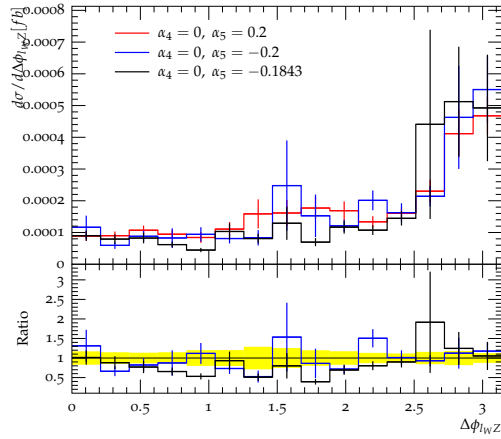




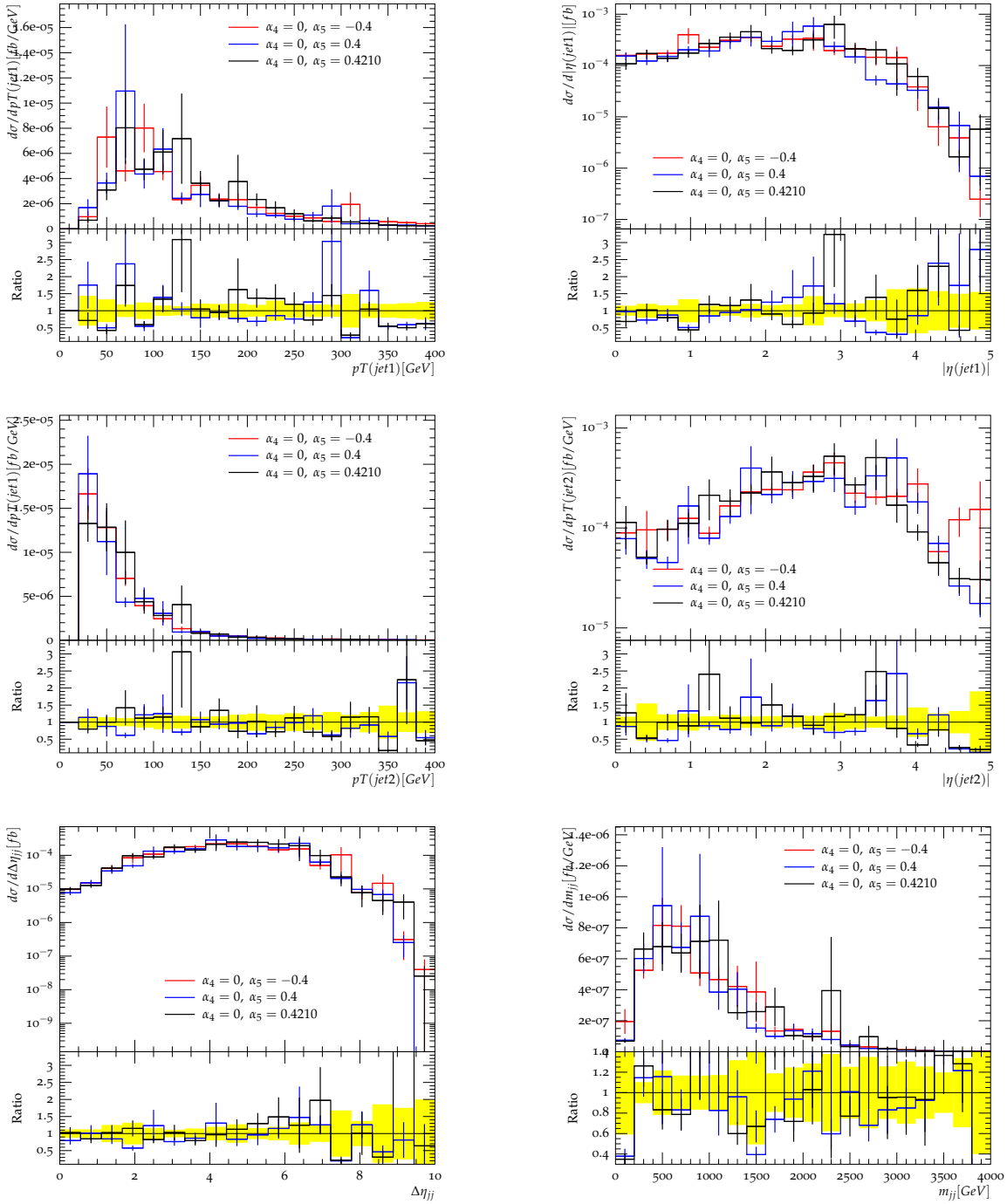


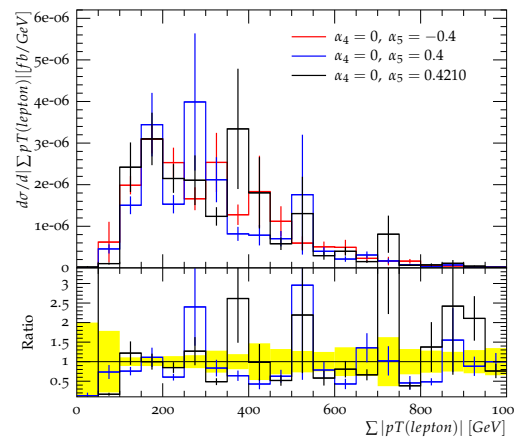
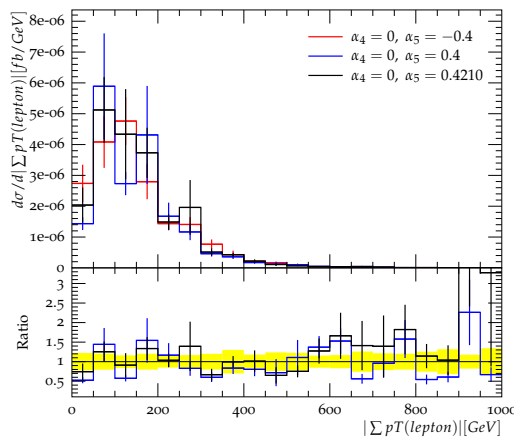
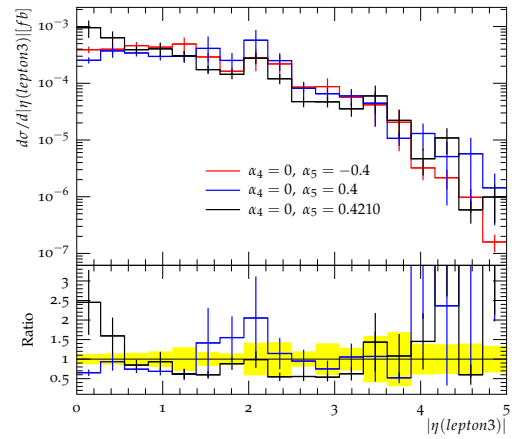
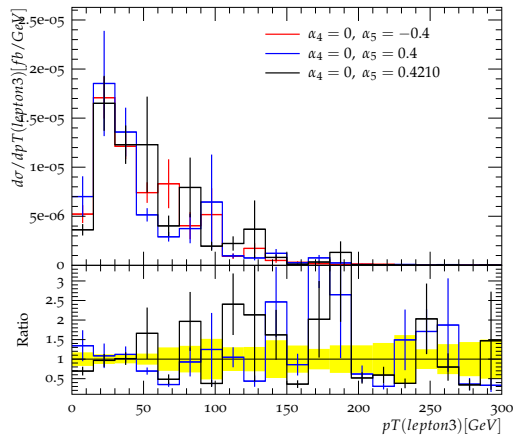
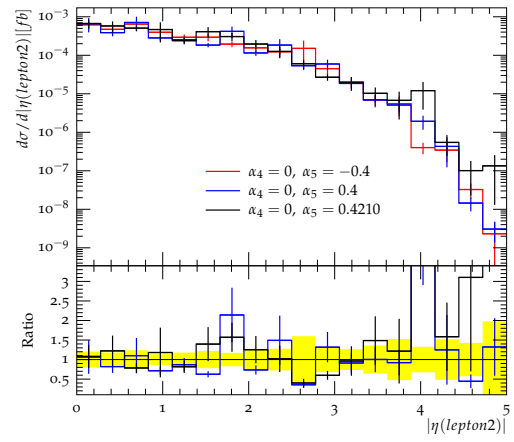
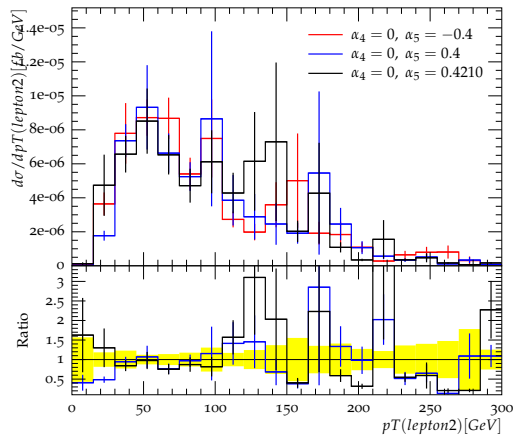
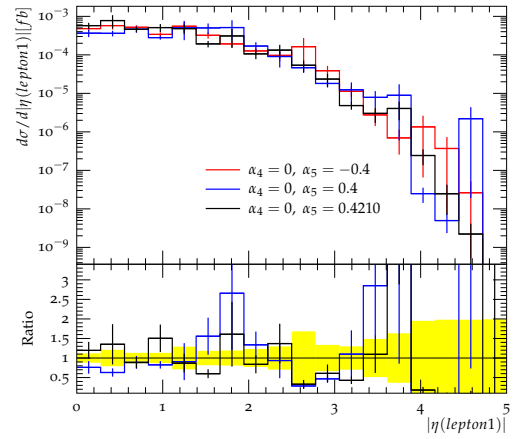
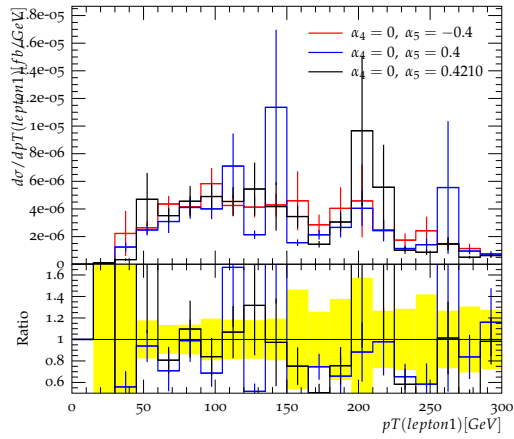
4.3.17 Vergleich zwischen $\alpha_5 = 0, 2$ und $-\alpha_5, -\alpha_4^*$ für WZ

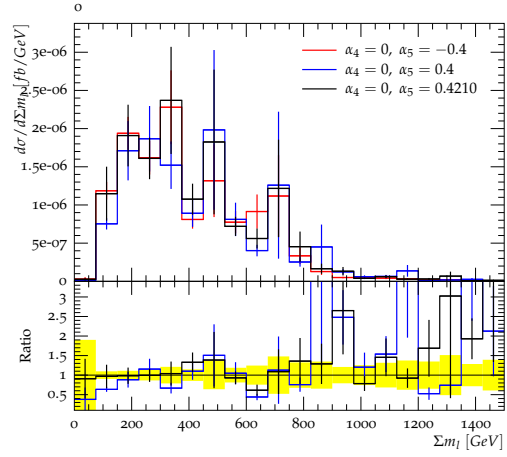
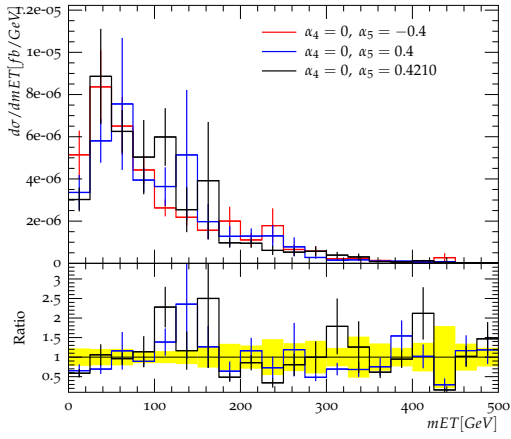
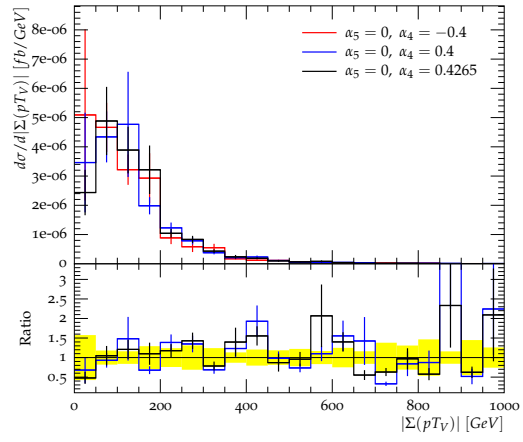
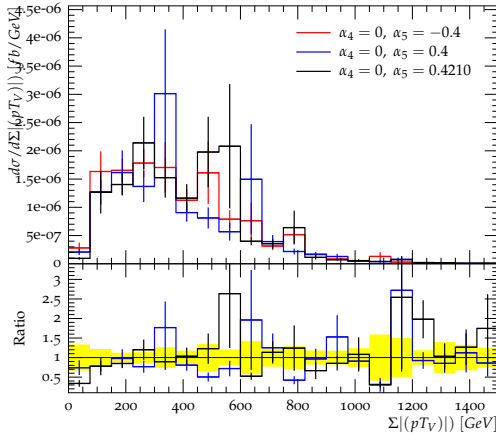
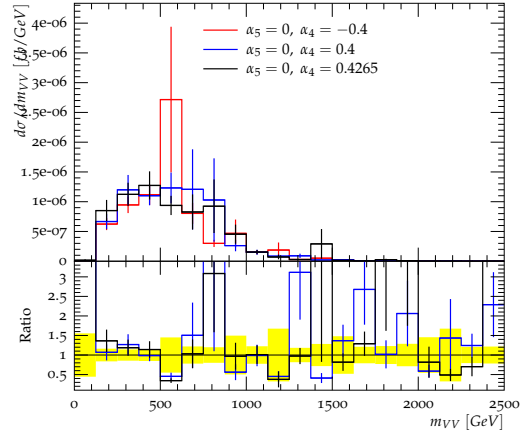
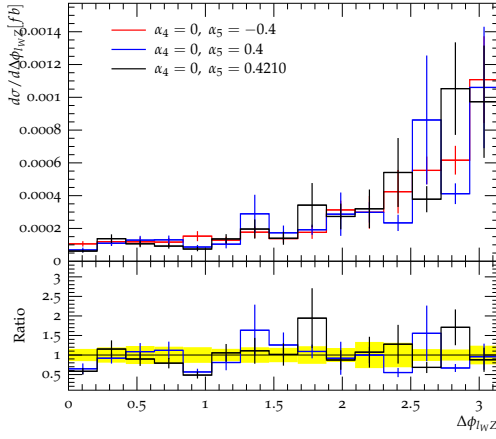




4.3.18 Vergleich zwischen $\alpha_5 = 0, 1$ und $-\alpha_5, -\alpha_4^*$ für WZ







Literaturverzeichnis

- [1] *Carsten Bittrich*, Study of the Effects of Anomalous Quartic Gauge Couplings on the Scattering of Two Gauge Bosons $VV \rightarrow VV$ at the Large Hadron Collider, [<http://iktp.tu-dresden.de/IKTP/pub/12/Bachelorarbeit-Carsten-Bittrich.pdf>]
- [2] *Celine Degrande, Nicolas Greiner, Wolfgang Kilian, Olivier Mattelaer, Harrison Mebane, Tim Stelzer, Scott Willenbrock and Cen Zhang*, Effective Field Theory: A Modern Approach to Anomalous Couplings. [<http://arxiv.org/abs/1205.4231v1>]
- [3] *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 $\mathcal{O}(\alpha_e m)$ and $\mathcal{O}(\alpha_e m, \alpha_S)$ for the Study of the Quartic Electroweak Gauge Boson Vertex at LHC [<http://arxiv.org/abs/hep-ph/0606118v2>]
- [4] *Oliver Schlimpert*, Anomale Kopplungen bei der Streuung schwacher Eichbosonen [http://www.itp.kit.edu/prep/diploma/PSFiles/Diplom_Schlimpert.pdf]
- [5] *Klaus Klopfer*, Analytical and numerical calculation of $t\bar{t}\gamma$ and $t\bar{t}Z$ cross-sections with anomalous couplings [http://www.physik.uni-wuerzburg.de/fileadmin/11030200/Master_Arbeiten/klopfer-klaus_master.pdf]
- [6] *Bastian Feigl*, Anomale Vier-Vektorboson-Kopplungen bei der Produktion von drei Vektorbosonen am LHC [http://www.itp.kit.edu/prep/diploma/PSFiles/Diplom_Feigl.pdf]
- [7] *Philipp Anger*, Study of Vector Boson Scattering with Pile-up with the ATLAS Detector at the LHC [<http://cds.cern.ch/record/1308417/files/>]
- [8] *Wolfgang Kilina, Thorsten Ohl, and Jürgen Reuter* WHIZARD – Simulating Multi-Particle Processes at LHC and ILC [<http://arxiv.org/abs/0708.4233v2>]
- [9] *Simon Plätzer*, Controlling inclusive cross sections in parton shower + matrix element merging [<http://arxiv.org/abs/1211.5467v2>]
- [10] *Lyndon Evans¹ and Philip Bryant* LHC Machine [<http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08001/>]
- [11] *ATLAS Colaboration* ATLAS DETECTOR AND PHYSICS PERFORMANCE Technical Design Report Volume I [<http://cds.cern.ch/record/391176?ln=de>]

- [12] *ATLAS Collaboration* ATLAS DETECTOR AND PHYSICS PERFORMANCE Technical Design Report Volume II [<https://inspirehep.net/record/511649?ln=de>]
- [13] *G. P. Lepage* Vegas: An adaptive multidimensional integration program. Research Report CLNS-80/447. Cornell University, Ithaca, N.-Y.
- [14] *Michael Rausch and Philipp Anger* [<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=23&sessionId=1&resId=0&materialId=slides&confId=245037>] 5 (10.07.13)
- [15] *Sheldon Glashow*, Partial-Symmetries of Weak Interactions, Nuclear Physics 22 (1961) 579–588
- [16] *Abdus Salam*, Elementary Particle Theory, Almqvist and Wiksell (1968)
- [17] *Steven Weinberg*, A Model of Leptons, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264–1266
- [18] *C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes and R. P. Hudson*, Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay [http://prola.aps.org/abstract/PR/v105/i4/p1413_1] 1413-1415
- [19] *J. Beringer et al*, The Review of Particle Physics [<http://prd.aps.org/abstract/PRD/v86/i1/e010001>]
- [20] *Christian Speckner*, NLO developments in WHIZARD [<https://indico.desy.de/getFile.py/access?contribId=3&sessionId=31&resId=0&materialId=slides&confId=4681>](10.07.13)
- [21] *A. Alboteanu, W. Kilian, and J. Reuter*, Resonances and Unitarity in Weak Boson Scattering at the LHC, [<http://arxiv.org/abs/0806.4145>]
- [22] *S. D. Rindani*, Strong gauge boson scattering at the LHC [<http://arxiv.org/abs/0910.5068>]
- [23] [<http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=ziele>](10.07.13)
- [24] [http://www.weltmaschine.de/sites/site_weltmaschine/content/e158/e159/e466/materiebausteine_hr_thumbnail_ger.jpg](10.07.13)
- [25] [http://www.fsp101-atlas.de/sites/site_fsp101-atlas/content/e197881/e200166/atlas-high.jpg](10.07.13)
- [26] *Yule, G.U.* On the theory of correlation, Journal of the Royal Statistical Society, 62, S. 249-295
- [27] *Pearson, K., Lee, A.* On the Distribution of Frequency (Variation and Correlation) of the Barometric Height at Divers Stations, Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Vol. 190, S. 423-469

-
- [28] [http://www.mathworks.com/access/helpdesk_r13/help/toolbox/curvefit/ch_fitt9.html]
(10.07.13)

Danksagungen

Abschließend möchte ich allen, die mir bei dieser Arbeit geholfen haben, meinen Dank aussprechen. Bei Prof. Dr. Michael Kobel möchte ich mich für die Möglichkeit bedanken, meine Bachelorarbeit in einem aktuellen und interessanten Gebiet schreiben zu dürfen und damit einen, wenn auch nur sehr kleinen, Beitrag zur Forschung leisten zu können. Die vielen Kommentare während der Entstehung dieser Arbeit waren ausgesprochen motivierend und lehrreich.

Ulrike und Philipp sage ich danke für eine hervorragende Betreuung, die ich mir besser nicht hätte Vorstellen können. Vielen Dank auch an die gesamte VBS-Gruppe, für die freundliche Aufnahme in das Team. Ihr habt mir nicht nur die Angst vor der Bachelorarbeit genommen, sondern auch aus der vermeintlich schlimmsten Zeit im Studium, die mit Abstand schönste gemacht. Martin und Patrick danke ich für die Hilfe in Zeiten, in denen das Studium mir doch zu hart erschien. Auch möchte ich euch für die vielen Male danken, in denen ihr meinen Computer doch überzeugt habt das zu machen, was ich will.

Allen Korrekturlesern möchte an dieser Stelle ebenfalls noch einmal Danke sagen.

Ein besonderer Dank gilt meiner Mutter, die mich sowohl vor als auch während des Studiums stets so gut sie konnte unterstützt hat.

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.

Alexander Melzer
Dresden, Juli 2012