

Technische Universität Dresden
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
INSTITUT FÜR KERN- UND TEILCHENPHYSIK



Bachelorarbeit

Studien zur Skalenabhängigkeit bei der Simulation und Vorhersage des Prozesses
 $WZ \rightarrow WZ$ am LHC

Zur Erlangung des Hochschulgrades Bachelor of Science (BSc) im Bachelorstudiengang Physik

vorgelegt von: **René Hochmuth**

geboren in: Freiberg

1. Korrektur: Prof. Dr. Michael Kobel
2. Korrektur: Prof. Dr. Dominick Stöckinger

Zusammenfassung

In dieser Bachelorarbeit wird der Einfluss von Renormierungs- und Faktorisierungsskala auf Wirkungsquerschnitte, sowie auf Verteilungen des Prozesses $W^\pm Zjj$ EW untersucht. Dazu wurden Datensätze mit dem Parton-Level Monte-Carlo Generator VBFNLO erzeugt. Desweiteren wird der Einfluss von CT10 PDF's von der CTEQ - Gruppe auf die Wirkungsquerschnitte des oben genannten Prozesses quantifiziert. Es wird damit ein Größenordnungsvergleich der verschiedenen Unsicherheiten auf den Wirkungsquerschnitt möglich sein. Außerdem wurden mit VBFNLO Leading-Order- Events unter dem Gesichtspunkt der Variation der Faktorisierungs- sowie Renormierungsskala generiert und deren Auswirkung mithilfe des Analysetools Rivet auf ausgewählte Observable studiert.

Abstract

This bachelor thesis investigates the influence of renormalization- and factorization scale to the crosssection ,as well as distribution of observables due to generated events of the process $W^\pm Zjj$ EW. Monte-Carlo Samples using the Parton-Level Monte-Carlo-Generator VBFNLO were therefor created. Another topic is to study the influence of CT10 PDF's of the CTEQ-group and their influence on crosssections on the processes which was mentioned above. After that it is possible to compare the order of magnitude of the different errors. Also VBFNLO simulated leading order events with different choosing of scales ,were created and analysed using the tool Rivet. Here the focus was to detect influences on choosen observables.

Inhaltsverzeichnis

1. Theoretische Vorbetrachtung	2
1.1. Einleitung und Standardmodell	2
1.2. Symmetrien und Lagrange Dichte in der Quantenelektrodynamik (QED)	3
1.3. Elektroschwache Eichtheorie	5
1.4. Quantenchromodynamik QCD	7
1.5. Higgsmechanismus	7
1.6. Feynmandiagramme	8
1.7. CERN und LHC (Large Hadron Collider)	9
1.8. Vektorbosonstreuung	10
1.8.1. Signal-Charakteristika von VBS am LHC	12
1.9. Renormierungsskala	12
1.10. Faktorisierungsskala	15
1.11. VBFNLO	16
1.12. Events	17
2. Simulation und Auswertung	18
2.1. Datenerzeugung und Schnitte	18
2.2. Validierungstest und LO (Leading-Order) Skalenabhängigkeit	19
2.3. Vergleich von Abhängigkeiten von Wirkungsquerschnitten zwischen LO/NLO	20
2.4. Ermittlung der Skalenunsicherheit bezüglich der Wirkungsquerschnitte	21
2.5. PDF Unsicherheiten auf Wirkungsquerschnitte EW $W^\pm Zjj$	24
2.6. Einfluss von Renormierungs und Faktorisierungsskala auf Eventverteilungen	26
3. Fazit	31
Literatur	34
4. Anhang	38

1. Theoretische Vorbetrachtung

1.1. Einleitung und Standardmodell

Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit der Frage "Aus was besteht Materie?" [1].

Sie beschäftigt sich außerdem mit der Frage nach der Entstehung sowie Wechselwirkungen zwischen den kleinsten Bausteinen. Schon in der Antike gingen Leukipos von Milet und Demokrit von Abdera von unteilbaren Urkörperchen, den sogenannten Atomen, welche sich nur geometrisch unterscheiden, aus [3].

In der Neuzeit wurde der Begriff erst viel später nach neuen Entdeckungen in der Chemie sowie Physik (Massen und Volumenbeziehungen bei chemischen Reaktionen, Gasgesetze...) wieder interessant. [4] Nach den Entdeckungen des Elektrons durch Thomson (1897) und des Protons (1911) durch E. Rutherford [2] ähnelten die vorgeschlagenen Atommodelle immer mehr denen der heutigen. Die allgemeine Akzeptanz des Atombegriffs folgte erst am Anfang des 20. Jhd. [4]. Im Zuge der Entdeckung der Quantenmechanik durch Max Planck (1900) und deren Weiterentwicklung im 20. Jhd., relativierte sich der Begriff Materie und Teilchen durch die "Begegnung" mit dem Welle - Teilchen Dualismus. Auf die Entdeckung des Neutrons (Chadwick 1932) folgten die Entdeckungen des Positrons (Anderson 1932, 1933) sowie des Myons (1937, 1938), dem Pion (Lattes 1947) und dem K-Meson (Rochester 1947). Seit den 1950er Jahren waren große Teilchenbeschleuniger vorhanden und es folgte die Entdeckung mehrerer hundert Teilchen. Das Ziel war es nun, die Phänomene dieser Teilchen so einfach und allgemein wie möglich beschreiben zu können [2].

Im sogenannten "Standardmodell" sind die Kenntnisse der Teilchenphysik zusammengefasst (1978- heute) [1]. Es ist in der Lage, alle beobachteten Phänomene des Mikrokosmos zu beschreiben. [5] Die Gravitation ist nicht im Standardmodell enthalten. Jedoch wird davon ausgegangen, dass sie in den derzeitigen Bereichen der Elementarteilchenphysik eine verschwindend kleine Rolle spielt [2]. Der Aufbau des Standardmodells ist in der Abbildung 1 zu sehen.

Drei Generationen der Materie (Fermionen)					
	I	II	III		
Masse	2,3 MeV	1,275 GeV	173,07 GeV	0	125,9 GeV
Ladung	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
Name	u up	c charm	t top	γ Photon	H Higgs Boson
Quarks	4,8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d down	95 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s strange	4,18 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b bottom	0 0 1 g Gluon	
	<2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν_e Elektron-Neutrino	<0,19 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ Myon-Neutrino	<18,2 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ Tau-Neutrino	91,2 GeV 0 1 Z^0 Z Boson	
	0,511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e Elektron	105,7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ Myon	1,777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ Tau	80,4 GeV ± 1 1 $W^\pm$ W Boson	Eichbosonen

Abbildung 1: Die Teilchen des Standardmodells im Überblick, entnommen aus [6]

Das Standardmodell besagt, dass Materie aus 4 verschiedenen Arten von Elementarteilchen aufgebaut ist: Leptonen, Quarks, Eichbosonen sowie dem Higgsboson. Es existieren 6 Leptonen welche durch ihre Ladung (Q) sowie den Quantenzahlen, elektronische Leptonenzahl (L_e), myonische Leptonenzahl (L_μ), tauonische Leptonenzahl (L_τ), charakterisiert sind. Desweiteren existieren 6 Antileptonen wobei sich die Vorzeichen der oben genannten Quantenzahlen umdrehen. Analog gibt es 6 Quarks welche auch wieder durch ihre Ladung Q und den sogenannten flavours (S - strangeness, C- charm, B - beauty, T - truth, U - upness, D - downness) charakterisiert werden. Zusätzlich besitzen Quarks einen sogenannten Isospin. $I_z(up) = +(\frac{1}{2})$. $I_z(down) = -(\frac{1}{2})$. Durch den Vorzeichenwechsel ergeben sich auch wieder 6 Antiquarks. Jedoch besitzt jedes Quark wiederum drei mögliche unterschiedliche Farbladungen (rot, grün und blau). Damit ergeben sich insgesamt 36 Quarks. Die sogenannten Austauschteilchen der Elektroschwachen Wechselwirkung sind das Photon, $W^\pm$ und Z^0 Boson. Das Austauschteilchen der starken Wechselwirkung sind die Gluonen.

Auch das Gluon besitzt eine Farbladung bzw. Mischungen aus Farbladungen. Genauer wird darauf noch im Unterpunkt Symmetrien eingegangen. Das Teilchen, was noch übrig bleibt, ist das Higgs Boson. Es nimmt hier eine besondere Rolle ein, auf die im Punkt Higgsmechanismus kurz näher eingegangen wird.

1.2. Symmetrien und Lagrange Dichte in der Quantenelektrodynamik (QED)

Symmetrien spielen in der gesamten Physik und insbesondere in der Teilchenphysik eine große Rolle. Die Verknüpfung zwischen Symmetrien und Erhaltungsgrößen wurde 1918 von Emmy Noether formuliert.[46]
Noether Theorem:

Zu jeder kontinuierlichen Symmetrie eines Systems H gehört eine Erhaltungsgröße f.

oder mathematisch ausgedrückt(geschweifte Klammern bedeuten in diesem Zusammenhang Poissonklammer, t- Zeit):

$$\delta H = 0 \leftrightarrow \{f, H\} = 0 \leftrightarrow \frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

Man spricht bei der Erhaltungsgröße auch von der Noetherladung und assoziiert damit eine Noether-Stromdichte. Zum Beispiel führt die Homogenität des Raumes(Symmetrie) auf den Impulserhaltungssatz(Erhaltungsgröße).[8,9]

In der klassischen Mechanik bestimmt die Euler-Lagrange Gleichung die Bewegungsgleichungen eines Systems.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} \right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} (i = 1, 2, 3) \quad (2)$$

Nun kann man das Konzept auch auf Felder ausdehnen und dabei noch die Relativistik mit berücksichtigen.[7]

$$\partial_\mu \left(\partial \frac{\mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} \quad (3)$$

An dieser Stelle soll auch kurz auf die Bedeutung der Gruppentheorie im Standardmodell eingegangen werden. Die Gruppentheorie kann man auch als Werkzeug zur Studie von Symmetrien ansehen.

Es stellt sich heraus, dass die meisten Gruppen, welche für die Physik interessant sind, als Gruppen von Matrizen formuliert werden können. In der Elementarteilchenphysik sind besonders die $U(n)$ - und $SU(n)$ Gruppen wichtig. $U(n)$ ist die Menge aller unitären $n \times n$ Matrizen die mit der Matrixmultiplikation als Verknüpfung versehen sind. $U(n)$ bildet damit eine reelle Liegruppe der Dimension n^2 . Die $SU(n)$ ist eine Untergruppe der $U(n)$ mit der zusätzlichen Eigenschaft, dass folgendes gilt $\det(A) = 1 \forall A \in SU(n)$. Das S steht hierbei für special. Interessant werden hierbei nur die kontinuierlichen Gruppen sein. [1]

Betrachtet man nun die Dirac Lagrange Dichte :

$$\mathcal{L} = i \cdot \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi \quad (4)$$

ψ - Diracspinor
 γ^μ - Diracmatrizen
 m - Masse

($c=\hbar=1$)

Diese Lagrangedichte ist invariant gegenüber einer globalen Phasentransformation (Phase $e^{i\phi}$ ist keine Funktion von x). Jedoch ist er nicht invariant gegenüber einer lokalen Phasentransformation, einer $U(1)$ Transformation. Wenn der Lagrangedichte einer Feldtheorie invariant gegenüber kontinuierlichen, lokalen Transformationen ist, wird diese auch als Eichtheorie und die Transformation als Eichtransformation bezeichnet.[1] Die lokale Phasentransformation

$$\psi \rightarrow e^{i\phi(x)} \psi \quad (5)$$

führt auf den Term:

$$\partial_\mu (e^{i\phi} \psi) = i(\partial_\mu \phi) e^{i\phi} \psi + e^{i\phi} \partial_\mu \psi \quad (6)$$

Das führt in der Lagrangedichte zu:

$$\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} - (\partial_\mu \theta) \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \quad (7)$$

Wenn man aber Eichsymmetrie fordert, wird ein Zusatzterm gebraucht, der den störenden Term absorbiert. Es wird das Photonenfeld A_μ eingeführt. Für dieses soll nun gelten(e- Eichkopplung):

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{e} \partial_\mu \theta(x) \quad (8)$$

Wenn man nun noch die normale Ableitung ∂_μ durch die kovariante Ableitung ($D_\mu \equiv \partial_\mu - ieQA_\mu$) ersetzt und den kinetischen Term Photonenterm, der aus den Maxwellgleichungen ableitbar ist

$(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$, mit $(F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)$) einsetzt, erhält man die Lagrangedichte der QED:

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\not{D} - m)\psi - \left(\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\right) \quad (9)$$

$\not{D} \equiv \gamma^\mu D_\mu$ - Feynmanslashnotation

Die gewünschte Invarianz brachte nun eine Kopplung des ψ - Feldes an das Photoneneichfeld A_μ . [8] Die nun vorhandene Symmetrie unter $U(1)$ Transformation kann nun mit der elektrischen Ladung Q (als Erhaltungsgröße) identifiziert werden. Durch analoge Überlegungen führen auch in der elektroschwachen Wechselwirkung sowie in der starken Wechselwirkungen zu Vorhersagen über die Vermittlerteilchen und deren Wechselwirkungen untereinander. [8]

1.3. Elektroschwache Eichtheorie

Der elektroschwachen Eichtheorie liegt eine $SU_L(2) \times U_Y(1)$ Symmetrie zu Grunde. Der Diracfeldoperator kann in einen links und rechtshändigen Anteil aufgespalten werden.(Formel 10,11)[8]

$$\psi_l(x) = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi(x) \quad (10)$$

$$\psi_r(x) = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi(x) \quad (11)$$

$$\gamma^5 \equiv i \cdot \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$$

Aus Experimenten weiß man, dass nur die linkshändigen Anteile eines Teilchens an die schwache Wechselwirkung koppeln.[2] Die linkshändigen Fermionen treten als Dublett, die rechtshändigen Fermion als Singlett auf. Wenn man nun eine globale $SU(2)$ Transformation auf das Dublett anwendet, bleibt die Lagrangedichte invariant. Gefordert wird wieder eine lokale Eichinvarianz, welche wiederum neue Terme benötigt, um die Lagrangedichte invariant unter $SU(2)$ Transformation zu lassen.

Die eingeführte $SU(2)_L$ - Gruppe wird auch als schwache Isospingruppe bezeichnet. Die $U(1)_Y$ ist die schwache Hyperladungsgruppe. Der Zusammenhang zwischen schwacher Isospin Hyperladung und der elektrischen Ladung wird durch die Gell-Mann Nishijima Relation gegeben[2]:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (12)$$

Q - elektr. Ladung , T_3 - schwacher Isospin , Y - schwache Hyperladung

Die kovarianten Ableitungen unterscheiden sich hier aufgrund der Assymetrie zwischen links und rechtshändigen Teilchen (Formel 13):

$$D_\mu f_L = (\partial_\mu - ig \frac{\sigma^\alpha}{2} W_\mu^\alpha + ig' \frac{Y}{2} B_\mu) f_L, \quad D_\mu f_R = (\partial_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu) f_R \quad (13)$$

σ^α : Pauli-Matrizen ($\alpha = 1, 2, 3$)

B_μ : Generator zugehöriges Eichboson der $U(1)_Y$ Gruppe

W_μ^α : Generator zugehörige Eichbosonen der $SU(2)_L$ Gruppe

g und g' : Kopplungskonstanten der $SU(2)_L$ (g) bzw. der $U(1)_Y$ (g')

Anders als bei der QED enthält das W Feld bei einer Transformation nicht verschwindende Strukturkonstanten. Somit ist eine Selbstkopplung gegeben. Diese Selbstkopplung ist Ursache für den in dieser Arbeit zu untersuchenden Prozess $WZ \rightarrow WZ$. ($+ W\gamma \rightarrow WZ$) Die Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung ergibt sich zu:

$$\mathcal{L}_{EWK} = \sum_{f=l,q} \bar{f} i \not{D} f - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (14)$$

$$W_{\mu\nu}^i \equiv \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (15)$$

Die Formel 14 gilt nur für masselose Fermionen. Die Massenterme werden im Abschnitt **Higgsmechanismus** eingeführt. Die in einem Experiment beobachtbaren Eichbosonen entsprechen einer Linearkombination vom A_μ und B_μ Feld die man im Falle des Photons (A_μ) sowie des Z-Bosons (Z_μ) aus dem sogenannten Weinbergwinkel konstruieren kann. (Formel 16) Für das W^- und W^+ existiert Formel 17. ϵ_{ijk} sind hier die Strukturkonstanten der $SU(2)$ Gruppe.[2] Auch die Kopplungskonstanten sind über diesen Winkel bestimmbar. (Formel 19, e steht hier für Elementarladung)

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (16)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \quad (17)$$

$$g = \frac{e}{\sin\theta_W}, \text{ bzw. } g' = \frac{e}{\cos\theta_W} \quad (18)$$

[8,2,1,11]

1.4. Quantenchromodynamik QCD

Die Quantentheorie welche die starke Wechselwirkung beschreibt, ist die Quantenchromodynamik QCD. Auch dieser liegt wieder eine Eichsymmetrie zugrunde. Es wird gefordert, dass der Lagrange bezüglich der starken Wechselwirkung invariant unter lokaler $SU(3)$ Transformation ist. In diesem Fall handelt es sich um die nicht abelsche Liegruppe $SU(3)_C$. C steht hier für Color und damit für die möglichen Farbzustände(rot,grün.,blau bzw. antirot,antigrün,antiblau). Die zugehörigen Generatoren sind die 8 Gell-Mann Matrizen(auf deren Darstellung wird hier verzichtet), welche mit den 8 verschiedenen Gluonen (den Eichbosonen der starken Wechselwirkung) identifiziert werden.

Wie bei der elektroschwachen Theorie existieren im kinetischen Term nicht verschwindende Strukturkonstanten welche zur Selbstkopplung der Gluonen führen. Auch hier wird eine kovariante Ableitung eingeführt. Es ergibt sich für die Lagrange Dichte in der QCD letztendlich[8]:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_q \bar{q}(i\not{D} - m_q)q - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^\alpha G_{\alpha}^{\mu\nu} \quad (19)$$

$$G_{\mu\nu}^\alpha \equiv \partial_\mu A_\nu^\alpha - \partial_\nu A_\mu^\alpha + g_s \cdot f^{\alpha\beta\gamma} A_{\mu\beta} A_{\nu\gamma} \quad (20)$$

$G_{\mu\nu}$ - Gluonenfeld

$f^{\alpha\beta\gamma}$ - Strukturfunktionen

g_s - Kopplungskonstante

1.5. Higgsmechanismus

Bisherige Voraussetzung für die Eichinvarianz ist, dass die Eichfelder masselos sind. Experimentelle Befunde zeigen aber, dass $W^\pm$ und das Z Bosonen definitiv nicht masselos sind. Desweiteren werden Massen für Fermionen beobachtet. [1] Um die lokale Eichinvarianz zu gewährleisten, wird ein komplexes skalares Feld eingeführt.

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (21)$$

Das ergibt mit der kovarianten Ableitung :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\sigma_\alpha}{2} W_{\alpha\mu} + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (22)$$

[2] eine Lagrangedichte für Φ von :

$$L_\Phi = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (23)$$

mit $V(\Phi)$:

$$V(\phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (24)$$

[12] μ und λ ergeben sich als neue Konstanten und man definiert nun den Vakuumerwartungswert(ν):

$$v = \frac{-\mu^2}{\lambda} \quad (25)$$

Nach einer Wahl des Grundzustandes (elektrisch neutral und reel) $\Phi_{Vakuum} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ der damit verbundenen Brechung der $SU(2)_L, U(1)_Y$ Symmetrie entwickelt man nun Φ um das Minimum. Dadurch ergeben sich die Massenterme (durch die Kopplung and das Higgsfeld) für die Masse von $W^\pm$:

$$\frac{g^2}{4} W^+ W^- (v + H)^2 \quad (26)$$

sowie für das Z Boson:

$$\frac{g_Z^2}{8} Z Z (v + H)^2 \quad (27)$$

[13]. Um die Massen der Fermionen zu "erzeugen" führt man nun eine Kopplung der Fermionen an das Higgsfeld Φ ein. Hierbei muss man die unterschiedliche Struktur der rechts- bzw. linkshändigen Teilchen berücksichtigen:

$$\mathcal{L}_{Yuk} = -c_e \bar{e}_R \Phi^\dagger \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} + h.c. \text{ (hermitianconjugate)} \quad (28)$$

[2] wobei e hier für Elektron steht (Myon, Tau analog möglich). Die Konstante c_e ist als Kopplungskonstante zu verstehen. (Yukawakopplungskonstanten) Analoge Terme existieren auch für Quarks. Setzt man nun das Higgspotential explizit ein, ergibt sich (beispielsweise) ein Masseterm zu:

$$m_e = \frac{-c_e v}{\sqrt{2}} \quad (29)$$

1.6. Feynmandiagramme

Feynmandiagramme sind graphische Darstellung der Wechselwirkung von Teilchen. Hierbei sind die Darstellungen nicht als Trajektorien von Teilchen zu verstehen, sondern als mathematische Anleitung zur Berechnung von quantenmechanischen Amplituden für die dargestellten Prozesse. Der Zugang erfolgt hier nicht analytisch, vielmehr über eine Störungsreihe. Mit quantenmechanischen Amplituden meint man die Summe über alle Wahrscheinlichkeitsamplituden der erdenklichen Pfade eines Teilchens von seinem Anfangs zu seinem Endzustand.[14] Mithilfe von Feynman Diagrammen ist man in der Lage, die

Übergangsmatrixelemente $\mathcal{M}_{\alpha,\beta}$ zu berechnen, welche man nun zur Bestimmung von

Wirkungsquerschnitten nutzen kann. Um die Wahrscheinlichkeit von Zustand $|\alpha\rangle$ zum Zustand $|\beta\rangle$ zu beschreiben, zieht man Einträge aus der Streumatrix S heraus (siehe Formel 30). Feynmandiagramme haben äußere und innere Linien. Die äußeren Linien entsprechen Teilchen im Anfangs- bzw. Endzustand. Die inneren Linien entsprechen virtuellen Teilchen (nicht beobachtbar). Die Wechselwirkungspunkte werden auch Vertices genannt. Die Ordnung eines Feynmandiagramms ist von der Anzahl an Vertices abhängig. Die niedrigste Ordnung entspricht der kleinsten Anzahl an Vertices.

$$\langle \beta | S | \alpha \rangle = \delta_{\beta\alpha} - i(2\pi)^4 \delta^4(p_\alpha - p_\beta) \mathcal{M}_{\alpha\beta} \prod_{i=\alpha,\beta} \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^3 2E_i}} \quad (30)$$

$\delta_{\beta\alpha}$ -	Kroneckerdelta
$\delta^4(p_\alpha - p_\beta)$ -	4 dim. Deltafunktion mit Impuls von α bzw. β als Argument
$\mathcal{M}_{\alpha\beta}$ -	Übergangsmatrixelement
E_i -	Gesamtenergie von α bzw. β

Für die Berechnung existieren die sogenannten Feynman Regeln. Zum Beispiel gilt für einen Streuprozess der Form $A + B \rightarrow A' + B' + \dots + n'$ [15]

$$d\sigma = \frac{1}{u_\alpha} \frac{1}{2E_1} \frac{1}{2E_2} |\mathcal{M}_{\alpha\beta}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p'_1 - \dots - p'_n) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p'_i}{(2\pi)^3 2E'_i} \quad (31)$$

d_σ -	differentieller Wirkungsquerschnitt
u_α -	relativ- Geschwindigkeit zwischen Teilchen 1 und 2

Ursprünglich wurden die Feynmandiagramme für die QED formuliert, sie wurden jedoch im Laufe der Zeit auf EWK und QCD erweitert.[14]

1.7. CERN und LHC (Large Hadron Collider)

CERN ("Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire") ist eine europäische Kernforschungsorganisation die im Jahre 1952 gegründet wurde und mittlerweile aus 21 Mitgliedsstaaten besteht. Sie hat ihren Sitz sowohl auf schweizerischem als auch französischen Staatsgebiet in der Nähe von Genf. Am CERN wird Grundlagenforschung im Bereich der Teilchenphysik mithilfe von Teilchenbeschleunigern und Detektoren betrieben. [42] Der LHC am CERN ist der momentan größte und leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger der Welt. Er besteht aus einem 27km langen Ring aus supraleitenden Magneten die für die Beschleunigung der Teilchen und die Realisierung der Kreisbahn ausgerichtet sind. In dem Beschleuniger werden die Teilchenstrahlen gegenläufig auf fast Lichtgeschwindigkeit gebracht bevor sie kollidieren. Hierbei wird ein

Ultrahochvakuum erzeugt und für die Kühlung wird flüssiges Helium eingesetzt welches mit -271.3°C noch kälter als der Weltraum ist. [43] Der LHC besteht aus mehreren Vorbeschleunigern sowie Detektorsystem die in Abbildung 2 unten zu sehen sind.

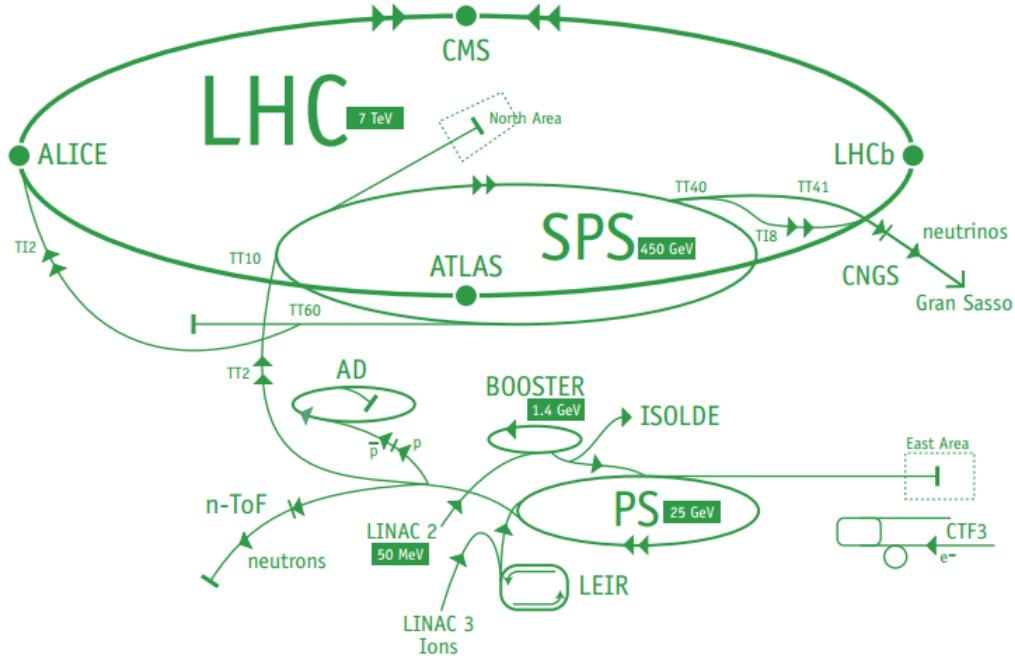


Abbildung 2: Schematischer Aufbau des LHC mit Vorbeschleunigern und Detektoren, Bild entnommen aus [44]

1.8. Vektorbosonstreuung

Ziel der Arbeit ist es, einen Prozess zu untersuchen, der in den Bereich der Vektorbosonstreuung fällt. Auch nach der Entdeckung eines Higgskandidaten am 4. Juli 2012 [16] sind noch nicht alle möglichen Prozesse im Standardmodell untersucht [17]. Vektorbosonstreuung beschreibt die Streuung von zwei elektroschwachen Eichbosonen.

$$VV \rightarrow VV (\text{mit } V = W, Z) \quad (32)$$

[18]. Wie schon im Abschnitt **Elektroschwache Eichtheorie** beschrieben, wird die Selbstwechselwirkung der Eichbosonen vorhergesagt. Man muss hier jedoch noch beachten, dass neutrale Kopplungen nicht erlaubt sind. Das bedeutet, dass der Selbstkopplungsterm mindestens zwei W Bosonen enthält und damit andere Selbstkopplungen nicht möglich sind. (siehe Formel 16) Dadurch ergeben sich folgende mögliche Vertices:

Vier-Boson-Vertex: $WW\gamma\gamma, WWZ\gamma, WWWW, WWZZ$

Drei-Boson-Vertex: $WWZ, WW\gamma$

Vektorbosonstreuung ist eng mit der elektroschwachen Symmetriebrechung verbunden. In der VBS sind die Vertices für den Higgsaustausch sowie der Higgsproduktion mit enthalten. Die Feynmandiagramme für den Prozess $VV \rightarrow VV$ am LHC (Large Hadron Collider, näheres siehe Abschnitt **CERN und LHC**), bei denen jedes kollidierende Parton ein Vektorboson abstrahlt, sieht man in der Abbildung 3 unten. (Diagramme entsprechen VBS der niedrigsten Ordnung mit vier Leptonen im Endzustand) [10]

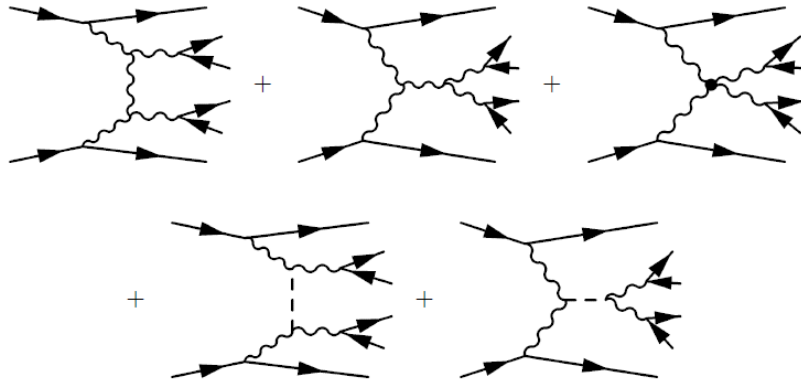


Abbildung 3: Feynmandiagramme Beitrag VBS, entnommen aus [10]

Neben der bereits besprochenen Notwendigkeit des Higgs als Erklärung für die Massen der Fermionen und der Bosonen der schwachen Wechselwirkung, gibt es noch einen weiteren wichtigen Grund für das Standardmodell-Higgs. Es zeigt sich, dass die Beiträge der Streuung von Vektorbosonen ohne Higgs bei hohen Energien dazu führen, dass der Prozess bei der Betrachtung mit Störungsrechnung die Unitarität verletzt. Wenn man jedoch die VBS-Diagramme, die Higgs enthalten, mit berücksichtigt existiert dieses Problem nicht. [19] Isoliert sind die VBS-Diagramme nicht eichinvariant. Um diese wieder herzustellen müssen andere Diagramme mit dem selben Endzustand berücksichtigt werden. Die Vektorbosonstreuung kann man trotzdem in zwei Gruppen einteilen:

”**VVjj-EW**” - Gruppe : Beschreibt den Anteil, der durch elektroschwache Wechselwirkung dominiert ist. Er enthält keine Vertices der starken Wechselwirkung (in Leading Order). Die Feynmandiagramme enthalten nur die elektroschwache Kopplung α ($\mathcal{O}(\alpha_{EW}^6)$). Zusätzlich zu den zuvor dargestellten Diagrammen enthält diese Gruppe auch elektroschwache Prozesse des selben Endzustandes, sowie Prozesse mit drei Vektorbosonen im Endzustand, wobei eins davon auch hadronisch zerfällt. Diese Prozesse sind aber für sich eichinvariant und können mithilfe von einer günstigen Wahl des Phasenraums unterdrückt werden (mehr dazu siehe **Simulation und Auswertung**).

”**VVjj-QCD**” - Gruppe : Enthält alle Prozesse mit $\mathcal{O}(\alpha_{EW}^4 \alpha_S^2)$. Das schließt Quark-Quark Streuung oder Gluon-Gluon Streuung mit VV Abstrahlung oder VV Produktion mit Abstrahlung von Gluonen die zu jets führen können mit ein. Diese Prozesse bilden für die VVjj-EW(welche Hauptgegenstand dieser Arbeit ist) den sogenannten Untergrund.

1.8.1. Signal-Charakteristika von VBS am LHC

Ein wichtiger Hinweis auf VBS sind zwei Jets in der Vorwärtspseudorapiditätsregion genannt ”tagging jet”. Der Polarwinkel $\vartheta \in [0, \pi]$ wird hierbei gemessen von Strahlenachse in positiver z-Richtung definiert. Der Winkel $\phi \in [-\pi, \pi)$ wird in einer Ebene senkrecht zur Strahlenachse gemessen. Die Pseudorapidität wird hier folgendermaßen definiert:

$$\eta \equiv -\ln\left(\tan\frac{\vartheta}{2}\right) \quad (33)$$

Zur Veranschaulichung eines VBS events in einem Teilchenbeschleuniger mit der Strahlenachse z horizontal gelegen soll Abbildung 4 dienen.[45]

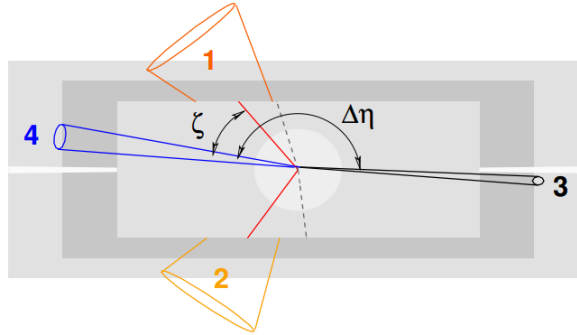


Abbildung 4 entnommen aus [45]: 1 und 2 stellen die geladenen Leptonen des Vektorbosonenzerfalls dar. 3 und 4 sind die ”tagging” jets

$\Delta\eta$ ist hierbei die Pseudorapiditätsdifferenz der beiden jets in Vorwärtsrichtung. Charakteristisch für VBS ist ein großes $\Delta\eta^{Taggingjets}$. ζ ist in diesem Kontext die sogenannte ”lepton centrality” die den Abstand der Leptonen von den ”tagging jets” beschreibt.

1.9. Renormierungsskala

Bei Feynmandiagrammen höherer Ordnung treten sogenannte Loops(Schleifen) auf. Ein Beispiel davon sieht man in Abbildung 5.

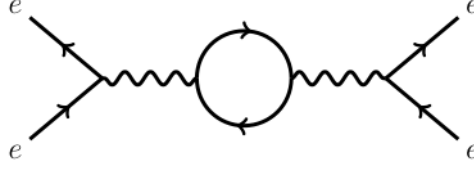


Abbildung 5: Beispiel eines divergenten Einschleifen-Diagramm aus der QED entnommen aus [55]

Die Berechnung der Matrixelemente erfordert z.B das Lösen von Integralen der Art[33]:

$$\mathcal{M} = \frac{1}{2}(-i\lambda)^2 i^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{1}{(K - k)^2 - m^2 + i\epsilon} \quad (34)$$

Die Variablen s,t,u sind hierbei die Mandelstamvariablen. $K = k_1 + k_2$

Innerhalb der Schleife wird über alle möglichen Impulse integriert. Das Beispiel-Integral divergiert logarithmisch. Die Divergenzen, die hier bei großen Impulsen auftreten nennt man auch ultraviolette Divergenzen. Für masselose Teilchen können hingegen infrarote Divergenzen auftreten. Um physikalisch sinnvolle, also endliche Ergebnisse für die Integrale zu bekommen ,ist ein Renormierungsprozedere von nöten. Der erste Schritt ist die Regularisierung. Hierbei gibt es mehrere mögliche Methoden. Ich werde hier kurz zwei erwähnen.

Scharfer Cutoff

Hier führt man ein Impulsmaximum Λ als Integrationsgrenze ein. Eines der Probleme , welches hier auftritt ist dass sowohl Eichinvarianz als auch Translationsinvarianz nicht mehr gewährleistet ist.[29]

Dimensionale Regularisierung

Bei dieser Methode wird die Dimension der Raumzeit $d=n-2\epsilon$ analytisch fortgesetzt. Für kleine Dimensionen stellen sich die Integrale als endlich heraus. Die Divergenzen treten nun an den Polen $\frac{1}{\epsilon^2}$ und $\frac{1}{\epsilon}$ auf. Der Vorteil dieser Methode ist , dass sowohl Translations- als auch Eichinvarianz gewährleistet wird. [31,32]

Für das Integralbeispiel oben ergibt sich nach anwenden der Scharfen Cutoff Methode zunächst (für Näherung $m^2 \ll K^2$):

$$\mathcal{M} = -i\lambda + iC\lambda^2 \left[\ln\left(\frac{\Lambda^2}{s}\right) + \ln\left(\frac{\Lambda^2}{t}\right) + \ln\left(\frac{\Lambda^2}{u}\right) \right] + \mathcal{O}(\lambda^3) \quad (35)$$

Die mithilfe der Regularisierung berechneten Werte für die Integrale sind zwar endlich, hängen aber vom "willkürlichen" Parameter Λ ab.

Der nächste Schritt ist die Renormalisierung. Betrachtet man die Scharfe-Cutoff Methode mit Λ als Integrationsgrenze führt man nun eine sogenannte renormalisierte Kopplungskonstante λ_p ein. Für das Integralbeispiel oben:

$$-i\lambda_P = -i\lambda + iC\lambda^2 \left[\ln\left(\frac{\Lambda^2}{s_0}\right) + \ln\left(\frac{\Lambda^2}{t_0}\right) + \ln\left(\frac{\Lambda^2}{u_0}\right) \right] + \mathcal{O}(\lambda^3) \quad (36)$$

Durch algebraisches Umformen ergibt sich für $\mathcal{M}$:

$$\mathcal{M} = -i\lambda_p + iC\lambda_p^2 \left[\ln\left(\frac{s_0}{s}\right) + \ln\left(\frac{t_0}{t}\right) + \ln\left(\frac{u_0}{u}\right) \right] + \mathcal{O}(\lambda_p^3) \quad (37)$$

Der "cutoff" Λ ist verschwunden. $\mathcal{M}$ ist jetzt eine Funktion der physikalischen Kopplungskonstante λ_p die z.B durch Experimente bestimmt werden kann.[Beispiel mit Rechnung entnommen aus [33].

In der QCD kann man auf kleinen Distanzen auch Störungsrechnung betreiben. Der Grund hierfür liegt in der kleinen Kopplungskonstante bei großen Energien. Betreibt man die Renormierung in QED so hängt das Endergebnis nicht von der ursprünglichen Wahl der Skale ab, egal in welcher Ordnung der Störungsreihe(Ward-Takahashi Identität). In der QCD existiert kein gut bestimmter Wert für die Kopplung in der zu untersuchenden Region. Bei der Berechnung von Observablen durch QCD und QED sind beide bei der Berücksichtigung von unendlich vielen Termen theoretisch unabhängig von der Wahl der Renormierungsskala/Renormierungsschema. Jedoch verschwindet bei der QCD die Abhängigkeit von der Renormierung nicht.[34] Diese Tatsache wird im experimentellen Teil **Simulation und Auswertung** später überprüft.

Man drückt die Skalenabhängigkeit durch die sogenannte "renormalisation group equation"(RGE) aus.

Im Falle der QCD ergibt sich:

$$\frac{d\alpha_s(\mu^2)}{d\ln\mu^2} = \beta(\alpha_s(\mu^2)) \quad (38)$$

$$\beta(\alpha_s) = -\alpha_s^2(b_0 + b_1\alpha_s + b_2\alpha_s^2 + \dots) \quad (39)$$

Wobei die b_i Faktoren Funktionen von der Anzahl der leichten Quarks sowie Farbfaktoren sind. Ein negatives Vorzeichen bei der Beta-Funktion bedeutet asymptotische Freiheit.Das bedeutet ,dass die Kopplung (α_s) schwächer wird bei hohen Impulsbeträgen. [36]

1.10. Faktorisierungsskala

Durch die asymptotische Freiheit steht man vor einem Problem. Da es nur sinnvoll ist pQCD (perturbative Quantum Chromodynamics) für kleine α_s zu betreiben ist es notwendig den Bereich kleiner Impulsüberträge anders zu beschreiben. Im Bereich großer α_s bilden Quarks und Gluonen einen farblosen gebundenen Zustand die Baryonen und Mesonen, das heißt sie existieren nicht als freie Teilchen. Das Phänomen bezeichnet man auch als confinement ("Gefangenschaft"). [36] Um akkurate Vorhersagen von Wirkungsquerschnitten zu realisieren müssen die beiden Bereiche (Q - klein, Distanz groß; Q - groß, Distanz klein) mit einander verknüpft werden. [36] Um die Struktur der Hadronen zu beschreiben werden sogenannte Parton distribution functions (PDFs) eingeführt. Sie geben an wie wahrscheinlich es ist ein bestimmtes Parton mit einem Impulsanteil in einem bestimmten Hadron zu finden.

Das Faktorisierungstheorem für Strukturfunktionen trennt weiche (Q^2 klein) von harten Prozessen (Q^2 groß). Die Faktorisierungsskala μ_f ist ein Maß bei dem diese Unterscheidung zwischen harten und weichen Prozessen gemacht wird. [37] Ähnlich wie bei der Renormierungsskala ist bei der Faktorisierungsskala bei der Berücksichtigung jeder Ordnung der Wirkungsquerschnitt theoretisch unabhängig von der gewählten Skala. Durch den Abbruch bei endlicher Ordnung entsteht diese Abhängigkeit, die auch bei jedem einzelnen Term vorhanden ist. [35] Der Wirkungsquerschnitt kann nun folgendermaßen dargestellt werden:

$$\sigma(P_1, P_2) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_{i/h_1}(x_1, \mu_f^2) f_{j/h_2}(x_2, \mu_f^2) \hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_s(\mu_R), Q^2; \mu_F^2, \mu_r^2) \quad (40)$$

Mit $p_1 = x_1 P_1$ (Impulsbruchteil von Teilchen 1) und $p_2 = x_2 P_2$, wobei $f_{i/h}(x, \mu_f^2)$ der PDF entspricht. $\hat{\sigma}_{ij}$ stellt die "partonic cross section" dar, welche über pQCD als Reihenentwicklung in Potenzen von α_s entwickelt wird dar. [38] Um die Abhängigkeit der PDFs in Bezug auf die gewählte Skala μ zu berücksichtigen muss man sich der DGLAP-Gleichungen (Dokshitzer-Gribov-Lipatow-Altarelli-Parisi) bedienen. Sie beschreiben die Entwicklung der PDFs bei unterschiedlichen Energieskalen [40]

Um die PDFs zu bekommen kann man im folgenden Schema vorgehen [39]:

- man schaut sich die Quark und Gluon Verteilung bei einer festgelegten Startskala (Q_0) an.
- Verteilungen bezogen auf die gewählte Anfangsskala parametrisieren
- DGLAP Gleichungen lösen
- Lösungen approximieren mithilfe numerischer Methoden

1.11. VBFNLO

VBFNLO (**V**ector**B**oson**F**usion**N**extto**L**eading**O**rdern) ist ein flexibles Monte Carlo Programm auf Parton-Level, was zur Simulation von "vector boson fusion", "double" und "triple vector boson production" in hadronischen Kollisionen in der nächst höheren Ordnung (weiter im Text abgekürzt mit NLO) (bezieht sich hier auf die Ordnung der Feynmandiagramme). Desweiteren ist VBFNLO in der Lage events auf LO zu generieren sowie NLO Verteilungen auszugeben. Events werden durch die Impulsvierervektoren der Teilchen im Endzustand repräsentiert. Es existieren noch viele weitere Optionen z.B Higgs und "vector boson decays" sowie Tests für Physik jenseits des Standardmodells (z.B "aQGC - anomalous quartic gauge coupling" oder minimal super symmetrisches Standardmodell (MSSM) etc.) Der Prozess der in dieser Arbeit untersucht wird gehört zur Sektion "Vector boson pair production plus two jets via Vector Boson Fusion" im leptonischen Endzustand und trägt die Prozessnummer 220 bzw. 230 im VBFNLO Handbuch.[24,25,26]

$$220 : pp \longrightarrow W^+ Z jj \longrightarrow l_1^+ \nu_{l1} l_2^+ l_2^- jj \quad (41)$$

$$230 : pp \longrightarrow W^- Z jj \longrightarrow l_1^- \bar{\nu}_{l1} l_2^+ l_2^- jj \quad (42)$$

Dadurch eignet sich das Programm perfekt um den zu Prozess $WZ \rightarrow WZ$ in dieser Arbeit mit VBFNLO zu untersuchen. Um die Wirkungsquerschnitte zu berechnen muss VBFNLO die jeweiligen Integrale ausrechnen. Hierfür wird die Methode der Monte - Carlo - Integration genutzt. Anhand eines simplen Beispiels soll die Methode verdeutlicht werden.[41]

Man betrachte einen Einheits-Hyperwürfel $[0, 1]^d$. Das Integral ergibt sich analytisch zu:

$$I = \int f(x) d^d x \quad (43)$$

Nun wertet man das Integral an N zufälligen Punkten x_i aus. Damit ergibt sich ein Wert für das Integral approximiert durch die Monte-Carlo Methode mit:

$$I_{MN} = \frac{1}{N} \sum_i^N f(x_i) \quad (44)$$

Für $N \rightarrow \infty$ konvergiert I_{MN} gegen I. Der Vorteil hierbei ist außerdem, dass der Fehler $\approx \frac{1}{\sqrt{N}}$ beträgt unabhängig von der Dimension d ist.[41]

Um das Verfahren noch zu verbessern werden bevorzugt Zufallszahlen in dem Bereich gewürfelt in dem vorher große Werte für das Integral ermittelt wurden. [11] Auf die Einstellungen die zur Untersuchung vorgenommen wurden wird im Abschnitt **Simulation und Auswertung** eingegangen.

1.12. Events

Mit einem Event meint man in der Teilchenphysik eine fundamentale Wechselwirkung zwischen subatomaren Teilchen, die in einer sehr kurzen Zeitspanne, in einem lokalisierten Bereich statt findet. Im LHC Proton-Proton Kollisionskontext bedeutet dies, dass Teilchenbündel mit einander kollidieren und die Reaktionsprodukte dieser Kollisionen Spuren bzw. Energie in den Detektoren hinterlassen. Die Anzahl der Teilchen pro Bündel beträgt etwa 10^{11} . Trotz dieser großen Anzahl finden nur rund 20 Kollisionen pro Überschneidung der Teilchenbündel, die sich aller 25 ns treffen, statt. [51] Eine Kollision bedeutet nicht zwangsweise, dass die Protonen auseinander gerissen werden und ihre Struktur verlieren. Die Suche nach solchen Events ist wichtig um z.B die PDFs besser zu verstehen. [52] Ein wichtiger Teil des Untergrunds besteht aus niederenergetischen Stößen die auch als "Underlying" Event bezeichnet werden. [53] Monte-Carlo Generatoren bieten die Möglichkeit solche Kollisionen zu simulieren. Dabei ist hier das Ziel am Ende die Infos der entstandenen Teilchen die man auch im Detektor messen kann, zu ermitteln. Ein Beispiel für ein Event mit Darstellung der Prozesse ist in Abbildung 6 zu sehen.

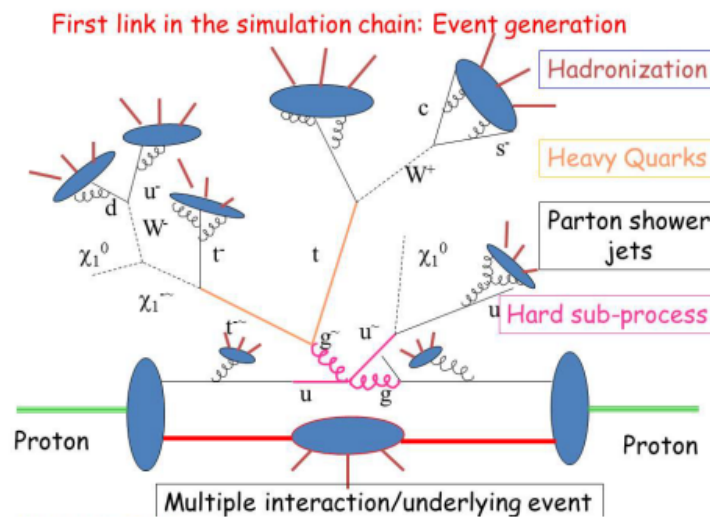


Abbildung 6: Grafische Darstellung "event generation", entnommen aus [54]

2. Simulation und Auswertung

2.1. Datenerzeugung und Schnitte

Mithilfe des bereits erwähnten Monte Carlo Generators VBFNLO (Version 2.7.0, privat bereitgestellte Vor-Version) wurden alle in der Arbeit verwendeten Daten erzeugt. In diesem Abschnitt soll auf die Wahl der Einstellungen kurz eingegangen werden. Alle Datensätze sind an Anlehnung der derzeitigen Möglichkeiten des LHC und des Atlasdetektors mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV in der Proton- Proton Kollision erzeugt wurden. VBFNLO trennt $WZ \rightarrow WZ$ in 2 Unterprozesse die im Abschnitt "1.11. VBFNLO" erwähnt wurden. Hierbei werden nur Prozesse aus der bereits eingeführten Gruppe "VVjj-EW" berücksichtigt. In dieser Arbeit wurde eine zusätzliche Einschränkung für den Endzustand getroffen.

$$220 : pp \rightarrow W^+ Z jj \rightarrow e^+ \nu_e \mu^+ \mu^- jj \quad (45)$$

$$230 : pp \rightarrow W^- Z jj \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \mu^+ \mu^- jj \quad (46)$$

Der Grund hierfür liegt in der späteren Betrachtung von Verteilungen bei der der Winkel $\Delta\phi(W, Z)$, über den differentiellen Wirkungsquerschnitt aufgetragen ist. Ein Endzustand mit zwei Elektronen bzw. Positronen führt aufgrund der Ununterscheidbarkeit der Teilchen, zu Problemen bei der Zuordnung des Ursprungs zum W bzw. Z Boson. Desweiteren wurden verschiedene Schnitte im Phasenraum vorgenommen die in dieser Arbeit für jede Datenerzeugung verwendet wurden. Der Grund weshalb man diese Schnitte einführt, liegt am experimentellen Teil des Detektierens. Die folgenden in der Tabelle 1 zu findenden Schnitte(in der Tabelle 1 als "cuts" bezeichnet) begründen sich aus dem Aufbau und der technischen Möglichkeiten des Atlas-Detektors. Der eingeführte Phasenraum wird auch "fiducial phase space" bzw. "Fiducial phase space for the VBS measurement" bezeichnet.[47] Für WZ-Kanal:

jet cuts	lepton cuts
$\Delta R_{jj} > 0,4$	$0,2 < \Delta R_{ll}$
$p_T > 30$ GeV	$p_T > 15$ GeV
$m_{jj} > 500$ GeV	$81,19 \text{ GeV} < m_{ll} < 101,19 \text{ GeV}$
$y < 4,4$	$y_l < 2.5$
$\eta < 10$	

Tabelle 1: Jet und lepton cuts

ΔR -	Abstand dimensionslos in ϕ -y Ebene, $\Delta R = \sqrt{\Delta y^2 + \Delta \phi^2}$ [24]
y-	Rapidity, $y = \text{artanh}(\beta)$, $\beta = \frac{v}{c}$
p_T -	transversaler Impuls
m_{ll} -	invariante Masse der entstandenen Leptonen
m_{jj} -	invariante Masse der Jets

Der m_{ll} Schnitt ergibt sich aus der Ruhemasse des Z Bosons (≈ 91.19 GeV). Man berücksichtigt hier nicht das $W^\pm$ Boson da es unter anderem in ein Neutrino bzw. Antineutrino zerfällt und deren Messung nur indirekt statt finden kann. Für eine detaillierte Begründung der Schnitte siehe [47]. Obwohl es viele verschiedene Einstellungen in VBFNLO bezüglich Physik jenseits des Standardmodells gibt, beschränkt sich diese Arbeit auf die Untersuchung mit Standardmodellparametern. Die Liste der verwendeten Parameter findet man in Tabelle 2:

Parameter	Wert
Schwerpunktsenergie	8 TeV
Higgsbreite	0,00418 GeV
Masse Top Quark	172,5 GeV
Tauleptonmasse	1,77705 GeV
Fermi-Konstante	$1,16639 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$
$W^\pm$ - Boson Masse	80,399 GeV
Z- Boson Masse	91,1876 GeV

Tabelle 2: Parametereinstellungen in VBFNLO.dat

Die Werte des Weinbergwinkels $\sin^2(\Theta_W)$ sowie der Feinstrukturkonstante α_{em} werden über die anderen festgelegten Parameter berechnet. Das verwendete Schema heißt " G_μ - Schema" [24]

2.2. Validierungstest und LO (Leading-Order) Skalenabhängigkeit

Im Abschnitt **Renormierungsskala** wurde bereits beschrieben, dass es auf LO zu keiner Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der gewählten Renormierungsskala kommt. Um dies zu testen wurde als erstes eine Startskala festgelegt. Als Wert für die Renormierungsskala μ_R und Faktorisierungsskala μ_F wird der Viererimpulsübertrag Q^2 der bei der Streuung zwischen W und Z zustande kommt genommen. Dadurch wird die nominelle Skala μ festgelegt. [47] Es wurden verschiedene Datensätze mit unterschiedlicher

Renormierungskala, aber gleich bleibender Faktorisierungskala erstellt. Um die Bezeichnungen der Werte im weiteren Bereich der Arbeit abzukürzen wird der Skalierungsfaktor ζ eingeführt.

$$\mu_{R,F} = \zeta_{R,F} \cdot \mu \quad (47)$$

Es ergaben sich die folgenden Datensätze für den Wirkungsquerschnitt (Angabe 2 signifikanter Stellen):

ζ_R	ζ_F	$\sigma[ab] \pm \Delta\sigma_{\text{statistisch}}$	relativer Fehler $\equiv \frac{\Delta\sigma_{\text{statistisch}}[ab]}{\sigma[ab]}$
0,25	1	$59,08 \pm 0,053$	0,09%
0,5	1	$59,08 \pm 0,053$	0,09%
1	1	$59,08 \pm 0,053$	0,09%
2	1	$59,08 \pm 0,053$	0,09%
4	1	$59,08 \pm 0,053$	0,09%

Tabelle 3: Validierung VBFNLO, Varrierung der Renormierungskala bei Prozess W^+Zjj

Die analoge Tabelle für W^-Zjj (Prozess 230) ist im Anhang zu finden. Wie man anhand von Tabelle 3 sieht, ist der Wirkungsquerschnitt auf LO unabhängig von der Wahl der Renormierungskala μ_R . Die statistische Unsicherheit die hier mit angegeben wurde resultiert aus der endlichen Anzahl der Auswertungspunkte der Integrale aufgrund der Monte Carlo Methode. Die Anzahl der "Auswertungspunkte" in VBFNLO mit *LO_POINTS* bezeichnet, wurde für die Simulation auf 25 gesetzt. Das bedeutet, dass 10^{25} Auswertungspunkte genutzt wurden.

2.3. Vergleich von Abhängigkeiten von Wirkungsquerschnitten zwischen LO/NLO

In diesem Abschnitt wird die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bezüglich der Berücksichtigung der Ordnung der relevanten Feynmandiagramme untersucht. W^+Zjj - EW und W^-Zjj - EW wurden hier bezüglich ihres Wirkungsquerschnitts addiert. Die daraus entstehende Notwendigkeit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung auf die statistischen Unsicherheiten, wurde hierbei berücksichtigt (Formel 48).

$$\Delta y = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial y(x_i)}{\partial x_i} \cdot \Delta x_i \right)^2} \quad (48)$$

In diesem Fall gilt:

$$\sigma^2(W^\pm Zjj - EW) = \sigma^2(W^+ Zjj - EW) + \sigma^2(W^- Zjj - EW) \quad (49)$$

Für LO wurden wieder 10^{25} Auswertungspunkte genommen. Für NLO wurden hingegen aus zeitlichen sowie aus Kapazitätsgründen nur 10^{24} Punkte genommen. Um dies zu rechtfertigen wurden Datensätze generiert und der statistische Fehler verglichen. Für $\zeta = 1 = \zeta_R = \zeta_F$ wurde für 10^{24} ein stat. Fehler von 2,9ab und für

10^{25} von 2,6ab festgestellt. In dem Diagramm 1 wird $\zeta = \zeta_R = \zeta_F$ verwendet. Die Daten mit denen das Diagramm erstellt wurde sind ebenfalls im Anhang zu finden.

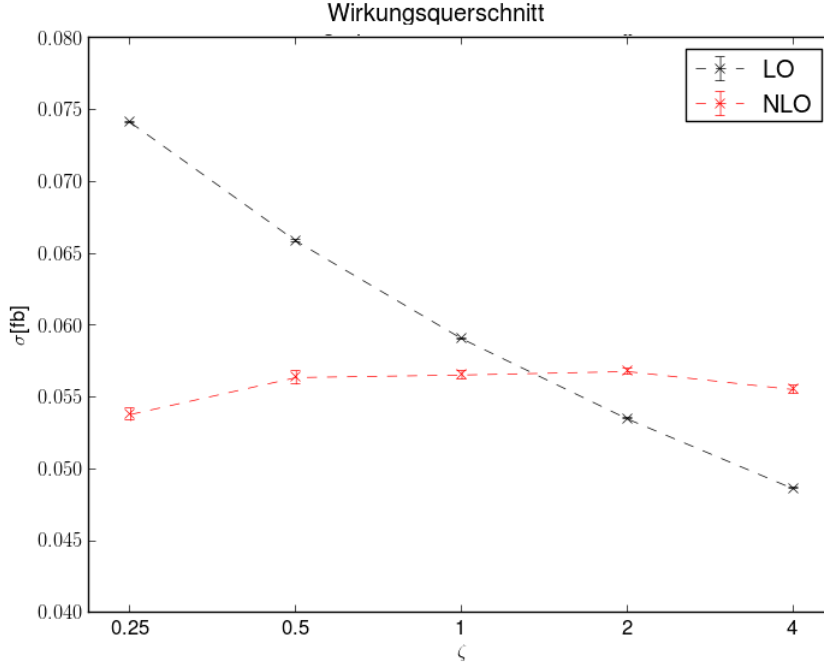


Diagramm 1: σ - Abhängigkeiten von NLO / LO bezüglich Variation von μ

Erstellt mit Python/Matplotlib

Anhand von Diagramm 1 sieht man , dass die Abhängigkeit der Wahl von μ auf NLO im Vergleich zu LO deutlich abgenommen hat. Das bestätigt die Vorhersage aus dem Abschnitt Renormierungs bzw. Faktorisierungsskala. Eine geeignete Wahl für eine Faktorisierungsskala auf LO ist demnach zwischen $\zeta_F = 1$ und $\zeta_F = 2$ zu finden. Es fällt außerdem auf , dass bei LO mit zunehmender μ_F der Wirkungsquerschnitt σ abnimmt. Das bedeutet, dass der Prozess in der nicht störungstheoretischen Betrachtungsweise (z.B durch sogenannte Gittereichtheorien [48]) unterdrückt ist.

2.4. Ermittlung der Skalenunsicherheit bezüglich der Wirkungsquerschnitte

Ziel des Abschnitts ist es auf den Wirkungsquerschnitt des zu untersuchenden Prozesses, die Unsicherheit bei der Wahl der Skala μ zu quantifizieren.

Dafür wurden zunächst für den Prozess $W^+Zjj - EW$, sowie $W^-Zjj - EW$ auf NLO die Wirkungsquerschnitte für alle Kombinationsmöglichkeiten von $\zeta_F = \{0,25 ; 0,5 ; 1 ; 2 ; 4\}$ und $\zeta_R = \{0,25 ; 0,5 ; 1 ; 2 ; 4\}$ mithilfe von VBFNLO bestimmt.

Die Ergebnisse werden im Diagramm 2 und 3 dargestellt. Die Datensätze befinden sich im Anhang.

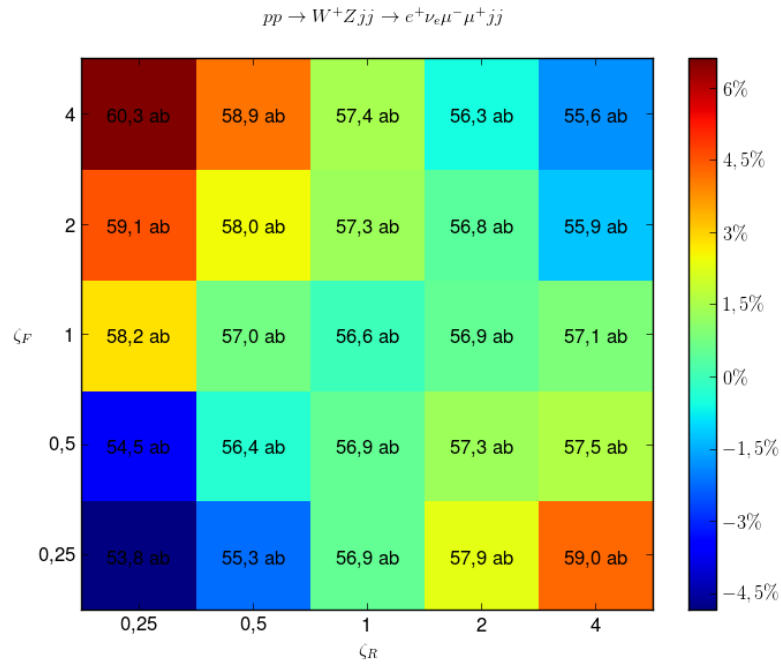


Diagramm 2: σ unter Variation von ζ_F und ζ_R mit farblichen Darstellung der relativen Abweichung zum Zentralwert , Plot mit Python/Matplotlib erstellt

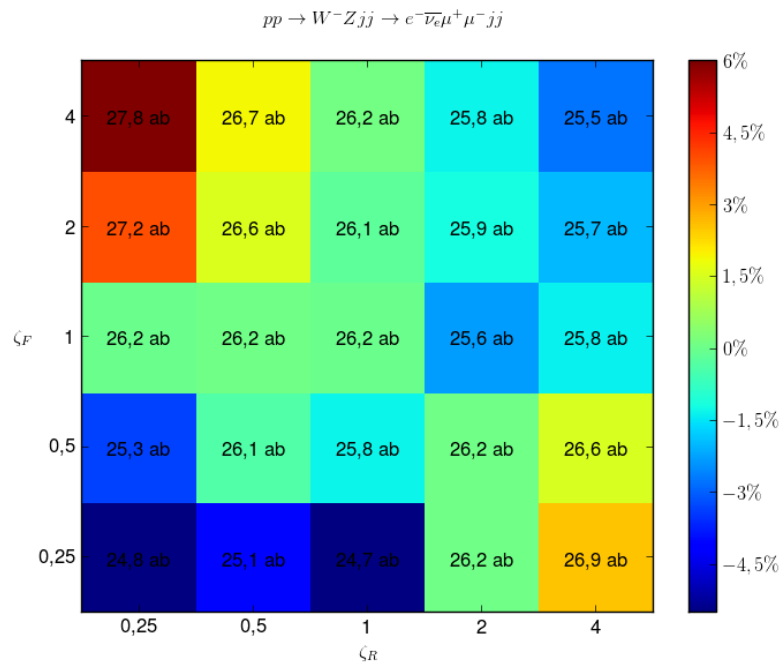


Diagramm 3: σ unter Variation von ζ_F und ζ_R mit farblicher Darstellung der relativen Abweichung zum Zentralwert , Plot mit Python/Matplotlib erstellt

Die Farbbalken von Diagramm 2 und 3 stellen prozentual den relativen Fehler im Verhältnis zum Zentralwert dar. Der allgemeine Unterschied von σ zwischen W^-Zjj -EW und W^+Zjj -EW um den Faktor ≈ 2 lässt sich durch die Proton - Proton Kollisionen erklären. Durch die positive Ladung der Protonen ist W^+Zjj -EW gegenüber W^-Zjj -EW wahrscheinlicher. Die Angabe der Zentralwerte mit statistischen Fehler erfolgt in Tabelle 4.

	$\sigma[ab]$	$\Delta\sigma_{statistisch}[ab]$	relativer Fehler $\equiv \frac{\Delta\sigma_{statistisch}[ab]}{\sigma[ab]}$
W^+Zjj	56,6	0,3	0,5%
W^-Zjj	26,2	0,3	1,2%

Tabelle 4: Nominelle σ und $\Delta\sigma_{statistisch}$ Werte

$\Delta\sigma_{statistisch}$ (NLO) ist durch die verringerte Anzahl an Auswertungspunkten (10^{24} statt 10^{25}) wie zu erwarten war größer als $\Delta\sigma_{statistisch}$ (LO , siehe Tabelle 3 Abschnitt **2.2**). Um die systematische Unsicherheit die durch die Wahl der Skala entsteht abschätzen zu können gibt es mehrere Möglichkeiten. Ich habe mich für die Methode aus [10] entschieden. Dabei werden die Werte im Diagramm 2 bzw. 3 in einem 3×3 Raster um den Zentralwert betrachtet. Das bedeutet man vergleicht die Wirkungsquerschnitte bei allen möglichen Kombinationen der Variation von $\zeta_F = \{0,5 ; 1 ; 2\}$ und $\zeta_R = \{0,5 ; 1 ; 2\}$. Die größte Abweichung nach oben bzw. unten ist die oberste bzw. unterste Grenze des systematischen Fehlers der Wahl der Skala.

$$\begin{aligned} \sigma(W^+Zjj - EW) &= 56,6 \text{ ab} & \sigma_{MAX}(W^+Zjj - EW) &= 58 \text{ ab} & \sigma_{MIN}(W^+Zjj - EW) &= 56,4 \text{ ab} \\ \sigma(W^-Zjj - EW) &= 26,2 \text{ ab} & \sigma_{MAX}(W^-Zjj - EW) &= 26,6 \text{ ab} & \sigma_{MIN}(W^-Zjj - EW) &= 25,6 \text{ ab} \end{aligned}$$

Fasst man W^+Zjj -EW und W^-Zjj -EW wieder zusammen, wendet man wieder die Gaußsche Fehlerfortpflanzung an. Es lässt sich jetzt das Ergebnis des Wirkungsquerschnitts darstellen, welches auch die Skalenunsicherheit berücksichtigt (Tabelle 5).

Prozess	Wirkungsquerschnitt $\sigma[ab]$	systematische Skalenunsicherheit	statistische Unsicherheit
$W^+Zjj - EW$	56,6	+2,5% -0,4%	$\pm 0,5\%$
$W^-Zjj - EW$	26,2	+1,5% -2,3%	$\pm 1,2\%$
$WZjj - EW$	82,8	+2,2% -0,8%	$\pm 0,5\%$

Tabelle 5: Übersicht über systematische und statistische Unsicherheiten

2.5. PDF Unsicherheiten auf Wirkungsquerschnitte EW $W^\pm Zjj$

Da VBFNLO ein Monte-Carlo Generator der auf Parton- Level basiert [24,25,26] ist, spielen PDFs bei der Fehlerabschätzung der Wirkungsquerschnitte eine wichtige Rolle. Die Bestimmung und Weiterentwicklung von PDFs ist ein aktuelles und wichtiges Forschungsgebiet, da unser Wissen über PDFs noch sehr beschränkt ist. [49] CTEQ (The Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD), MSTW(Martin-Stirling-Thorne-Watt) und NNPDF (Neural Network Parton Distribution Functions) sind Gruppen die sich diesem Gebiet verschrieben haben. [50] Eine Möglichkeit den Einfluss abzuschätzen ist die sogenannte "Hesse Methode". Das Ergebnis dieser Methode ist eine N Eigenvektorbasis aus PDF's zu erstellen und die Ausrechenbarkeit bezüglich Observablen sicherzustellen. Der erste Schritt ist Daten mit N freien Parametern zu fitten. Mithilfe des χ^2 Fit werden die optimalen Fit-Parameter bestimmt. Als nächstes wird anhand folgender Gleichung:

$$\Delta\chi^2 = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N H_{ij} (a_i - a_i^0) (a_j - a_j^0) \quad (50)$$

die Hesse-Error Matrix bestimmt. Diese Matrix ist diagonalisierbar mithilfe von N Eigenvektoren. Jeder Eigenvektor testet eine "Richtung" des von den PDF's aufgespannten Parameterraums.[49]

VBFNLO bietet die Möglichkeit für verschiedene PDF's die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der verwendeten Eigenvektoren berechnen zu lassen.

Für diese Arbeit wurde CT10 von der CTEQ Gruppe dafür verwendet um bei dem Prozess EW $W^\pm Zjj$ auf NLO die PDF- Unsicherheit zu bestimmen. CT10 nutzt 52 PDF- Eigenvektoren die in eine Variation nach oben und unten eingeteilt sind. Das bedeutet es gibt 26 σ^+ und 26 σ^- . [10] Das Diagramm 4 und 5 zeigen die Ergebnisse grafisch veranschaulicht.

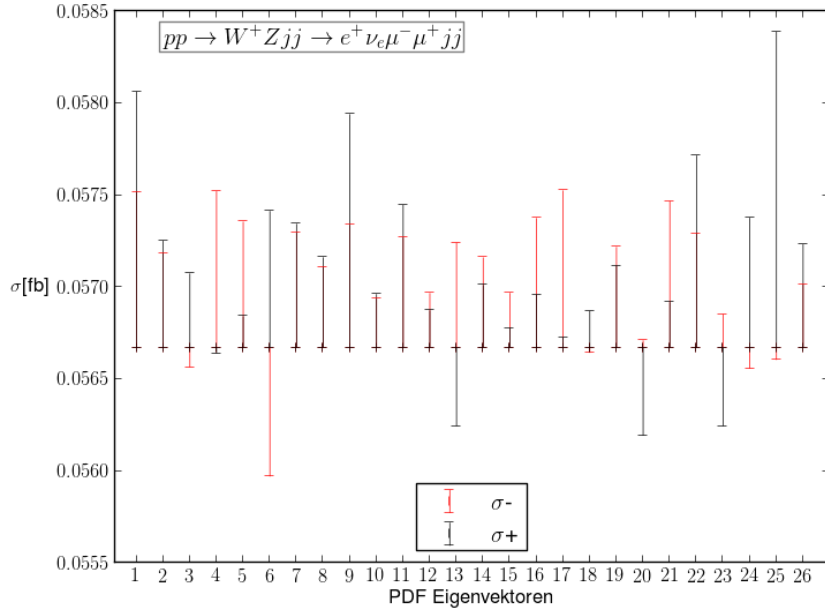


Diagramm 4: Wirkungsquerschnitte des PDF Eigenvektor sets von CT10 für $W^+ Z jj$ - EW in σ^- und σ^+ getrennt dargestellt , mit Python/Matplotlib erstellt

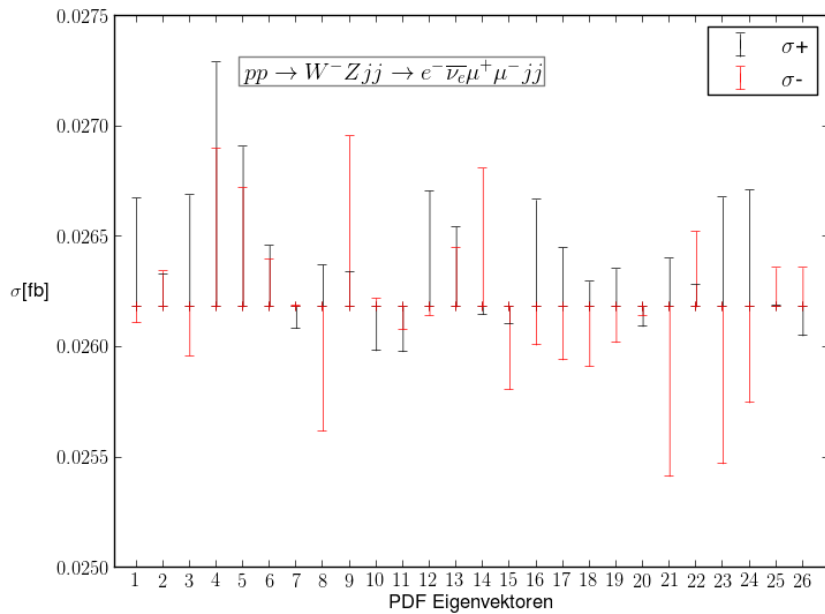


Diagramm 5: Wirkungsquerschnitte des PDF Eigenvektor sets von CT10 für $W^- Z jj$ - EW in σ^- und σ^+ getrennt dargestellt , mit Python/Matplotlib erstellt

σ_0 ist hierbei der zentrale PDF Wert der aus Tabelle 5 zu entnehmen ist (Wirkungsquerschnitt). Um nun die Unsicherheit anzugeben wird die sogenannte "Master equation" [49] verwendet die sich für den Wirkungsquerschnitt folgendermaßen darstellen lässt.[10]

$$\Delta\sigma_{max}^+ = \frac{1}{1,645} \sqrt{\sum_{i=1}^{26} [\max(\sigma_i^+ - \sigma_0, \sigma_i^- - \sigma_0, 0)]^2} \quad (51)$$

$$\Delta\sigma_{max}^- = \frac{1}{1,645} \sqrt{\sum_{i=1}^{26} [\max(\sigma_0 - \sigma_i^+, \sigma_0 - \sigma_i^-, 0)]^2} \quad (52)$$

Der Grund für den Vorfaktor $\frac{1}{1,645}$ ist die Drosselung des Konfidenzintervalls von 90% auf 68% was einem "Sigma" entspricht. [10] Es ergibt sich für die Prozesse EW - W^+Zjj bzw. EW - W^-Zjj :

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{max}^+(W^+Zjj) &= 2,4 \text{ ab} & \Delta\sigma_{max}^+(W^-Zjj) &= 1,5 \text{ ab} \\ \Delta\sigma_{max}^-(W^+Zjj) &= 0,6 \text{ ab} & \Delta\sigma_{max}^-(W^-Zjj) &= 1,4 \text{ ab} \end{aligned}$$

Fasst man wieder beide Prozesse zusammen und wendet die Gaußsche Fehlerfortpflanzung an ergibt sich als Endergebnis in Darstellung mit prozentualer Abweichung bezogen auf den Zentralwert:

$$\begin{aligned} W^+ZjjEW - \Delta\sigma_{PDF} \text{ in } [\%] &= {}^{+4,2\%}_{-1,1\%} \\ W^-ZjjEW - \Delta\sigma_{PDF} \text{ in } [\%] &= {}^{+5,8\%}_{-5,3\%} \\ W^\pm Zjj EW - \Delta\sigma_{PDF} \text{ in } [\%] &= {}^{+3,4\%}_{-1,8\%} \end{aligned}$$

Hierbei wurden PDF und Skalenunsicherheiten vereinfacht als unkorreliert angenommen. Wirkungsquerschnitt inklusive aller ermittelten Unsicherheiten in Tabelle 6 :

Prozess	$\sigma[ab]$	syst. Skalenunsicherheit	stat. Unsicherheit	syst. PDF- Unsicherheit
$W^\pm Zjj$ - EW	82,8	${}^{+2,2\%}_{-0,8\%}$	$\pm 0,5\%$	${}^{+3,4\%}_{-1,8\%}$

Dieses Ergebnis zeigt die Bedeutung der PDF's, da sie den größten Fehleranteil am Wirkungsquerschnitt ausmachen.

2.6. Einfluss von Renormierungs und Faktorisierungskala auf Eventverteilungen

Test VBFNLO ist in der Lage auf Partonlevel LO-events zu generieren. Es wird auch das Outputformat hepme unterstützt, welches für diese Arbeit genutzt wurde. Ziel des Abschnitts ist es den Einfluss der Wahl

der Faktorisierungs und Renormierungskala auf Verteilungen ausgewählter Observable zu untersuchen.

Das Hauptaugenmerk wurde auf folgende Größen gelegt:

Invariante Masse der beiden "tagging jets" M_{jj} :

$$M_{jj}^2 = E_{jj}^2 - |\vec{p}_{jj}|^2 \quad (53)$$

Die Summe der Transversalimpulse der Leptonen (sum p_T - leptons) :

$$\sum_{Leptonen} |\vec{p}_T| \quad (54)$$

Winkel ϕ zwischen $W^\pm$ und Z Boson. $\Delta\phi(W, Z)$.

Um die eventuellen Unterschiede genauer studieren zu können wurden "extreme" Variationen der Skalen vorgenommen. ζ_F und ζ_R wurden zwischen 1 und 4 variiert.

Die Events wurden mithilfe des Analysetools Rivet untersucht. Hierbei wurde die vorgegebene private Analyseroutine (*.cc) nur leicht angepasst. Die Wirkungsquerschnitte sind auf das bereits ausgerechnete σ im vorherigen Kapitel, je nach Prozess normiert. Dargestellt werden die Verteilungen für die 3 Observablen M_{jj} , sum- p_T Lepton und $\Delta\phi(W^\pm, Z)$ in den Diagrammen 6-11. 220 im Plot steht für EW - W^+Zjj und 230 für EW - W^-Zjj .

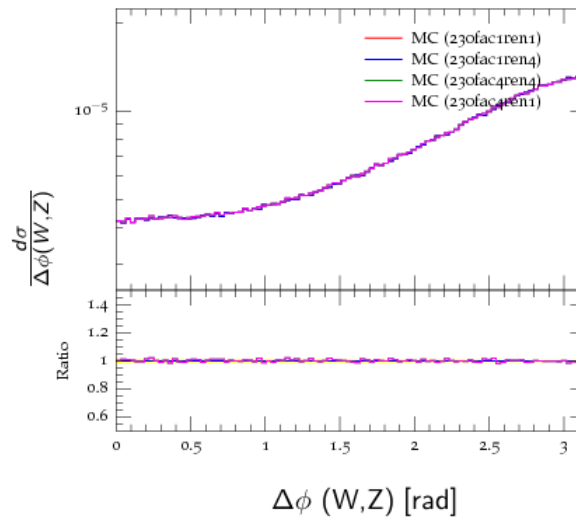


Diagramm 6: $d\sigma$ über $\Delta\phi(W, Z)$ aufgetragen $[0, \pi)$ für EW - W^-Zjj , mit Rivet erzeugt

In Diagramm 6 ist deutlich zu sehen, dass selbst bei großer Variation der Faktorisierungs bzw. Renormierungskala die Abweichungen minimal sind für EW - W^-Zjj .

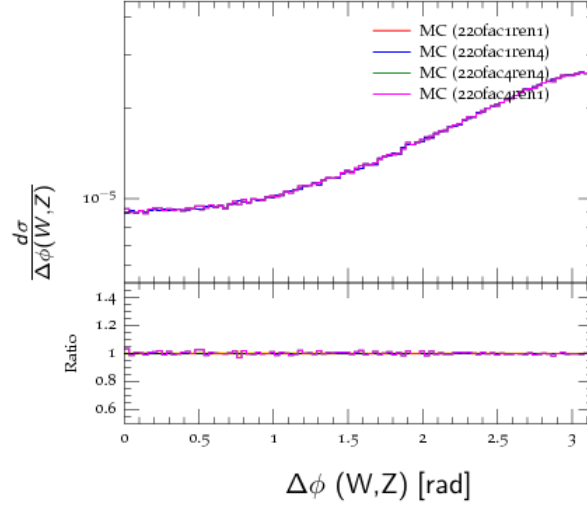


Diagramm 7: $d\sigma$ über $\Delta\phi(W, Z)$ aufgetragen $[0, \pi]$ für EW - W^+Zjj , mit Rivet erzeugt

Auch in Diagramm 7 für W^+Zjj -EW ist $\Delta\phi(W, Z)$ praktisch unabhängig von der Wahl der Faktorisierungs- bzw. Renormierungsskala.

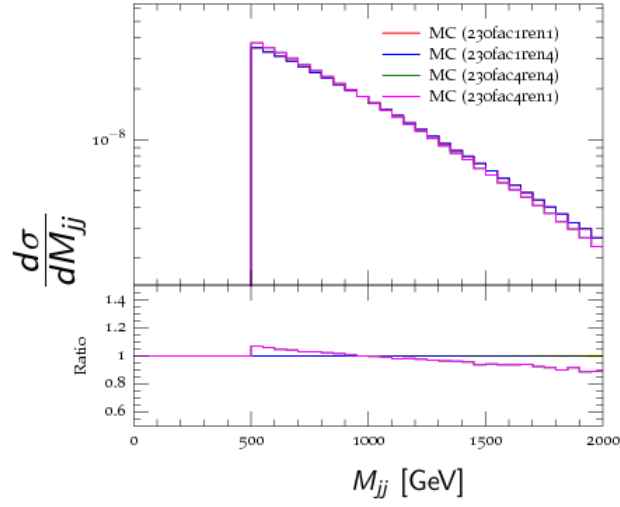


Diagramm 8: $d\sigma$ über M_{jj} in GeV aufgetragen für EW - W^-Zjj , mit Rivet erzeugt

M_{jj} ist bei 500 GeV aufgrund der gewählten Schnitte bei 500 GeV abgetrennt. Hier zeigt sich erst bei circa 1,7 TeV eine maximale Veränderung von 10%. Analoges sieht man in Diagramm 9 weiter unten.

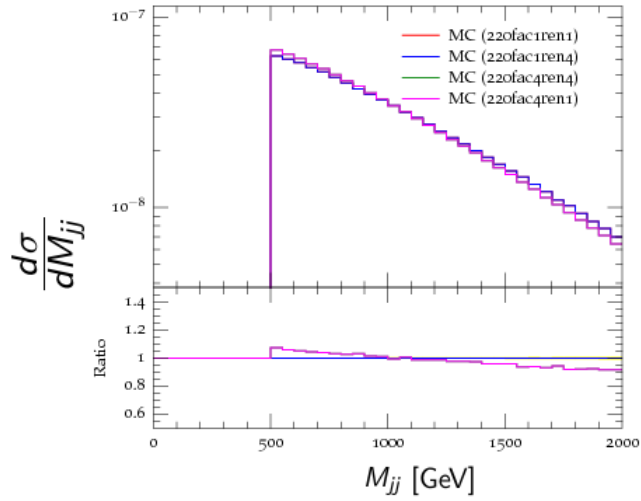


Diagramm 9: $d\sigma$ über M_{jj} in GeV aufgetragen für EW - W^+Zjj , mit Rivet erzeugt

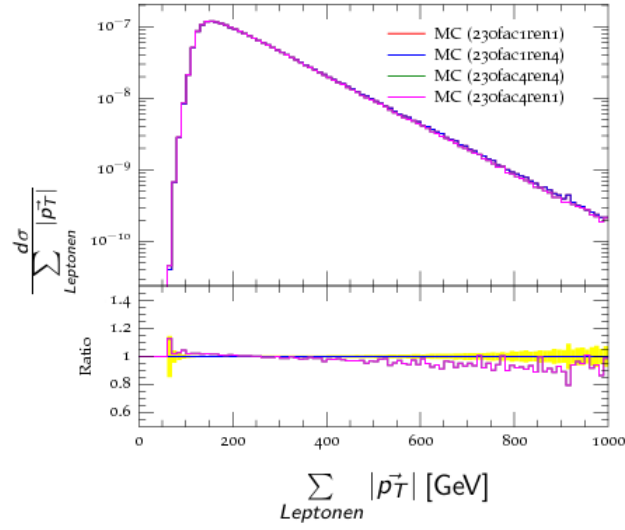


Diagramm 10: Summe p_T der Leptonen in GeV für EW - $W^- Zjj$, mit Rivet erzeugt

Das Diagramm 9 für $W^- Zjj$ -EW hat ein Maximum bei $M_W + M_Z$. Erst bei sehr hohem transversalem Impuls sind deutliche Unterschiede im Bereich von bis zu 20 % zwischen extrem variierten verwendeten Skalen zu finden. Das gleiche Bild bietet sich wieder bei $W^+ Zjj$ -EW in Diagramm 11

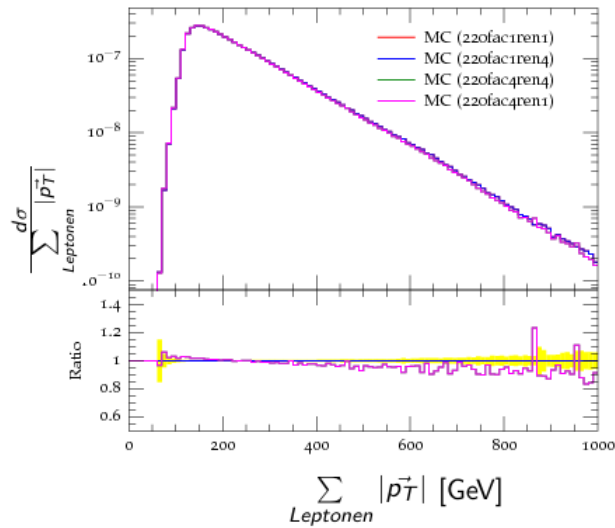


Diagramm 11: Summe p_T der Leptonen in GeV für EW - $W^+ Zjj$, mit Rivet erzeugt

3. Fazit

In der Arbeit wurden verschiedene Einflussfaktoren auf die Wirkungsquerschnitte von dem Prozess $EW-W^\pm Zjj$ untersucht. Der untersuchte Prozess ist einer der wenigen die vom Standardmodell zwar vorausgesagt werden, aber noch nicht gemessen wurden. Ein Hauptgrund dafür ist, dass dieser Prozess genauso wie andere im Bereich der Vektorbosonstreuung sehr selten sind. Vektorbosonstreuung ist ein aktuelles experimentelles Forschungsgebiets des LHC. Aus diesem Grund wurden Proton- Proton Kollisionen bei $\sqrt{s} = 8$ TeV mit VBFNLO simuliert. Es konnte gezeigt werden, dass bei NLO die Abhängigkeit von der Wahl der Skala deutlich kleiner ist als bei LO. Ein Ergebnis ist , dass die systematische Unsicherheit bezogen auf den Wirkungsquerschnitt für PDF's größer als die der Renormierungs- bzw. Faktorisierungsskala ist. Die weitere Verbesserung der PDF's ist damit äußerst wichtig. Bei der Betrachtung der Verteilungen ergab sich bei der Benutzung einer privaten Vorversion von VBFNLO 2.7.0 ein Bug bei der $\Delta\phi$ -WZ Verteilung. Am Ende der Arbeit stand dann VBFNLO 2.7.0 zur Verfügung um die Verteilungen zu erstellen. Bei allen Verteilungen hat sich gezeigt, dass die Abhängigkeit von der Wahl der Skala erst bei sehr hohen Energien/Impulsübertragen eine Rolle spielt. Dies ist ein wichtiger Punkt im Hinblick auf andere Untersuchungen wie beispielsweise aQGC um Physik jenseits des Standardmodells zu untersuchen.

Dankesagung

Ich bedanke mich ganz herzlich für das sehr angenehme Arbeitsklima und für die großartige Hilfsbereitschaft am Institut. Ganz besonders bedanke ich mich bei Prof. Dr. Kobel der mir die Möglichkeit gab über dieses spannende Thema schreiben zu dürfen und bei (Dr. ;)) Philipp für die exzellente Betreuung!

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung durch das Institut für Kern und Teilchenphysik der TUD ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst habe und alle Quellen als solche gekennzeichnet sind.

Literatur

- [1] Jörn Bleck-Neuhaus. Elementare teilchen / moderne physik von den atomen bis zum standard-modell, 2010. Springer-Lehrbuch , Online-Ausg.: Elementare Teilchen, isbn:9783540852995.
- [2] O Nachtmann. *Elementary particle physics: concepts and phenomena*. Texts and monographs in physics. Springer, Berlin, 1990. Trans. of : Phänomena und Konzepte der Elementarteilchenphysik, publ. by Vieweg Verlag.
- [3] Friedrich Ueberweg. Friedrich ueberwegs grundriss der geschichte der philosophie des alterstums(1920), June 2014. <https://archive.org/details/friedrichueberw01uebe/>.
- [4] Jörn Bleck-Neuhaus. *Elementare Teilchen / moderne Physik von den Atomen bis zum Standard-Modell*. Springer, 2010.
- [5] unknown. Das standardmodell der teilchenphysik, June 2014. http://www.weltmaschine.de/physik/standardmodell_der_teilchenphysik/.
- [6] Polluks. Standard model of elementary particles-de, June 2014. http://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell#mediaviewer/Datei:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg.
- [7] Marek Schönherr. Konstruktion des standardmodells, June 2014. <http://iktp.tu-dresden.de/IKTP/Seminare/HS2006/schoenherr.pdf>.
- [8] Lars Finke. Das standardmodell der teilchenphysik (eine einführung), June 2014. <http://web.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/lectures/sem0102/finke2.pdf>.
- [9] Prof. Amand Fäßler. Noether theorem: Symmetrien und konstanten, June 2014. <http://www.uni-tuebingen.de/faessler/Physik3/m25.pdf>.
- [10] P Anger, B Axen, T Dai, C Gumpert, C Hasterok, B Heinemann, S Hou, M Hurwitz, N Ilic, M Kobel, J Liu, L Liu, J Metcalfe, S Pagan Griso, M A Pleier, U Schnoor, J Searcy, F Socher, A Sood, P van der Deijl, A Vest, L Xu, B Zhou, and J Zhu. Evidence for electroweak production of $W^\pm W^\pm jj$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-COM-CONF-2014-015, CERN, Geneva, Mar 2014.
- [11] Alexander Meltzer. Bachelorarbeit: Vergleich unterschiedlicher parametrisierungen anomaler vier-eichboson-kopplungen in der streuung zweier eichbosonen $wz\text{-}z\text{-}wz$ und gleich geladener $ww\text{-}z\text{-}ww$ am large hadron collider, June 2014. iktp.tu-dresden.de/IKTP/pub/13/Bachelorarbeit_Alexander_Melzer.pdf.
- [12] Claude Itzykson and Jean-Bernard Zuber. *Quantum field theory*. McGraw-Hill, 1980.

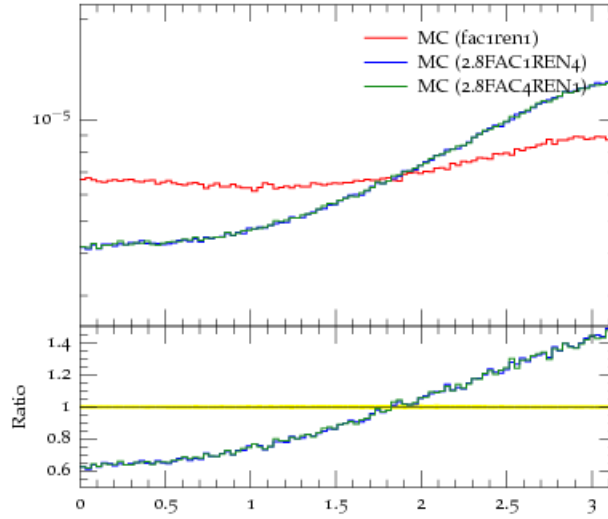
-
- [13] Achim Geiser Caren Hagner. Teilchenphysik für fortgeschrittene (+ vorlesung masse), der higgsmechanismus, June 2014. <http://www.desy.de/~geiser/Lehre/SS09/higgs09.pdf>.
- [14] Adrian Wüthrich. *The genesis of Feynman diagrams*. Springer, 2010.
- [15] Kresimir Kumericki. Feynman diagrams for beginners, June 2014. http://www.phy.pmf.unizg.hr/~kkumer/articles/feynman_for_beginners.pdf.
- [16] unknown. The higgs boson, June 2014. <http://home.web.cern.ch/topics/higgs-boson>.
- [17] Philipp Anger. Vektorboson-streuung im wz endzustand mit dem atlas detektor am lh, June 2014. http://iktp.tu-dresden.de/IKTP/pub/14/Anger_DPG2014.pdf.
- [18] Ulrike Schnoor. Messung von vektorbosonstreuung am atlas-detektor am lh, June 2014. http://iktp.tu-dresden.de/~schnoor/Talks/Public/Outreach/LehrerStammtischVBS_april2014.pdf.
- [19] Saurabh D. Rindani. Strong gauge boson scattering at the LHC. 2009.
- [20] Anthony Zee. *Quantum field theory in a nutshell*. Princeton University Press, 2003.
- [21] Andrew Blechman. Renormalization, June 2014. <http://www.pha.jhu.edu/~blechman/papers/renormalization/node5.html>.
- [22] Giuseppe Bozzi, Barbara Jäger, Carlo Oleari, and Dieter Zeppenfeld. Next-to-Leading Order QCD Corrections to W^+Z and W^-Z Production via Vector Boson Fusion. *Phys. Rev.*, D75:073004, 2007.
- [23] Francisco Campanario, Matthias Kerner, Le Duc Ninh, and Dieter Zeppenfeld. WZ Production in Association with Two Jets at NLO in QCD. *Phys. Rev. Lett.*, 111:052003, 2013.
- [24] J. Baglio, J. Bellm, F. Campanario, B. Feigl, J. Frank, et al. Release Note - VBFNLO 2.7.0. 2014.
- [25] K. Arnold, J. Bellm, G. Bozzi, M. Brieg, F. Campanario, et al. VBFNLO: A Parton Level Monte Carlo for Processes with Electroweak Bosons – Manual for Version 2.5.0. 2011.
- [26] K. Arnold, M. Bahr, Giuseppe Bozzi, F. Campanario, C. Englert, et al. VBFNLO: A Parton level Monte Carlo for processes with electroweak bosons. *Comput.Phys.Commun.*, 180:1661–1670, 2009.
- [27] Hitoshi Murayama. Regularization, June 2014. <http://hitoshi.berkeley.edu/230A/regularization.pdf>.
- [28] Stannered. Vacuum polarization, June 2014. http://en.wikipedia.org/wiki/Vacuum_polarization#mediaviewer/File:Vacuum_polarization.svg.
- [29] Joseph Polchinski. Renormalization and effective lagrangians, June 2014. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321384902876>.

-
- [30] Kilian Leßmeier. Masterarbeit: Vektorboson- selbstenergie in massiver 3d eichtheorie, June 2014. http://www2.physik.uni-bielefeld.de/fileadmin/user_upload/theory_e6/Master_Theses/Masterarbeit_KilianLessmeier.pdf.
- [31] Matthias Kerner. Wzjj production @ nlo qcd, June 2014. http://www.kceta.kit.edu/grk1694/img/2013_09_30_Kerner.pdf.
- [32] Hitoshi Murayama. Regularization, June 2014. <http://hitoshi.berkeley.edu/230A/regularization.pdf>.
- [33] Anthony Zee. *Quantum field theory in a nutshell*. Princeton University Press, 2003.
- [34] X.-G. Wu, S. J. Brodsky, and M. Mojaza. The renormalization scale-setting problem in qcd. *ArXiv e-prints*, February 2013.
- [35] Fabio Maltoni, Thomas McElmurry, Robert Putman, and title = "Choosing the Factorization Scale in Perturbative QCD" year = 2007 eprint = "hep-ph/0703156" archivePrefix = "arXiv" primaryClass = "HEP-PH" reportNumber = "CP3-07-10" Willenbrock, Scott".
- [36] Aude Gehrmann-De Ridder. Perturbative qcd - lecture 1, June 2014. <https://indico.cern.ch/event/230448/material/slides/0.pdf>.
- [37] J. Collins. Parton distribution functions (definition). 7(7):10851, 2012. revision 128140.
- [38] Massimiliano Grazzini. Particle physics phenomenology ii: hadron collider physics, June 2014. <http://www.itp.phys.ethz.ch/education/fs12/ppp2/lecture10.pdf>.
- [39] James Stirling. Parton distribution functions and the lhc, June 2014. <http://lhc.fuw.edu.pl/Stirling.pdf>.
- [40] Alan D. Martin. Proton structure, Partons, QCD, DGLAP and beyond. *Acta Phys.Polon.*, B39:2025–2062, 2008.
- [41] Robin Roth. Nlo qcd corrections to wh + jet production at the lhc, June 2014. http://www.itp.kit.edu/prep/diploma/PSFiles/Diplom_Roth.pdf.
- [42] unknown. About cern, June 2014. <http://home.web.cern.ch/about>.
- [43] unknown. The large hadron collider, June 2014. <http://home.web.cern.ch/topics/large-hadron-collider>.
- [44] unknown. Cern faq lhc the guide, June 2014. <http://cds.cern.ch/record/1165534/files/CERN-Brochure-2009-003-Eng.pdf>.

-
- [45] Jan W. Schumacher. Sensitivity of atlas to alternative mechanisms of electroweak symmetry breaking in vector boson scattering $qq \rightarrow \rightarrow qq\nu\nu$, June 2014. <http://cds.cern.ch/record/1308395/files/CERN-THESIS-2010-140.pdf?version=1>.
- [46] E. Noether. Invarianten beliebiger Differentialausdrücke. *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl.*, 1918:37–44, 1918.
- [47] P Anger, K Bachas, S Barnes, S Cole, L Di Ciaccio, S Gkaitatzis, S Hassani, D Iliadis, H Keoshkerian, M Kobel, J F Laporte, M Lefebvre, J Manjarres, A Melzer, A Oh, A Ouraou, C Petridou, T Sandmann, E Sauvan, U Schnoor, F Socher, W Taylor, and A Vest. A Measurement of WZ Production in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector. Technical Report ATL-COM-PHYS-2014-144, CERN, Geneva, Feb 2014.
- [48] Marco Stratmann. Lectures on perturbative qcd or parton densities, factorization, and all that, June 2014. http://static.sif.it:8080/SIF/resources/public/files/va2011/stratmann_0628.pdf.
- [49] D Bourilkov, R C Group, and M R Whalley. LHAPDF: PDF use from the Tevatron to the LHC. 2006.
- [50] Stefano Forte Joey Huston, Robert Thorne. Pdf4lhc recommendations, June 2014. <https://www.hep.ucl.ac.uk/pdf4lhc/PDF4LHC recom.pdf>.
- [51] unknown. Collisions, June 2014. <http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/collisions.htm>.
- [52] Jon Butterworth. Minimum bias, June 2014. <http://lifeandphysics.wordpress.com/2010/03/22/minimum-bias/>.
- [53] Christopher Schmitt. Studien zum underlying event bei lhc energien, June 2014. http://www.etp.physik.uni-muenchen.de/dokumente/thesis/dipl_cschmitt.pdf.
- [54] Denis Perret-Gallix. Computational Particle Physics for Event Generators and Data Analysis. *J.Phys.Conf.Ser.*, 454:012051, 2013.
- [55] Flip Tanedo. More feynman diagrams, June 2014. <http://www.quantumdiaries.org/2010/03/07/more-feynman-diagrams-momentum-conservation/>.

4. Anhang

Bug der privaten Vorversion VBFNLO



Rohe Daten

PDF Wirkungsquerschnitte -Prozess 230 in fb.	PDF Wirkungsquerschnitte -Prozess 230 in fb.	PDF Wirkungsquerschnitte -Prozess 230 in fb.
0.02611131908541244	0.02568959876537332	
0.02634468100324606	0.02603769417047007	0.02596076175000355
0.02567567059413524	0.02689883177891757	0.02507392860958027
0.0267208386408987	0.02545594010204154	0.02639741831492413
0.02590436844242777	0.02618649169087674	0.02628105853799182
0.0256190476158907	0.02599130185593942	0.02695728186185417
0.02602250587192636	0.02622245681131329	0.02638189717829038
0.02607825743128968	0.02638626946948345	0.02614280194700237
0.02565671641582182	0.02644751122838844	0.0258194864622174
0.02681100144016379	0.02621777850678312	0.02580800388717601
0.02625851704079246	0.02600878283485896	0.02569787644456327
0.02594132789813019	0.02591367537359256	0.0259126616630744
0.02606787324758532	0.02602045618644209	0.02600993486135239
0.02614279718118062	0.02627189613251834	0.02541380800160277
0.02596281675590474	0.02652508024791665	0.02608195580046229
0.02547075022349774	0.02568614080526451	0.02574748119145457
0.02565274021637132	0.02635929665640229	0.02617797906673302
0.02635968403120402	0.02631429088680342	

Eigenvektor 1 links oben , Eigenvektor 52 rechts unten

PDF Wirkungsquerschnitte Prozess 220 in fb	PDF Wirkungsquerschnitte Prozess 220 in fb	PDF Wirkungsquerschnitte Prozess 220 in fb
0.05806350904229607	0.0575188716931315	0.05725235336562964
0.05718291956212404	0.05707471142837368	0.05656453004187755
0.0566406748941924	0.05752200411893386	0.05684160594312974
0.0573563703681617	0.05741434456011842	0.05597059875361932
0.05734463990688313	0.05729483580618937	0.05716256947049771
0.05711043954383983	0.05794067248573424	0.05733741114342764
0.05696245280148149	0.0569367450295379	0.05744726990629594
0.05727003396612524	0.05687389148898449	0.05696797956329729
0.05624523686703392	0.05724185721658084	0.05701194851092615
0.05716187538749397	0.05677770459971027	0.05696881631446071
0.05695767399903667	0.05737571058190018	0.05672588192338013
0.05752609200280732	0.05687124389417624	0.05664336937338882
0.05711610065194876	0.0572190068401992	0.0561929709306767
0.05671053787626953	0.05691892762635299	0.05746841733576896
0.05771614413864004	0.05729317621182785	0.05624465298159928
0.05685319607112305	0.057377423271401	0.05655698516952709
0.05838915035824024	0.05660483320798963	0.05723329862839116
0.0570134681922784		

Eigenvektor 1 links oben , Eigenvektor 52 rechts unten

Wirkungsquerschnitte für NLO für Prozess 220 in fb	Wirkungsquerschnitte für NLO für Prozess 220 in fb	Wirkungsquerschnitte für NLO für Prozess 220 in fb
0.05382274737466839	0.05533442054917307	0.05688622221353219
0.05790034702392932	0.05899139307806416	0.0545138015384025
0.05639102349321507	0.05688347581705127	0.05732718175368614
0.05749150466978312	0.0581611325960968	0.05699841913850424
0.05656688788604297	0.05688623537717146	0.05706614396218644
0.05914390945453578	0.05798620350203682	0.0573407637606345
0.05680899645931085	0.05587711054546633	0.06030787637557306
0.05893696652553262	0.05739941185689045	0.05625700368995268
0.0555535572394872		

Beginn mit Renormierung 0.25 und Variation der Faktorisierung bis 4.

Wirkungsquerschnitte für NLO für Prozess 230 in fb	Wirkungsquerschnitte für NLO für Prozess 230 in fb	Wirkungsquerschnitte für NLO für Prozess 230 in fb
0.02475437813259425	0.02513743940821027	0.02474330551999063
0.02620361979389356	0.02685449744958508	0.02530929152898508
0.02609481101149299	0.02584207835372379	0.0262060730642279
0.02658397931538771	0.02618067786441459	0.02621128665286555
0.02618251126802575	0.0255831971900879	0.02583513073997915
0.02722732356389707	0.02659939006509427	0.02613330974973755
0.02587527685291617	0.02566433319673677	0.02775461420985367
0.02669037308311618	0.02621586682454599	0.02584495936579768
0.02546993583613134		

Beginn mit Renormierung 0.25 und Variation der Faktorisierung bis 4.