

# Zentraler Jet Veto bei der Produktion von $WZ + 2$ Jets am LHC

Diplomarbeit  
von

Matthias Kerner

An der Fakultät für Physik  
Institut für Theoretische Physik

Referent: Prof. Dr. D. Zeppenfeld  
Korreferent: Prof. Dr. U. Nierste

Juni 2011



Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und ausschließlich die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

---

Matthias Kerner  
Karlsruhe, den 24. Juni 2011

Als Diplomarbeit anerkannt.

---

Prof. Dr. D. Zeppenfeld  
Karlsruhe, den 24. Juni 2011



<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Standardmodell</b>	<b>5</b>
2.1. Entstehung des Standardmodells . . . . .	5
2.2. Elektroschwache Wechselwirkung . . . . .	6
2.3. Quantenchromodynamik . . . . .	9
2.4. Erweiterungen des Standardmodells . . . . .	10
<b>3. Implementierung</b>	<b>13</b>
3.1. Monte-Carlo-Integration . . . . .	13
3.2. Funktionsweise des Programms VBFNLO . . . . .	14
3.3. Implementierung von $ \mathcal{M} ^2$ . . . . .	17
3.4. Test der Implementierung . . . . .	23
<b>4. Vergleich der QCD und elektroschwachen Prozesse</b>	<b>25</b>
<b>5. Zentraler Jet Veto auf Partonlevel</b>	<b>31</b>
5.1. Abgeschnittener-Showers-Näherung . . . . .	32
5.2. Potenzierungs-Modell . . . . .	32
<b>6. Zentraler Jet Veto beim Prozess <math>pp \rightarrow WZjj</math></b>	<b>35</b>
6.1. Vergleich der beiden Modelle . . . . .	35
6.2. Einfluss der kinematischen Größen . . . . .	37
6.3. Variation der Phasenraumschnitte und Vergleich mit der $Zjj$ Produktion .	39
6.4. Diskussion der Ergebnisse . . . . .	44
<b>7. Zusammenfassung</b>	<b>49</b>
<b>A. Verwendete Programmparameter</b>	<b>53</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>55</b>
<b>Danksagung</b>	<b>59</b>



# KAPITEL 1

---

## Einleitung

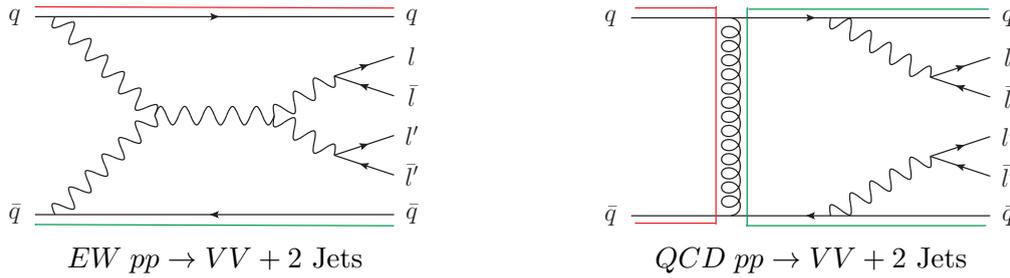
---

Bereits in der Antike haben sich Menschen für den grundlegenden Aufbau der Natur interessiert. So prägte der griechische Philosoph Demokrit die Vorstellung, dass diese aus kleinen, unteilbaren Teilchen (gr. „ατομος“) besteht. Experimentelle Hinweise hierfür konnte man jedoch erst ca. 2000 Jahre später feststellen. 1803 nutzte John Dalton die Vorstellung von unteilbaren Atomen, um damit die stets gleichen Verhältnisse, mit denen chemische Stoffe reagieren, zu beschreiben.

Mit der Zeit erkannte man jedoch, dass Atome nicht unteilbar sind, sondern aus einer Hülle und einem Kern bestehen, welche wiederum aus kleineren Teilchen, den Elektronen bzw. Protonen und Neutronen, aufgebaut sind. Diese ließen sich jedoch nicht mehr mit den bekannten Gesetzen der Physik beschreiben, sodass eine neue Theorie, die Quantenmechanik, entwickelt werden musste. Eine wichtige Aussage der Quantenmechanik ist, dass man Teilchen mit sehr hohen Energien benötigt, um kleine Strukturen auflösen zu können. Es wurden daher Beschleuniger gebaut, in denen Teilchen bei hohen Energien zur Kollision gebracht werden. Bei solchen Experimenten stellte man fest, dass auch die Protonen und Neutronen eine weitere Substruktur besitzen. Außerdem konnte man eine Theorie – das Standardmodell der Teilchenphysik – entwickeln, welche die Teilchen und deren Wechselwirkungen beschreibt.

Im Standardmodell (SM) wechselwirken Quarks (die Bestandteile der Protonen und Neutronen) und Leptonen, indem sie untereinander Eichbosonen austauschen. Diese erhält man, indem man Invarianz der Theorie unter drei bestimmten Symmetrietransformationen fordert, aus denen jeweils eine Wechselwirkung folgt. Man unterscheidet daher zwischen der starken, schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung. Die Massen der schwachen Eichbosonen sowie der Quarks und Leptonen werden im SM durch den Higgs-Mechanismus erzeugt, wobei die Symmetrien teilweise gebrochen werden. Das damit verknüpfte Higgs-Teilchen ist das einzige Teilchen des SM, das noch nicht im Experiment nachgewiesen werden konnte.

Die Suche nach dem Higgsboson ist daher eine der wichtigsten Aufgaben des „Large Hadron Colliders“ (LHC) am CERN, an dem seit einem Jahr Kollisionen mit zuvor unerreichten Energien stattfinden. Ein weiterer Schwerpunkt der Experimente am LHC ist die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells, da man weiß, dass dieses noch nicht die vollständige Beschreibung der Natur sein kann (siehe Kapitel 2.4).



**Abbildung 1.1.:** Beispiele für Feynman-Diagramme und Farbstruktur der Prozesse  $pp \rightarrow VV qq \rightarrow l\bar{l}l'\bar{l}' + 2 \text{ Jets}$ . Unterschieden wird zwischen dem elektroschwachen und dem QCD Prozess.

Bei beiden Aufgabenbereichen spielen Vektorboson-Fusionsprozesse (VBF), die den zweitwichtigsten Produktionsmechanismus des Higgsbosons am LHC bilden, eine wichtige Rolle. Diese erzeugen im Detektor ein charakteristisches Signal und ermöglichen es, die Kopplungen der elektroschwachen Eichbosonen untereinander zu bestimmen, womit der Mechanismus der elektroschwachen Symmetriebrechung untersucht werden kann. Durch bisher unbekannte Bosonen können bei diesen Prozessen Resonanzen entstehen, die sich in der invarianten Masse der entstehenden Eichbosonen bemerkbar machen.

Bei den Vektorboson-Fusionsprozessen emittieren die beiden Quarks des Anfangszustands je ein Vektorboson. Diese streuen dann aneinander und zerfallen in Leptonen. Merkmale solcher Prozesse sind zwei harte Jets mit einem großen Abstand in der Pseudorapidität, zwischen denen zwei bis vier Leptonen liegen. Solche Signale können aber auch durch Prozesse entstehen, bei denen zwischen den beiden Partonen des Anfangszustands ein Gluon ausgetauscht wird. Die beiden Prozesstypen werden im Folgenden durch den Zusatz „EW“ (en. electroweak) bzw. „QCD“ unterschieden (vgl. Kapitel 2.2, 2.3). In Abbildung 1.1 sind Beispiele von Feynmangraphen der beiden Prozesstypen dargestellt.

Im Gegensatz zum elektroschwachen Prozess sind beim QCD Prozess auch Subprozesse mit Gluonen im Anfangszustand möglich. Außerdem ist der erste Typ von der Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha^6)$ , letzterer jedoch von der Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s^2\alpha^4)$ , wobei  $\alpha$  und  $\alpha_s$  die Feinstruktur- bzw. starke Kopplungskonstante sind. Die Wirkungsquerschnitte der QCD Prozesse sind daher meistens größer als die der entsprechenden elektroschwachen Prozesse.

Wie bereits beschrieben sind die elektroschwachen Prozesse von größerem physikalischen Interesse als die QCD Prozesse und man ist daher bemüht, letztere zu reduzieren. Dies wird zum einen dadurch erreicht, dass man bei der Auswertung der Kollisionen nur Ereignisse berücksichtigt, deren Endzustände bestimmte kinematische Eigenschaften aufweisen, die bevorzugt bei den elektroschwachen VBF Prozessen entstehen.

Eine weitere Möglichkeit zur Unterscheidung ergibt sich aus der unterschiedlichen Farbstruktur der beiden Prozesstypen (siehe Abbildung 1.1). Bei den elektroschwachen Prozessen wird keine Farbladung zwischen den beiden Quarklinien ausgetauscht und zusätzliche Gluonabstrahlung erfolgt dann bevorzugt in Richtung der Quarks – vergleichbar mit der Synchrotronstrahlung. Die Ursache hierfür sind Interferenzen zwischen der Gluonemission von Anfangs- und Endzustand. Da sich beim QCD Prozess die Farbladung von Anfangs- und Endzustand unterscheidet, tritt dieser Effekt hier nicht auf und man erhält zusätzliche Abstrahlungen bevorzugt zwischen den beiden Quarks.

Fordert man, dass zwischen den beiden harten Jets keine weiteren Jets liegen, lässt sich der QCD Wirkungsquerschnitt weiter reduzieren. Die Wahrscheinlichkeiten mit denen durch dieses „Zentraler Jet Veto“ (CJV) Ereignisse verworfen werden lassen sich auf Partonlevel

mit Hilfe von zwei verschiedenen Modellen näherungsweise bestimmen. Benötigt werden hierfür die Wirkungsquerschnitte der jeweiligen Prozesse sowohl mit als auch ohne der Emission eines weiteren Gluons. Es lassen sich dann die Abhängigkeiten des CJV von verschiedenen kinematischen Größen bestimmen, was in dieser Arbeit für den Prozess

$$pp \rightarrow WZ + 2 \text{ Jets}$$

untersucht wird.

Zunächst wird in Kapitel 2 das Standardmodell der Teilchenphysik, anschließend in Kapitel 3 die Implementierung der benötigten Prozesse in das Programm VBFNLO beschrieben. Hierbei wird besonders auf die Berechnung der benötigten Streuamplituden sowie die Phasenraumintegration mit Monte-Carlo-Methoden eingegangen. In Kapitel 4 werden die Unterschiede zwischen den elektroschwachen und QCD Prozessen erläutert. Schließlich werden in den Kapiteln 5 und 6 die zwei Modelle zur Beschreibung des Zentralen Jet Vetos auf Partonlevel vorgestellt und deren Anwendung auf die zu untersuchenden Prozesse analysiert.



---

## Das Standardmodell der Teilchenphysik

---

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) beschreibt, mit Ausnahme der Gravitation, die fundamentalen Bausteine unseres Universums und deren Wechselwirkung untereinander. Es ist eine relativistische Quantenfeldtheorie mit einer lokalen Eichinvarianz unter der Symmetriegruppe  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes SU(1)_Y$ . Die Gruppe  $SU(3)_C$  ist hierbei der Ursprung der Quantenchromodynamik (QCD), welche die starke Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen beschreibt. Die elektroschwache Wechselwirkung wird durch die Symmetrie  $SU(2)_L \otimes SU(1)_Y$  beschrieben. Diese wird durch den nicht verschwindenden Erwartungswert des Higgsfeldes gebrochen, wodurch sowohl die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung als auch die Fermionen Masse bekommen.

Im SM existieren 3 Familien von Fermion. Zu jeder Familie gehören jeweils zwei Quarks, ein elektrisch geladenes und ein neutrales Lepton. Da die Quarks Farbladung besitzen, existiert im Prinzip jeder Quarktyp dreifach. Hinzu kommt ein skalares Teilchen, das Higgsboson, und die Eichbosonen der drei Symmetriegruppen: 8 Gluonen,  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z$  und das Photon  $\gamma$ .

Im Folgenden wird zunächst die historische Entwicklung des Standardmodells beschrieben. Anschließend wird dessen heute übliche Formulierung dargestellt und auf Probleme dieses Modells und mögliche Alternativen eingegangen [1, 2, 3, 4, 5].

### 2.1. Entstehung des Standardmodells

Das Standardmodell entstand in der zweiten Hälfte des letzten Jahrhunderts. Zuvor war es bereits durch die Quantenelektrodynamik gelungen, den Elektromagnetismus quantenmechanisch zu beschreiben und damit sehr gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment zu erhalten. Man versuchte daher mit dem selben Formalismus, der Quantenfeldtheorie, auch eine Erklärung der anderen Kräfte zu erhalten. Einen wichtigen Beitrag hierzu lieferten S. Glashow, S. Weinberg und A. Salam, die mit ihren Arbeiten Anfang der 60er Jahre die Grundlage für die elektroschwache Theorie lieferten, die nach ihnen auch Glashow-Weinberg-Salam-Modell genannt wird. Die Idee, die schwache und die elektromagnetische Kraft durch das Produkt zweier Eichsymmetrien in einer gemeinsamen Theorie zu vereinigen, stammt von S. Glashow im Jahr 1962 [6]. Sein Modell beschrieb

nicht nur die bis dahin bekannten schwachen Zerfälle und den Elektromagnetismus, sondern sagte auch ein weiteres massives Eichboson voraus, welches im Gegensatz zu den  $W$ -Bosonen allerdings keine elektrische Ladung besitzt. Dieses  $Z$ -Boson wurde schließlich 1983 am Teilchenbeschleuniger SPS am CERN entdeckt, nachdem bereits 10 Jahre zuvor am Gargamelle Experiment die Existenz des vom  $Z$ -Boson erzeugten neutralen Stroms nachgewiesen wurde. In Glashows Modell erhalten die Eichbosonen ihre jedoch Masse durch explizite Massenterme in der Lagrange-Dichte, die die Eichinvarianz verletzen. 1964 erkannte P.W. Higgs, dass Eichbosonen auch durch spontane Symmetriebrechung Masse erhalten können, ohne die Eichinvarianz zu verletzen [7, 8]. Schließlich kombinierten S. Weinberg und A. Salam 1967/68 die Ansätze von Glashow und Higgs und schufen damit die heute übliche Formulierung der elektroschwachen Theorie [9].

Parallel dazu entstand eine Theorie zur Beschreibung von Hadronen. Zunächst erkannten 1961 M. Gellmann und Y. Ne'eman, dass sich die bis dahin entdeckten Hadronen mit ihren unterschiedlichen Quantenzahlen in Darstellungen einer  $SU(3)$ -Gruppe einsortieren ließen, womit man sich deren ähnliche Massen erklären konnte [10]. Da man jedoch kein Hadron finden konnte, das zur fundamentalen Darstellung der  $SU(3)$  gehörte und die Anzahl der bekannten Hadronen immer weiter stieg, begann man daran zu zweifeln, dass die Hadronen wirklich elementar sind. So entstand schließlich die Vorstellung, dass Hadronen aus kleineren Spin- $1/2$ -Teilchen, den Quarks, aufgebaut sind. Damit ließen sich die verschiedenen Multipletts der  $SU(3)$  reproduzieren, wenn man davon ausging, dass drei verschiedenen Typen von Quarks mit ähnlicher Masse existieren und immer drei Quarks oder ein Quark mit einem Antiquark zu einem Hadron kombiniert werden.

Das  $\Delta^{++}$ -Baryon besteht in dieser Vorstellung aus drei u-Quarks, deren Spins die gleiche Orientierung besitzen. Laut dem Pauli-Prinzip ist dies jedoch nicht erlaubt, wenn die Quarks nicht noch einen weiteren Freiheitsgrad besitzen, in dem sie sich unterscheiden. O.W. Greenberg, M. Han und Y. Nambu postulierten 1965, dass die Quarks diesen durch eine weitere  $SU(3)$ -Symmetrie erhalten [11], was direkt zur Quantenchromodynamik führt. 1973 erkannten D. Gross und F. Wilzek, dass nicht-abelsche Eichtheorien, wie zum Beispiel die  $SU(3)$ , asymptotisch frei sind [12]. Bei hohen Energien lässt sich daher die Wechselwirkung zwischen den Quarks mit Hilfe der Störungstheorie berechnen. Auch eine Erklärung, weshalb keine freien Quarks beobachtet werden konnten, sondern sich diese stets zu Hadronen ohne Farbladung kombinieren, konnte diese Theorie liefern: Bei größeren Abständen nimmt das Potential einer Farbladung linear zu. Daher ist es bei großen Abständen energetisch günstiger, wenn sich zwischen mehreren Farbladungen weitere Farbladungspaare bilden, bis nur noch gebundene Zustände existieren, die Farbsingletts bilden. Dies erklärt auch, warum keine Hadronen aus z.B. vier Quarks gebildet werden können.

## 2.2. Die elektroschwache Wechselwirkung

Die elektroschwache Wechselwirkung basiert auf der lokalen Symmetrie  $SU(2) \otimes U(1)$ . Je zwei linkshändige Fermionfelder bilden hierbei Dubletts (z.B.  $\Psi = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$ ), die sich unter der fundamentalen Darstellung der  $SU(2)$  transformieren, während rechtshändige Felder Singulets bilden (z.B.  $\Psi = e_R^-$ ). Es gilt also das Transformationsverhalten

$$\Psi \rightarrow e^{i\alpha^a(x)T^a} e^{i\beta(x)Y} \Psi, \quad (2.1)$$

wobei  $T^a = 0$  für rechtshändige und  $T^a = \frac{\sigma^a}{2}$  für linkshändige Fermionen ist<sup>1</sup>. Die Eigenwerte des Operators  $T^3$  werden schwacher Isospin  $I^3$  genannt.

<sup>1</sup> $\sigma^i$  sind die Pauli Matrizen.

		$I^3$	$Y$	$Q$
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$ , $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$ , $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$+1/2$	$+1/6$	$+2/3$
	$u_R$ , $c_R$ , $t_R$	$-1/2$	$+2/3$	$-1/3$
	$d_R$ , $s_R$ , $b_R$	$0$	$+2/3$	$+2/3$
		$0$	$-1/3$	$-1/3$
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$ , $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$ , $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	$+1/2$	$-1/2$	$0$
	$e_R^-$ , $\mu_R^-$ , $\tau_R^-$	$-1/2$	$-1$	$-1$
		$0$	$-1$	$-1$

**Tabelle 2.1.:** Fermionen des Standardmodells und ihre Transformationsseigenschaften unter der  $SU(2) \otimes U(1)$

In Tabelle 2.1 sind die Fermionen des SM mit ihren Quantenzahlen, dem schwachen Isospin  $I^3$  und der Hyperladung  $Y$  aufgelistet. Rechtshändige Neutrinos, deren Existenz seit ein paar Jahren aufgrund der Beobachtung von Neutrinooszillationen bekannt ist, werden hier nicht berücksichtigt, da deren Auswirkungen für diese Arbeit nicht relevant sind.

Um eine Lagrangedichte mit der gewünschten Eichinvarianz zu erhalten müssen weitere Vektorfelder eingeführt werden, da sonst der kinetische Term nicht die geforderten Symmetrien erfüllt. Hierfür sind vier Eichbosonen ( $A^i, B$ ) mit dem infinitesimalen Transformationsverhalten

$$A_\mu^a \rightarrow A_\mu^a + \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha^a + \epsilon^{abc} A_\mu^b \alpha^c \quad (2.2)$$

$$B_\mu \rightarrow B_\mu + \frac{1}{g'} \partial_\mu \beta \quad (2.3)$$

nötig. Die Parameter  $g$  und  $g'$  sind die Kopplungskonstanten der Eichbosonen an die Fermionen;  $\epsilon$  ist der Levi-Civita-Tensor dritter Ordnung.

Mit diesen Fermion- und Bosonfeldern lässt sich nun eine eichinvariante Lagrangedichte aufstellen:

$$\mathcal{L} = \sum_{\text{Fermionen } i} \bar{\Psi}_i i \gamma_\mu D^\mu \Psi_i - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \quad (2.4)$$

mit

$$D_\mu = \partial_\mu - ig A_\mu^a T^a - ig' B_\mu Y \quad (2.5)$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g \epsilon^{ajk} A_\mu^j A_\nu^k \quad (2.6)$$

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.7)$$

Jedoch sind hier alle Teilchen masselos, da die möglichen Massenterme  $m \bar{\Psi} \Psi$  bzw.  $m^2 A_\mu A^\mu$  die geforderte Eichinvarianz verletzen würden.

Massenterme lassen sich allerdings erzeugen, indem man zwei komplexe Skalarfelder einführt, die ein Isospin-Dublett  $\Phi = (\Phi_1(x), \Phi_2(x))^T$  mit Hyperladung  $+1/2$  bilden. In der Lagrangedichte wird hierzu der Term

$$\mathcal{L}_H = D_\mu \Phi^\dagger D^\mu \Phi - V(\Phi) \quad (2.8)$$

mit

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.9)$$

hinzugefügt. Sind  $\mu^2, \lambda > 0$  erhält man einen nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert

$$\langle \Phi \rangle = \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}} = \frac{1}{\sqrt{2}}v. \quad (2.10)$$

Das Higgsdublett lässt sich nun anders parametrisieren und in der Form

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}}e^{-\frac{i}{v}\xi^i\tau^i} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

schreiben, in der die Vakuumerwartungswerte der Felder  $\xi^i$  und  $h$  verschwinden.

Die Exponentialfunktion in Gleichung (2.11) lässt sich durch eine  $SU(2)$ -Transformation eliminieren. Dies ist eine Eichfixierung und man erhält damit die unitäre Eichung, in der das Higgsdublett die Form

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

hat. Der Term (2.8) enthält nun einen Beitrag, durch den drei der vier Eichbosonen Masse erhalten:

$$\Delta\mathcal{L} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & v \end{pmatrix} \left( gA_\mu^a T^a + \frac{1}{2}g'B_\mu \right) \left( gA^{\mu b} T^b + \frac{1}{2}g'B^\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

$$= \frac{1}{2} \frac{v^2}{4} [g^2 A_\mu^1 A^{\mu 1} + g^2 A_\mu^2 A^{\mu 2} + (-gA_\mu^3 + g'B_\mu)(-gA^{\mu 3} + g'B^\mu)] \quad (2.14)$$

$$= \frac{1}{2} m_W^2 (W_\mu^- W^{+\mu} + W_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu. \quad (2.15)$$

Im letzten Schritt wurden die Felder

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 \mp iA_\mu^2) \quad (2.16)$$

$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (gA_\mu^3 - g'B_\mu) \quad (2.17)$$

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g'A_\mu^3 + gB_\mu) \quad (2.18)$$

mit den Massen

$$m_W = g\frac{v}{2}, \quad m_Z = \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{v}{2} \quad \text{und} \quad m_A = 0 \quad (2.19)$$

eingeführt, die Linearkombinationen der ursprünglichen Eichfelder sind. Mit dieser Neudefinition der Felder lautet die kovariante Ableitung

$$D_\mu = \partial_\mu - i\frac{g}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ T^+ + W_\mu^- T^-) - i\frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} Z_\mu (g^2 T^3 - g'^2 Y) - i\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} A_\mu (T^3 + Y), \quad (2.20)$$

wobei

$$T^\pm = (T^1 \pm iT^2) \quad (2.21)$$

nur auf Dubletts wirkt. Der Operator  $(T^3 + Y)$  kann als Ladungsoperator  $Q$  identifiziert werden, der die elektrische Ladung der Teilchen in Vielfachen der Elementarladung

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.22)$$

angibt.

Durch Terme der Form  $\bar{\Psi}i\gamma_\mu D^\mu\Psi$  in der Lagrangedichte erhält man also Kopplungen der Fermionfelder  $\Psi$  an die drei massiven Bosonen  $W^\pm$ ,  $Z$  und das masselose Photon  $A$ . Dabei koppeln die  $W$ -Bosonen nur an linkshändige Teilchen und die Kopplungsstärke des Photons ist durch die Ladung  $Q$  des Fermions bestimmt.

Fermionenmassen lassen sich durch die Yukawa-Kopplungen

$$\sum_{\text{Familien } i,j} -\lambda_l^{ij}\bar{L}^i\Phi e_R^j - \lambda_u^{ij}\bar{Q}^i i\sigma^2\Phi^* u^j - \lambda_d^{ij}\bar{Q}^i i\sigma^2\Phi^* d^j + h.c., \quad (2.23)$$

erzeugen, wobei  $L$  und  $Q$  die Dubletts der linkshändigen Leptonen und Quarks sind. Da die Eigenzustände der Masse und der Wechselwirkung nicht identisch sein müssen wurden die Matrizen  $\lambda^{ij}$  eingeführt und über die drei Familien summiert. Aus den Kopplungskonstanten  $\lambda_k^{ij}$  lassen sich schließlich die Masseneigenzustände und die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix bestimmen, welche die Transformation der Masse- zu den Wechselwirkungseigenzuständen beschreibt.

## 2.3. Quantenchromodynamik

Außer den beiden Eichsymmetrien der elektroschwachen Wechselwirkung hat das Standardmodell noch eine lokale  $SU(3)$ -Symmetrie, die zur Quantenchromodynamik führt. Die Quarks in Tabelle 2.1 bilden hierbei jeweils ein Triplet

$$q = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix}, \quad (2.24)$$

das sich unter der fundamentalen Darstellung der  $SU(3)$  transformiert. Um eine eichinvariante Lagrangedichte zu erhalten müssen auch hier zusätzliche Eichfelder, die acht Gluonen  $A^i$  eingeführt werden. Berücksichtigt man die durch den Higgs-Mechanismus generierten Quarkmassen  $m_q$ , so lässt sich die Lagrangedichte der QCD in der Form

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{q \in \{u,d,s,c,b,t\}} \bar{q}(i\gamma_\mu D^\mu - m_q)q - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \mathcal{L}_{\text{Eichfix}} + \mathcal{L}_{\text{Geist}} \quad (2.25)$$

mit

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s A_\mu^a \frac{\lambda^a}{2}, \quad (2.26)$$

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f^{ajk} A_\mu^j A_\nu^k \quad (2.27)$$

und

$$\left[ \frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2} \right] = if^{abc} \frac{\lambda^c}{2} \quad (2.28)$$

schreiben, wobei  $\lambda^a$  die Gell-Mann-Matrizen sind. Die Terme  $\mathcal{L}_{\text{Eichfix}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{Geist}}$  sind zur Quantisierung nötig, die meist mit Pfadintegralen durchgeführt wird.

Sind die Quarkmassen vernachlässigbar klein, ist die Lagrangedichte (2.25) zudem symmetrisch unter globalen unitären Transformationen der Quarkflavour. Da die ersten 2 bzw. 3 Quarks geringe Massen haben lässt sich damit erklären, weshalb sich die daraus aufgebauten Hadronen in Multiplets der  $SU(2)$  bzw.  $SU(3)$  anordnen lassen.

Berechnet man höhere Ordnungen der Störungstheorie, müssen die in der Theorie auftretenden Parameter renormiert werden. Dabei erhält man eine Abhängigkeit der Massen und Kopplungskonstanten von einem Parameter, der Renormierungsskala  $\mu_R$ . Die Abhängigkeit der Kopplung  $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$  von  $\mu_R$  ist dabei durch die Differentialgleichung

$$\mu \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu} = -\frac{\beta}{2\pi} \alpha_s^2 \quad (2.29)$$

bestimmt.  $\beta$  hängt von der Anzahl  $N_f$  der Quarkflavours ab, die in den Fermionschleifen beitragen können, und ist auf Einschleifen-Niveau gegeben durch

$$\beta = 11 - \frac{2}{3} N_f. \quad (2.30)$$

Entwickelt man  $\alpha_s$  von einer Skala  $\mu$  zur Energie  $Q$  erhält man damit:

$$\alpha_s(Q) = \frac{\alpha_s(\mu)}{1 + \frac{\beta}{4\pi} \alpha_s(\mu) \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)}. \quad (2.31)$$

Daraus ist ersichtlich, dass die Kopplungsstärke in der QCD mit steigenden Energien abnimmt, sodass bei hohen Energien Störungstheorie möglich ist. Bei kleinen Energien nimmt die Kopplung der Farbladungen untereinander jedoch so stark zu, dass Bindungszustände zwischen den Quarks und Gluonen entstehen. Die dadurch gebildeten Hadronen besitzen selbst keine Farbladung und sie unterliegen daher bei großen Abständen nicht der starken Wechselwirkung.

Berechnet man Wirkungsquerschnitte mit Hilfe der Störungstheorie, so hängen diese auch von der Wahl der Renormierungsskala ab, wobei sich diese Abhängigkeit mit der Zahl der berücksichtigten Ordnungen verringert. Um auch bei niedrigen Ordnungen sinnvolle Ergebnisse zu erhalten, muss die Renormierungsskala so gewählt werden, dass sie der typischen Energie des zu berechnenden Prozesses entspricht. Darauf wird in Kapitel 4 noch einmal kurz eingegangen.

## 2.4. Erweiterungen des Standardmodells

Mit dem Standardmodell der Teilchenphysik ließ sich bisher jedes experimentelle Ergebnis an Teilchenbeschleunigern und ähnlichen Experimenten erklären. Mit Ausnahme des Higgsbosons konnten dabei alle Teilchen des SM nachgewiesen und deren Eigenschaften bestimmt werden.

Es ist dennoch bekannt, dass das Standardmodell noch nicht die vollständige Beschreibung der Elementarteilchen sein kann. Sowohl einige theoretischen Berechnungen als auch einige Ergebnisse der Kosmologie geben Hinweise darauf, dass es weitere Teilchen geben muss.

Einige Gründe hierfür sind:

- Aus der Rotationsgeschwindigkeit von Galaxien ergibt sich, dass es deutlich mehr Materie geben muss, als die sichtbare Materie. Das SM liefert keine Erklärung für diese *Dunkle Materie*.
- Im SM entstehen Materie und Antimaterie immer paarweise. Daher würde man erwarten, dass diese nach dem Urknall in gleichen Mengen entstanden. Heute besteht das Universum allerdings nur noch aus Materie. Diese *Materie-Antimaterie-Anomalie* lässt sich mit dem SM nicht erklären.

- Die Korrekturen zur Higgsbosonmasse durch höhere Ordnungen der Störungstheorie sind im SM sehr groß. Um Unitarität der Streumatrix zu erhalten ist jedoch ein relativ leichtes Higgsboson nötig ( $m_H \lesssim 1$  TeV). Dies lässt sich durch Renormierung der Parameter wieder erreichen, jedoch ist hierzu eine *Feinadjustierung* der Parameter nötig.
- Die *Gravitationskraft* lässt sich nicht dem Standardmodell hinzufügen, da man sonst eine nicht renormierbare Theorie erhält.
- Eine Theorie, die alle *Wechselwirkungen vereinigt* und nur wenige freie Parameter enthält ist wünschenswert.

In den letzten Jahren entstanden daher viele Theorien, die bei niedrigen Energien die Vorhersagen des Standardmodells reproduzieren, aber bei hohen Energien zu neuen Effekten führen. Hierzu gehören unter anderem Theorien mit Supersymmetrie oder zusätzlichen Raumdimensionen. Viele dieser Theorien sagen Effekte jenseits des Standardmodells voraus, die am LHC beobachtet werden können. In den nächsten Jahren kann man daher mit vielen neuen Erkenntnissen durch die Experimente des LHC rechnen.

In dieser Arbeit wird außer dem Vektorbosonfusionsprozess im Standardmodell auch der entsprechende Prozesse in einem Modell mit einer zusätzlichen kompaktifizierten Raumdimension betrachtet. In diesem higgslosen Modell wird das Massenspektrum der elektroschwachen Eichbosonen um weitere massive Teilchen, die Kaluza-Klein-Resonanzen, erweitert. Das Massenspektrum und die Kopplungskonstanten sind dabei durch die Ausdehnung der zusätzlichen Dimension festgelegt. Details zu diesem Modell und zur Implementierung in VBFNLO finden sich in [13, 14, 15, 16].



Zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten der Prozesse QCD  $pp \rightarrow WZjj$  und QCD  $pp \rightarrow WZjjj$  wurden diese in führender Ordnung der Störungstheorie in das Programm VBFNLO [17] implementiert. Dieses, zunächst für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten von Vektorbosonfusion-Prozessen in nächst zu führender Ordnung entwickelt, wurde inzwischen um weitere Prozesse mit 1-3 Vektorbosonen und bis zu vier Jets im Endzustand erweitert. Auch die in dieser Arbeit benötigten VBF-Prozesse sind darin bereits implementiert [15, 18]. Dem Anwender ermöglicht dieses Programm die Phasenraumintegration auf bestimmte Bereiche zu beschränken, Histogramme zu erstellen und die physikalischen Parameter zu variieren.

Die Phasenraumintegration erfolgt durch einen adaptiven Monte-Carlo-Algorithmus, der im nächsten Abschnitt beschrieben wird. Anschließend wird der Aufbau des Programmes VBFNLO erläutert und die Implementierung der Amplituden für die betrachteten Prozesse erklärt.

### 3.1. Monte-Carlo-Integration

Nur in einfachen Fällen lassen sich Integrationen analytisch durchführen. Daher ist man häufig auf numerische Integrationsverfahren angewiesen. Sie beruhen meist auf der Berechnung des Integranden an bestimmten Stellen  $\vec{x}_i$  und anschließender Aufsummierung der Funktionswerte mit einem bestimmten Gewicht  $p_i$ :

$$I = \int_V f(\vec{x}) d\vec{x} \approx \sum_{i=1}^N p_i f(\vec{x}_i) \quad (3.1)$$

Bei der Monte-Carlo-Integration werden die Stellen, an denen der Integrand berechnet wird, nicht durch den Algorithmus fest vorgegeben, sondern vom Zufall bestimmt. In der einfachsten Form benutzt man hierfür im Integrationsbereich  $V$  gleichverteilte Vektoren von Zufallszahlen  $\vec{x}_i$ . Bei der Verwendung von  $N$  Punkten sind dann die Gewichte  $\frac{V}{N}$ , was dem Volumenanteil pro Punkt entspricht. Da Zufallszahlen eingesetzt werden erhält der Näherungswert des Integral einen statistischen Fehler

$$\sigma_I = \frac{V}{\sqrt{N}} \sigma_f, \quad (3.2)$$

wobei  $\sigma_f^2$  die Varianz des Integranden  $f$  ist [19]. Der Schätzwert für das Integral konvergiert also mit einem  $\frac{1}{\sqrt{N}}$ -Verhalten gegen den tatsächlichen Wert. Im Gegensatz zu anderen numerischen Integrationsverfahren steigt der Rechenaufwand somit nicht mit der Zahl der Dimensionen an. Daher kommt die Monte-Carlo-Integration vor allem bei hochdimensionalen Integralen zum Einsatz.

In VBFNLO muss über den Phasenraum von bis zu acht Teilchen im Endzustand und über die zwei Bjorken-Skalen-Parameter des Anfangszustands integriert werden. Man erhält daher bis zu 26 Integrationen, von denen aber aufgrund der Energie-Impuls-Erhaltung und der Rotationssymmetrie um die Strahlachse fünf Integrationen trivial sind. Für die verbleibenden 21 Integrationen wird ein Monte-Carlo-Algorithmus verwendet.

Aus Gleichung (3.2) folgt, dass sich der statistische Fehler der Integration nicht nur durch das Erhöhen der Punkteanzahl  $N$  verringert, sondern auch durch Reduzieren der Varianz des Integranden  $f$ . Dies lässt sich durch eine Transformation der Integrationsvariablen bzw. durch die Wahl einer anderen Verteilung von Zufallszahlen  $g(\vec{x})$  erreichen. Das Integral über  $f$  lässt sich dann schreiben als

$$I = \int_V f(\vec{x}) d\vec{x} = \int_V \frac{f(\vec{x})}{g(\vec{x})} g(\vec{x}) d\vec{x} \approx V \cdot \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{f(x_i)}{g(x_i)}, \quad (3.3)$$

wobei die Zufallszahlen  $\vec{x}_i$  gemäß der Wahrscheinlichkeitsdichte  $g(\vec{x})$  verteilt sind. Somit ist hier nicht mehr die Varianz von  $f$ , sondern des Quotienten  $\frac{f}{g}$  entscheidend. Die Monte-Carlo-Integration konvergiert also schneller, wenn man eine Verteilung von Zufallszahlen verwendet, die den Verlauf des Integranden schon möglichst gut wiedergibt. Dies kann man durch die Verwendung des VEGAS-Algorithmus [20], der in VBFNLO in einer modifizierten Version eingebaut ist, ausnutzen. Die Integration wird hierbei in mehrere Iterationen unterteilt, nach denen jeweils die Verteilung der Zufallszahlen für die nächste Iteration, basierend auf dem bisherigen Ergebnis, angepasst wird. Automatisch reduziert dies die Varianz des Integranden.

Die angepasste Wahrscheinlichkeitsdichte gibt allerdings nicht den exakten Verlauf des Integranden wieder, sondern reproduziert diesen nur in einer faktorisierten Form:

$$p(\vec{x}) = \prod_{i=1}^d p_i(x_i) \quad (3.4)$$

Wenn die Integrationsvariablen korreliert sind und sich eine komplizierte Abhängigkeit des Integranden von diesen ergibt, führt dies natürlich nicht zu optimalen Ergebnissen. Das Quadrat der Streuamplitude hängt jedoch sehr stark von solchen Korrelationen der Impulse ab. Um die Phasenraumintegration weiter zu verbessern gibt es daher in VBFNLO prozessspezifische Phasenraumgeneratoren, die die Kinematik des entsprechenden Prozesses durch geeignete Wahl der Integrationsvariablen berücksichtigen. Darauf wird im nächsten Abschnitt noch einmal genauer eingegangen.

## 3.2. Funktionsweise des Programms VBFNLO

Die Berechnung von Wirkungsquerschnitten (in führender Ordnung der Störungstheorie) für harte Kollisionen von zwei Hadronen  $P_1, P_2$  – meistens Protonen oder Antiprotonen – mit dem Endzustand  $X$  erfolgt über die Formel [1, 21]

$$\sigma(P_1 P_2 \rightarrow X) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \sum_{\text{Subprozesse}} f_{a_1/P_1}(x_1) f_{a_2/P_2}(x_2) \cdot \frac{1}{2\hat{s}} \int dPS \Theta(\text{cuts}) \overline{\sum_{\text{Spins}} |\mathcal{M}_{a_1 a_2 \rightarrow X}|^2}. \quad (3.5)$$

Bei den harten Prozessen wechselwirken nicht die Hadronen direkt, sondern deren Bestandteile Quarks und Gluonen. Daher muss bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts über die verschiedenen Subprozesse mit den Partonen  $a_1$  und  $a_2$  im Anfangszustand summiert werden, wobei das Parton  $a_i$  den Impulsanteil  $x_i$  des Hadrons  $P_i$  trägt und darin mit der Wahrscheinlichkeit  $f_{a_i/P_i}(x_i)$  auftritt. In der zweiten Zeile von Gleichung (3.5) steht der Wirkungsquerschnitt des jeweiligen Subprozesses  $a_1 a_2 \rightarrow X$  mit der Schwerpunktsenergie  $\hat{s} = x_1 x_2 \cdot s$ . Dieser ergibt sich aus dem Quadrat der Streuamplitude, das über die möglichen Spins im Endzustand summiert, die Spins im Anfangszustand gemittelt und über den lorentzinvarianten Phasenraum integriert werden muss. Die Funktion  $\Theta(\text{cuts})$  enthält mehrere Stufenfunktionen, durch die die Phasenraumintegration auf bestimmte Bereiche beschränkt wird.

Auch bei der numerischen Berechnung der Wirkungsquerschnitte in VBFNLO finden sich die verschiedenen Elemente von Gleichung (3.5) wieder. Abbildung 3.1 gibt einen Überblick über den Programmablauf, dessen wichtigste Komponenten im Folgendem genauer erläutert werden. Die Berechnung der Streuamplitude, die natürlich von zentraler Bedeutung ist, wird in einem separaten Abschnitt behandelt.

Im Abschnitt 3.1 wurde bereits die numerische Integration mit dem VEGAS-Algorithmus beschrieben und erläutert weshalb es nicht sinnvoll ist, die von VEGAS generierten Zufallszahlen  $x_i$  direkt als Impulse  $p_i$  zu verwenden. In den in VBFNLO implementierten Phasenraumgeneratoren werden typische Eigenschaften der Prozesse ausgenutzt und dadurch die Konvergenz des Integrals verbessert. Der Phasenraumgenerator für Prozesse des Typs  $pp \rightarrow VV + jets$  ( $V$  steht hier für  $W$ - oder  $Z$ -Bosonen) hat folgenden Aufbau:

- Generiere Impulse der Partonen im Endzustand:  
Dabei werden zunächst die Transversalimpulse  $p_T$  gemäß einer  $\frac{1}{p_T}$ -Verteilung bestimmt. Anschließend werden deren Rapiditäten erzeugt und dann die relativen Winkel zueinander festgelegt.
- Bestimme die Viererimpulse  $p_\mu$  der Vektorbosonen so, dass  $p^2$  einer Breit-Wigner-Verteilung folgen.
- Lasse die Vektorbosonen im jeweiligen Ruhesystem in Leptonen zerfallen.

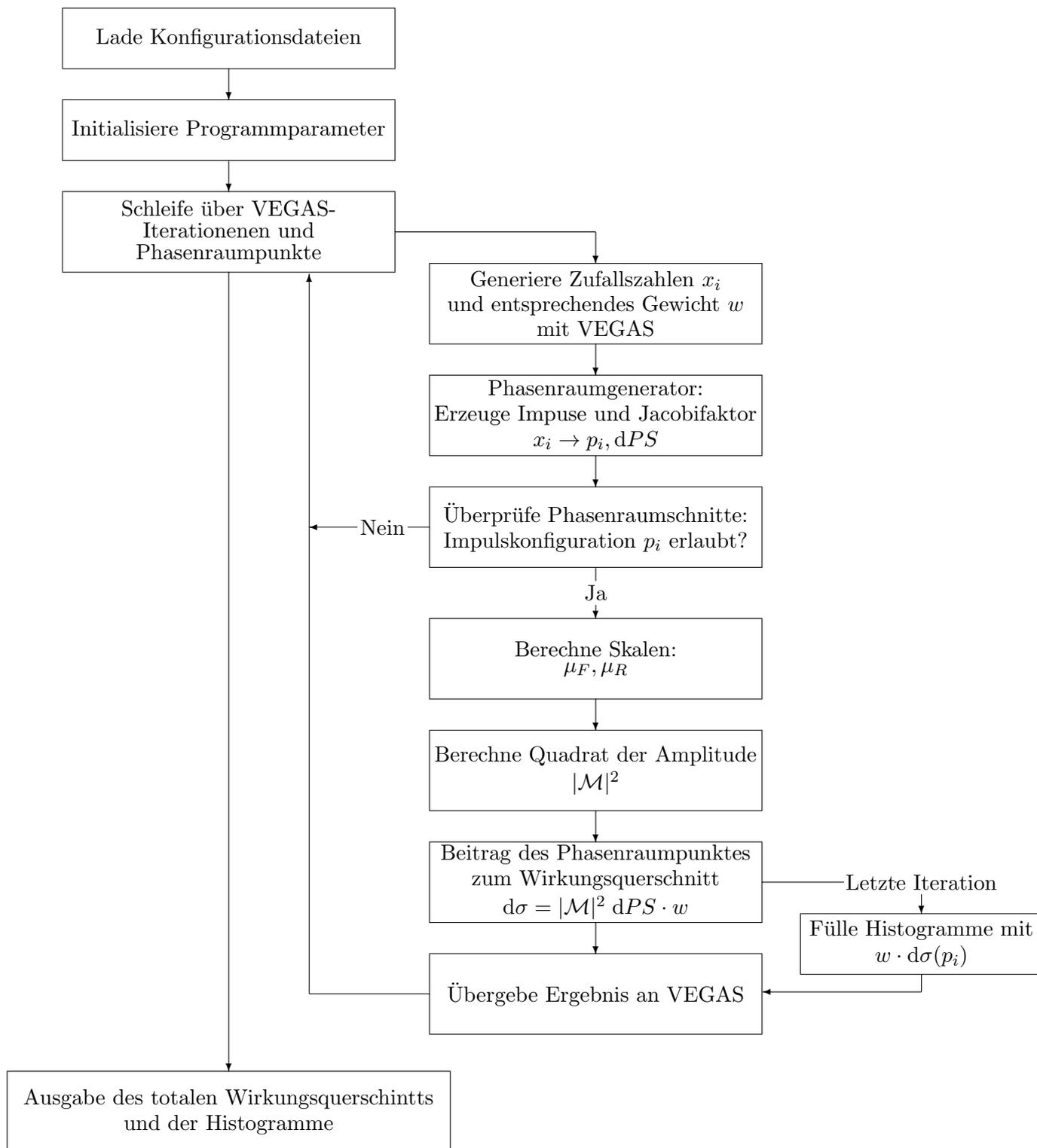
Auf diese Weise wird eine Verteilung der Impulse  $p_i$  erzeugt, die die Kinematik dieser Prozesse schon näherungsweise wieder gibt. Allerdings muss dabei beachtet werden, dass sich bei jeder Variablentransformation auch das Phasenraumelement  $dPS$  ändert. Dieses bildet zusammen mit dem Amplitudenquadrat und dem Gewicht  $w_V$  von VEGAS am Ende jeder Phasenraumpunktevaluation den Beitrag

$$d\sigma = |\mathcal{M}|^2 dPS w_V \quad (3.6)$$

zum Wirkungsquerschnitt.

Die Bedeutung der Renormierungsskala  $\mu_R$  wurde bereits in Abschnitt 2.3 erläutert. Ein weiterer Parameter ist die Faktorisierungsskala  $\mu_F$ . Diese ist nötig, da die Hadronkollisionen nicht allein durch den harten Prozess beschrieben werden können. Die Quarks und Gluonen im Anfangs- und Endzustand spalten sich weiter auf, bis deren Energie gering genug ist, um stabile Hadronen zu bilden. Dieser Vorgang lässt sich durch Ereignisgeneratoren wie z.B. Herwig++ [22] oder PYTHIA [23] simulieren. Außerdem müssen kollineare Abstrahlungen des Anfangszustands in den Partondichteverteilungen berücksichtigt werden. Um ein doppeltes Zählen solcher Abstrahlungen zu vermeiden gibt die Faktorisierungsskala an, ab welcher Energie diese im harten Prozess berücksichtigt sind.

**Abbildung 3.1.:** Schematischer Ablauf der Berechnung von Wirkungsquerschnitten mit VBFNLO.



Statt feste Werte für diese zwei Skalen zu verwenden ist es sinnvoller, diese an den jeweiligen Phasenraumpunkt anzupassen. Hierauf wird bei der Analyse im Kapitel 4 noch einmal eingegangen.

### 3.3. Implementierung von $|\mathcal{M}|^2$

Die Berechnung des Betragsquadrats der Streuamplitude ist ein zentraler Bestandteil bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten. Für diese Arbeit mussten die Prozesse

$$pp \rightarrow W^+ Z jj \rightarrow l^+ \nu_l l'^+ l'^- jj \quad (\text{I})$$

$$pp \rightarrow W^- Z jj \rightarrow l^+ \nu_l l'^+ l'^- jj \quad (\text{II})$$

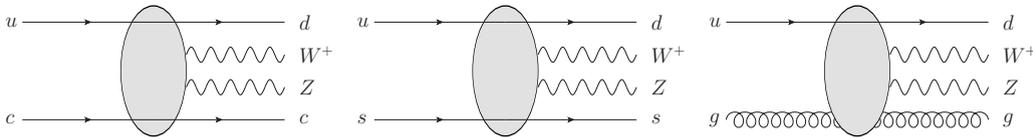
$$pp \rightarrow W^+ Z jjj \rightarrow l^- \bar{\nu}_l l'^+ l'^- jjj \quad (\text{III})$$

$$pp \rightarrow W^- Z jjj \rightarrow l^- \bar{\nu}_l l'^+ l'^- jjj \quad (\text{IV})$$

implementiert werden. Der Flavour der Leptonen ( $l, l'$ ) im Endzustand ist hierbei nicht von Bedeutung, da die Massen der Leptonen vernachlässigbar und die Interferenzen bei identischen Leptonen klein sind [24].

Jeder der obigen Prozesse beinhaltet eine Vielzahl von Subprozessen, die sich durch die verschiedenen Kombinationen von Quarks und Gluonen im Anfangs- und Endzustand ergeben. Bei den Prozessen mit zwei Jets müssen 90 Subprozesse mit bis zu 108 Feynman-Diagrammen berechnet werden; bei drei Jets gibt es 146 Subprozesse mit maximal 780 Diagrammen.

Die Amplituden unterscheiden sich für die verschiedenen Subprozesse allerdings nur geringfügig und lassen sich für die  $W^+ Z jj$ -Produktion aus den drei Grundtypen



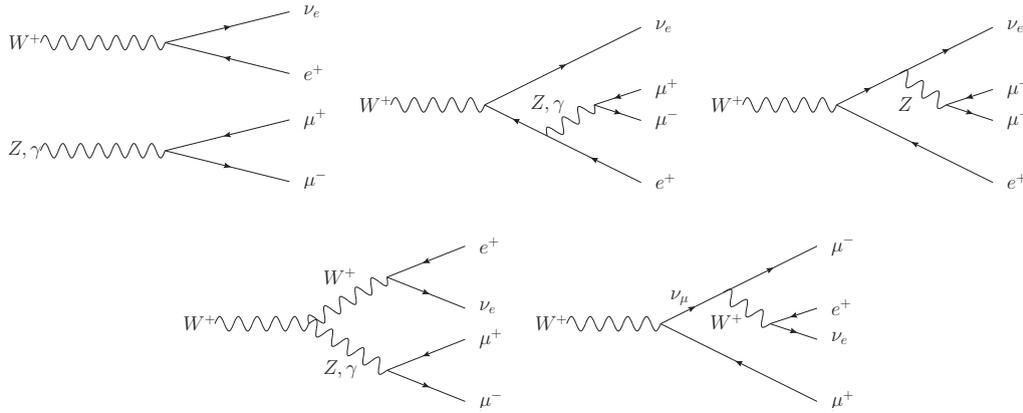
gewinnen. Die durchgezogenen Fermionlinien sollen hier andeuten, dass entsprechende Quarks zur gleichen Familie gehören. Bei den Prozessen (II)-(IV) muss ein weiteres Gluon dem Endzustand hinzugefügt werden bzw.  $u$  und  $d$  Quarks vertauscht werden.

Weitere Subprozesse ergeben sich, indem man die Quarks bei einer Fermionlinie durch die entsprechenden Quarks einer anderen Familie ersetzt. Wenn dadurch identische Fermionen auftreten muss beachtet werden, dass die Amplituden unter Austausch dieser Teilchen antisymmetrisiert werden müssen. Dabei verdoppelt sich auch die Anzahl der zu berechnenden Diagramme.

Die restlichen Subprozesse erhält man, indem man die äußeren Beine der Feynman-Diagramme anders dem Anfangs- und Endzustand zuordnet. Hierbei müssen lediglich die Spinoren der Quarks und die Polarisationsvektoren der Gluonen entsprechend angepasst werden [25]. Für jeden der Prozesse (I)-(IV) ist also lediglich die Implementierung der Amplituden dreier Subprozesse notwendig.

Die Implementierung des über die verschiedenen Subprozesse und Spins summierten Quadrats der Streuamplitude wird im folgenden am Beispiel des Prozesses (I) genauer erläutert, der in der Funktion

```
real*8 function m2s_qcdWZjj( xi , p , v , Nbos )
```



**Abbildung 3.2.:** Bei der  $W^+Z$ -Produktion auftretende leptonenische Zerfälle der elektroschwachen Bosonen

berechnet wird. Hierbei sind  $\mathbf{x}_i$  die zwei Bjorken-Skalenparameter,  $\mathbf{p}$  die Impulse der Partonen und  $\mathbf{v}$  die Impulse der Leptonen. Nbos legt fest, ob Prozess (I) oder (II) berechnet werden soll.

Zunächst werden die Werte der Partondichteverteilungen bestimmt, die durch die Werte  $\mathbf{x}_i$  und  $q_{\text{sf}} = \mu_F$  festgelegt sind.

```

q_sf = sqrt(mufsq(1,1))
call pdfproton( xi(1), q_sf, pdf1(-6) )

q_sf = sqrt(mufsq(2,1))
call pdfproton( xi(2), q_sf, pdf2(-6) )

```

Die Vektorbosonen und Leptonen treten in den Feynman-Diagrammen immer in gleicher Weise auf: Entweder koppeln beide Vektorbosonen an ein Quark und zerfallen in je zwei Leptonen oder alle Leptonen entstehen aus einem einzelnen  $W$ -Boson, das an ein Quark koppelt. Abbildung 3.2 zeigt die möglichen Zerfallskanäle. Da diese für alle Subprozesse identisch sind müssen die entsprechenden Vektorströme nur einmal pro Phasenraumpunkt berechnet werden; dies geschieht in der Funktion `calcEWparts` auf Seite 19. Hierzu werden HELAS-Routinen [26] benutzt, welche die Berechnung von Amplituden auf deren einzelne Bestandteile – Spinoren, Vertices und Propagatoren – zurückführen.

Durch die Funktionen `IXXXXX` und `OXXXXX` (vgl. Seite 19, Zeilen 18-28) werden die ein- bzw. auslaufenden Spinoren der Leptonen erzeugt. Die Argumente dieser Funktionen entsprechen den Eigenschaften der jeweiligen Teilchen: Viererimpuls, Masse, Helizität, Teilchen/Antiteilchen und die zu berechnende Wellenfunktion. Da  $W$ -Bosonen nur an links- bzw. rechts- händige Teilchen und Antiteilchen koppeln und die Leptonmassen bei hohen Energien vernachlässigt werden können, benötigt man für  $e^+$  und  $\nu_e$  nur eine Helizitätskonfiguration<sup>1</sup>. Bei den Myonen, die an ein  $Z$ -Boson oder Photon koppeln, werden beide Helizitäten benötigt.

Die Routinen `JIOXXX`, `FVIXXX`, `FVOXXX` und `JVVXXX` in den folgenden Zeilen 31-53 beschreiben die Vertices und Propagatoren. Sie bilden gemäß den Feynman-Regeln aus je zwei Wellenfunktionen eine neue und multiplizieren diese mit dem entsprechenden Propagator. Hierzu benötigen diese Funktionen die entsprechende Kopplungskonstante sowie Masse und Breite des entstehenden Teilchens.

In Zeile 56 wird schließlich der Vektorstrom gebildet, der den Zerfall  $W^+ \rightarrow e^+ \nu_e \mu^+ \mu^-$

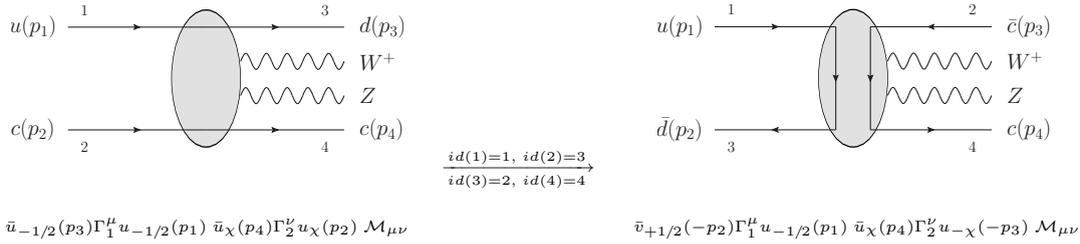
<sup>1</sup> $e^+$ ,  $\nu_e$ ,  $\mu^+$  und  $\mu^-$  stehen hier speziell für eine der Leptonenkombinationen  $l^+ \nu_l l'^+ l'^-$ . Andere Kombinationen sind mit dieser identisch, wenn Interferenzen durch identische Fermionen vernachlässigt werden.

Berechnung der Ströme  $W^\mu$  und  $Z^\mu$ 

```

1  SUBROUTINE calcEWparts(v)
2  implicit none
3
4  #include "VBFNLO/utilities/global.inc"
5  #include "VBFNLO/utilities/coupl.inc"
6
7  real*8 v(0:3,max_v)
8  complex*16 WA(6,2), WZ(6,2), WW(6,2),WWW(6,2)
9  complex*16 WWeA(6), WWeZ(6),WWiZ(6),WWWA(6), WWWZ(6), WWiW(6)
10 complex*16 EP(6), VE(6), MUP(6), MUM(6), TEMP(6)
11 common /qcdwz/ wa, wz, ww, wwv
12
13 integer i,j
14 complex*16 zero
15 zero = (0d0,0d0)
16
17 c Wave functions for e+, ne, mu+, mu-
18 CALL IXXXXX(v(0,1),ZERO ,1,-1,EP(1))
19 CALL OXXXXX(v(0,2),ZERO , -1,1,VE(1))
20
21 do i = 1,2 ! Helicities of muons
22 if(i .eq. 1) then
23 CALL IXXXXX(v(0,3),ZERO ,1,-1,MUP(1))
24 CALL OXXXXX(v(0,4),ZERO , -1,1,MUM(1))
25 else
26 CALL IXXXXX(v(0,3),ZERO , -1,-1,MUP(1))
27 CALL OXXXXX(v(0,4),ZERO ,1,1,MUM(1))
28 endif
29
30 c calculate A, Z, W current
31 CALL JIOXXX(mup,mum,GAL ,ZERO ,AWIDTH ,WA(1,i))
32 CALL JIOXXX(mup,mum,GZL ,ZMASS ,ZWIDTH ,WZ(1,i))
33 CALL JIOXXX(ep ,ve ,GWF ,WMASS ,WWIDTH ,WW(1,i))
34
35 c W -> ve e; e -> Z e
36 CALL FVIXXX(ep ,wz(1,i),GZL ,ZERO ,ZERO ,temp)
37 CALL JIOXXX(temp ,ve ,GWF ,WMASS ,WWIDTH ,WWeZ)
38
39 c W -> ve e; e -> A e
40 CALL FVIXXX(ep ,wa(1,i),GAL ,ZERO ,ZERO ,temp)
41 CALL JIOXXX(temp ,ve ,GWF ,WMASS ,WWIDTH ,WWeA)
42
43 c W -> ve e; ve -> Z ve
44 CALL FVOXXX(ve ,wz(1,i),GZN ,ZERO ,ZERO ,temp)
45 CALL JIOXXX(ep ,temp ,GWF ,WMASS ,WWIDTH ,WWiZ)
46
47 c W -> W Z, W A
48 CALL JVVXXX(ww(1,i),wz(1,i),GWWZ ,WMASS ,WWIDTH ,WWWZ)
49 CALL JVVXXX(ww(1,i),wa(1,i),GWWA ,WMASS ,WWIDTH ,WWWA)
50
51 c W -> vm mu+; vm -> W+ mu-
52 CALL FVOXXX(mum,ww(1,i),GWF ,ZERO ,ZERO ,temp)
53 CALL JIOXXX(mup,temp,GWF ,WMASS ,WWIDTH ,WWiW)
54
55 do j=1,4
56 wwv(j,i)=WWWZ(j)+WWWA(j)+WWeA(j)+WWeZ(j)+WWiZ(j)+WWWW(j)
57 enddo
58
59 do j=5,6
60 wwv(j,i) = Wwnz(j)
61 enddo
62 enddo
63 end

```



**Abbildung 3.3.:** Beispiel zur Erzeugung weiterer Subprozesse aus bereits bekannten Amplituden. Die Spinoren ändern sich hierbei;  $\Gamma_i$  und  $\mathcal{M}$  bleiben gleich.

beschreibt, indem die einzelnen Beiträge der Diagramme aufsummiert werden.

Da nun die Vektorströme der Eichbosonen bekannt sind, können die verschiedenen Subprozesse berechnet werden, die sich – wie bereits beschrieben – aus drei Grundtypen ergeben. Dazu werden die vom Phasenraumgenerator erzeugten Impulse  $p_i$  den verschiedenen Beinen der Feynman-Diagramme neu zugeordnet. Das Teilchen, das im Feynman-Diagramm den Index  $i$  hat bekommt dadurch einen Impuls

$$\bar{p}_i = p_{id(i)}. \quad (3.7)$$

Außerdem muss angegeben werden, ob sich das Teilchen weiterhin im Anfangs- bzw. Endzustand befindet, oder ob sich dessen Position geändert hat. Dies wird durch eine Variable  $\mathbf{fsign}_i$  bestimmt, welche die Werte  $\pm 1$  annehmen kann. Diese Variable wird in der Matrixelementberechnung sowohl mit der Helizität als auch mit dem Impuls multipliziert und legt fest, ob es sich um ein Teilchen oder Antiteilchen handelt.

Als Beispiel stellt Abbildung 3.3 dar, wie man den Subprozess  $u\bar{d} \rightarrow c\bar{c} W^+ Z$  aus dem Prozess  $uc \rightarrow dc W^+ Z$  erhält. Ersetzt man außerdem die Quarks durch entsprechende Quarks einer anderen Familie kann man darüber hinaus auch die Subprozesse

$$\begin{array}{ll}
 u\bar{d} \rightarrow d\bar{d} W^+ Z & u\bar{d} \rightarrow s\bar{s} W^+ Z \\
 u\bar{d} \rightarrow c\bar{c} W^+ Z & u\bar{d} \rightarrow c\bar{c} W^+ Z \\
 c\bar{s} \rightarrow d\bar{d} W^+ Z & c\bar{s} \rightarrow s\bar{s} W^+ Z \\
 c\bar{s} \rightarrow c\bar{c} W^+ Z & c\bar{s} \rightarrow c\bar{c} W^+ Z
 \end{array}$$

erhalten, die im folgenden Codeabschnitt berechnet werden:

```

1  c**Diagram*****      q1 qb3 —> qb2 q4 W Z      *****
2  c**Diagram*****      qb3 q1 —> qb2 q4 W Z      *****
3  c**Phasespace*****    1   2       3   4          *****
4
5      id (1) = 1
6      id (2) = 3
7      id (3) = 2
8      id (4) = 4
9
10     fsign (1) = 1
11     fsign (2) = -1
12     fsign (3) = -1
13     fsign (4) = 1
14
15     do mu= 0,3
16         do i=1,4
17             pbar(mu, i) = p(mu, id(i))

```

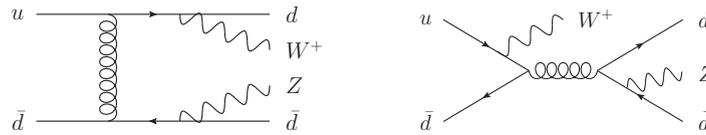
```

18         enddo
19     enddo
20
21     FLskip(1)=.false.
22     FLskip(2)=.false.
23     call getRes4QWZ(res , pbar , fsign , id , pdf1 , pdf2 , FLskip , bos )

```

In der Routine `getRes4QWZ` (Zeile 23) wird das über die Spins summierte Quadrat der Streumatrix für alle Subprozesse berechnet, die durch `fsigni` festgelegt sind und vier Quarks enthalten. Auch für Berechnung der Subprozesse mit zwei Quarks und Gluonen wurde eine entsprechende Routine erstellt. In einer Schleife über die möglichen Quarkkombinationen werden darin zunächst die über Spins summierten Quadrate der Streumatrix berechnet und mit den Partondichtevertellungen der Quarks im Anfangszustand multipliziert. Durch einen Faktor  $1/6$  bzw.  $1/24$  für jedes Quark bzw. Gluon im Anfangszustand erhält man die Mittelung über deren Spins und Farbe. Außerdem muss bei identischen Teilchen im Endzustand ein weiterer Faktor  $1/2$ , bzw.  $1/6$  bei den 3-Jet-Prozessen mit 3 Gluonen im Endzustand, berücksichtigt werden.

Amplituden, die identische Teilchen enthalten müssen antisymmetrisiert werden. Daher müssen bei der Berechnung der Subprozesse, bei denen alle vier Quarks zur selben Familie gehören, doppelt so viele Feynman-Diagramme berechnet werden wie bei den Subprozessen mit unterschiedlichen Quarkfamilien. Zum Subprozess  $u\bar{d} \rightarrow d\bar{d}W^+Z$  tragen z.B. die zwei Diagramme



bei, die bei unterschiedlichen Quarkfamilien zu verschiedenen Subprozessen gehören:  $u\bar{s} \rightarrow d\bar{s}W^+Z$  und  $u\bar{d} \rightarrow s\bar{s}W^+Z$  bzw.  $c\bar{d} \rightarrow s\bar{d}W^+Z$  und  $c\bar{s} \rightarrow d\bar{d}W^+Z$ . Subprozesse mit identischen Quarkfamilien lassen sich daher auch auf zwei Arten durch die Angabe von `idi` festlegen. Um ein doppeltes Zählen dieser Prozesse zu verhindern wird daher durch die Variable `FLskip` festgelegt, ob die Beiträge mit identischen Quarkfamilien ausgelassen werden sollen. Der zusätzliche Index unterscheidet hierbei zwischen up- und downartigen Quarks bei der Fermionlinie, die nicht an das  $W$ -Boson koppelt.

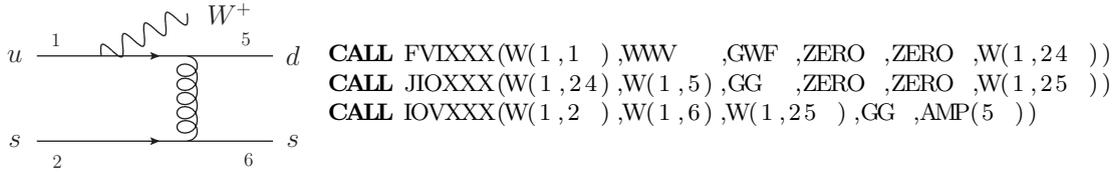
Nun fehlt nur noch die Berechnung der Streuamplitude für die drei Grundtypen. Diese wurden – basierend auf einem von MadGraph [27] generierten Code – implementiert in dem die benötigten Feynman-Diagramme mit Hilfe von HELAS-Routinen erzeugt werden. Der Code wurde so angepasst, dass die auf Seite 19 berechneten Vektorströme der Eichbosonen verwendet werden konnten. In Kombination mit weiteren kleinen Änderungen ließ sich so die Programmlaufzeit deutlich verringern.

Im Folgenden wird die Amplitudenberechnung am Beispiel des Subprozesses  $us \rightarrow dsW^+Z$  beschrieben. Die Wellenfunktionen der Fermionen werden wieder mit den HELAS-Routinen `IXXXXX` und `OXXXXX` erzeugt. Die Berücksichtigung der Faktoren `fsigni` ermöglicht es die Amplitudenberechnung auch für gekreuzte Subprozesse zu verwenden.

```

CALL IXXXXX(P(0,1),ZERO,NHEL(1))*fsign(1),fsign(1),W(1,1))
CALL IXXXXX(P(0,2),ZERO,NHEL(2))*fsign(2),fsign(2),W(1,2))
CALL OXXXXX(P(0,3),ZERO,NHEL(3))*fsign(3),fsign(3),W(1,5))
CALL OXXXXX(P(0,4),ZERO,NHEL(4))*fsign(4),fsign(4),W(1,6))

```



**Abbildung 3.4.:** Beispiel zur Berechnung von Feynman-Diagrammen mit HELAS-Routinen

Es folgt die Berechnung aller Feynman-Diagramme des Subprozesses. Abbildung 3.4 zeigt ein Beispiel für die Implementierung einer Amplitude. Hierin sind allerdings Farbfaktoren sowie Beiträge durch die CKM-Matrix noch nicht enthalten. Letztere tragen aber wegen der Unitarität der CKM-Matrix nur zur Rechnung bei, wenn die beiden Quarks im Anfangszustand durch eine Fermionlinie verbunden sind und an ein  $W$ -Boson koppeln. Summiert man in diesem Fall über die verschiedenen Quarkfamilien und berücksichtigt die Partonverteilungen  $u_i$  und  $d_i$  der beteiligten (Anti-)Quarks sowie die CKM-Matrix  $V_{ij}$ , so erhält man einen Faktor

$$\begin{aligned}
\sum_j u_i d_j |V_{ij}|^2 &= u_i d_i |V_{ii}|^2 + \sum_{j \neq i} u_i d_j |V_{ij}|^2 \\
&= u_i d_i \left( |V_{ii}|^2 + \sum_{j \neq i} |V_{ij}|^2 + \sum_{j \neq i} \frac{d_j - d_i}{d_i} |V_{ij}|^2 \right) \\
&= u_i d_i \left( 1 + \sum_{j \neq i} \underbrace{\pm \frac{d_j - d_i}{d_i}}_{<1} \underbrace{|V_{ij}|^2}_{\lesssim 0.05} \right).
\end{aligned} \tag{3.8}$$

Hierbei wurde ausgenutzt, dass aufgrund der Unitarität von  $V_{ij}$  gilt

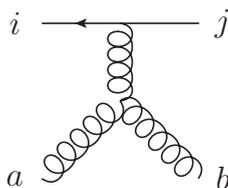
$$\sum_j |V_{ij}|^2 = 1. \tag{3.9}$$

Die CKM-Matrix beeinflusst also nur das Ergebnis von wenigen Subprozessen und liefert auch dann nur Änderungen von  $\lesssim 5\%$ . Durch höhere Ordnungen der Störungstheorie sind deutlich größere Korrekturen zu erwarten und man kann hier also die Näherung  $V_{ij} \approx \delta_{ij}$  nutzen.

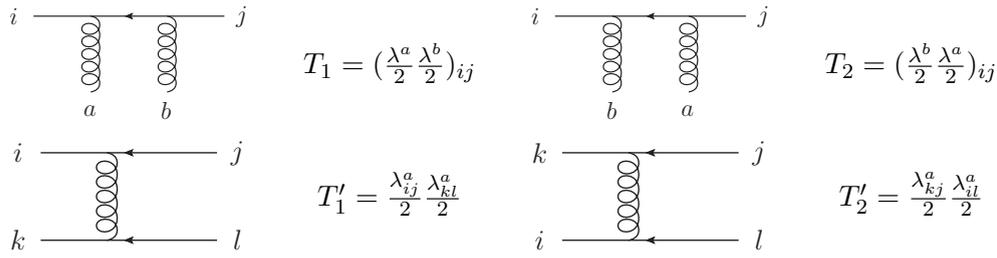
Die zuvor berechneten Amplituden müssen nun noch mit den entsprechenden Generatoren der  $SU(3)$  multipliziert und aufsummiert werden. Fasst man die dabei auftretenden Produkte von Generatoren in einem Tensor  $T_i$  zusammen, so lässt sich das Matrixelement in der Form

$$\mathcal{M} = \sum_i T_i \mathcal{M}_i \tag{3.10}$$

schreiben. Abbildung 3.5 zeigt die möglichen Farbstrukturen für die 2-Jet-Prozesse. Diagramme mit Gluon-Selbstwechselwirkungen liefern keine neue Farbstruktur, sondern tragen zu den Anderen bei:



$$T = f^{abc} T_{ij}^c \propto [T^a, T^b]_{ij} = (T^a T^b)_{ij} - (T^b T^a)_{ij}$$



**Abbildung 3.5.:** Bei den 2-Jet-Prozessen auftretende Farbtensoren

Bei den 3-Jet-Prozesse erhält man sechs verschiedene Farbstrukturen für die Subprozesse mit zwei Quarks und drei Gluonen und acht Strukturen für die restlichen Subprozesse. Das grundlegende Vorgehen unterscheidet sich dabei jedoch nicht von den 2-Jet-Prozessen und daher werden diese hier nicht genauere erläutert.

Mit diesen Farbtensoren lässt sich das über die Farben summierte Quadrat der Amplitude schreiben als

$$\begin{aligned}
 \sum_{\text{Farbe}} |\mathcal{M}|^2 &= \sum_{\text{Farbe}} \left( \sum_i T_i \mathcal{M}_i \right) \left( \sum_j T_j^* \mathcal{M}_j^* \right) \\
 &= \sum_{i,j} \left( \sum_{\text{Farbe}} T_i T_j^* \right) \cdot \mathcal{M}_i \mathcal{M}_j^* \\
 &= \sum_{i,j} C_{ij} \cdot \mathcal{M}_i \mathcal{M}_j^*.
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

Die Matrizen  $C_{ij}$  lassen sich sich einfach berechnen und man erhält

$$C = \begin{pmatrix} \frac{16}{3} & -\frac{2}{3} \\ -\frac{2}{3} & \frac{16}{3} \end{pmatrix}, \quad \text{bzw.} \quad C' = \begin{pmatrix} 2 & -\frac{2}{3} \\ -\frac{2}{3} & 2 \end{pmatrix} \tag{3.12}$$

für die Subprozesse mit zwei Quarks und 2 Gluonen, bzw. vier Quarks. Diese Matrizen sind auch in dem von MadGraph generierten Code enthalten.

Hiermit ist die Berechnung des Wirkungsquerschnitts für den Prozess QCD  $pp \rightarrow WZjj$  vollständig. Die Berechnung des Prozesses QCD  $pp \rightarrow WZjjj$  erfolgt analog, beinhaltet jedoch deutlich mehr Subprozesse und Feynman-Diagramme, die berechnet werden müssen.

### 3.4. Test der Implementierung

Die Implementierung der Prozesse QCD  $WZjj$  und QCD  $WZjjj$  wurde auf zwei Arten geprüft:

- Die Berechnung der Amplituden wurde mit dem unveränderten MadGraph-Codes verglichen. Hierbei ergeben sich nur Abweichungen aufgrund der numerischen Ungenauigkeit.
- Die mit VBFNLO berechneten Wirkungsquerschnitte wurden mit den Ergebnissen des Programms Sherpa [28, 29] verglichen. Diese sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Die Prozesse QCD  $W^+Zjj$  und QCD  $W^-Zjj$  erhält man außerdem als reelle Korrektur der Prozesse  $W^+Zj$  bzw.  $W^-Zj$  in zweiter Ordnung der Störungstheorie. Diese wurden bereits in VBFNLO implementiert [30] und konnten zusätzlich zum Vergleich herangezogen werden (Tabelle 3.2).

	VBFNLO	Sherpa	Unterschied in %
$W^+ Zjj$	13,221	13,191	0,2
$W^- Zjj$	8,888	8,851	0,4
$W^+ Zjjj$	7,266	7,222	0,6
$W^- Zjjj$	4,647	4,616	0,7

**Tabelle 3.1.:** Vergleich der mit VBFNLO und Sherpa berechneten Wirkungsquerschnitte in fb. Die numerischen Fehler sind alle unter 0.1%

	Eigene Implementierung	Reelle Korrektur von $WZj$	Unterschied in %
$W^+ Zjj$	13,221	13,229	0,06
$W^- Zjj$	8,888	8,898	0,11

**Tabelle 3.2.:** Vergleich der eigenen Implementierung mit der reellen Korrektur beim Prozess  $WZj$  in VBFNLO. Die numerischen Fehler sind alle unter 0.1%

Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte wurden die im Anhang aufgelisteten Standardmodellparameter benutzt. Außerdem wurde der Phasenraum durch folgende Schnitte eingeschränkt, um Divergenzen durch weiche oder kollineare Abstrahlungen von Gluonen und virtuellen Photonen zu vermeiden:

$$p_{Tj} > 30 \text{ GeV} \quad |\eta_j| < 4.5 \quad (3.13)$$

$$p_{Tl} > 20 \text{ GeV} \quad |\eta_l| < 2.5 \quad (3.14)$$

$$R_{jj} = \sqrt{(\eta_{j_1} - \eta_{j_2})^2 + (\phi_{j_1} - \phi_{j_2})^2} > 0.7 \quad (3.15)$$

$$R_{jl} > 0.4 \quad m_{ll} > 15 \text{ GeV} \quad (3.16)$$

$p_T$ ,  $\eta$  und  $\phi$  stehen hierbei für Transversalimpuls, Pseudorapidität und Azimutwinkel der Jets, bzw. Leptonen;  $m_{ll}$  ist die invariante Masse von Leptonenpaaren mit entgegengesetzter Ladung.

Tabelle 3.2 zeigt, dass die eigene Implementierung der Prozesse mit zwei Jets sehr gut mit der Implementierung der reellen Korrekturen von  $WZjj$  übereinstimmt. Die Abweichungen liegen hier im Bereich der Integrationsgenauigkeit.

Etwas größere Unterschiede erhält man im Vergleich zu den mit Sherpa berechneten Wirkungsquerschnitten. Eine Ursache für diese Abweichungen von ca. 0,5% konnte leider nicht gefunden werden. Wahrscheinlich lässt sich diese jedoch durch eine unterschiedliche Behandlung der Phasenraumschnitte bzw. Standardmodellparameter in den beiden Programmen erklären.

---

Vergleich der QCD und elektroschwachen Prozesse

---

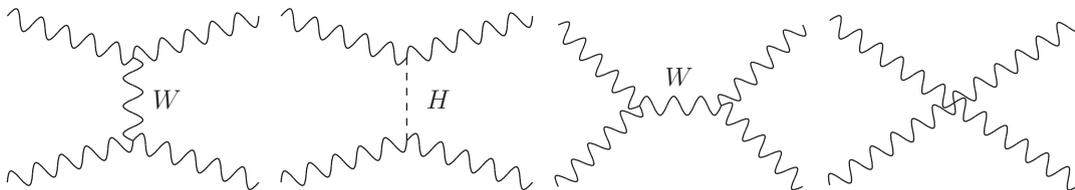
In diesem Kapitel werden die Prozesse

$$pp \rightarrow W^+ Z jj \rightarrow l^+ \nu_l l'^+ l'^- jj \quad (\text{I})$$

$$pp \rightarrow W^- Z jj \rightarrow l^- \bar{\nu}_l l'^+ l'^- jj \quad (\text{II})$$

genauer untersucht, wobei  $l$  und  $l'$  jeweils für ein Elektron oder Myon stehen kann. Damit ergeben sich für die beiden Prozesse jeweils vier verschiedene Kombinationen von Leptonen im Endzustand, z.B.  $e^+ \nu_e e^+ e^-$ ,  $e^+ \nu_e \mu^+ \mu^-$ ,  $\mu^+ \nu_\mu e^+ e^-$  und  $\mu^+ \nu_\mu \mu^+ \mu^-$  für Prozess (I). Die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Kombinationen sind gleich, wenn man Fermionmassen sowie Interferenzen durch identische Leptonen vernachlässigt. Der gesamte Wirkungsquerschnitt ergibt sich daher durch einen zusätzlichen Faktor vier aus einem Wirkungsquerschnitt mit fester Leptonenkonfiguration. Bei den folgenden Berechnungen wird dieser Faktor berücksichtigt.

Die Prozesse (I) und (II) lassen sich weiter klassifizieren. Der jeweilige Endzustand lässt sich entweder durch den QCD Prozess (siehe in Kapitel 3.3) erzeugen, bei dem zwischen den Partonen des Anfangs- und Endzustands ein Gluon ausgetauscht wird. Oder es findet ein Austausch elektroschwacher Eichbosonen statt (siehe Abbildung 1.1). Zu diesen elektroschwachen Prozessen (EW) gehören auch die Vektorboson-Fusionsprozesse (VBF), bei denen von den beiden Quarklinien jeweils ein Vektorboson abgestrahlt wird. Diese streuen dann aneinander und zerfallen anschließend in Leptonen<sup>1</sup>. Im Standardmodell (SM) tragen zu dieser  $WZ \rightarrow WZ$  Streuung folgende Feynman-Diagramme bei:



Im Folgenden werden die elektroschwachen Prozesse nicht nur im Standardmodell, sondern

<sup>1</sup>Die Vektorbosonen zerfallen nicht immer in Leptonen, sondern häufiger in Quarks. Man interessiert sich jedoch nur für die Zerfälle in Leptonen, da diese ein charakteristischeres Signal im Detektor erzeugen.

	QCD	EW SM	EW KK
$W^+ Zjj$	54,19	1,818	2,700
$W^- Zjj$	37,00	1,098	1,576

**Tabelle 4.1.:** Wirkungsquerschnitte in fb des QCD Prozesses und der elektroschwachen Prozesse im Standardmodell und Kaluza-Klein-Modell bei Verwendung der Phasenraumschnitte (3.13) - (3.16). Die numerischen Fehler sind unter 0,1%.

auch auch im higgslosen Kaluza-Klein-Modell (KK) berechnet, in dem im s- und t-Kanal auch ein weiteres Teilchen  $W'$  ausgetauscht werden kann. Details hierzu finden sich in Referenz [14].

Da die Teilchen des Endzustands im Detektor nicht im kompletten Phasenraumbereich detektiert werden können, müssen auch bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten entsprechende Phasenraumschnitte vorgenommen werden, um mit dem Experiment vergleichbare Ergebnisse zu erhalten. Dies wird mit den in den Gleichungen (3.13) - (3.16) festgelegten Bedingungen erreicht [31, 32]. Außerdem sind solche Phasenraumschnitte im Allgemeinen nötig, um Divergenzen der Wirkungsquerschnitte zu vermeiden. Diese entstehen, wenn sich der zu berechnende Prozess durch zusätzliche Gluon- oder Photonemission aus einem anderen Prozess ergibt. In diesem Fall erhält man Divergenzen, wenn die zusätzliche Abstrahlung niederenergetisch ist oder kollinear zum abstrahlenden Teilchen verläuft [1]. Letztere Art hat jedoch keine physikalische Bedeutung, da sie nur bei den Berechnungen auftritt, wenn Fermionmassen vernachlässigt werden. Die weichen Divergenzen sind jedoch auch in der Natur relevant und führen zusammen mit den virtuellen Korrekturen des Prozesses ohne zusätzliche Abstrahlung zu endlichen Ergebnissen.

Eine bessere Annäherung der Wirkungsquerschnitte in führender Ordnung der Störungstheorie an das Ergebnis höherer Ordnungen lässt sich oft durch eine geeignete Wahl der Faktorisierungs- und Renormierungsskala erreichen. Für die elektroschwachen Prozesse wird daher

$$\mu_F = Q = \text{Impulsübertrag durch die Eichbosonen} \quad (4.1)$$

gewählt [18]; bei den QCD Prozessen wird

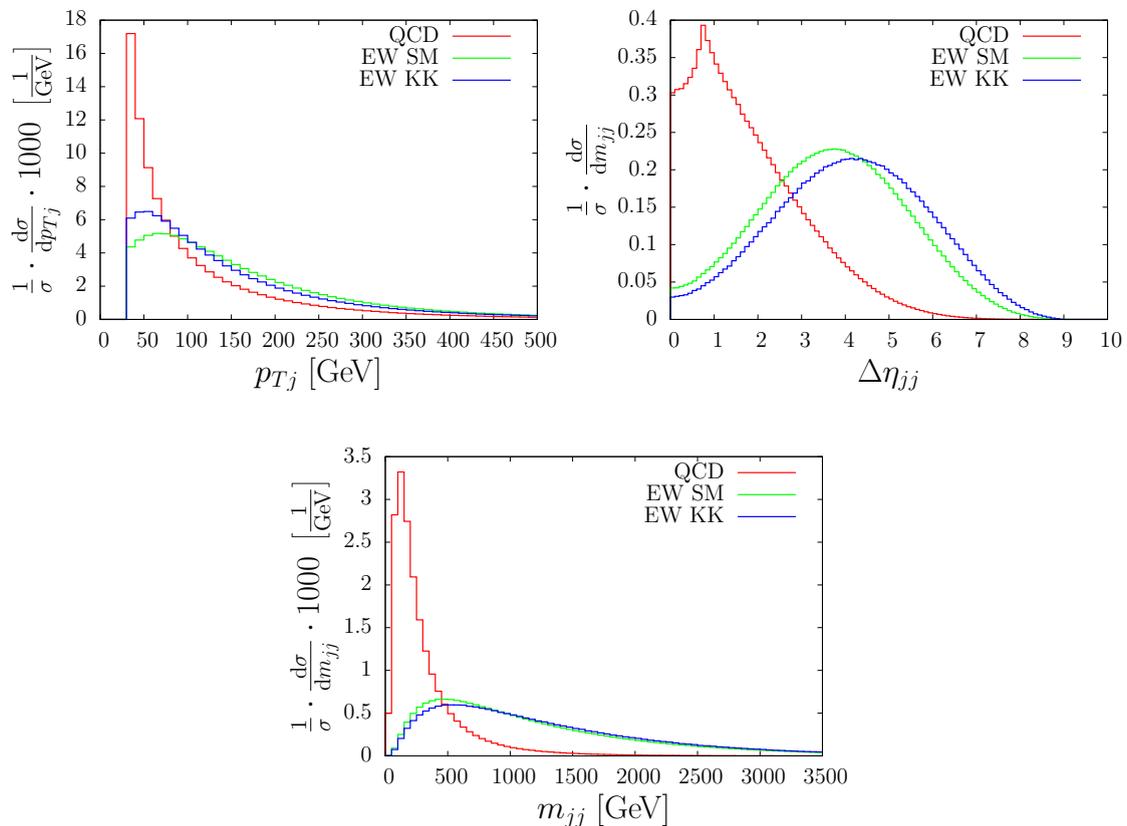
$$\mu_F = \min(p_{Tj}) \quad (4.2)$$

und

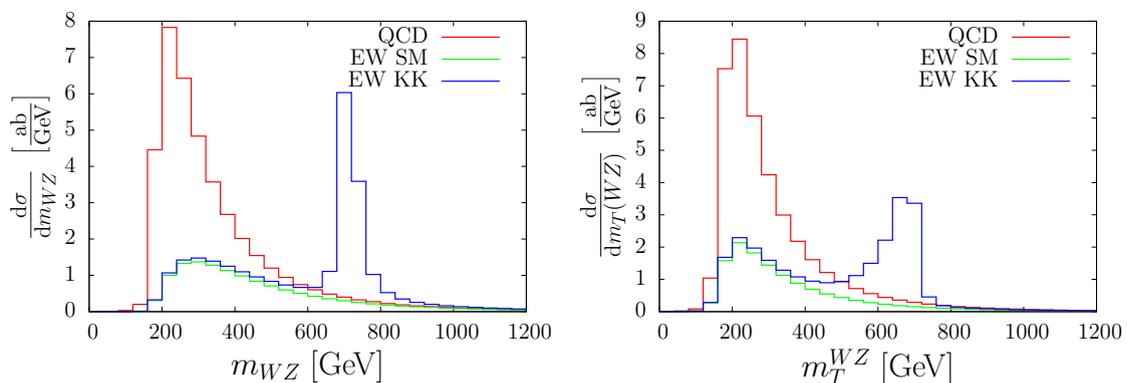
$$\alpha_s^n = \prod_{\text{Jets } i}^n \alpha_s(p_{Ti}) \quad (4.3)$$

verwendet [33]. Damit erhält man die in Tabelle 4.1 angegebenen Wirkungsquerschnitte. Es ist zu erkennen, dass man für die elektroschwachen Prozesse im SM und im Kaluza-Klein-Modell ähnliche Ergebnisse erhält, wohingegen die QCD Prozesse zu deutlich größeren Resultaten führen. Außerdem ist zu sehen, dass die Prozesse mit einem  $W^+$  einen etwas größeren Wirkungsquerschnitt haben als jene mit einem  $W^-$ ; dies ist auf die Partondichteverteilungen des Protons zurückzuführen.

Bei den Vektorboson-Fusionsprozessen treten alle Kopplungen der elektroschwachen Eichbosonen untereinander auf. Daher sind diese Prozesse dazu geeignet, den Mechanismus der elektroschwachen Symmetriebrechung zu untersuchen. Die QCD Prozesse bilden hierzu einen Untergrund. Um ein möglichst gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu erhalten



**Abbildung 4.1.:** Differentielle Wirkungsquerschnitte des Prozesses  $pp \rightarrow W^+Zjj$  bei Verwendung der Phasenraumschnitte (3.13) - (3.16). Die Verteilungen sind auf den totalen Wirkungsquerschnitt normiert und zeigen die Abhängigkeiten vom Transversalimpuls der Jets  $p_{Tj}$ , deren Abstand in Pseudorapidität  $\Delta\eta_{jj}$  und die invariante Masse der beiden Jets  $m_{jj}$ .



**Abbildung 4.2.:** Differentielle Wirkungsquerschnitte des Prozesses  $pp \rightarrow W^+Zjj$  in Abhängigkeit von der invarianten bzw. transversalen Masse des  $WZ$ -Systems bei Verwendung der Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9).

	QCD	EW SM	EW KK
$W^+ Zjj$	1,609	0,5188	1,050
$W^- Zjj$	0,8676	0,2590	0,5312

**Tabelle 4.2.:** Wirkungsquerschnitte in fb des QCD Prozesses und der elektroschwachen Prozesse im Standardmodell und Kaluza-Klein-Modell bei Verwendung der Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9). Die numerischen Fehler sind unter 0,1%.

versucht man daher, diese zu reduzieren. Dafür werden zunächst einige partielle Wirkungsquerschnitte betrachtet, die in Abbildung 4.1 dargestellt sind. Auch hier fällt auf, dass die beiden elektroschwachen Prozesse zu ähnlichen Ergebnissen führen, die aber stark vom Verhalten des QCD Prozesses abweichen.

Bei der Verteilung des Transversalimpulses der Jets  $p_{Tj}$  ist zu erkennen, dass diese beim QCD Prozess für kleine Impulse deutlich zunimmt. Gründe hierfür sind, dass dieser im Gegensatz zu den elektroschwachen Prozessen auch Gluonen im Anfangszustand hat, die meistens nur einen kleinen Impulsanteil des Protons tragen. Dies führt dann auch zu Jets mit vergleichsweise geringem Impuls. Außerdem ergeben sich die QCD Prozesse aus den Prozessen  $pp \rightarrow WZj$  durch zusätzliche Gluonabstrahlung und sind daher divergent für kleine Gluonimpulse.

Der zweite Graph zeigt eine charakteristische Eigenschaft der VBF Prozesse: Die beiden Jets haben meistens einen großen Abstand in der Pseudorapidität. Im Gegensatz dazu haben die Jets der QCD Prozesse meist kleine Abstände, wobei durch den Phasenraumschnitt

$$R_{jj} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} > 0,7, \quad (4.4)$$

der Wirkungsquerschnitt im Bereich  $\Delta\eta \in [0; 7]$  aber wieder leicht abnimmt.

Aus den größeren Impulsen und Abständen der Jets bei den elektroschwachen Prozessen folgt auch, dass diese eine größere invariante Masse  $m_{jj}$  als bei den QCD Prozessen aufweisen, was in der unteren Verteilung zu erkennen ist.

Zusätzlich stellt man fest, dass bei den elektroschwachen Prozessen die Jets meistens in entgegengesetzten Detektorhälften liegen und daher deren Rapiditäten in ca. 85% der Fälle unterschiedliche Vorzeichen haben. Außerdem liegen die Leptonen meistens zwischen den beiden Jets.

Um den QCD Untergrund der elektroschwachen Prozesse zu reduzieren werden die Phasenraumschnitte von Gleichungen (3.13) - (3.16) entsprechend ergänzt. Für die folgenden Berechnungen werden daher – wenn nicht anders angegeben – folgende Schnitte verwendet [33]:

$$p_{Tj}^{\text{id}} > 30 \text{ GeV} \quad |\eta_j| < 4.5 \quad R_{jj} > 0.7 \quad (4.5)$$

$$p_{Tl} > 20 \text{ GeV} \quad |\eta_l| < 2.5 \quad R_{jl} > 0.4 \quad (4.6)$$

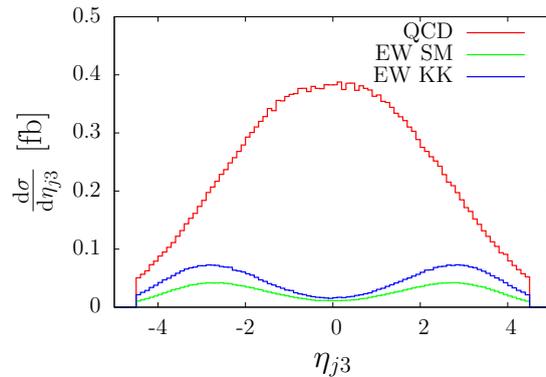
$$p_T^{\text{miss}} > 30 \text{ GeV} \quad m_{ll} > 15 \text{ GeV} \quad (4.7)$$

$$\Delta\eta_{jj}^{\text{id}} = |\eta_{j1}^{\text{id}} - \eta_{j2}^{\text{id}}| > 4 \quad \eta_{j,\text{min}}^{\text{id}} < \eta < \eta_{j,\text{max}}^{\text{id}} \quad (4.8)$$

$$m_{jj}^{\text{id}} > 500 \text{ GeV} \quad \eta_{j1}^{\text{id}} \times \eta_{j2}^{\text{id}} < 0 \quad (4.9)$$

$p_T^{\text{miss}}$  steht hierbei für den Transversalimpuls des Neutrinos und wird bei Prozessen ohne Neutrinos ( $Zjj$  und  $Zjjj$  in Kapitel 6) nicht gesetzt.

Der Zusatz „id“ bei einigen Bedingungen wird relevant, wenn man Prozesse mit weiterer Gluonabstrahlung betrachtet. In diesem Fall ist nicht mehr eindeutig, welche Jets durch die am harten Prozess beteiligten Quarks entstehen und welche durch die zusätzlichen Gluonen erzeugt werden. Um diese Zuordnung näherungsweise zu erreichen, werden die



**Abbildung 4.3.:** Pseudorapiditäts-Verteilung des dritten Jets bei dem Prozess  $pp \rightarrow W^+ Z jjj$ . Verwendet wurden die Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9) und (4.12).

zwei Jets mit dem höchsten Transversalimpuls als „Identifikationsjets“ ausgewählt und man fordert nur für diese die charakteristischen Eigenschaften der VBF Prozesse. Weitere Möglichkeiten zur Definition der Identifikationsjets finden sich in Ref. [34].

Beim Vergleich der beiden Tabellen 4.1 und 4.2 stellt man fest, dass durch die zusätzlichen Phasenraumschnitte die QCD Prozesse ungefähr um einen Faktor 30, die elektroschwachen Prozesse lediglich um einen Faktor 3 reduziert werden.

Die elektroschwachen Prozesse des Standardmodells und Kaluza-Klein-Modells unterscheiden sich nicht nur in den totalen Wirkungsquerschnitten, sondern führen auch zu verschiedenen Verteilungen der Leptonen im Endzustand. Insbesondere erhält man durch die zusätzlichen Eichbosonen im Kaluza-Klein-Modell zusätzlichen Resonanzen in der invarianten Masse der vier Leptonen (Abb. 4.2). Diese lässt jedoch im Experiment nicht exakt bestimmen, da die Neutrinos nicht nachgewiesen werden können. Stattdessen verwendet man die transversale Masse [33]:

$$m_T^2(WZ) = (\sqrt{m^2(lll) + p_T^2(lll)} + |p_T^{miss}|)^2 - (\vec{p}_T(lll) + \vec{p}_T^{miss})^2. \quad (4.10)$$

Auch diese Verteilung zeigt deutlich die zusätzliche Resonanz.

Grenzt man durch einen weiteren Phasenraumschnitt die transversale Masse auf einen bestimmten Bereich ein und verlangt zum Beispiel

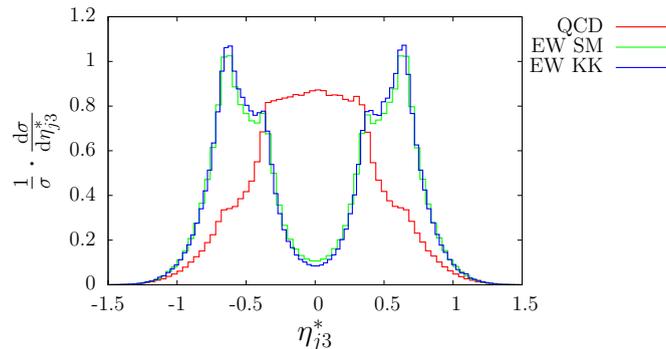
$$m_T > 500 \text{ GeV}, \quad (4.11)$$

so lässt sich der Kaluza-Klein-Prozess gegenüber den beiden Prozessen im Standardmodell verstärken. Dies ist sinnvoll, wenn man sich vor allem für die Physik jenseits des Standardmodells interessiert.

Der für diese Arbeit entscheidende Unterschied zwischen den QCD und elektroschwachen Prozessen liegt aber in der Winkelverteilung zusätzlicher Jets. Hierfür müssen die Wirkungsquerschnitte der Prozesse  $pp \rightarrow WZjjj$  berechnet werden, wobei man die beiden Jets mit höchstem Transversalimpuls als Identifikationsjets definiert. Verwendet man die Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9) und fordert für den dritten Jet

$$p_{T3} > 20 \text{ GeV}, \quad (4.12)$$

so erhält man für diesen Jet die in Abbildung 4.3 gezeigte Verteilung der Pseudorapidität. Es ist deutlich zu erkennen, dass die zusätzliche Abstrahlung beim QCD Prozess den mittleren Bereich, bei den elektroschwachen Prozessen die äußeren Regionen bevorzugt.



**Abbildung 4.4.:** Relative Lage des beim Prozess  $pp \rightarrow W^+ Z jjj$  auftretenden dritten Jets zu den beiden Identifikationsjets, die sich bei  $\eta^* = \pm \frac{1}{2}$  befinden. Verwendet wurden die Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9) und (4.12).

Ursache hierfür ist die Farbstruktur der Feynmandiagramme: Bei den elektroschwachen Prozessen werden zwischen den beiden Quarklinien nur elektroschwache Eichbosonen ausgetauscht und somit keine Farbladungen übertragen. Interferenzen zwischen den Feynmandiagrammen mit zusätzlicher Gluonemission von einem Quark des Anfangszustands und den Diagrammen, bei denen das Gluon vom Endzustand abgestrahlt wird, führen dann dazu, dass die zusätzlichen Gluonen bevorzugt in Richtung der Quarks verlaufen. Dies ist der selbe Effekt, der in der QED zur Synchrotronstrahlung führt.

Bei den QCD Prozessen unterscheiden sich durch den Austausch von Gluonen die Farbladungen von Anfangs- und Endzustand. Dadurch treten bei zusätzlicher Gluonabstrahlung nicht so starke Interferenzeffekte auf.

Außerdem erhält man bei den QCD Prozessen viel häufiger weitere Jets, welche die Bedingung (4.12) erfüllen: Verwendet man die Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9) unterscheiden sich die QCD und elektroschwachen Prozesse mit zwei Jets lediglich um einen Faktor 2 – 3 (siehe Tabelle 4.2). In Abbildung 4.3 ist zu erkennen, dass dieses Verhältnis bei den Prozessen mit drei Jets wieder deutlich zunimmt.

Die relative Lage des dritten Jets zu den beiden Identifikationsjets lässt sich besser erkennen, wenn man statt der Pseudorapidität die Größe

$$\eta^* = \frac{\eta - \frac{1}{2}(\eta_1 + \eta_2)}{\eta_1 - \eta_2} \quad (4.13)$$

verwendet, sodass sich die beiden Identifikationsjets bei  $\eta^* = \pm \frac{1}{2}$  befinden. Die entsprechenden partiellen Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 4.4 dargestellt, wobei wieder auf die totalen Wirkungsquerschnitte normiert wurde. Hier wird deutlich, dass man beim QCD Prozess zusätzliche Emission bevorzugt zwischen den beiden Identifikationsjets erhält. Bei den elektroschwachen Prozessen erfolgt diese meistens in Richtung der Identifikationsjets. Die leichte Abnahme der Wirkungsquerschnitte im Bereich der Jets lässt sich wieder durch die geforderte Separation der Jets erklären (Gleichung 4.4).

Wie man diese unterschiedliche Verteilung der zusätzlichen Jets nutzen kann um den QCD Untergrund weiter zu reduzieren, ist Thema des nächsten Kapitels.

---

## „Zentraler Jet Veto“ auf Partonlevel

---

Im vorherigen Kapitel wurde gezeigt, dass bei Vektorboson-Fusionsprozessen zusätzliche Gluonemissionen meistens in der Nähe der beiden Identifikationsjets entstehen. Beim QCD Untergrund wird hingegen die Region zwischen diesen bevorzugt.

Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis lässt sich folglich verbessern, wenn man Ereignisse nicht berücksichtigt, bei denen sich zwischen den beiden Tagging Jets weitere Jets mit Transversalimpuls

$$p_T > p_T^{\text{Veto}} \tag{5.1}$$

befinden. Dies wird als „Zentraler Jet Veto“ (CJV) bezeichnet. Die Festlegung eines Mindestwertes für den Transversalimpuls des Veto Jets ist an einem Hadronen-Beschleuniger nötig, da durch Zerfälle des Protonrestes und Kollisionen weiterer Protonen zusätzliche Hadronen im Detektor entstehen. Diese haben jedoch vergleichsweise geringe Impulse und können vernachlässigt werden, wenn man  $p_T^{\text{Veto}}$  ausreichend hoch wählt. Am LHC ist ein realistischer Wert hierfür  $p_T^{\text{Veto}} \approx 20$  GeV.

Das CJV wurde bereits für eine Reihe anderer Prozesse untersucht [34, 35, 36, 37]. Die dabei verwendeten Techniken werden auch in dieser Arbeit genutzt und in diesem Kapitel vorgestellt.

Die Wirkungsquerschnitte der Prozesse mit zusätzlicher Emission ergeben sich näherungsweise durch Multiplikation mit dem Faktor

$$f = \alpha_s \cdot \ln \left( \frac{Q^2}{p_T^{\text{Veto}2}} \right) \tag{5.2}$$

aus den Wirkungsquerschnitten der 2-Jet-Prozesse, wobei  $Q$  eine für den harten Prozess typische Energieskala ist. Für  $f \gtrsim 1$  nimmt der Wirkungsquerschnitt bei zusätzlicher Gluonabstrahlungen nicht mehr ab, sodass eine Berechnung in fester Ordnung der Störungstheorie nicht sinnvoll ist. In diesem Fall erhält man meist Abstrahlungen mehrerer weicher Gluonen.

Da die Wirkungsquerschnitte der Prozesse mit zusätzlicher Abstrahlung bei kleinen Gluonimpulsen divergent sind, müssen diese entweder regularisiert oder neu interpretiert werden. Die für das CJV entscheidenden Informationen über die Winkelverteilung und Härte der

Emission müssen dabei erhalten bleiben, um Veto-Wahrscheinlichkeiten  $P_{\text{Veto}}$  berechnen zu können.

Im Folgenden werden zwei Modelle vorgestellt, mit denen sich dies erreichen lässt. Dabei werden 2-Jet-Wirkungsquerschnitte mit  $\sigma_2$ , 3-Jet-Prozesse mit

$$\sigma_3 = \int_{p_T^{\text{Veto}}}^{\infty} \frac{d\sigma_3}{dp_{Tj_3}} dp_{Tj_3} \quad (5.3)$$

bezeichnet. Der Wirkungsquerschnitt nach Anwendung des CJV ergibt sich dann durch die Gleichung

$$\sigma = \sigma_2 \cdot (1 - P_{\text{Veto}}). \quad (5.4)$$

## 5.1. Die „Abgeschnittener-Shower-Näherung“

Bei Abstrahlung mehrerer weicher Gluonen heben sich deren Transversalimpulse im Mittel auf, was zu einer Regularisierung der Divergenzen bei kleinen  $p_T$  führt. In der „Abgeschnittener-Shower-Näherung“ (Truncated Shower Approximation, TSA) wird dies bei den 3-Jet-Prozessen simuliert, indem die partiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma_3$  durch

$$d\sigma_3^{\text{TSA}} = d\sigma_3 \cdot \left(1 - e^{-p_{Tj_3}^2/p_{TSA}^2}\right) \quad (5.5)$$

ersetzt werden. Der Parameter  $p_{TSA}$  wird hierbei so gewählt, dass unter Berücksichtigung der Phasenraumschnitte des 2-Jet-Prozesses (z.B. Gleichungen (4.5)-(4.9)) gilt:

$$\sigma_2 = \sigma_3^{\text{TSA}} = \int_0^{\infty} \frac{d\sigma_3^{\text{TSA}}}{dp_{Tj_3}} dp_{Tj_3}. \quad (5.6)$$

Die Veto-Wahrscheinlichkeit lässt sich dann abschätzen, indem man  $d\sigma_3^{\text{TSA}}$  über die Veto Region

$$\eta_{j,\min}^{\text{id}} < \eta_{j_3} < \eta_{j,\max}^{\text{id}} \quad (5.7)$$

$$p_{Tj_3} > p_T^{\text{Veto}} \quad (5.8)$$

integriert und mit  $\sigma_2$  normiert:

$$P_{\text{Veto}}^{\text{TSA}} = \frac{1}{\sigma_2} \int_{\text{Veto Region}} \frac{d\sigma_3^{\text{TSA}}}{dp_{Tj_3}} dp_{Tj_3}. \quad (5.9)$$

Da bei diesem Modell nur eine Gluonemission berücksichtigt wird und diese mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit außerhalb der Vetoregion liegt, wird die Veto-Wahrscheinlichkeit niemals 1 – auch dann nicht, wenn  $p_T^{\text{Veto}} = 0$  gesetzt würde. Daher ist zu erwarten, dass durch  $P_{\text{Veto}}^{\text{TSA}}$  die Veto-Wahrscheinlichkeit für kleine  $p_T^{\text{Veto}}$  unterschätzt wird.

## 5.2. Das „Potenzierungs-Modell“

Einen etwas anderen Ansatz verfolgt das „Potenzierungs-Modell“ (Exponentiation Model, Exp). In der Quantenelektrodynamik lässt sich zeigen, dass die Anzahl zusätzlicher weicher Photonabstrahlungen durch eine Poisson-Verteilung gegeben ist [1, Seiten 202 - 208].

Geht man davon aus, dass dieses Verhalten auch auf die Gluonemissionen in der QCD

übertragbar ist, lässt sich die Wahrscheinlichkeit  $P_n$ , dass  $n$  Jets in der Vetoregion liegen, schreiben als:

$$P_n = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}. \quad (5.10)$$

Den Erwartungswert  $\bar{n}$  der Poissonverteilung, der die durchschnittliche Multiplizität zusätzlicher Jets angibt, erhält man durch

$$\bar{n} = \frac{P_1}{P_0} = \frac{1}{\sigma_2} \int_{\text{Veto Region}} \frac{d\sigma_3}{dp_{T3}} dp_{T3}, \quad (5.11)$$

da die Wahrscheinlichkeiten  $P_i$  proportional zu  $\sigma_{2+i}$  sind. Bei dieser Rechnung wird der nicht regularisierte partielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma_3$  verwendet. Die Veto-Wahrscheinlichkeit lässt sich dann abschätzen durch

$$P_{\text{Veto}}^{Exp} = 1 - P_0 = 1 - e^{-\bar{n}}. \quad (5.12)$$



---

Zentraler Jet Veto beim Prozess  $pp \rightarrow WZjj$ 


---

Die in Kapitel 5 vorgestellten Modelle zur Beschreibung des CJV lassen sich auf die verschiedenen Prozesstypen der Produktion von  $WZjj$  anwenden. In diesem Kapitel werden zunächst Veto-Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Modelle und Prozesstypen berechnet und miteinander verglichen. Danach wird untersucht, wie das CJV von den kinematischen Variablen abhängt und welchen Einfluss die Phasenraumschnitte haben. Außerdem werden die Resultate mit dem Prozess  $pp \rightarrow Zjj$  verglichen, für den bereits früher das CJV untersucht wurde [36].

### 6.1. Vergleich der beiden Modelle

Um die beiden Modelle zur Beschreibung des CJV zu vergleichen, werden zunächst einige Veto-Wahrscheinlichkeiten berechnet. Hierfür werden die Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9) verwendet und für den Veto-Jet ein Transversalimpuls von mindestens

$$p_T^{\text{Veto}} = 20 \text{ GeV} \quad (6.1)$$

gefordert. Die Tabellen 6.1 und 6.2 zeigen die Ergebnisse der beiden Modelle sowie die bei der Rechnung auftretenden Parameter  $p_{TSA}$  und  $\bar{n}$ .

Es ist zu erkennen, dass die QCD Prozesse zu Veto-Wahrscheinlichkeiten von ca. 60% führen, wohingegen diese bei den elektroschwachen Prozessen unter 20% liegen. Wie erwartet, kann das CJV daher genutzt werden, um den QCD Untergrund weiter zu reduzieren.

Auch hier erhält man – wie bereits in Kapitel 4 – nur geringe Unterschiede von ca. 15% zwischen den Prozessen im Standardmodell und im Kaluza-Klein-Modell. Außerdem sind die Ergebnisse bei den Prozessen  $W^+Zjj$  und  $W^-Zjj$  fast identisch, weshalb im Folgenden meist nur ersterer untersucht wird.

Größere Differenzen findet man zwischen den Modellen zur Beschreibung des CJV. Diese führen die Berechnung des CJV auf einfache, phänomenologisch begründete Formeln zurück und man kann nicht erwarten, dass damit eine sehr genaue Beschreibung der Vorgänge im Experiment erreicht wird.

		$\sigma_2$ [ab]	$p_{TSA}$ [GeV]	$\sigma_3^{TSA}$ [ab]	$P_{Veto}^{TSA}$
$W^+Zjj$	QCD	1609	39,6	835	0,52
	EW SM	519	9,7	99,1	0,19
	EW KK	1050	8,1	165	0,16
$W^-Zjj$	QCD	868	38,9	450	0,52
	EW SM	259	9,4	48,6	0,19
	EW KK	531	7,9	83,1	0,16

**Tabelle 6.1.:** Berechnung der Veto-Wahrscheinlichkeiten in der Abgeschnittener-Showernäherung mit  $p_T^{\text{Veto}} = 20$  GeV. Verwendet wurden die Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9). Die numerischen Fehler der Wirkungsquerschnitte sind kleiner als 0,5%.

		$\sigma_2$ [ab]	$\sigma_3$ [ab]	$\bar{n}$	$P_{Veto}^{TSA}$
$W^+Zjj$	QCD	1609	1674	1,04	0,65
	EW SM	519	99,1	0,19	0,17
	EW KK	1050	165	0,16	0,15
$W^-Zjj$	QCD	868	892	1,03	0,64
	EW SM	259	49,0	0,19	0,17
	EW KK	531	83,2	0,16	0,14

**Tabelle 6.2.:** Berechnung der Veto-Wahrscheinlichkeiten im Potenzierungs-Modell mit  $p_T^{\text{Veto}} = 20$  GeV. Verwendet wurden die Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9). Die numerischen Fehler der Wirkungsquerschnitte sind kleiner als 0,5%.

Die Abhängigkeit der Veto-Wahrscheinlichkeiten von  $p_T^{\text{Veto}}$  ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Hierbei ist zu erkennen, dass die Effizienz des CJV deutlich zunimmt, wenn man kleine Impulse beim Veto-Jet zulässt. Gleichzeitig nehmen aber auch die Abweichungen zwischen den beiden Modellen zu. Die Ursache liegt darin, dass die Modelle vor allem weiche Emissionen modellieren und daher in diesem Bereich zu Unterschieden führen. Für große Werte von  $p_T^{\text{Veto}}$  sind die Ergebnisse der beiden Modelle hingegen identisch, wie man auch durch eine einfache Rechnung zeigen kann:

In der TSA gilt für  $p_T^{\text{Veto}} \gg p_{TSA}$

$$d\sigma_3^{TSA} = \left(1 - e^{-p_{Tj3}^2/p_{TSA}^2}\right) \cdot d\sigma_3 \approx d\sigma_3 \quad (6.2)$$

und

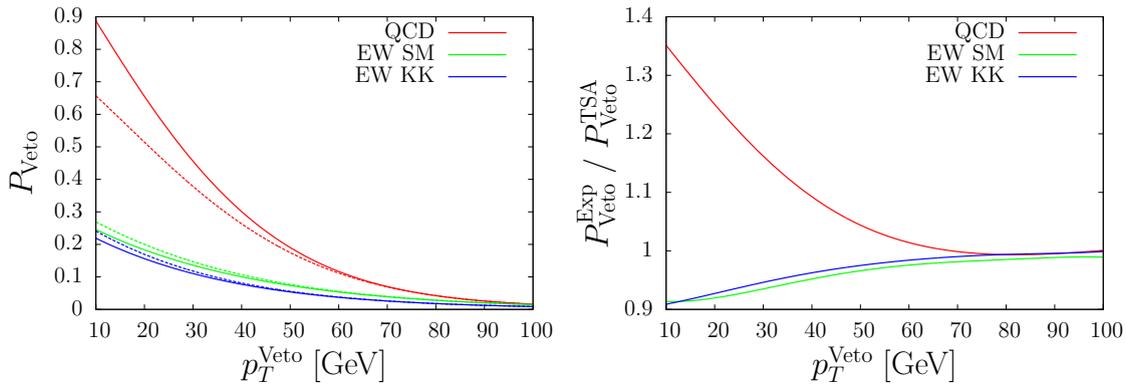
$$P_{Veto}^{TSA} = \frac{1}{\sigma_2} \int_{\text{Veto Region}} \frac{d\sigma_3^{TSA}}{dp_{Tj3}} dp_{Tj3} \approx \frac{1}{\sigma_2} \int_{\text{Veto Region}} \frac{d\sigma_3}{dp_{Tj3}} dp_{Tj3} = \frac{\sigma_3}{\sigma_2}. \quad (6.3)$$

Im Potenzierungs-Modell gilt bei großen Werten von  $p_T^{\text{Veto}}$ :

$$\bar{n} = \frac{\sigma_3}{\sigma_2} \ll 1 \quad (6.4)$$

und

$$P_{Veto}^{Exp} = 1 - e^{-\bar{n}} \approx \bar{n} = \frac{\sigma_3}{\sigma_2}. \quad (6.5)$$



**Abbildung 6.1.:** Abhängigkeit der Veto-Wahrscheinlichkeit von  $p_T^{\text{Veto}}$  beim Prozess  $pp \rightarrow W^+ Z jj$  und Verwendung der Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9). Die durchgezogenen (gestrichelten) Linien in der linken Abbildung wurden im Potenzierungs-Modell (in der TSA) berechnet. Die rechte Abbildung zeigt die relative Abweichung der beiden Modelle.

Wie bereits in Kapitel 5 erwähnt kann der Parameter  $p_T^{\text{Veto}}$  an einem Hadronen-Beschleuniger nicht beliebig klein gewählt werden und ein CJV ist daher erst ab  $p_T^{\text{Veto}} \gtrsim 15$  GeV sinnvoll einsetzbar. Daher wird im Folgenden besonders die Region von ca. 20 GeV genauer untersucht, um dennoch möglichst hohe Veto-Wahrscheinlichkeiten zu erhalten.

In diesem Bereich nehmen die Wirkungsquerschnitte der elektroschwachen Prozesse bei zusätzlicher Gluonabstrahlung noch deutlich ab und eine vollständige Beschreibung durch die Störungstheorie ist möglich. Bei den QCD Prozessen geht dies jedoch nicht, da  $\sigma_3 \approx \sigma_2$  und  $p_{TSA} > p_T^{\text{Veto}}$  gilt. Im Folgenden wird daher vor allem der QCD Prozess genauer untersucht, wobei das Potenzierungs-Modell angewandt wird. Mit diesem sind bessere Ergebnisse als in der TSA zu erwarten, da Mehrfachemissionen berücksichtigt werden. Eine grobe Abschätzung der Genauigkeit, mit der die Veto-Wahrscheinlichkeiten vorausgesagt werden können, lässt sich durch Vergleich der beiden Verfahren zur Beschreibung des CJV erhalten. Anhand von Abbildung 6.1 ist zu sehen, dass Abweichungen von ca. 20 – 30% zu erwarten sind.

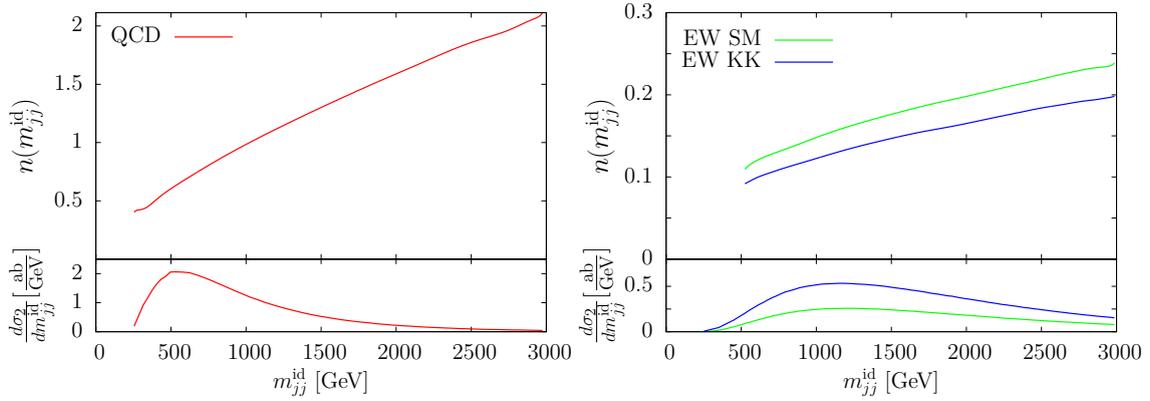
## 6.2. Einfluss der kinematischen Größen

Um die Abhängigkeit des CJV von kinematischen Größen  $x$  zu untersuchen, werden zunächst die entsprechenden partiellen Wirkungsquerschnitte der 3-Jet-Prozesse mit denen der Prozesse mit zwei Jets verglichen. Hierzu wird die Funktion

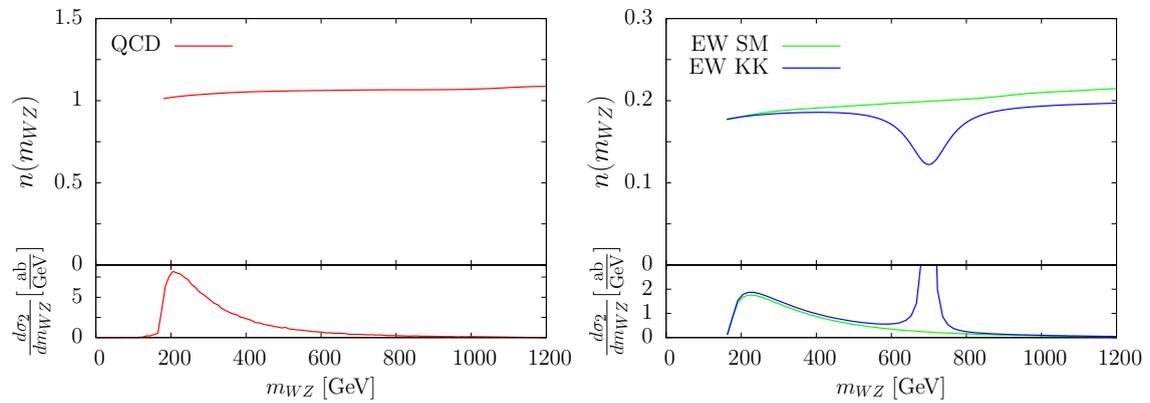
$$n(x) = \frac{d\sigma_3}{dx} \bigg/ \frac{d\sigma_2}{dx} \quad (6.6)$$

verwendet, die dem Parameter  $\bar{n}$  bei der Verwendung totaler Wirkungsquerschnitte entspricht. Den Erwartungswert  $\bar{n}$ , aus dem sich durch Gleichung (5.12) die Veto-Wahrscheinlichkeit ergibt, erhält man dann aus  $n(x)$  durch Faltung mit dem differentiellen 2-Jet-Wirkungsquerschnitt:

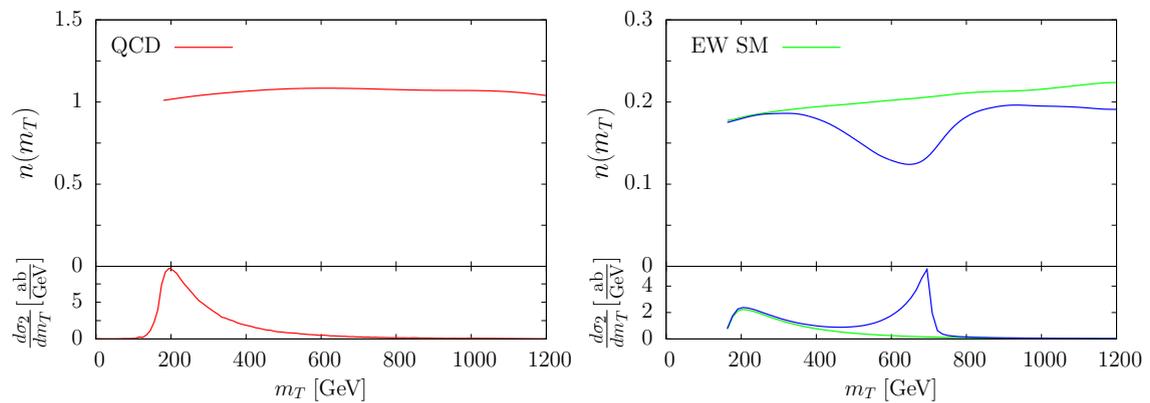
$$\bar{n} = \frac{\sigma_3}{\sigma_2} = \int n(x) \frac{d\sigma_2}{dx} dx. \quad (6.7)$$



**Abbildung 6.2.:** Abhängigkeit des CJV von der invarianten Masse der Identifikationsjets  $m_{jj}^{id}$  beim Prozess  $pp \rightarrow W^+Zjj$  unter Verwendung der Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9) (der Schnitt auf  $m_{jj}^{id}$  wurde hier weggelassen) und  $p_T^{\text{Veto}} = 20$  GeV.



**Abbildung 6.3.:** Abhängigkeit des CJV von der invarianten Masse der Vektorbosonen  $m_{WZ}$  beim Prozess  $pp \rightarrow W^+Zjj$  unter Verwendung der Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9) und  $p_T^{\text{Veto}} = 20$  GeV.



**Abbildung 6.4.:** Abhängigkeit des CJV von der transversalen Masse der Vektorbosonen  $m_T$  beim Prozess  $pp \rightarrow W^+Zjj$  unter Verwendung der Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9) und  $p_T^{\text{Veto}} = 20$  GeV.

Wie in Abbildung 6.2 zu sehen ist, erhält man eine starke Abhängigkeit der Funktion  $n$  von der invarianten Masse der beiden Identifikationsjets. Sowohl bei dem QCD Prozess als auch bei den elektroschwachen Prozessen nimmt  $n$  – und damit auch die Veto-Wahrscheinlichkeit – mit steigendem  $m_{jj}^{\text{id}}$  deutlich zu. Härtere Ereignisse, die sich durch hohe invariante Massen der Identifikationsjets auszeichnen, erzeugen also auch häufiger weitere harte Emissionen. Dieses Verhalten bereits bei früheren Untersuchungen des CJV bei anderen Prozessen festgestellt werden [38].

Außer einer Zunahme der Veto-Wahrscheinlichkeiten mit der invarianten Masse der Identifikationsjets könnte man auch eine entsprechende Abhängigkeit von der invarianten bzw. transversalen Masse der beiden Vektorbosonen erwarten. Wie in den Abbildungen 6.3 - 6.4 zu sehen ist, hat jedoch  $m_{WZ}$  bzw.  $m_T$  nur einen sehr geringen Einfluss auf das CJV. Lediglich beim Kaluza-Klein-Prozess nimmt die Funktion  $n$  in der Nähe der Resonanz bei 700 GeV deutlich ab. Ansonsten ändert sich  $n$  im betrachteten Bereich nur um ca. 10-20%, wobei die elektroschwachen Prozesse eine etwas größere Abhängigkeit von  $m_{WZ}$  aufweisen als der QCD Prozess.

Die Abnahme von  $n$  beim Kaluza-Klein-Prozess wirkt sich positiv auf die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells aus: Wenn eine solche Resonanz existiert, wirkt das CJV seltener auf Ereignisse, bei denen diese bisher unentdeckten Teilchen beitragen. Die Veto-Wahrscheinlichkeiten bei den QCD und elektroschwachen Prozessen im Standardmodell ändern sich hingegen in diesem Bereich von  $m_{WZ}$  fast nicht, sodass das Signal der neuen Teilchen gegenüber dem Untergrund verstärkt wird.

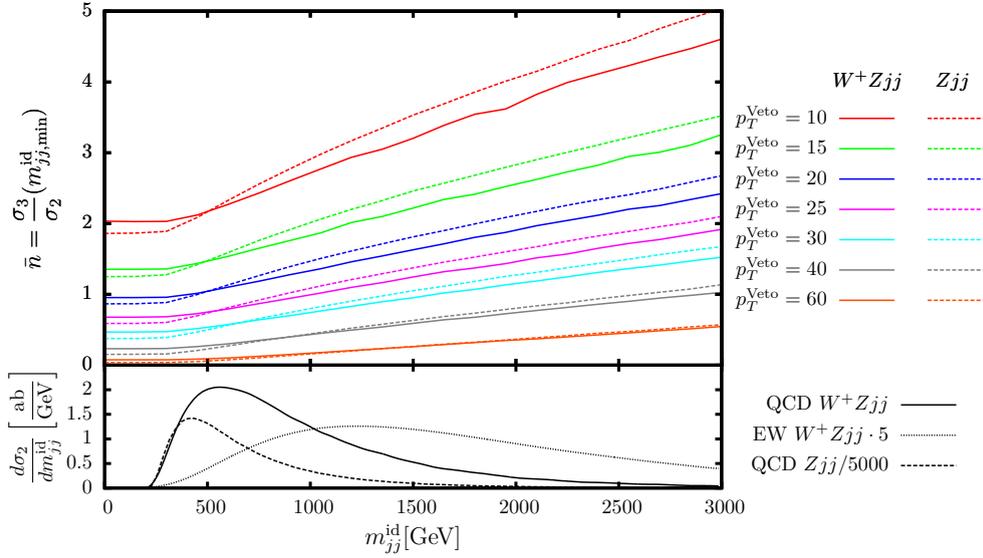
Eine entsprechende Abnahme von  $n$  in der Nähe von Resonanzen kann auch bei anderen Prozessen ( $Zjj$ ,  $Wjj$ ) festgestellt werden, wobei dieser Effekt durch Erhöhen von  $p_T^{\text{Veto}}$  verstärkt werden kann.

### 6.3. Variation der Phasenraumschnitte und Vergleich mit der $Zjj$ Produktion

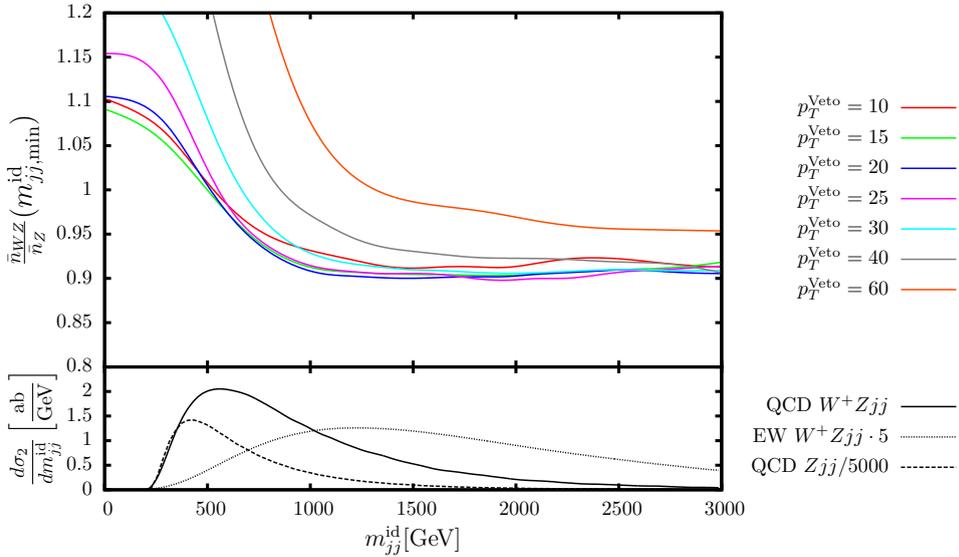
Das Verhalten, das man bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten feststellt, überträgt sich auch auf die totalen Wirkungsquerschnitte, wenn die Phasenraumschnitte variiert werden. Abbildung 6.5 zeigt für verschiedene Werte von  $p_T^{\text{Veto}}$  die Abhängigkeit des Erwartungswertes  $\bar{n}$  vom Schnitt auf die invariante Masse der Identifikationsjets  $m_{jj,\text{min}}^{\text{id}}$ . Auch hier ist ein deutlicher Anstieg der Veto-Wahrscheinlichkeit zu sehen, wenn man  $m_{jj,\text{min}}^{\text{id}}$  erhöht. Da die elektroschwachen Prozesse außerdem höhere invariante Massen der Identifikationsjets aufweisen als die QCD Prozesse, lässt sich durch Erhöhen von  $m_{jj,\text{min}}^{\text{id}}$  auf ca. 1000 GeV das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verbessern.

Außer dem Verhalten des Prozesses QCD  $pp \rightarrow W^+Zjj$  ist in Abbildung 6.5 auch das Ergebnis bei der entsprechenden QCD  $Zjj$  Produktion dargestellt<sup>1</sup>. Bei der Berechnung dieses Prozesses wurde der Phasenraumschnitt auf die invariante Masse der Leptonen auf  $m_{ll} > 60$  GeV erhöht, da sonst große Beiträge durch virtuelle Photonen entstehen. Außerdem wurde der Schnitt auf  $p_T^{\text{miss}}$  weggelassen, da der Endzustand keine Neutrinos enthält. Abbildung 6.5 zeigt, dass man zwischen den beiden Prozessen nur eine geringe Abweichung des Parameters  $\bar{n}$  und somit ähnliche Veto-Wahrscheinlichkeiten erhält. Da der Wirkungsquerschnitt des Prozesses QCD  $Zjj$  jedoch etwa einen Faktor 1000 größer ist als beim Prozess QCD  $W^+Zjj$ , kann dieser genutzt werden, um das CJV experimentell zu testen.

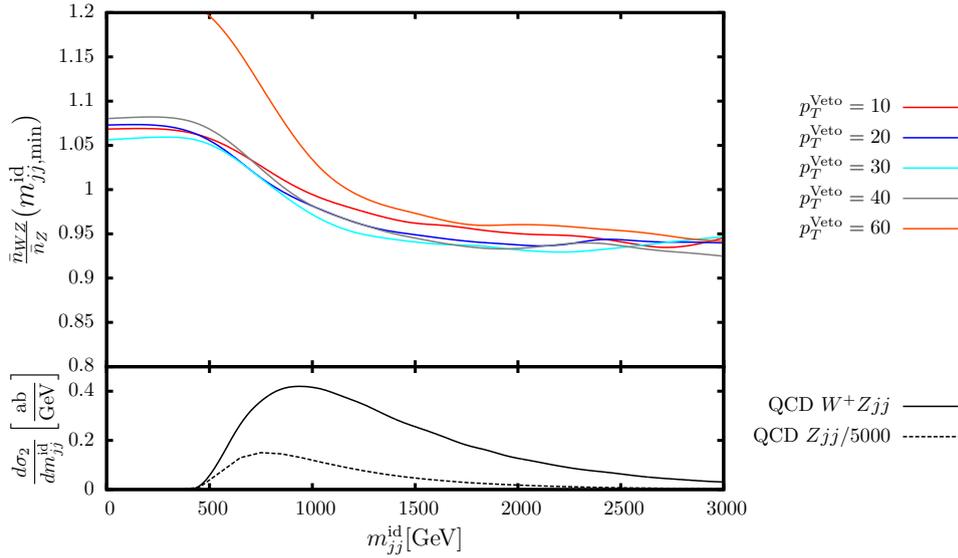
<sup>1</sup>Zur Berechnung der Prozesse QCD  $Vjj$  und QCD  $Vjjj$  mit  $V = W, Z$  wurden Programme von Prof. Dr. Zeppenfeld benutzt.



**Abbildung 6.5.:** Abhängigkeit des Parameters  $\bar{n}$  von dem Schnitt auf die invariante Masse der Identifikationsjets  $m_{jj}^{\text{id}}$  für verschiedene Werte von  $p_T^{\text{Veto}}$  bei den Prozessen QCD  $pp \rightarrow W^+Zjj$  und QCD  $pp \rightarrow Zjj$ . Verwendet wurden die Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9).



**Abbildung 6.6.:** Relativer Unterschied des Parameters  $\bar{n}$  zwischen den Prozessen QCD  $pp \rightarrow W^+Zjj$  und QCD  $pp \rightarrow Zjj$  in Abhängigkeit vom Schnitt auf die invariante Masse der Identifikationsjets  $m_{jj}^{\text{id}}$  für verschiedene Werte von  $p_T^{\text{Veto}}$ . Verwendet wurden die Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9).



**Abbildung 6.7.:** Relativer Unterschied des Parameters  $\bar{n}$  zwischen den Prozessen  $\text{QCD } pp \rightarrow W^+Zjj$  und  $\text{QCD } pp \rightarrow Zjj$  in Abhängigkeit vom Schnitt auf die invariante Masse der Identifikationsjets  $m_{jj}^{\text{id}}$  für verschiedene Werte von  $p_T^{\text{Veto}}$ . Verwendet wurden die Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9); der Transversalimpuls der Identifikationsjets wurde auf  $p_T^{\text{id}} > 60$  GeV erhöht.

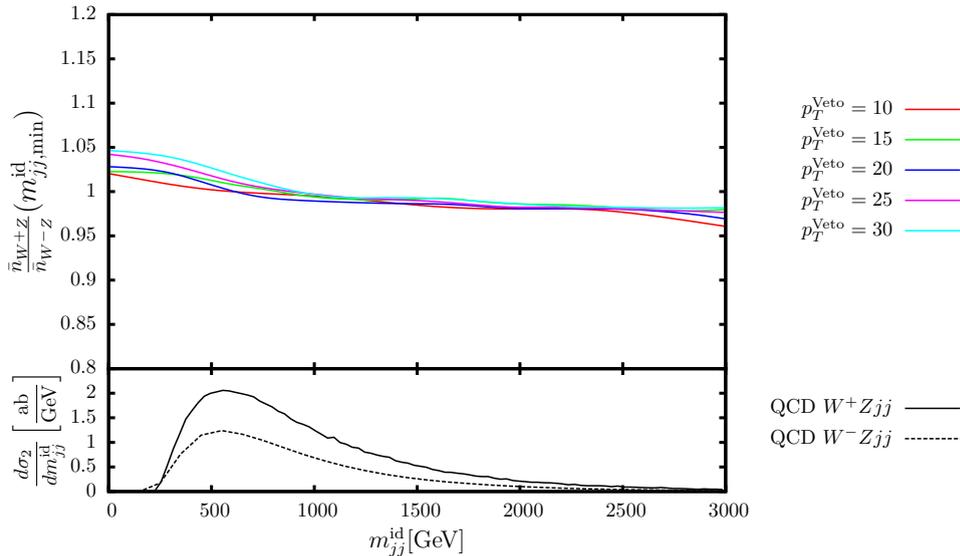
Dadurch können die zur Beschreibung des CJV verwendeten Modelle überprüft und gegebenenfalls verbessert werden, bevor man diese bei den Prozessen mit zwei Vektorbosonen einsetzt.

Unterschiede zwischen den beiden Prozessen lassen sich besser erkennen, wenn man den Quotient der beiden Erwartungswerte

$$\frac{\bar{n}_{WZ}}{\bar{n}_Z} := \frac{\bar{n}(\text{QCD } pp \rightarrow WZjj)}{\bar{n}(\text{QCD } pp \rightarrow Zjj)} \quad (6.8)$$

berechnet. Dieser ist in Abbildung 6.6 in Abhängigkeit von  $p_T^{\text{Veto}}$  und  $m_{jj}^{\text{id}, \text{min}}$  dargestellt. Daraus ist zu erkennen, dass sich der Parameter  $\bar{n}$  zwischen den beiden Prozessen nur um ca. 10% unterscheidet. Für kleine Werte  $m_{jj}^{\text{id}} < 500$  GeV führt der Prozess  $W^+Zjj$  zu etwas höheren Veto-Wahrscheinlichkeiten als  $Zjj$ ; ab 500 GeV erhält man entgegengesetztes Verhalten. Leichte Schwankungen der Werte  $\bar{n}$  um ca. 1% sind hier auf die statistischen Fehler der numerischen Integration zurückzuführen, die sich bei diesem Quotienten aus vier Wirkungsquerschnitten deutlich auswirken.

Fast keinen Einfluss hat hier der Wert von  $p_T^{\text{Veto}}$ . Lediglich für  $p_T^{\text{Veto}} \gtrsim 30$  GeV führt dieser zu unterschiedlichen Ergebnissen. In diesem Fall ist es jedoch nicht sinnvoll, für die beiden Identifikationsjets nur einen Transversalimpuls von 30 GeV zu fordern: Wenn bei den 3-Jet-Prozessen bereits der Veto-Jet, der definitionsgemäß den geringsten Transversalimpuls hat, einen solch hohen Impuls besitzt, wird implizit auch der Phasenraumschnitt für den Impuls der Identifikationsjets erhöht. Bei den 2-Jet-Prozessen hingegen ändert sich dieser Schnitt nicht. Um bei so hohen Werten von  $p_T^{\text{Veto}}$  sinnvolle Ergebnisse zu erhalten, muss daher auch der Schnitt auf  $p_T^{\text{id}}$  erhöht werden. Wie in Abbildung 6.7 zu sehen ist, lässt sich dadurch die Abweichung von  $\bar{n}_{WZ}/\bar{n}_Z$  bei hohen Werten von  $p_T^{\text{Veto}}$  reduzieren.



**Abbildung 6.8.:** Relativer Unterschied des Parameters  $\bar{n}$  zwischen den Prozessen QCD  $pp \rightarrow W^+Zjj$  und QCD  $pp \rightarrow W^-Zjj$  in Abhängigkeit vom Schnitt auf die invariante Masse der Identifikationsjets  $m_{jj}^{\text{id}}$  bei verschiedenen Werten von  $p_T^{\text{Veto}}$ . Verwendet wurden die Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9).

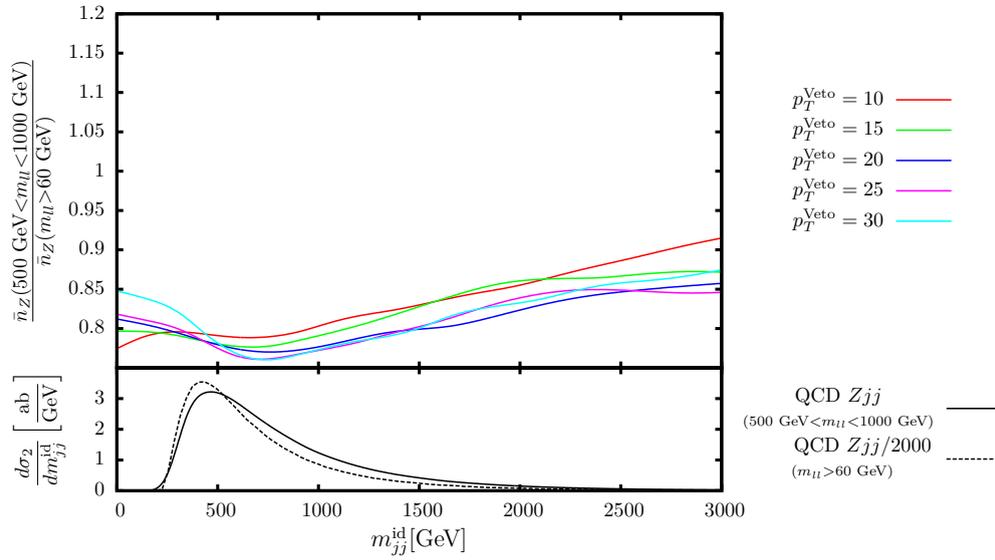
Wiederholt man das gleiche Procedere bei dem Prozess  $W^-Zjj$ , so kann man im Vergleich mit dem Prozess  $W^+Zjj$  nur minimale Unterschiede feststellen. In Abbildung 6.8 ist zu erkennen, dass nur Abweichungen von ca. 3% entstehen, wobei der Quotient  $\bar{n}_{W^+Z}/\bar{n}_{W^-Z}$  mit  $m_{jj,\text{min}}^{\text{id}}$  leicht abnimmt.

Bereits in Kapitel 6.2 wurde gezeigt, dass die invariante Masse der beiden Vektorbosonen nur einen geringen Einfluss auf das CJV hat. Dies stellt man auch fest, wenn  $m_{WZ}$  bzw.  $m_T^{WZ}$  durch weitere Phasenraumschnitte auf ein bestimmtes Intervall eingeschränkt wird. Hierbei lassen sich keine oder nur geringe Unterschiede von ca. 5% im Vergleich zu Abbildung 6.6 feststellen.

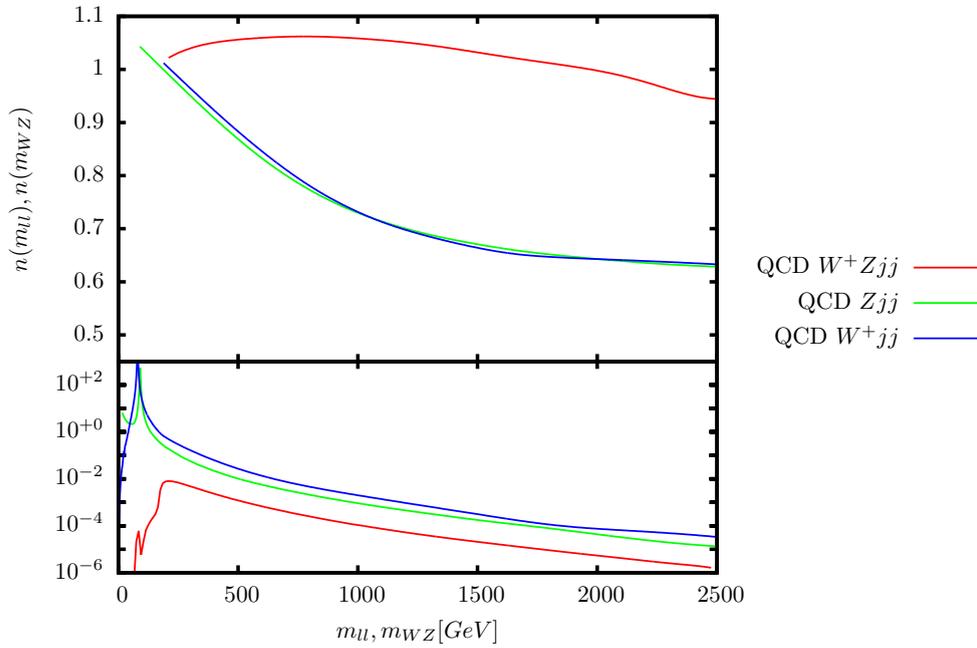
Wird allerdings die invariante Masse der beiden Leptonen im Prozess QCD  $Zjj$  variiert, so entstehen deutlich größere Unterschiede. Vergleicht man bei diesem Prozess den Wert von  $\bar{n}$  in den beiden Bereichen  $500 \text{ GeV} < m_{ll} < 1000 \text{ GeV}$  und  $m_{ll} > 60 \text{ GeV}$  sind Unterschiede von bis zu 25% zu erkennen (siehe Abbildung 6.9). Bei der Produktion von nur einem Vektorboson hat die invariante Masse der Leptonen also einen deutlich größeren Einfluss auf das CJV als bei der Produktion von zwei Vektorbosonen.

Beachten muss man hierbei allerdings, dass die Wirkungsquerschnitte bei so hohen invarianten Massen der Leptonen im Standardmodell sehr gering sind. Falls in diesem Massenbereich jedoch weitere, bisher unentdeckte Teilchen existieren, gewinnt auch dieser Bereich von Bedeutung.

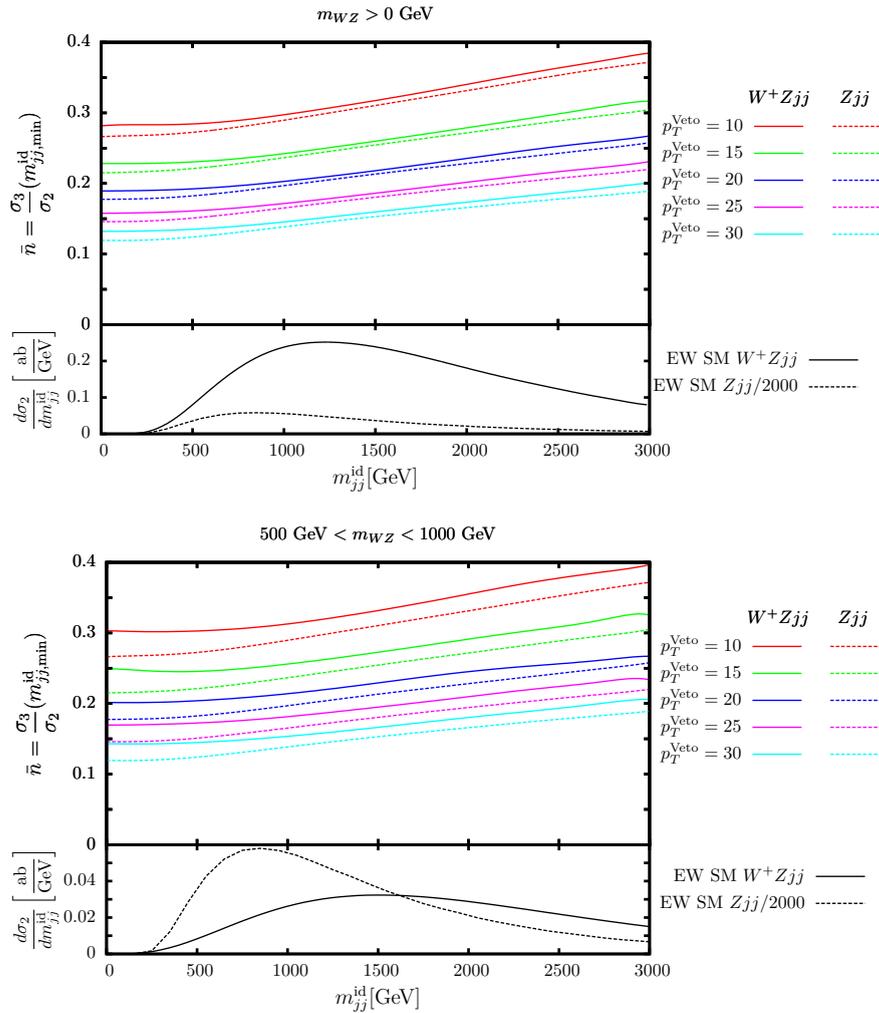
Abbildung 6.10 zeigt noch einmal die Abhängigkeit der Funktion  $n$  von der invarianten Masse der Vektorbosonen. Diese ist für die QCD Prozesse  $W^+Zjj$ ,  $Zjj$ , und  $W^+jj$  auf einem großen Bereich der invarianten Masse der 4 bzw. 2 Leptonen dargestellt. Hier wird deutlich, dass beim Prozess QCD  $W^+Zjj$  auch sehr hohe Werte von  $m_{WZ}$  das CJV nur geringfügig beeinflussen. Im Gegensatz dazu nimmt die Veto-Wahrscheinlichkeit bei den Prozessen  $Wjj$  und  $Zjj$  deutlich ab.



**Abbildung 6.9.:** Relative Änderung des Parameters  $\bar{n}$  bei hohen invarianten Massen der Leptonen  $m_{ll}$  beim Prozess QCD  $pp \rightarrow Zjj$  in Abhängigkeit vom Schnitt auf die invariante Masse der Identifikationsjets  $m_{jj}^{\text{id}}$  bei verschiedenen Werten von  $p_T^{\text{Veto}}$ . Verwendet wurden die Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9).



**Abbildung 6.10.:** Abhängigkeit des CJV von der invarianten Masse der Vektorbosonen  $m_{WZ}$  bzw. der invarianten Masse der Leptonen  $m_{ll}$  bei den Prozessen QCD  $W^+Zjj$ , QCD  $Zjj$  und QCD  $W^+jj$  unter Verwendung der Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9) ( $p_T^{\text{miss}} = 0$  beim Prozess QCD  $Zjj$ ) und  $p_T^{\text{Veto}} = 20 \text{ GeV}$ .



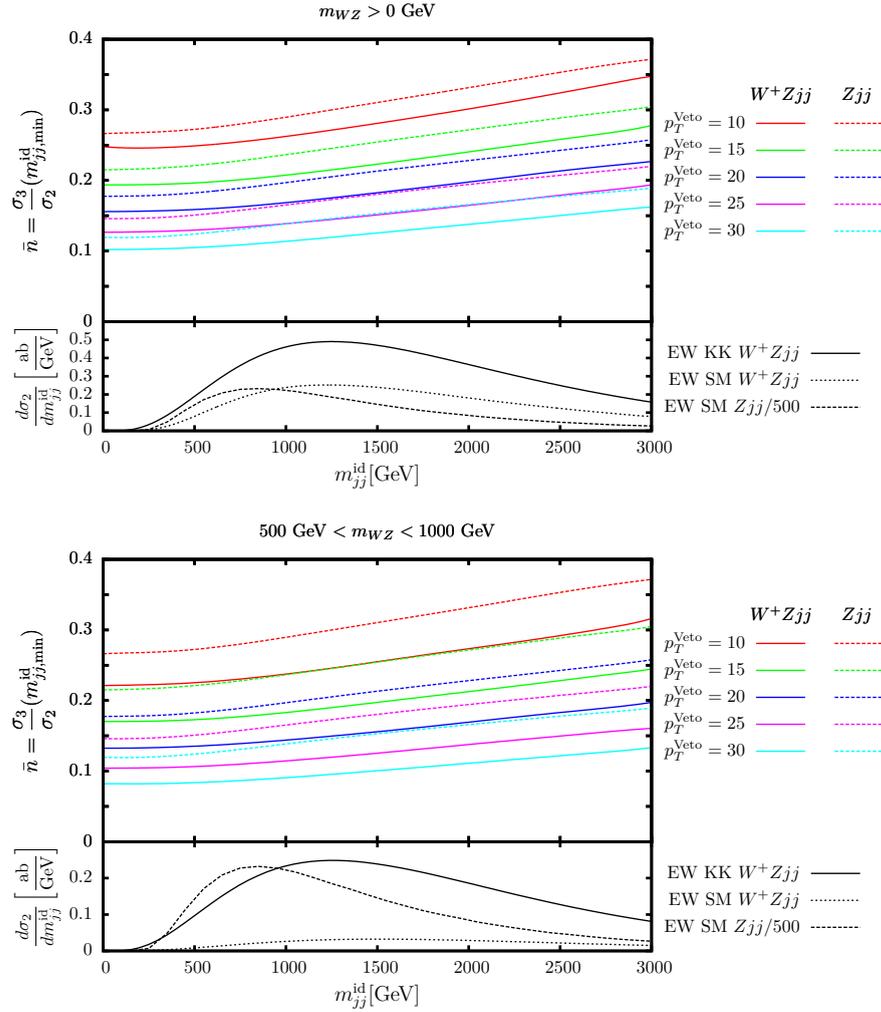
**Abbildung 6.11.:** Abhängigkeit des Parameters  $\bar{n}$  vom Schnitt auf die invariante Masse der Identifikationsjets  $m_{jj}^{\text{id}}$  für verschiedene Werte von  $p_T^{\text{Veto}}$  bei den Prozessen EW  $pp \rightarrow W^+Zjj$  und EW  $pp \rightarrow Zjj$  im Standardmodell. Verwendet wurden die Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9) und zwei verschiedene Bereiche von  $m_{WZ}$ .

Auch bei den elektroschwachen Prozessen gibt es nur geringe Unterschiede von ca. 10% zwischen der Produktion von  $WZjj$  und  $Zjj$ . Wie in den Abbildungen 6.11 und 6.12 zu sehen ist, wirkt sich allerdings die invariante Masse der beiden Eichbosonen etwas stärker auf das CJV aus. Insbesondere erhält man beim KK Prozess eine deutliche Abnahme von  $\bar{n}$  im Bereich  $500 \text{ GeV} < m_{WZ} < 1000 \text{ GeV}$ , in dem die zusätzliche Resonanz liegt. Aber auch diese Abweichungen von bis zu 30% sind gering im Vergleich zur Abhängigkeit von  $m_{jj}^{\text{id}}$ .

#### 6.4. Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass das Zentraler Jet Veto genutzt werden kann, um den QCD Untergrund bei Vektorboson-Fusionsprozessen zu reduzieren. Dabei hängen die Veto-Wahrscheinlichkeiten vor allem von der invarianten Masse der Identifikationsjets und vom Parameter  $p_T^{\text{Veto}}$  ab. Abbildung 6.13 zeigt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis

$$\frac{S}{B} = \frac{\sigma(\text{EW})}{\sigma(\text{QCD})} = \frac{\sigma_2^{\text{EW}} \cdot (1 - P_{\text{Veto}}^{\text{EW}})}{\sigma_2^{\text{QCD}} \cdot (1 - P_{\text{Veto}}^{\text{QCD}})} \quad (6.9)$$



**Abbildung 6.12.:** Abhängigkeit des Parameters  $\bar{n}$  vom Schnitt auf die invariante Masse der Identifikationsjets  $m_{jj}^{\text{id}}$  für verschiedene Werte von  $p_T^{\text{Veto}}$  bei den Prozessen EW KK  $pp \rightarrow W^+Zjj$  und EW SM  $pp \rightarrow Zjj$ . Verwendet wurden die Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9) und zwei verschiedene Bereiche von  $m_{WZ}$ .

vor und nach der Anwendung des CJV für den elektroschwachen Prozess im Standardmodell. Ohne Anwendung des CJV ist dieses bei Verwendung der Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9) ca. 1:3. Erhöht man den Schnitt auf die invariante Masse der Identifikationsjets auf 1000 GeV und wendet ein CJV mit  $p_T^{\text{Veto}} = 20$  GeV an, so wird der elektroschwache Prozess nur um ca. 35%, der QCD Prozess hingegen um ca. 90% reduziert. Damit lässt sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis um einen Faktor 6 auf 2:1 steigern.

Gegenüber den elektroschwachen Prozessen in Theorien jenseits des Standardmodells wird durch das CJV der QCD Untergrund noch etwas stärker unterdrücken, da in der Nähe der Resonanz die Veto-Wahrscheinlichkeit des elektroschwachen Prozesses leicht abnimmt, wohingegen diese beim QCD Prozess nahezu konstant bleibt. Wenn man außerdem die invariante Masse der beiden Vektorbosonen auf den Bereich nahe der zusätzlichen Resonanz einschränkt, kann man hohe Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse erhalten.

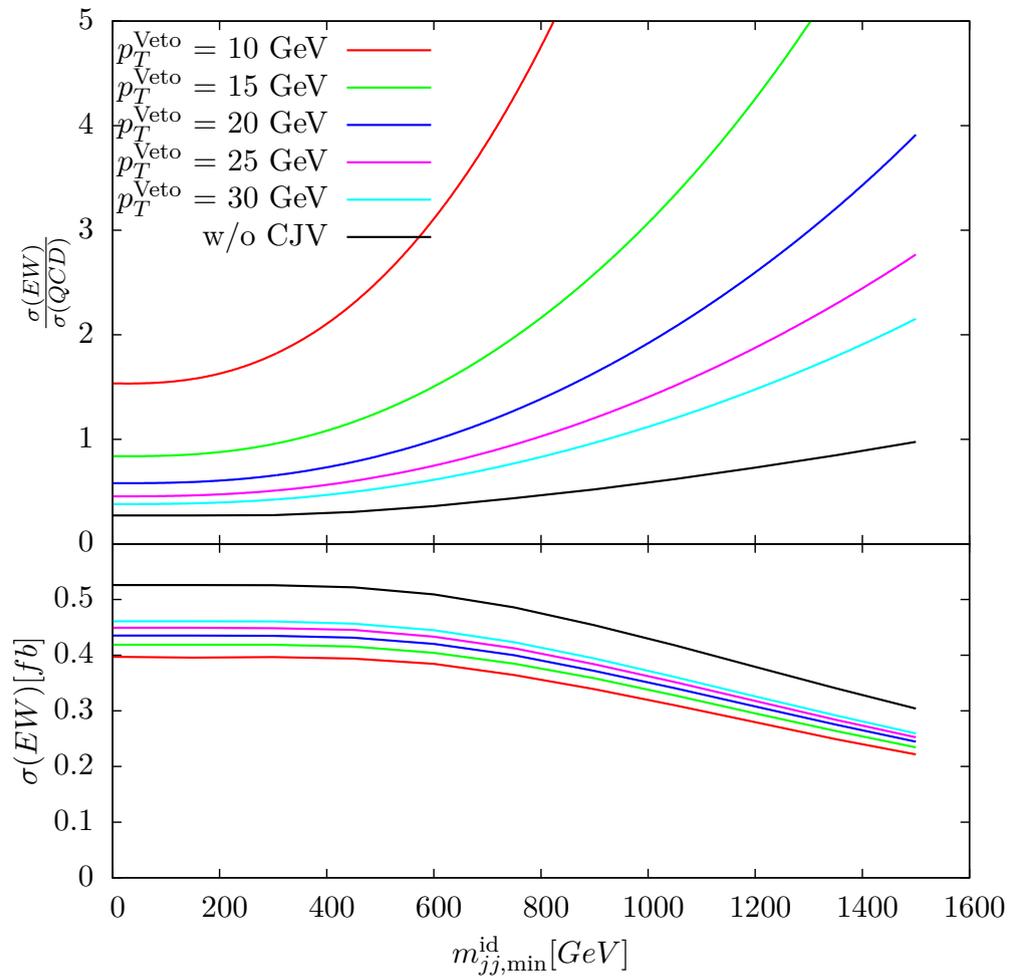
Mit Abweichungen von weniger als 5% führen die beiden Prozesse QCD  $W^+Zjj$  und QCD  $W^-Zjj$  fast zu identischen Veto-Wahrscheinlichkeiten. Außerdem hat die invariante Masse der beiden Eichbosonen fast keinen Einfluss auf das CJV; im Bereich  $m_{WZ} < 2500$

GeV erhält man nur Unterschiede von weniger als 10%. Es ist zu erwarten, dass auch die Prozesse  $pp \rightarrow WWjj$  und  $pp \rightarrow ZZjj$  zu ähnlichen Veto-Wahrscheinlichkeiten führen, sodass die hier erzielten Ergebnisse auch auf das CJV bei anderen Vektorboson-Fusionsprozessen übertragbar sind.

Hierbei muss man beachten, dass mit den in dieser Arbeit verwendeten Modellen zur Beschreibung des CJV keine exakten Vorhersagen der Veto-Wahrscheinlichkeiten möglich sind und mit Ungenauigkeiten von ca. 20-30% zu rechnen ist. Um bessere Ergebnisse zu erhalten, ist es zum einen nötig, die Prozesse in höherer Ordnung der Störungstheorie zu berechnen. Zum anderen sollten die Analysen mit einem Ereignis-Generator, z.B. Herwig++ [22] oder PYTHIA [23], kombiniert werden. Dadurch ist es möglich, auch weiche Gluonabstrahlungen sowie Jets durch weitere Protonkollisionen zu berücksichtigen.

Zwischen den Veto-Wahrscheinlichkeiten der Prozesse QCD  $WZjj$  und QCD  $Zjj$  gibt es erstaunlich gute Übereinstimmungen. Dies kann genutzt werden, um das CJV bei Vektorboson-Fusionsprozessen weiter zu verbessern. Aufgrund des um drei Größenordnungen größeren Wirkungsquerschnitts erhält man im Experiment sehr viele Ereignisse mit einem  $Z$ -Boson und zwei Jets. Mit diesen kann man das CJV testen und die dabei gewonnenen Erkenntnisse auf die Prozesse mit zwei Vektorbosonen übertragen. Hierbei sind nur Unterschiede von ca. 10% zu erwarten.

Auch zwischen den elektroschwachen Prozessen  $WZjj$  und  $Zjj$  erhält man eine gute Übereinstimmung. Jedoch wirkt sich hier die invariante Masse der beiden Vektorbosonen stärker aus. Insbesondere bei weiteren, bisher unentdeckten Eichbosonen können deutliche Unterschiede auftreten, wenn man den Massenbereich dieses Teilchens genauer untersucht.



**Abbildung 6.13.:** Signal-zu-Untergrund-Verhältnis  $\sigma(EW)/\sigma(QCD)$  beim Prozess  $pp \rightarrow W^+Zjj$  im Standardmodell nach Anwendung des CJV in Abhängigkeit von  $m_{jj,\min}^{\text{id}}$  und  $p_T^{\text{Veto}}$  bei Verwendung der Phasenraumschnitte (4.5) - (4.9).



---

Zusammenfassung

---

Am Large Hadron Collider werden seit etwas mehr als einem Jahr Teilchenkollisionen mit zuvor unerreichten Energien erzeugt. Dadurch wird es den Experimenten am LHC ermöglicht, Antworten auf zentrale Fragen der Teilchenphysik zu liefern. Eine wichtige Aufgabe ist hierbei die Untersuchung des Mechanismus der elektroschwachen Symmetriebrechung. Im Standardmodell der Teilchenphysik, das in Kapitel 2 beschrieben wurde, erfolgt diese durch den Higgs-Mechanismus. Das hierbei auftretende Higgs-Boson, durch das die  $W$ - und  $Z$ -Bosonen sowie die Fermionen ihre Massen erhalten, ist das einzige Teilchen des Standardmodells, das noch nicht nachgewiesen werden konnte.

Ein zur Untersuchung der elektroschwachen Symmetriebrechung wichtiger Prozesstyp ist die Vektorbosonfusion. Bei diesen Prozessen wird von je einem Quark der beiden kollidierenden Protonen ein Eichboson der elektroschwachen Wechselwirkung ( $W$ ,  $Z$  oder  $\gamma$ ) abgestrahlt. Diese streuen dann aneinander und zerfallen anschließend in Leptonen. Hierbei tragen sowohl Dreier- und Viererkopplungen der Eichbosonen untereinander, als auch Kopplungen zum Higgsboson oder neuen Eichbosonen bei, die in Theorien jenseits des Standardmodells auftreten können. Damit sind die Vektorboson-Fusionsprozesse nicht nur zur Untersuchung der elektroschwachen Symmetriebrechung geeignet, sondern auch bei der Suche nach Physik jenseits des Standardmodells von Bedeutung.

Zu diesen Prozessen gibt es große QCD Untergründe, bei denen die beiden aus dem Proton stammenden Partonen durch den Austausch eines Gluons aneinander streuen und zusätzlich elektroschwache Eichbosonen abstrahlen. In dieser Arbeit wurden diese QCD Untergründe für die Prozesse

$$\begin{aligned}
 pp &\rightarrow W^+ Z jj \rightarrow l^+ \nu_l l'^+ l'^- jj \\
 pp &\rightarrow W^- Z jj \rightarrow l^+ \nu_l l'^+ l'^- jj \\
 pp &\rightarrow W^+ Z jjj \rightarrow l^- \bar{\nu}_l l'^+ l'^- jjj \\
 pp &\rightarrow W^- Z jjj \rightarrow l^- \bar{\nu}_l l'^+ l'^- jjj
 \end{aligned}$$

benötigt, deren Implementierung in das Programm VBFNLO in Kapitel 3 erläutert wurde. Zur Berechnung der entsprechenden Streuamplituden konnte hierbei FORTRAN-Code genutzt werden, der durch das Programm MadGraph generiert wurde. Um die Laufzeiten zu

reduzieren wurde dieser Code so modifiziert, dass bestimmte in den Feynman-Diagrammen auftretende Strukturen nur einmal pro Phasenraumpunkt berechnet werden. Außerdem mussten die verschiedenen Subprozesse, die sich durch die möglichen Kombinationen von Quarks und Gluonen im Anfangs- und Endzustand ergeben, implementiert werden.

Sowohl die QCD als auch die VBF Prozesse führen zu einem aus vier Leptonen und 2-3 Jets bestehenden Endzustand. Wie in Kapitel 4 gezeigt wurde, besitzen diese allerdings unterschiedliche kinematische Eigenschaften. Hierbei wurde deutlich, dass die beiden härtesten Jets bei den VBF Prozessen einen großen Abstand aufweisen und weitere Jets meist in deren Nähe entstehen.

Bei den QCD Prozessen erfolgt die Emission weiterer Jets hingegen meist zwischen den beiden härtesten Jets. Dieser Unterschied lässt sich durch die unterschiedliche Farbstruktur der beiden Prozesstypen erklären und kann genutzt werden, um die QCD Prozesse gegenüber den elektroschwachen Prozessen zu reduzieren.

Hierzu werden Ereignisse verworfen, wenn diese zwischen den beiden härtesten Jets weitere Jets aufweisen. Eine vollständige Beschreibung dieses „Zentraler Jet Vetos“ durch die Störungstheorie ist jedoch nicht möglich, da hierzu die Wirkungsquerschnitte bei zusätzlicher Gluonemission deutlich abnehmen müssten. Dies ist jedoch bei den QCD Prozessen nicht der Fall, sodass man auf andere Methoden zur Beschreibung des CJV angewiesen ist. In Kapitel 5 wurden daher zwei Modelle zur Berechnung von Veto-Wahrscheinlichkeiten vorgestellt. Hierbei basiert die Abgeschnittener-Shower-Näherung auf einer Regularisierung der auftretenden Divergenzen; im Potenzierungsmodell werden die Wirkungsquerschnitte neu interpretiert.

In Kapitel 6 wurde das CJV bei der  $WZjj$ -Produktion genauer untersucht. Dabei konnten bei den elektroschwachen Prozessen Veto-Wahrscheinlichkeiten von ca. 15-20% festgestellt werden. Bei den QCD Prozessen liegt dieser Wert hingegen meist über 60%, sodass ein CJV genutzt werden kann, um diesen QCD Untergrund zu reduzieren. Diese Wahrscheinlichkeiten hängen aber auch von verschiedenen kinematischen Größen ab.

Eine entscheidende Größe ist hierbei der Mindestwert, den man für den Transversalimpuls des Veto-Jets fordert. Um hohe Veto-Wahrscheinlichkeiten zu erhalten, ist hierfür ein möglichst geringer Wert sinnvoll. Jedoch darf dieser auch nicht zu klein gewählt werden, da sonst Jets, die durch weitere Protonkollisionen oder weiche Gluonemissionen erzeugt werden, zu einem Veto führen.

Außer dem Transversalimpuls des Veto-Jets ist vor allem die invariante Masse der beiden Identifikationsjets von Bedeutung. Eine deutliche Zunahme der Veto-Wahrscheinlichkeiten mit dieser invarianten Masse ist bei allen untersuchten Prozessen zu erkennen.

Nur geringe Unterschiede zeigen sich hingegen in Abhängigkeit von der invarianten Masse der beiden Vektorbosonen. Insbesondere bei den QCD Prozessen erhält man nur Änderungen von ca. 5%. Etwas größere Abweichungen sind bei den elektroschwachen Prozessen zu erkennen; vor allem im Massenbereich der zusätzlichen Resonanz des elektroschwachen Prozesses im Kaluza-Klein-Modell konnten Abweichungen von ca. 30% festgestellt werden.

Da die Abhängigkeit des CJV von der invarianten Masse der Vektorbosonen gering ist, ist zu erwarten, dass die Prozesse  $WWjj$  und  $ZZjj$  und  $WZjj$  zu ähnlichen Veto-Wahrscheinlichkeiten führen. Damit lassen sich die erzielten Ergebnisse auch bei anderen Vektorboson-Fusionsprozessen zur Unterdrückung des QCD Untergrunds einsetzen.

Experimentell lässt sich das CJV beim Prozess  $Zjj$  testen, der einen um drei Größenord-

nungen größeren Wirkungsquerschnitt als die Prozesse mit zwei Vektorbosonen besitzt. Daher wurden die bei den Prozessen  $WZjj$  erzielten Ergebnisse auch mit jenen des Prozesses  $Zjj$  verglichen. Bei den QCD Prozessen unterscheiden sich die für das CJV relevanten Größen hierbei nur um ca. 10%. Deutliche Abweichungen zwischen den beiden Prozessen lassen sich nur bei sehr hohen invarianten Massen der Leptonen erkennen.

Auch bei den elektroschwachen Prozessen erhält man eine gute Übereinstimmung der Prozesse  $WZjj$  und  $Zjj$ . Allerdings wirkt sich hier die invariante Masse der Vektorbosonen stärker aus, sodass man Abweichungen von 0-30% erhält.

Die hier erzielten Ergebnisse dürfen jedoch nicht als komplette Analyse des CJV verstanden werden. Hierfür müssten auch weiche Gluonabstrahlungen und Kollisionen weiterer Protonen berücksichtigt werden, was sich durch Verwendung eines Ereignis-Generators wie z.B. Herwig++ oder PYTHIA erreichen lässt. Auch wenn sich dadurch die Veto-Wahrscheinlichkeiten etwas ändern werden, kann man davon ausgehen, dass die hier untersuchten Abhängigkeiten des CJV von kinematischen Größen erhalten bleiben.



---

## Verwendete Programmparameter

---

Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte wurde die Partondichteverteilung CTEQ6L1 [39] verwendet. Die darin angegebenen Werte für die starke Kopplungskonstante sowie der Masse des Z-Bosons wurden als Einstellungen in VBFNLO übernommen:

$$m_Z = 91,188 \text{ GeV}$$

$$\alpha_s(m_Z) = 0,129783$$

Außerdem wurden die aktuellen Werte

$$m_W = 80,399 \text{ GeV}$$

$$G_F = 1,16637 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{GeV}^2}$$

der „Particle Data Group“ [40] verwendet. Die restlichen Parameter der elektroschwachen Wechselwirkungen wurden daraus in VBFNLO berechnet, wobei deren Beziehungen zueinander in führender Ordnung genutzt wurden:

$$\alpha = \frac{1}{132.3448}$$

$$\sin^2(\Theta_W) = 0,222633.$$

Fermionmassen wurden in allen Berechnungen vernachlässigt und Beiträge durch b- und t-Quarks nicht berücksichtigt.

Für die VBF Prozesse im Standardmodell wurde eine Higgsmasse

$$m_H = 120 \text{ GeV}$$

angenommen.

Im higgslosen Modell in fünf Dimensionen wurde eine weitere Kaluza-Klein-Resonanz  $W'$  mit Masse

$$m_{W'} = 700 \text{ GeV}$$

berücksichtigt, die sich ergibt, wenn man als Lage der UV-Brane den Wert

$$R = 9,75 \cdot 10^{-9} \text{ GeV}^{-1},$$

verwendet [14].

Alle Wirkungsquerschnitte wurden für Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie

$$\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$$

berechnet.

Der Vergleich der Wirkungsquerschnitte von VBFNLO und Sherpa (Kapitel 3.4) erfolgte mit konstanter Faktorisierungs- und Renormierungsskala

$$\mu_F = \mu_R = m_Z.$$

Alle anderen Berechnungen wurden mit variablen Skalen durchgeführt, wobei zwischen den QCD und elektroschwachen Prozessen unterschieden wurde [33]:

- QCD-Prozesse:

$$\mu_F = \min(p_{Tj})$$

$$\alpha_s^n = \prod_{\text{Jets } i}^n \alpha_s(p_{Ti})$$

- Elektroschwache Prozesse:

$$\mu_F = \mu_R = Q = \text{Impulsübertrag durch die } W\text{- und } Z\text{-Bosonen}$$

---

## Literaturverzeichnis

---

- [1] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An Introduction To Quantum Field Theory (Frontiers in Physics)*. Westview Press, 1995.
- [2] T.-P. Cheng and L.-F. Li, *Gauge theory of elementary particle physics*. Oxford science publications. Clarendon Pr., Oxford, 1984.
- [3] F. Mandl and G. Shaw, *Quantum field theory*. Wiley, 2009.
- [4] I. Aitchison and A. Hey, *Gauge theories in particle physics*, vol. 2. Taylor & Francis, 2004.
- [5] J. Ellis, *Searching for Particle Physics Beyond the Standard Model at the LHC and Elsewhere*. [arXiv:1102.5009](https://arxiv.org/abs/1102.5009) [hep-ph].
- [6] S. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*. Nucl.Phys. **22** (1961) 579–588.
- [7] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*. Phys.Lett. **12** (1964) 132–133.
- [8] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*. Phys.Rev.Lett. **13** (1964) 508–509.
- [9] S. Weinberg, *A Model of Leptons*. Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264–1266.
- [10] Y. Ne’eman, *Derivation of strong interactions from a gauge invariance*. Nucl.Phys. **26** (1961) 222–229.
- [11] M. Han and Y. Nambu, *Three Triplet Model with Double SU(3) Symmetry*. Phys.Rev. **139** (1965) B1006–B1010.
- [12] D. Gross and F. Wilczek, *Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories*. Phys.Rev.Lett. **30** (1973) 1343–1346.
- [13] K. Agashe, S. Gopalakrishna, T. Han, G.-Y. Huang, and A. Soni, *LHC Signals for Warped Electroweak Charged Gauge Bosons*. Phys. Rev. **D80** (2009) 075007, [arXiv:0810.1497](https://arxiv.org/abs/0810.1497) [hep-ph].
- [14] C. Englert, B. Jager, and D. Zeppenfeld, *QCD Corrections to Vector-Boson Fusion Processes in Warped Higgsless Models*. JHEP **03** (2009) 060, [arXiv:0812.2564](https://arxiv.org/abs/0812.2564) [hep-ph].

- [15] C. Englert, *Spin 1 Resonances in Vector Boson Fusion in Warped Higgsless Models*. Diploma Thesis, Karlsruhe University 2007.
- [16] M. Brieg, *QCD-Korrekturen zur assoziierten Produktion von Kaluza-Klein-Resonanzen und schwachen Eichbosonen*. Diploma Thesis, Karlsruhe University 2010.
- [17] K. Arnold *et al.*, *VBFNLO: A parton level Monte Carlo for processes with electroweak bosons*. Comput. Phys. Commun. **180** (2009) 1661–1670, arXiv:0811.4559 [hep-ph].
- [18] G. Bozzi, B. Jager, C. Oleari, and D. Zeppenfeld, *Next-to-leading order QCD corrections to  $W+Z$  and  $W-Z$  production via vector-boson fusion*. Phys. Rev. **D75** (2007) 073004, arXiv:hep-ph/0701105.
- [19] V. Blobel and E. Lohrmann, *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*. Vieweg+ Teubner, 1998.
- [20] G. P. Lepage, *A new algorithm for adaptive multidimensional integration*. Journal of Computational Physics **27** (1978) no. 2, 192 – 203.
- [21] D. Zeppenfeld, *Collider physics*. arXiv:hep-ph/9902307.
- [22] M. Bähr, S. Gieseke, M. Gigg, D. Grellscheid, K. Hamilton, O. Latunde-Dada, S. Plätzer, P. Richardson, M. Seymour, A. Sherstnev, *et al.*, *HERWIG++ physics and manual*. The European Physical Journal C-Particles and Fields **58** (2008) no. 4, 639–707.
- [23] T. Sjöstrand, *High-energy-physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*. Computer Physics Communications **82** (1994) no. 1, 74–89.
- [24] V. Hankele, *NLO QCD corrections to tri-boson production in hadronic collisions*. PhD thesis, Karlsruhe University 2009.
- [25] V. D. Barger, T. Han, J. Ohnemus, and D. Zeppenfeld, *PAIR PRODUCTION OF  $W^{+-}$ , gamma AND Z IN ASSOCIATION WITH JETS*. Phys. Rev. **D41** (1990) 2782.
- [26] H. Murayama, I. Watanabe, and K. Hagiwara, *HELAS: HELicity amplitude subroutines for Feynman diagram evaluations*. KEK-91-11.
- [27] T. Stelzer and W. F. Long, *Automatic generation of tree level helicity amplitudes*. Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 357–371, arXiv:hep-ph/9401258.
- [28] T. Gleisberg *et al.*, *Event generation with SHERPA 1.1*. JHEP **02** (2009) 007, arXiv:0811.4622 [hep-ph].
- [29] T. Gleisberg and S. Hoeche, *Comix, a new matrix element generator*. JHEP **12** (2008) 039, arXiv:0808.3674 [hep-ph].
- [30] F. Campanario, C. Englert, S. Kallweit, M. Spannowsky, and D. Zeppenfeld, *NLO QCD corrections to  $WZ$ +jet production with leptonic decays*. JHEP **1007** (2010) 076, arXiv:1006.0390 [hep-ph].
- [31] *ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report, 1 and 2*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999.

- [32] G. L. Bayatian *et al.*, *CMS physics Technical Design Report, Volume II: Physics Performance*. J. Phys. G **34** (2006) no. CERN-LHCC-2006-021. CMS-TDR-008-2, 995–1579. 669 p.
- [33] C. Englert, B. Jager, M. Worek, and D. Zeppenfeld, *Observing Strongly Interacting Vector Boson Systems at the CERN Large Hadron Collider*. Phys. Rev. **D80** (2009) 035027, [arXiv:0810.4861 \[hep-ph\]](#).
- [34] D. L. Rainwater, *Intermediate mass Higgs searches in weak boson fusion*. [arXiv:hep-ph/9908378 \[hep-ph\]](#). Ph.D. Thesis (Advisor: Dieter Zeppenfeld).
- [35] D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld, *Observing  $H \rightarrow W^{(*)} W^{(*)} e^{+} \mu^{+} + \text{missing-}p(T)$  in weak boson fusion with dual forward jet tagging at the CERN LHC*. Phys.Rev. **D60** (1999) 113004, [arXiv:hep-ph/9906218 \[hep-ph\]](#).
- [36] D. L. Rainwater, R. Szalapski, and D. Zeppenfeld, *Probing color singlet exchange in  $Z + \text{two jet}$  events at the CERN LHC*. Phys.Rev. **D54** (1996) 6680–6689, [arXiv:hep-ph/9605444 \[hep-ph\]](#).
- [37] V. D. Barger, R. Phillips, and D. Zeppenfeld, *Mini - jet veto: A Tool for the heavy Higgs search at the LHC*. Phys.Lett. **B346** (1995) 106–114, [arXiv:hep-ph/9412276 \[hep-ph\]](#).
- [38] D. Summers and D. Zeppenfeld, *Mini - jet activity in high  $E(T)$  jet events at the Tevatron*. Phys.Lett. **B380** (1996) 426–430, [arXiv:hep-ph/9509206 \[hep-ph\]](#).
- [39] J. Pumplin *et al.*, *New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis*. JHEP **07** (2002) 012, [arXiv:hep-ph/0201195](#).
- [40] K. Nakamura and P. D. Group, *Review of Particle Physics*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **37** (2010) no. 7A, 075021.



---

## Danksagung

---

Als erstes möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Zeppenfeld bedanken, dass ich eine Diplomarbeit auf diesem interessanten Themengebiet anfertigen konnte. Auch für die ausführlichen Diskussionen und Erklärungen bei Fragen meinerseits bin ich sehr dankbar.

Herrn Prof. Dr. Nierste danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Für die stets angenehme Atmosphäre und Hilfe bei Fragen jeglicher Art danke ich dem gesamten Institut und insbesondere meinen Kollegen im Diplomandenzimmer.

Ein großer Dank gilt Johannes Bellm, Kathrin Ender, Ansgar Schanz und meiner Mutter für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Zuletzt möchte ich meinen Eltern danken, die mich auf vielfältige Weise während des gesamten Studiums unterstützt haben.