

Bachelorarbeit

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

Untersuchung der Impulsbruchteile für Proton-Proton-Kollisionen mit $WZjj$ -EWK-Endzustand am Large Hadron Collider

Thomas Kwasnitza

geboren am 08.06.1991 in Ratibor

TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN
INSTITUT FÜR KERN- UND TEILCHENPHYSIK
FACHRICHTUNG PHYSIK
FAKULTÄT MATHEMATIK UND NATURWISSENSCHAFTEN

17.09.2014



Eingereicht am 17. September 2014

1. Gutachter: Prof. Dr. M. Kobel
2. Gutachter: Prof. Dr. A. Straessner

Zusammenfassung

In dieser Bachelorarbeit werden die Verteilungen der Bjorkenschen Skalenvariable x für Vektorbosonenstreuung (VBS) im $WZjj$ -EWK-Endzustand innerhalb und jenseits des Standardmodells verglichen. Dabei wurde neue Physik in Form von anomaler Vier-Eich-Bosonen-Kopplung (aQGC) in der Suche nach Vektorbosonenstreuung berücksichtigt. Insbesondere konnte dabei der Einfluss dieser Effektiven Feldtheorie auf die Impulsbruchteil-Verteilung untersucht und ausgewertet werden. Weiterhin wurden im Rahmen dieser Arbeit die Beiträge der systematischen Unsicherheit der Parton-Dichte-Funktion (PDF) CT10 an VBS im $WZjj$ -EWK-Endzustand bestimmt. Außerdem konnte der Einfluss der PDF-Unsicherheiten aller Quark-Flavour erfasst und miteinander verglichen werden.

Abstract

In this thesis the distribution of the Bjorken scaling variable x in vector-boson-scattering (VBS) with $WZjj$ -EWK final state was compared for physics in and beyond the Standard-model. Therefor new physics was used in form of anomalous quartic gauge boson couplings (aQGC). Especially the effect of this effective field theory was observed in the distribution of the fractional amount of the initial quark momentum for VBS processes. Furthermore this thesis contains the investigation of the influence of systematic uncertainties due to the parton distribution function (PDF) for VBS processes with $WZjj$ -EWK final state. In addition, the contribution of the uncertainty depending on the quark flavour was investigated.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Standardmodell der Elementarteilchenphysik	3
2.2	Elektroschwache Wechselwirkung	5
2.3	Anomale Vierer-Eich-Bosonen-Kopplung	7
2.4	Vektorbosonstreuung	8
2.5	Inelastische Streuung	10
3	Experimenteller Aufbau	13
3.1	Large Hadron Colider	13
3.1.1	ATLAS-Detektor	14
4	Ereignisgeneration	15
4.1	Monte-Carlo-Generator	15
4.2	WHIZARD	15
4.3	Datenverarbeitung	16
5	Impulsbruchteil-Verteilung bei dynamischer Skala	17
5.1	Quarkverteilung	17
5.2	Ladungsverhältnis	19
5.3	Anomale Vierer-Eich-Bosonen-Kopplung	21
5.4	Effizienz	22
6	Impulsbruchteil-Verteilung bei fixer Skala	25
6.1	Fehler der Impulsbruchteil-Verteilung	25
6.2	Einfluss von Unsicherheiten der Parton-Dichte-Funktion	27
7	Fazit	29
A	Selektionskriterien	31
B	Verteilung der Impulsbruchteile für W^-Zjj- und W^+Zjj- Endzustand	33
C	Verteilung der Impulsbruchteile in Abhängigkeit der Energieskala	35
D	Verteilung der Impulsbruchteile und deren Schnitt-Effizienzen	39
E	Verteilung der systematischen Unsicherheit der PDF	41
E.1	Gewichtete systematische Unsicherheit	42
E.2	Einfluss der systematischen Unsicherheit aller Quarks	46

Kapitel 1

Einführung

Eine zentrale Bedeutung der früheren wie auch der aktuellen Forschung bildet die Suche nach den kleinsten und elementarsten Bausteinen unseres Universums. Schon 400 Jahre v.Chr. stellten die Griechen Überlegungen an, dass die Welt aus mikroskopisch kleinen, unteilbaren Bestandteilen, den Atomen aufgebaut ist [21]. Dieses Bild wurde im Laufe der letzten Jahrhunderte zum Teil aufrechterhalten, wie auch weiterentwickelt. Mit dem technischen Fortschritt ist es nun möglich viele dieser Fragen zu beantworten aber auch neue zu stellen. Im Jahre 1983 wurden drei neue Teilchen entdeckt, die das Fundament aktueller Fragestellungen bildeten. In diesem Jahr wurden in 23 Ereignissen die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung, $W^\pm$ - und Z -Boson(en) in Kollisionsexperimenten am Proton-Antiproton-Kollider $Spp\bar{S}$ nachgewiesen [21]. Mit dieser Entdeckung konnte die Frage nach der Streuung dieser Bosonen gestellt werden und damit wurde auch die Grundlage dieser Arbeit gelegt. Erst einige Jahrzehnte später war es möglich der Frage der sogenannten Vektor-Boson-Streuung nachzugehen, also der Streuung zweier Bosonen die einen Spin $s = 1$ besitzen z.B. von $W^\pm$ -, Z - Bosonen und dem Photon γ . Innerhalb dieser Arbeit soll es um den $WZjj$ -EWK-Endzustand, oder genauer formuliert, um die Streuung von $W^\pm Z \rightarrow W^\pm Z$ und $W^\pm \gamma \rightarrow W^\pm Z$ gehen. Beide Prozesse können nicht sinnvoll voneinander getrennt betrachtet werden und legen eine gemeinsame Art der Vektor-Boson-Streuung fest. Solche Prozesse werden am Large Hadron Collider erforscht, der derzeit einen Höhepunkt des technisch Umsetzbaren darstellt. Mit diesem Teilchenbeschleuniger ist man in der Lage Physik höherer Energie-Skalen zu entdecken und damit vielleicht auch Antworten auf diese fundamentalen Fragen der Teilchenphysik zu finden. Innerhalb des 27 km langen Tunnels des LHC kommt es zu Proton-Proton-Kollisionen. Das Proton selbst besitzt aufgrund seiner Substruktur nicht die gleichen Eigenschaften wie die von elementaren Teilchen. Es ist also aus mehreren Elementarteilchen zusammengesetzt, den Quarks und Gluonen. Aus diesem Grund handelt es sich bei Proton-Zusammenstößen vielmehr um Kollisionen der Konstituenten des Protons. Diese Bestandteile besitzen in Kollisionen jeweils nur einen Impulsbruchteil des Protons und sind, je nach Typ, mehr oder weniger häufig im Proton verteilt. Es ist deshalb von höchster Bedeutung bei Experimenten mit Proton-Proton-Kollisionen die Verteilung des Impulsbruchteils aller Konstituenten zu kennen. Diese Verteilungen, auch als Parton-Dichte-Funktionen bezeichnet (PDF), können empirisch ermittelt werden und besitzen somit auch Unsicherheiten. Ein Ziel dieser Arbeit ist es den Einfluss der Unsicherheiten dieser PDF's innerhalb der Vektor-Bosonen-Streuung zu bestimmen. Das Standardmodell, als Fundament der Elementarteilchenphysik bildet die Grundlage der Untersuchungen innerhalb der Arbeit. Doch trotz seines großen Erfolges deuten viele Beobachtungen, wie die Existenz dunkler Materie, darauf hin, dass das Standardmodell nicht vollständig die Welt beschreibt. Eine Möglichkeit neue Physik einzubinden, ist das Standardmodell um Theorien, wie die anomale Vierer-Eich-Bosonen-Kopplung aQGC, zu erweitern. Dabei kommen zu den vielen Parametern des Standardmodells noch 2 weitere hinzu, α_4 und α_5 . Weil diese Effektive Feldtheorie das Standardmodell als Grenzfall kleiner Energien beinhaltet, sind Auswirkungen erst bei höheren Energien, wie sie am LHC angestrebt werden, messbar. Deshalb wird in dieser Arbeit der Einfluss auf die Impulsbruchteil-Verteilung diskutiert.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Nach dem aktuellen Stand der Forschung bildet das Standardmodell der Elementarteilchenphysik derzeit die genaueste Beschreibung der Bausteine der Natur und ihrer fundamentalen Wechselwirkungen. Die bedeutsamsten Erkenntnisse der aktuellen Entwicklung auf diesem Gebiet sind in dieser Theorie vereinigt und vielfach auf den bisher erreichten Energieskalen experimentell bestätigt [1]. Alle derzeit bekannten Elementarteilchen werden dort in zwei Gruppen, Fermionen und Bosonen, gemeinsam beschrieben. Zum einen enthalten die Fermionen des Standardmodells die Quarks mit *up*, *down*, *strange*, *charm*, *bottom* und *top*. Zum Anderen sind auch die geladenen Leptonen, e^- -Elektron, μ^- -Myon τ^- -Tauon mit den drei zugehörigen elektrisch neutralen Neutrinos ν_e , ν_μ und ν_τ , als weitere Fermionen im Standardmodell vertreten. Weil jedes Quark eine der drei Farbladungen, rot, blau oder grün trägt, gibt es $3 \cdot 6 = 18$ verschiedene Quarks, die jeweils noch ein Antiteilchen als Partner besitzen. Wie die Quarks besitzen auch alle geladenen Leptonen nach dem heutigen Stand ein Antiteilchen als Partner [1]. Die Bosonen des Standardmodells kann man unterteilen

Fermionen			Ladung Q	Schw. Isospin T_3 linkschiral	Hyperladung Y linkschiral
1. Familie	e^-	Electron	-1	-1/2	-1/2
	ν_e	Elektron-Neutrino	0	1/2	-1/2
	u	Up-Quark	2/3	1/2	1/6
	d	Down-Quark	-1/3	-1/2	1/6
2. Familie	μ^-	Myon	-1	-1/2	-1/2
	ν_μ	Myon-Neutrino	0	1/2	-1/2
	c	Charm-Quark	2/3	1/2	1/6
	s	Strange-Quark	-1/3	-1/2	1/6
3. Familie	τ^-	Tau	-1	-1/2	-1/2
	ν_τ	Tau-Neutrino	0	1/2	-1/2
	t	Top-Quark	2/3	1/2	1/6
	b	Bottom-Quark	-1/3	-1/2	1/6

Tabelle 2.1: In dieser Übersicht sind alle Fermionen, bis auf die Antiteilchen, des Standardmodells aufgeführt. Die T_3 Komponente des schwachen Isospins ist für rechtshändige Fermionen 0. [2]

in Teilchen, die für Wechselwirkungen zuständig sind, und dem Higgs-Boson, das an der Massenerzeugung der Elementarteilchen beteiligt ist. Für die Betrachtung von Teilchen sind die auf sie einwirkenden Kräfte von großer Bedeutung. Wechselwirkungen zwischen Teilchen werden in den Quantenfeldtheorien, wie dem Standardmodell, über den Austausch von

Kraftteilchen modelliert. Die für die Elementarteilchenphysik bedeutsamen Kräfte sind der Elektromagnetismus, die starke und die schwache Kraft. Dabei ist das Photon das Eichboson der elektromagnetischen Wechselwirkung, somit wechselwirkt es nur mit elektrisch geladenen Teilchen. W^+ , W^- und Z sind die Austauschteilchen der Schwachen Wechselwirkung und koppeln nur an Teilchen die einen schwachen Isospin besitzen. Die starke Kernkraft wird in diesem Modell durch den Austausch von einem der acht unterschiedlichen Gluonen beschrieben, die jeweils elektrisch neutral geladen sind. Ausschließlich Quarks, Teilchen mit einer Farbladung, nehmen an der starken Kernkraft teil. In Tabelle 2.1 sind alle Fermionen des Standardmodells übersichtlich zusammengefasst. Wie bereits Tabelle 2.1 erwähnt sind die Quarks und Leptonen des Standardmodells in sogenannte Familien unterteilt werden. Die meiste uns umgebende Materie ist zusammengesetzt aus den Teilchen die der ersten Familie zugehörig sind. Alle bisher entdeckten Atome bestehen aus den drei Bausteinen e^- , up - und $down$ -Quark. Dabei bezeichnet man die festen Bestandteile des Protons, das Down und das Up, als Valenzquarks. Da in jedem Nukleon, neben den Valenzquarks, auch Seequarks kurzzeitig existieren können, sind Quarks anderer Familien auch vertreten. Dies sind virtuelle Quark-Antiquark-Paare deren Quantenzahl im Mittel verschwindet. Zu jedem Quarkflavour korrespondiert auch eine Quantenzahl: *strange* (S), *charm* (C), *bottom* (B) und *top* (T). Die erste Quarkfamilie wird über folgende Charakterisierung eingebunden: *up* ($S = C = B = T = 0$, $Q = 2/3$) und *down* ($S = C = B = T = 0$, $Q = -1/3$) [20]. Erwähnt sei noch, dass die Quarks nur Drittelladungen besitzen, $|Q| = 1/3, 2/3$, und in der Natur ausschließlich in gebundener Form, als farbladungslose Hadronen, vorkommen. Unter dem Begriff der Hadronen fasst man farblose Quarkverbände zusammen, wobei Baryonen und Mesonen die bekanntesten Vertreter sind. Baryonen setzen sich aus drei Quarks zusammen, die nach außen hin keine Farbladung tragen. Die bekanntesten Repräsentanten dieser Klasse sind das Proton und das Neutron, bestehend aus *up up down* und *down down up*. Da Quarks einen Spin $s = \hbar/2$ besitzen, ergibt sich der halbzahlige Spin für die Baryonen, wohingegen Mesonen Zusammenschlüsse aus einem Quark-Antiquark-Paar sind und damit auch nur ganzzahlige Spins besitzen können. Die Mesonenzahl ist keiner Erhaltung untergeordnet. Im Gegensatz dazu ist die Anzahl der Baryonen erhalten, weswegen zu ihrer Beschreibung eine Quantenzahl B eingeführt wurde. Auch die Leptonenzahl ist eine Erhaltungsgröße. Bei allen bisher beobachteten Reaktionen geht die Vernichtung und Erzeugung eines Leptons mit der Vernichtung und Erzeugung eines Antileptons einher[1].

Vertreter der zweiten und dritten Familie treten aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer vorwiegend in der Hochenergiephysik auf. Die Erzeugung dieser Teilchen kann über verschiedene Wege erfolgen. Zum Einen entstehen solche Teilchen aus Zusammenstößen energiereicher kosmischer Strahlung mit Atomen der Erdatmosphäre. Zum Anderen können Teilchenkollisionen innerhalb von Beschleunigerexperimenten genutzt werden um die produzierten, meist massereichen, Teilchen zu untersuchen. In solchen Experimenten werden auch schwere Teilchen wie das $W^\pm$ - und Z -Eichboson der Schwachen Wechselwirkung erzeugt.

Bosonen		elektr. Ladung Q	Spin s	Wechselwirkung	Reichweite in m
γ	Photon	0	1	Elektromagnetismus	∞
Z	Z-Boson	0	1	Schwache WW	10^{-18}
$W^\pm$	W-Bosonen	± 1	1	Schwache WW	10^{-18}
g	Gluonen	0	1	Starke WW	10^{-15}
H	Higgs-Boson	0	0	-	-

Tabelle 2.2: In dieser Tabelle werden alle fundamentalen Kräfte der Teilchenphysik aufgelistet. Der Einfluss der Gravitation innerhalb der Teilchenphysik ist im Vergleich zu den anderen Kräften viel geringer und spielt damit für derzeitige Experimente keine wesentliche Rolle! [2]

2.2 Elektroschwache Wechselwirkung

Die Grundlage des Standardmodells der Elementarteilchen bilden die Quantenfeldtheorien (QFT). Alle derzeit etablierten QFT erfüllen wiederum bestimmte Eigenschaften, wie Renormierbarkeit und Eichinvarianz. Um in diesen Theorien divergente Ausdrücke zu vermeiden, die innerhalb einer Entwicklung auftreten, muss innerhalb einer Störungsreihe eine Energieskala ausgezeichnet werden. Dies bezeichnet man als Renormierung. Hinter der Eichinvarianz wiederum steht das Prinzip der Symmetrie, genauer der lokalen Symmetrietransformation. Jede kontinuierlichen Symmetrie ist innerhalb der Quantenmechanik mit einer ihr zugehörigen Symmetriegruppe von Operatoren verbunden. Kontinuierliche Symmetriegruppen besitzen, im Gegensatz zu diskreten Symmetrien, wie Ladungskonjugation, jeweils einen ebenfalls kontinuierlichen Satz an Elementen. Die bedeutsamsten Vertreter solcher kontinuierlichen Gruppen innerhalb der Teilchenphysik sind die $U(n)$ und die $SU(n)$. Da für jede Gruppe eine isomorphe Matrixdarstellung existiert, werden im weiteren Verlauf die Gruppenelemente als Matrizen betrachtet [3]. Die Unitäre Gruppe $U(n)$ entspricht der Menge aller komplexen $(N \times N)$ -Matrizen A mit

$$A^\dagger = A^{-1}. \quad (2.1)$$

Damit findet sich für jedes $A \in U(n)$ eine hermitesche Matrix B vom Rang n , sodass $\hat{A} = e^{i\hat{B}}$, wobei im Sinne eines Operators $A = \hat{A}$ geschrieben wird. Da man die Eichinvarianz aus einer Transformation mithilfe von Matrizen der Gruppe $U(1)_Q$ erhält, nimmt diese Gruppe innerhalb der Quantenelektrodynamik (QED) eine wichtige Rolle ein. Die Lagrangedichte der QED lautet

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu(\partial_\mu + iQeA_\mu) - m)\psi - Qe\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (2.2)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (2.3)$$

Hierbei handelt es sich bei den γ^μ um die Dirac-Matrizen, mit denen man $\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0$ schreiben kann. Mit der lokalen Eichtransformation $\psi \rightarrow e^{iQ\theta(x)}\psi$ bleibt die Lagrangedichte invariant wenn sich das Photonenfeld A_μ transformiert:

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\theta(x) \quad (2.4)$$

$\theta(x)$ beschreibt einen Ortsabhängigen Parameter, der sich lokal ändern darf. Im Glashow-Salam-Weinberg-Modell wird die QED mit der Schwachen Wechselwirkung in der Elektroschwachen Feldtheorie vereinigt. Innerhalb dieser Theorie werden zunächst zwei Vektorfelder eingeführt, ein Isospintriplett W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) und ein Singulett B_μ . Die physikalischen Felder $W_\mu^\pm$, Z_μ , und A_μ gehen wie folgt aus den soeben genannten Feldern hervor:

$$A_\mu = \cos(\theta_W)B_\mu + \sin(\theta_W)W_\mu^3 \quad (2.5)$$

$$Z_\mu = -\sin(\theta_W)B_\mu + \cos(\theta_W)W_\mu^3 \quad (2.6)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (2.7)$$

Hieraus ist zu erkennen, dass das Photonenfeld A_μ und das Z_μ -Feld um einen Weinberg-Winkel θ_W , verdreht worden sind. Die Felder $W_\mu^\pm$ sind ebenfalls aus Linearkombinationen von W_μ^1 und iW_μ^2 aufgebaut.

Des Weiteren unterscheidet diese Theorie zwischen links- und rechtsschiralen Teilchen. Mithilfe der Chiralitätsoperatoren kann der links- bzw. rechtsschirale Anteil aus einem Zustand ψ herausprojiziert werden.

$$\psi^{l/r} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)\psi. \quad (2.8)$$

Hier bezeichnet ψ einen vier-komponentigen Dirac-Spinor, der in seine Chiralitätskomponenten zerlegt werden kann $\psi = \psi^l + \psi^r$.

Wie die QED besitzt auch die Elektroschwache QFT eine Symmetrie, die $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Für die Spezielle Unitäre Gruppe $SU(2)_L$ gilt neben der Eigenschaften (2.1) zusätzlich $\det(A) = 1$ mit $A \in SU(2)_L$. Weil die elektroschwachen Eichbosonen zwischen links und rechtshändigen Teilchen unterscheidet bezieht sich das L auf den linkschiralen Anteil des Spinors ψ . Die Lagrangedichtefunktion der Elektroschwachen Theorie lautet somit. [4, 5]

$$\mathcal{L}_{EWK} = \sum_{L,Q} i\bar{\psi}_{L,Q} \gamma^\mu D_\mu \psi_{L,Q} - \frac{1}{4} F_{k,\mu\nu} F_k^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.9)$$

$$+ (D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi + V(\phi) + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (2.10)$$

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_{Familie, i=1,2,3} -y_{li} \bar{L}_L^i \phi l_R^i - y_{ui} \bar{Q}_L^i \phi^c u_R^i - y_{di} \bar{Q}_L^i \phi d_R^i + h.c \quad (2.11)$$

$$\mathcal{L}_{alt} = \sum_{L,Q} i\psi_{L,Q}^\dagger \gamma^0 \gamma^\mu D_\mu \psi_{L,Q} - \frac{1}{4} F_{k,\mu\nu} F_k^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.12)$$

Hierbei ist $\psi_{L,Q}$ ein Diracspinor, der entweder ein Lepton(L) oder ein Quark(Q) beschreibt. Für $\mathcal{L}_{Yukawa}$ beschreiben L_L bzw. Q_L die linkshändigen Diracspinoren für Leptonen bzw. Quarks. Die Terme l_R^i , u_R^i und d_R^i stehen für die rechtshändigen geladenen Leptonen und rechtshändigen Quarks. Die Feldtensoren $F_{k\mu\nu}$ und $B_{\mu\nu}$ werden im Rahmen dieser Theorie wie folgt definiert:

$$F_{k,\mu\nu} = \partial_\mu W_{k\nu} - \partial_\nu W_{k\mu} + g_W \epsilon_{klm} W_{l\mu} W_{m\nu} \quad (2.13)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.14)$$

Es sei darauf hingewiesen, dass der Feldtensor in dieser Theorie $F_{k,\mu\nu}$, im Gegensatz zur QED, drei Komponenten besitzt $k = 1, 2, 3$. Über diesen Index k und über alle anderen doppelt vorkommenden Indizes wird aufsummiert. Die Differenzterme zwischen $\mathcal{L}_{alt}$ und $\mathcal{L}_{EWK}$ sind die kinetischen und Potentialterme des Higgsfeldes ϕ . Wendet man nun eine $SU(2)_L \times U(1)_Y$ - Symmetrietransformation auf den Zustand ψ an,

$$\psi \rightarrow e^{i(\alpha(\vec{x},t)Y + \beta_k(\vec{x},t)T_k)} \psi \quad (2.15)$$

so bleibt die Lagrangedichte invariant unter lokaler Umeichung wenn sich der Differentialoperator ebenfalls mit transformiert. Koeffizienten wie α und β_k sind reale Felder, die vom Ort und von der Zeit abhängen. Die Schwache Wechselwirkung unterscheidet zwischen links- und rechtschiralen Teilchen, dies äußert sich auch im Differentialoperator D_μ .

$$D_\mu \psi = \partial_\mu \psi + ig_W T_k W_{k,\mu} + i \frac{g_Y}{2} Y B_\mu \psi \quad (2.16)$$

Dies liegt daran, dass der rechtshändige Anteil der Fermionen keinen schwachen Isospin besitzt, $T_3 = 0$. Dieser Isospin, $\vec{e}_k \hat{T}_k$, wird über die Paulimatrizen eingeführt, $\hat{T}_k = \frac{1}{2} \hat{\sigma}_k$. Weiterhin beinhaltet diese Theorie die schwache Hyperladung Y, diese ist mit der elektrischen Ladung und der dritten Komponente des Isospins über die Gell-Mann-Nishijima-Relation verknüpft, $Q = Y + T_3$. Die Kopplungskonstanten g_W und g_Y beziehen sich hier ebenfalls auf den schwachen Isospin und auf die schwache Hyperladung, die mithilfe des Weinbergwinkel θ_W bestimmt werden können:

$$g_W = \frac{e}{\sin(\theta_W)} \quad (2.17)$$

$$g_Y = \frac{e}{\cos(\theta_W)}. \quad (2.18)$$

Nach dem Formalismus ohne dem Higgs-Boson, beschrieben durch $\mathcal{L}_{alt}$ in Formel (2.12), ergibt sich eine verschwindende Ruhemasse für Fermionen, $W^\pm$ - und Z -Boson(en) des Standardmodells. Dieses Ergebnis widerspricht jedoch den experimentellen Daten. Die Einführung von Massentermen innerhalb der Lagrangedichte (2.12) würde die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ - Symmetrie verletzen. Dieses Problem, der Diskrepanz zwischen Vorhersage und Erwartung, kann

durch die Einführung eines neuen zweikomponentigen Feldes gelöst werden. Mit dem Higgsfeld ϕ bleibt die Symmetrie der Elektroschwachen Wechselwirkung (WW) erhalten. Geht das Duplexfeld im Potential ϕ in den Grundzustand über,

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_3 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

wird die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ - Symmetrie auf die $U(1)_{em}$ heruntergebrochen (ϕ_j mit $j = 1, 2, 3$ sind reell gewählt und v entspricht dem Vakuumserwartungswert). Aus dieser Symmetriebrechung heraus können dann Massenterme, die vorher in den kinetischen Termen versteckt waren, in die Lagrangedichte eingebaut werden. Diese Behandlung des Higgs-Mechanismus wird hier nur knapp besprochen, eine nähere Beschreibung findet man im Paper von T. Kibble und in der Originalarbeit von P. Higgs [6, 22].

2.3 Anomale Vierer-Eich-Bosonen-Kopplung

Trotz der vielen Übereinstimmungen zwischen Theorie und Experiment besitzt das Standardmodell Schwächen. Neben der fehlenden Gravitation gibt es weiterhin keine zufriedenstellende Erklärung, auf Fragen wie nach Vereinheitlichung der QCD mit der Elektroschwachen WW (Grand Unification) und der asymmetrischen Verteilung zwischen Materie und Antimaterie. Ideen und Ansätze für experimentell ungeprüfte Theorien die Antworten auf diese Fragen geben gibt es mehrere [7]. Naheliegend ist es deshalb vom bestätigten Standardmodell auszugehen und die zugehörige Lagrangedichte, ähnlich einer Entwicklung, um Operatoren gleicher oder höherer Ordnung zu erweitern [8].

$$\mathcal{L}_{EFT} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_{d>4} \sum_i \frac{\tilde{c}_i^{(d)}}{\Lambda^{d-4}} \mathcal{O}_i^{(d)} \quad (2.20)$$

Dabei ist die Lagrangedichte des Standardmodells ähnlich zu der der Elektroschwachen Wechselwirkung aufgebaut, Formel (2.12). Um $\mathcal{L}_{SM}$ zu gewinnen muss mithilfe des Gluonenfeldes $G^{\nu,a}$, $a = 1, 2, 3$, wie in Formel (2.13), ein kinetischer Term $G^{a,\mu\nu}$ eingebaut werden. Die kovariante Ableitung der Quark-Spinoren D_μ wächst dann um den Summand $-ig_s t^a G_\mu^a$, t_a -Gell-Mann-Matrizen an. Neue Physik wird in diesem Modell durch eine höherer Energieskala Λ unterdrückt. Dadurch vereinfacht sich im Grenzübergang $\Lambda \rightarrow \infty$ die effektive Lagrangedichte $\mathcal{L}_{EFT} \rightarrow \mathcal{L}_{SM}$. Die Operatoren, die in dieser Effektiven Feldtheorie dazukommen, müssen eine gerade Dimension besitzen. Zusätzliche Operatoren deren Dimension ungerade ist würden die Erhaltung der Leptonen- und Baryonenzahl verletzen [8]. Zusätzliche Operatoren der Dimension 6 nehmen besonders auf Drei-Eich-Bosonen-Kopplungen (TGC) Einfluss [9]. Da Operatoren der achten Dimension in Zusammenhang mit Vierer-Eich-Bosonen-Kopplung stehen, ohne dabei Einflüsse auf TGC auszuüben, können diese bzw. deren Koeffizienten vorwiegend innerhalb der Elektroschwachen Vektorbosonstreuung genauer untersucht werden [9]. Deshalb werden diese Operatoren im Weiteren näher betrachtet. Operatoren der achten Ordnung können in drei Gruppen gegliedert werden. Operatoren die ausschließlich die kovariante Ableitung des Higgsfeldes $D_\mu \phi$ enthalten gehören der ersten Gruppe an. Die zwei Operatoren dieser Gruppe sind:

$$\mathcal{O}_{S,0} = [(D_\mu \phi)^\dagger (D_\nu \phi)][(D^\mu \phi)^\dagger (D^\nu \phi)] \quad (2.21)$$

$$\mathcal{O}_{S,1} = [(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi)][(D_\nu \phi)^\dagger (D^\nu \phi)]. \quad (2.22)$$

Zwei Feldstärketensoren, $B_{\mu\nu}$ bzw. $W_{\mu\nu}$, und eine kovariante Ableitung von ϕ besitzen Operatoren der zweiten Gruppe. Wohingegen Operatoren der dritten Gruppe ausschließlich aus Feldstärketensoren aufgebaut sind. Der Monte-Carlo Generator WHIZARD stellt jedoch andere Operatoren in vierter Dimension, als die bisher Betrachteten, zur Datengenerierung bereit. Eine allgemeine Konvertierung zwischen diesen ist im allgemeinen nicht möglich [8]. Jedoch besteht die Möglichkeit einer Vertex-spezifischen Umwandlung in die von WHIZARD

konsistente Schreibweise der Lagrangedichteterme. So korrespondieren die Operatoren $\mathcal{O}_{S,0}$ und $\mathcal{O}_{S,1}$ mit den Lagrangedichtetermen,

$$\mathcal{L}_4^{(4)} = \alpha_4 [Sp(V_\mu V_\nu)]^2 \quad (2.23)$$

$$\mathcal{L}_5^{(4)} = \alpha_5 [Sp(V_\mu V^\nu)]^2 \quad (2.24)$$

Dabei wird $V_\mu := \Sigma(D_\mu \Sigma)$ mithilfe eines Matrixfeldes $\Sigma(x)$ definiert. Dieses Matrixfeld $\Sigma(x)$ kann wiederum selber mithilfe der Pauli-Matrizen $\vec{\sigma}$ und den Koeffizienten $\vec{w}$ parametrisiert werden. In dieser Gleichung(2.25) entspricht $v \approx 246\text{GeV}$ dem Vakuum Erwartungswert.

$$\Sigma = e^{\frac{-i}{v} \sigma_k w_k} \quad (2.25)$$

Ein besonders Problem innerhalb dieser Theorie ist das der Unitarisierung. Solange keine expliziten Resonanzen auftreten, kann man mithilfe der K-Matrix Methode, die auch in der Abreit verwedet wird, diese Theorie unitarisieren. Denn ohne einen Einfluss auf die Unitarisierung zu nehmen, würde der differentielle Wirkungsquerschnitt für Vektorbosonenstreuung mit ansetzender Schwerpunktsenergie immer größer werden, sogar divergieren. Dies ist jedoch kein Gegenstand dieser Arbeit, weshalb an dieser Stelle auf die Quelle [10] verwiesen werden soll.

2.4 Vektorbosonstreuung

Wie bereits erwähnt ist die $U(1)_Q$ die Eichsymmetriegruppe der QED. Alle Gruppenelemente vertauschen bezüglich der Multiplikation miteinander, was mathematisch als abelsch definiert wird. Wohingegen die Eichgruppe der Elektroschwachen Wechselwirkung eine nichtabelsche Theorie bildet. In der Physik gewinnt der Begriff nichtabelsche Gruppe an Anschauung. Denn innerhalb einer solchen Theorie können die ihr zugehörigen Eichbosonen selbstwechselwirken und auch miteinander wechselwirken. Dies führt zu der Frage nach der Vermessung dieser implizit enthaltenen Vektorbosonenstreuung. Den ersten Nachweis für die Streuung zwischen zwei Elektroschwachen Vektorbosonen wurden im Frühjahr des Jahres 2014 am ATLAS-Experiment erzielt [11]. Dabei wurde der Streuprozess $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$ untersucht und mit einer Signifikanz von 3,6 Standardabweichungen nachgewiesen. Allgemein kann eine solche Streuung von Vektorbosonen geschrieben werden als $VV \rightarrow VV$ (VBS). Mithilfe der Feynman-Diagramme können diese Prozesse anschaulich dargestellt werden (siehe dazu Abbildung 2.1). Da die massiven Eichbosonen sehr kurzlebig sind, ist es bisher nicht möglich Beschleuniger zu bauen, die diese Teilchen kollidieren lassen können. Deshalb ist man hier auf Zwischenprozesse angewiesen. Bei genügend hoher Schwerpunktsenergie können über Proton-Proton-Kollisionen diese Vektorbosonen erzeugt werden. Dabei kommt es unter Anderem zu tiefinelastischer Streuung, in der zwei Quarks je ein Vektorboson abstrahlen. An dieser Stelle sei auf den Abschnitt zur inelastischen Streuung verwiesen. In seltenen Fällen können die entstehenden Elektroschwachen Vektorbosonen $V = W^\pm, Z$ und γ aneinander streuen.

$$qq \rightarrow qqVV \rightarrow qqVV \rightarrow f_1 f_2 f_3 f_4 jj \quad (2.26)$$

Neben den Zerfallsprodukten der Vektorbosonen in vier Fermionen f_1, f_2, f_3 und f_4 werden noch die zwei Hadronen jj , auch Jets genannt, detektiert. Die Feynman-Diagramme der VBS Prozesse sind alleine nicht eininvariant. Deshalb ist es notwendig, alle Prozesse der Form $qq \rightarrow f_1 f_2 f_3 f_4 jj$ zu betrachten, welche in führender Ordnung die gleiche Anzahl an elektromagnetischen Kopplungskonstanten und keine Beiträge von starken Kopplungen haben. Diese werden in der Abbildung 2.1 dargestellt. Erwähnt sein noch, dass einige dieser Diagramme fuer bestimmte Endzustaende nicht erlaubt sind.

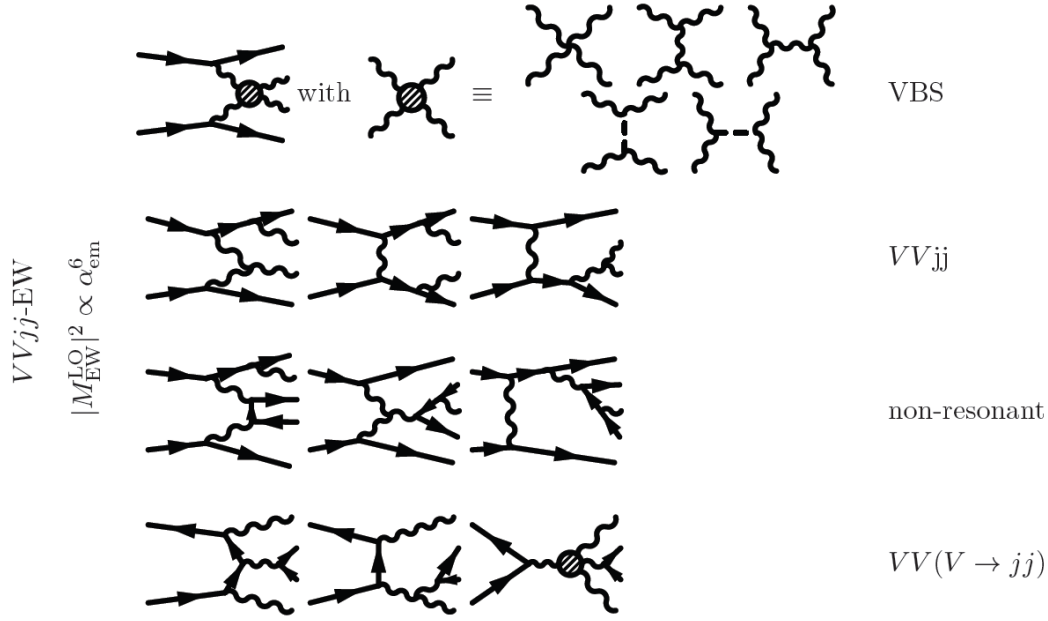


Abbildung 2.1: Im oberen Teil der Abbildung werden alle Feynmandiagramme für die Streuung Elektroschwacher Eichbosonen (VBS) in führender Ordnung $\propto \alpha_{em}^6$ aufgelistet. Unterhalb dessen befinden sich alle weiteren Prozesse, die innerhalb der Elektroschwachen Feldtheorie zum $VVjj$ -EWK = $f_1 f_2 f_3 f_4 jj$ -Elektroschwachen Endzustand beitragen, entnommen aus [12] .

Auch hier spielt das Higgs eine ebenfalls bedeutsame Rolle. Denn ohne dieses Teilchen würde der Prozess der Vektorbosonstreuung die Unitarität verletzen. Dies bedeutet, dass der Wirkungsquerschnitt mit zunehmender Schwerpunktsenergie ansteigen würde und somit die Wahrscheinlichkeit eines solchen Prozesses unphysikalisch groß wird.

Neben den Elektroschwachen Prozessen tragen auch Prozesse der Starken Wechselwirkung zum $VVjj$ -Endzustand bei. Diese werden in ebenfalls gleicher Ordnung in Abbildung 2.2 aufgeführt.

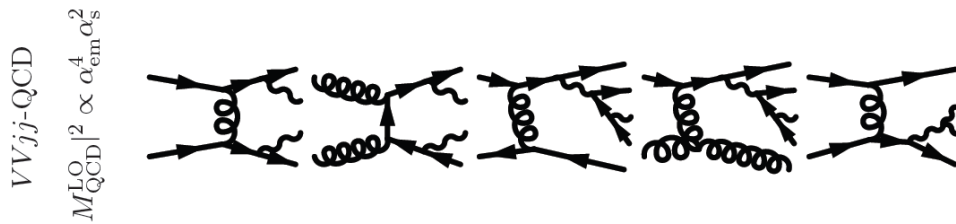


Abbildung 2.2: In dieser Abbildung sind Beispiele für QCD Feynmandiagramme, mit $VVjj$ -QCD -Endzustand, dargestellt die ebenfalls in führender Ordnung $\propto \alpha_{em}^4 \alpha_s^2$ zu einem $VVjj$ -Endzustand führen, entnommen aus [12].

Diese Prozesse sind für die Betrachtung der VV -Streuung bilden einen großen Teil des Untergrunds. Allerdings bezieht sich diese Arbeit auf den $VVjj$ -EWK- Endzustand, weshalb die Prozesse $\propto \alpha_{em}^4 \alpha_s^2$ nicht betrachtet wurden. Innerhalb der Elektroschwachen Eichtheorie gibt es mehrere mögliche Prozesse, wie Vektorbosonen miteinander streuen können. Der für diese Arbeit bedeutsame Vorgang ist der der WZ -Streuung. Da neben dem WZ -Anfangszustand auch noch der Vorgang $\gamma W \rightarrow WZ$ zum $WZjj$ -EWK-Endzustand, im Weiteren nur noch $WZjj$ genannt, beiträgt, kann man beide Streueignisse, $\gamma W \rightarrow WZ$ und $ZW \rightarrow WZ$, aus dem Endzustand heraus nicht eichinvariant trennen.

2.5 Inelastische Streuung

Mithilfe von Experimenten, wie sie am LHC (Large Hadron Collider) durchgeführt werden, kann man massereiche Teilchen zum z. B. W - und Z -Bosonen, erzeugen. Aus der Kollision zweier energiereicher Teilchen, am LHC Protonen, können diese Bosonen dann sogar auch wechselwirken. Sind diese Teilchen elementar, also punktförmig, so streuen diese elastisch aneinander. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für einen Streuvorgang von Spin 1/2 Teilchen mit ebenfalls Spin 1/2 Teilchen wird wie folgt berechnet.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{s=1/2}} = \frac{2\alpha_{em}Q_1Q_2E'E'}{q^4} (1 - \beta^2 \sin^2(\frac{\theta}{2})) [1 - \frac{q^2}{2M^2} \tan^2 \frac{\theta}{2}] \quad (2.27)$$

$$= \frac{d\sigma}{d\Omega_{Mott}} [1 - \frac{q^2}{2M^2} \tan^2 \frac{\theta}{2}]. \quad (2.28)$$

Hier fließt neben der Masse M , elektrischen Ladung Q_i auch die Energie, E und E' , des einfallenden bzw. ausfallenden Teilchen mit ein. Weitere Größen in der Formel 2.28 sind der Energieübertrag q , die elektrische Kopplungskonstante α_{em} , der Streuwinkel θ und der relativistische Faktor $\beta = \frac{v}{c}$.

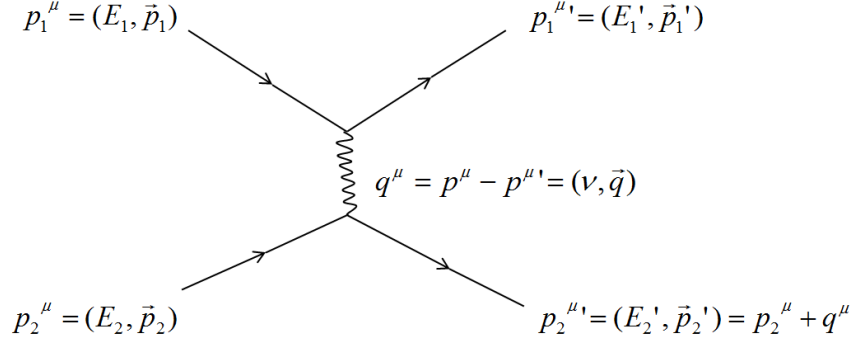


Abbildung 2.3: Hier ist ein Streuvorgang zwischen zwei Teilchen dargestellt, wobei die Viererimpulse p^μ die Kinematik des Prozesses beschreiben. Dabei wird die Energiedifferenz $\nu = E_1 - E_1'$ von einem Teilchen auf das andere übertragen.

Bei Streuvorgängen, wie in Abbildung 2.3, ist die invariante Masse des ausgehenden Stoßpartners für $p_2^\mu = (M, 0)$

$$W^2 = p_2^{\mu'} p_{2,\mu'} = M^2 + 2p^\mu q_\mu + q^\mu q_\mu \quad (2.29)$$

$$= M^2 + 2M\nu - Q^2 \quad (2.30)$$

Mithilfe dieser Variable W kann man nun zwischen elastischer und inelastischer Wechselwirkung unterscheiden, siehe Tabelle 2.3.

Elastische WW	$W = M$	$\Rightarrow$	$2M\nu - Q^2 = 0$
Inelastische WW	$W > M$	$\Rightarrow$	$2M\nu - Q^2 > 0$

Tabelle 2.3: In dieser Tabelle werden die kinematischen Eigenschaften zwischen elastischer und inelastischer Wechselwirkung verglichen.

Um diese Eigenschaft näher zu betrachten wurde ein Parameter x eingeführt, auch Bjorken'sche SkalenvARIABLE genannt [1].

$$x := \frac{Q^2}{2M\nu} \Rightarrow W^2 = M^2 - Q^2(1 - \frac{1}{x}) \quad (2.31)$$

Zur Unterscheidung zwischen der Art von Wechselwirkungen(WW), kann x als Kriterium genutzt werden, elastische WW $x = 0$ bzw. inelastischer WW $0 < x < 1$. Das Proton, als Vertreter der Hadronen, besitzt im Gegensatz zu Elementarteilchen eine Substruktur und ist somit nicht zusammenhängend. Innerhalb des Partonmodells nach Feynman und Bjorken werden die Bausteine der Protonen als freie, untereinander nicht wechselwirkende (Stoßnäherung), punktförmige Teilchen angesehen. Ist die Zeit der Wechselwirkung des Partons i mit dem Energie-Quant viel kürzer als dass andere Partonen auf Parton i Einfluss nehmen können, kann man die Stoßnäherung verwenden. Diese Partonen können elektrisch geladen als Quarks, und ungeladen als Gluonen vorkommen.

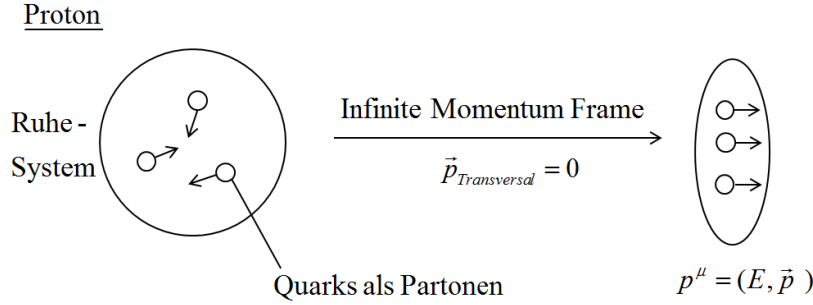


Abbildung 2.4: Eine Visualisierung des Übergangs vom Laborsystem in den Infinite-Momentum-Frame, das Bezugssystem mit dem unendlich großen Longitudinalimpuls des Protons.

Bei genügend hohem Longitudinalimpuls der Partonen ist die transversale Komponente des Impulses vernachlässigbar. Dabei nähert sich das Teilchen dem sogenannten Infinite-Momentum-Frame an, siehe dazu Abbildung 2.4. Betrachtet man hier die Kinematik von Stoßprozessen, gewinnt die Bjorken'sche Skalenvariable x eine anschauliche Bedeutung.

$$E_{Parton} = x \cdot E_{Proton} \quad \vec{p}_{Parton} = x \cdot \vec{p}_{Proton} \quad (2.32)$$

Da bei Proton-Proton-Kollisionen ausschließlich das Parton i des einen Protons mit dem Parton j des anderen Protons zusammenstößt, spricht man in diesem Bild wieder von einer elastischen Streuung zwischen den Stoßpartnern. Aufgrund des Bruchteils der Partonen i und j der Gesamt-Protonen-Energie, führt man eine reduzierte Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{S}}$ ein:

$$\hat{S} = x_i x_j S \quad (2.33)$$

Wobei $x_k, k = i, j$, die Impulsbruchteile des jeweiligen Partons sind. Die Schwerpunktsenergie ist in allen Bezugssystemen als Minkowski-Skalar-Produkt insbesondere auch im Ruhesystem des erzeugten Teilchens gleich. Das kann somit eine Masse von $M = \sqrt{\hat{S}}$ tragen. Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{S}$ bei Kollider-Experimenten am LHC 2012/2013 beträgt 8TeV.

Bei ausgedehnten Objekten kommt ein Formfaktor $F(Q^2)$, der die innere Ladungsverteilung berücksichtigt, zur Formel (2.28) hinzu.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{ges}} = \frac{d\sigma}{d\Omega_s} \cdot |F(Q^2)|^2. \quad (2.34)$$

Dieser Formfaktor beinhaltet eine für Kollisions-Experimente mit Protonen sehr bedeutsame Funktion f_i , die Parton-Dichte-Funktion (PDF). Diese gibt Aufschluss über die Wahrscheinlichkeit ein Quark, des Flavours i , mit dem Impulsbruchteil x_i zu finden. Aus diesem Grund und der Bedingung, dass die Summe aller Partonenimpulse gleich dem Gesamtimpuls des Protons ist, erfüllt die Parton-Dichte-Funktion die folgende die Normierung:

$$\sum_{Parton\ i} \vec{P}_i = \vec{P}_{Proton} \Rightarrow \sum_{Parton\ i} \int_0^1 x f_i(x, Q^2) dx = 1. \quad (2.35)$$

Aufgrund des Auftretens von Seequarks, also Quark-Antiquark-Paaren, kann man jedem Quark-Flavour eine nichtverschwindende Parton-Dichte-Funktion zuordnen. Eine besondere Eigenschaft der PDF ist ihre Skalenabhängigkeit. Dieses Verhalten beschreibt den Umstand, dass die Dichtefunktion vom Energieübertrag Q abhängt, $f_i = f_i(x, Q^2)$. Dies ist ein wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit und wird im weiteren Verlauf näher untersucht.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1 Large Hadron Colider

Seit der Inbetriebnahme des Large Hadron Collider (LHC) im Jahr 2010 nimmt er einen äußerst bedeutsamen Platz in der Erforschung subatomarer Teilchen ein. Dieser Teilchenbeschleuniger wurde als Nachfolger des Large Electron-Positron Collider, am Europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf erbaut. Seine Ergebnisse haben schon 2012, durch die Entdeckung des Higgs-Bosons, zur Vergabe des Physik-Nobelpreises an Francois Englert und Peter Higgs geführt. Der LHC ist mit einem Umfang von 26,7 km derzeit der größte Ringbeschleuniger. Bei einer Schwerpunktsenergie von bisher $\sqrt{S} = 8$ TeV ist er in der Lage Teilchenphysik jenseits der bisher erforschten Energieskalen zu untersuchen. Innerhalb eines Ultrahochvakuums werden sowohl Protonen als auch Bleikerne zur Kollision gebracht auf entgegelläufigen Strahlachsen zur Kollision gebracht. Der Aufbau ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

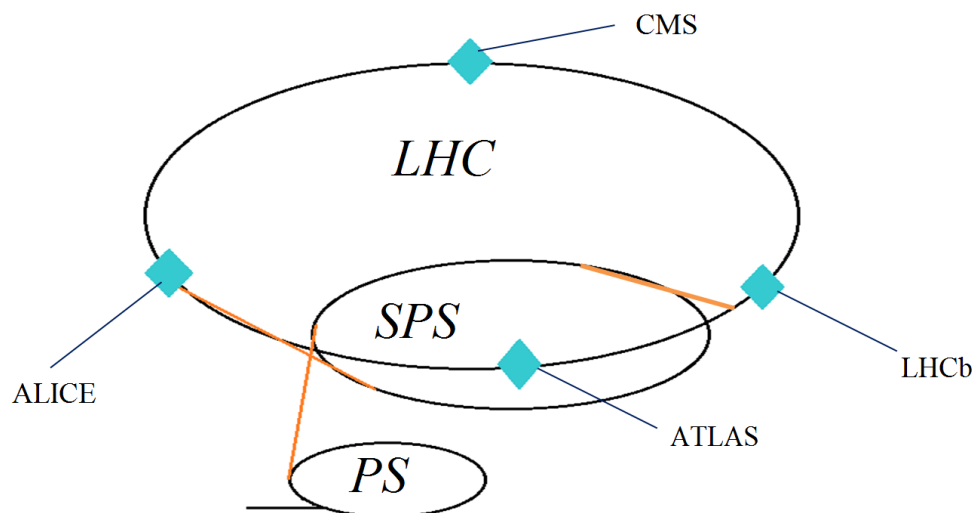


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau der Beschleunigerstruktur des Experiments. Als erstes kommen die Protonen in einen Linearbeschleuniger. Bevor sie dann in den LHC gelangen, folgen weitere Ringbeschleuniger wie der Proton Synchrotron (PS) und der Super Proton Synchrotron (SPS). Dort angekommen kreuzen sich die gegenläufigen Strahlen auch an den Orten der Detektoren, wie ATLAS, CMS, LHCb und ALICE.

In 50 bis 150 m unter der Erde errichteten Beschleunigertunnel wurden über 1000 supra-leitende Dipole und noch mehr andere magnetische Bauelemente verbaut um den energiereichen Protonenstrahl zu kontrollieren. An Stellen wie dem ATLAS-Detektor kollidieren die beschleunigten Protonenpakete. Ein solches Paket wiederum beinhaltet ungefähr $1,15 \cdot 10^{11}$

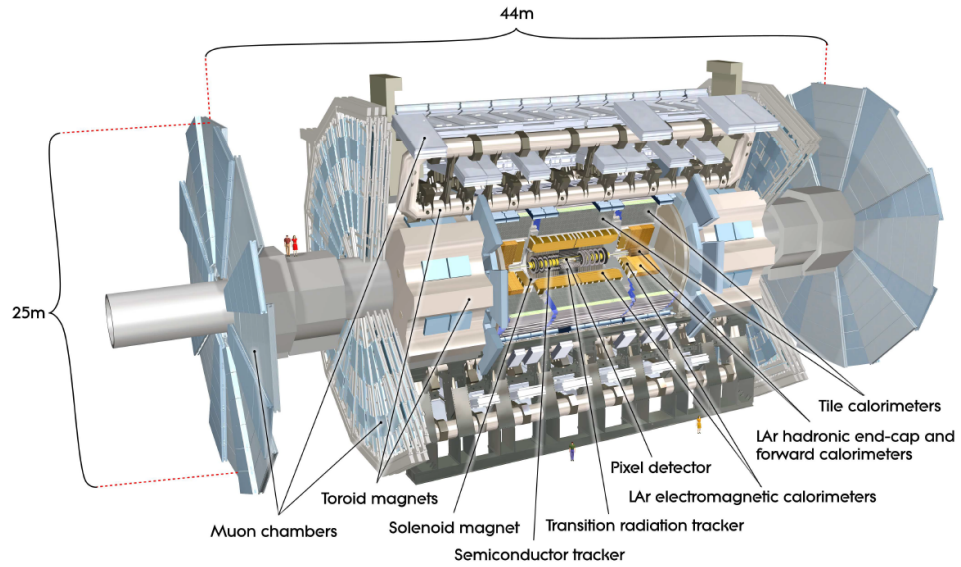


Abbildung 3.2: Aufbau des ATLAS-Detektor in einem Querschnitt. Entnommen aus [13]

Protonen. Zwischen 2012 und 2014 wurde der LHC umgebaut um dann ab 2015 mit einer maximal möglichen Schwerpunktsenergie $\sqrt{S} = 14\text{TeV}$ und einer Luminosität $L = 20\text{fb}^{-1}$ zu laufen. Wobei mithilfe der integrierten Luminosität und des Wirkungsquerschnittes eines Prozesses die Gesamtzahl N der wechselwirkenden Teilchen berechnet werden kann, $N = \sigma \cdot \int L dt$.

3.1.1 ATLAS-Detektor

Seit dem Jahr 1994 wurde der ATLAS Detektor konzipiert und bis zum Jahr 2008 erbaut. Mit einem Gesamtgewicht von geschätzt $7 \cdot 10^6\text{ kg}$ und seinen Ausmaßen, Länge = 44m und Höhe = 25m ist er der größte Detektor am LHC. Wie in Abbildung 3.2 zu erkennen ist, kann der Detektor in mehrere Hauptbestandteile unterteilt werden.

Der Innere Detektor besteht im Wesentlichen aus dem Halbleitertracker, dem Übergangs-Strahlungs-Tracker und dem Pixeldetektor. Mit drei Schichten, die je wie eine Zylinderoberfläche den Detektor umschließen besitzt der Pixeldetektor über 80Mio Pixel. Über diese Schichten kann der Detektor drei Durchstoßpunkte einer Trajektorie bestimmen [14]. Innerhalb des Detektors wird über Spulen ein magnetisches Feld von $B = 2\text{ T}$ erzeugt. Aus der resultierenden Krümmung der Bahn eines geladenen Teilchens kann die transversale Komponente des Impulses bestimmt werden. Mit einer etwas geringeren Auflösung kann der Halbleitertracker weitere vier Messpunkte einer Teilchenbahn bestimmen.

Weiter außerhalb liegend ist das Kalorimetersystem angebracht. Bestehend aus einem elektromagnetischen - und einem hadronischen Kalorimeter ist es in der Lage Jets, Elektronen und Photonen zu identifizieren. Innerhalb des elektrischen Kalorimeters schauen Photonen und andere elektrisch geladene Teilchen und verlieren darüber ihre Energie bevor sie dann in flüssigen Argon detektiert werden. Um das elektromagnetische Kalorimeter herum ist das hadronische Kalorimeter angebracht. Dieses besteht größtenteils aus Stahl, der die einfallenden Hadronen absorbiert.

Ein weiterer bedeutsamer Bestandteil des Atlasdetektors ist das Myonen-System. Da Myonen gegenüber Elektronen eine 200-fach größere Masse besitzen, wird das Myon nicht im elektromagnetischen Kalorimeter gestoppt. Darum wurde ein System aus vier wesentlichen Komponenten entwickelt. Für die Nachverfolgung einer Myonen Spur stehen in diesem System Beobachtungs-Drift-Röhren (Monitored Drift Tubes) und die Kathoden-Kammern (Cathode Strip Chambers) bereit [14]. Andere Komponenten des Systems werden genutzt um die Myondetektionen richtig zu triggern.

Kapitel 4

Ereignisgeneration

4.1 Monte-Carlo-Generator

Um Vergleiche zwischen Experiment und Theorie zu ziehen, ist es notwendig neben den gemessenen Daten auch Ergebnisse aus theoretischen Betrachtungen zu gewinnen. Aus dem Vergleich dieser mit dem Experiment können dann Konsequenzen über die Gültigkeit der Theorie geschlossen werden. Um theoretische Ergebnisse zu erhalten ist es notwendig Computer-gestützte numerische Simulationsmethoden zu verwenden. Um den gewünschten Prozess näher zu untersuchen, benötigt man die Information aller möglichen Feynman-Diagramme gleicher Ordnung. Sind diese bekannt so werden zunächst alle Matrixelemente aus solchen Feynmandiagrammen errechnet. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann aus der Integration des Betragsquadrates des Gesamtmatrixelements.

$$\sigma \propto \int |\mathcal{M}|^2 dPr \quad (4.1)$$

Integriert wird dabei über den Phasenraum (Pr). Weil dieser sehr hochdimensional ist, ist eine analytische Lösung nicht umsetzbar. Effektiver ist es, endlich viele Stützstellen zufällig auszusuchen und dann über diese aufzusummieren. Man geht somit von dem Integral in eine Summe über $\int \rightarrow \sum$. Mit dieser Information des Wirkungsquerschnitts kann nun die Generierung von Daten erfolgen. Das kann zum Einen auf Truth- oder zum Anderen auf Detektorlevel stattfinden. Im Falle des Truthlevels werden alle Informationen eines Prozesses mitübergeben. Im Gegensatz dazu simuliert das Detektorlevel die Messung des Detektors mit. Zum Beispiel können am ATLAS-Detektor keine Neutrinos aufgezeichnet werden. Im weiteren Verlauf werden alle untersuchten Events zur besseren Auswertung der Studien auf Truthlevel generiert.

4.2 WHIZARD

Es gibt mehrere Generatoren, die zum Erstellen von Events nach der Monte-Carlo-Methode vorgehen. Der für diese Arbeit verwendete Tree-Level-Generator heißt WHIZARD. Dies bedeutet in diesem Fall, dass er die Prozesse ausschließlich in führender Ordnung betrachtet. Ein Vorteil von WHIZARD ist, dass es auch Theorien außerhalb des Standardmodells beinhaltet [15]. So konnten die oben behandelten Erweiterungen der Lagrangedichte(2.23) in die Ereignisgenerierung eingebaut werden. Dabei kann ebenfalls noch auf die Unitarisierung Einfluss genommen werden.

Die Ausgabe dieses Eventgenerators besitzt ein HEPMC-Format. Diese Textdatei enthält zu jeder Kollision die Daten der ein- und auslaufenden Quarks wie auch die der vier ausgehenden Leptonen. Dabei kann man auf alle Komponenten des Impulses, sowohl für die Quarks als auch auf die Neutrinos und geladene Leptonen zugreifen. Diese Textdatei besitzt eine bestimmte Anzahl an Ereignissen die zusammengenommen ein Sample ergeben. So können für alle Einstellungen beliebig viele Daten produziert werden. Bei den für die Arbeit

untersuchten Daten wurde die Art des Endzustandes festgelegt, W^+Zjj oder W^-Zjj . Das wurde jeweils für dynamische Energieskala im Standardmodellfall und im aQGC-Fall als auch für eine fixe Skala $Q = 200$ GeV im Standardmodellfall betrachtet.

Für die Arbeit wurden mehrere Samples für eine Schwerpunktsenergie $\sqrt{S} = 8$ TeV und den festen Endzustand $e^+e^-\mu^\pm\nu_\mu$ generiert. Diese Samples beinhalten einmal den Standardmodellfall und den Fall anomaler Vierer-Eich-Bosonen-Kopplung. Diese wurden im Anschluss, wie unter 4.3 beschrieben, mithilfe einer Analysesoftware Rivet, Version 2.1.1, ausgewertet [5].

4.3 Datenverarbeitung

Wie im Kapitel zu theoretischen Grundlagen besprochen, besitzt der hier untersuchte Prozess einen $WZjj$ -Endzustand. Die für die Abreit interessanten Events können dann mithilfe einer Rivet-Analyse herausgefiltert werden [5]. Ziel einer solchen Analyse ist es die Untergrundeignisse zu identifizieren und sie von den restlichen Daten zu trennen. Dafür liest die Software als erstes die generierten Ereignisse einzeln ein. Danach wird mithilfe von Selektionskriterien geprüft ob diese Ereignisse dem Untergrund angehören oder sie für die weitere Untersuchung interessant sind. In diesem Fall bedeutet es, dass man Kriterien an das einzelne Event stellt und prüft ob es sich dabei um VBS handeln kann. Ein Beispiel für eine solches Kriterium ist die invariante Masse der Jets. Diese müssen in der vorgegebenen Analyse die folgende Bedingung erfüllen:

$$\left(\sum_{Jet\ i}^2 p_i^\mu\right)^2 \geq (500\text{GeV})^2 \quad (4.2)$$

Ist dies nicht der Fall so wird das Ereignis verworfen. Neben diesem Massenkriterium werden im Anhang A alle wesentlichen Einschränkungen erwähnt. All diese werden im Weiteren als Fiducial-Cuts bezeichnet. Weiterhin wird das Verhältnis aus der Anzahl der übriggebliebener Events zur Gesamtzahl als Schnitt-Effizienz ϵ bezeichnet. Hat das Event alle Bedingungen erfüllt die ihm gestellt wurden, kann man nun auf dieses zugreifen. Damit ist man in der Lage die interessanten physikalischen Größen in ein Histogramm zu füllen. Es sei noch erwähnt, dass auf Generator-Level ebenfalls Schnitte gemacht werden. Diese nehmen nur wenig Einfluss und werden deshalb nicht weiter angeführt.

Dieses Vorgehen wird für jedes Event eines Samples wiederholt. Nach der Analyse des Samples ist es möglich in einer finalen Methode auf die erstellten Grafen zuzugreifen und sie z. B. zu normieren. Die Ausgabe einer Rivet-Analyse geschieht in Form einer Yoda-Datei. Diese kann im Anschluss bearbeitet und die in ihr enthaltenen Grafen geplottet werden.

Kapitel 5

Impulsbruchteil-Verteilung bei dynamischer Skala

5.1 Quarkverteilung

Zuerst wurden die generierten Ereignisse untersucht, die den Fall des Standardmodells simulieren. Die Energieskala wurde zunächst dynamisch gewählt. Dabei ergaben sich, wie in Abbildung 5.1 dargestellt, unterschiedliche Verteilungen für beide Endzustände.

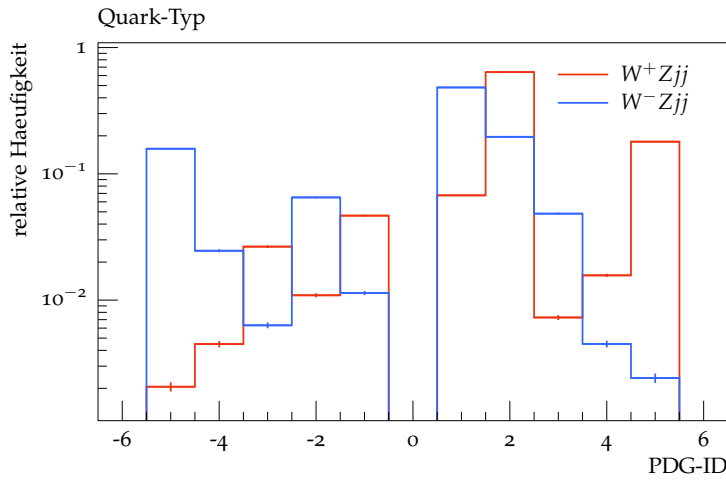


Abbildung 5.1: Gegenüberstellung der Quarkverteilungen für die zwei Endzustände W^+Zjj und W^-Zjj nach den Fiducial-Cuts. Die Quark-Flavours sind entsprechend der PDG-ID nummeriert. Beide Graphen wurden dabei jeweils auf eins normiert.

PDG-ID	1	2	3	4	5	6
Flavour	Down	Up	Strange	Charm	Bottom	Top

Tabelle 5.1: In dieser Tabelle ist eine Zusammenstellung der verwendeten Quark-ID dargelegt. Negative PDG-ID gehören den Antiteilchen des Flavours an.

Quarks des Typs Up und Down nehmen den größten Anteil am $WZjj$ -Endzustand ein, Up-Quark für W^+Zjj und Down-Quark für W^-Zjj . In Abbildung 5.2 wurden ebenfalls die einkommenden Quarks betrachtet. Dabei wurde das 2D-Histogramm unterhalb der Hauptdia-

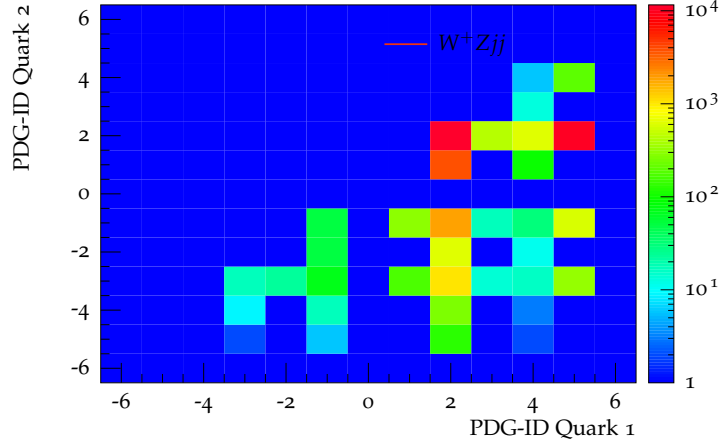


Abbildung 5.2: 2-D Histogramm der einkommenden Quarks für Endzustände W^+Zjj nach den Fiducial-Cuts. Die Quark-Flavours sind entsprechend der PDG-ID nummeriert.

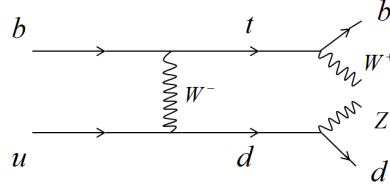


Abbildung 5.3: Feynmangraf eines stark beitragenden Untergrundprozesses im W^+Zjj -Endzustand. Weil das Diagramm schon in führender Ordnung α_{em}^6 gezeichnet ist, streuen die ausgehenden Bosonen nicht.

gonalen projiziert. Mithilfe dieser Methode ist es möglich alle Felder miteinander zu vergleichen. Die z-Skalierung ist arbiträr gewählt, da die Normierung- und Skalierungsfunktion für 2D-Histogramme innerhalb der aktuellen Rivet-Version noch nicht eingebunden wurde. Bemerkenswert ist in Abbildung 5.1 der große Anteil des Bottom- bzw. des Antibottom-Quark. Im 2D-Histogramm 5.2 sieht man das für den W^+Zjj -Endzustand, dass das Bottom- mit dem Up-Quark sehr häufig einlaufen. Dabei handelt sich es um einen Untergrund-Prozess der in Abbildung 5.3 dargestellt ist. Dies liegt an dem Prozess $top \rightarrow Zj$, der ein Teil vom $WZjj$ -EWK bildet. Der Wirkungsquerschnitt von $WZjj$ -EWK ohne diesen Prozess beträgt $\sigma_{WZjj-EWK} = 37$ fb. Betrachtet man den $top \rightarrow Zj$ alleine, bildet der Wirkungsquerschnitt mit $\sigma_{t \rightarrow Zj} = 28$ fb einen fast so großen Anteil wie das Signal selbst. Weil das Top-Quark innerhalb WHIZARDS nur dann hinzukommt wenn ein Bottom-Quark zerfällt, besitzt das Bottom-Quark für W^+Zjj diesen großen Beitrag [12]. Es sei noch erwähnt, dass für die Antitop und Top-Quarks bislang noch keine PDF vermessen wurde [16]. Deshalb wurde dieser Flavour aus der Generierung der Daten ausgeschlossen. In Abbildung 5.4, ist die Verteilung Impulsbruchteil-Variable für das häufig vorkommende Down-Quark dargestellt. Das Histogramm 5.4 ist so normiert, dass die Summe aller Einträge dem Verhältnis aus Anzahl der selektierten Down-Quarks zur Gesamtzahl aller einlaufenden Quarks ergibt, siehe Gleichung (6.4). Im Verhältnisplot ist der deutlich höhere Anteil des Down-Quarks am W^-Zjj - gegenüber dem W^+Zjj -Endzustand zu erkennen. Im Falle des W^+Zjj -Endzustands kann sich das Down-Quark am Abstrahlen eines Z-Bosons aber nicht am Abstrahlen ein W^+ -Bosons beteiligen. Das Abstrahlen eines W^+ -Bosons würde aufgrund der Ladungserhaltung innerhalb eines Vertex dazu führen, dass ein Quark der Ladung $Q = -4/3$ ausgehen müsste. Dies widerspricht jedoch dem aktuellen Erkenntnisstand [17]. Die Verteilungen anderer Flavour sind im Anhang B zu finden.

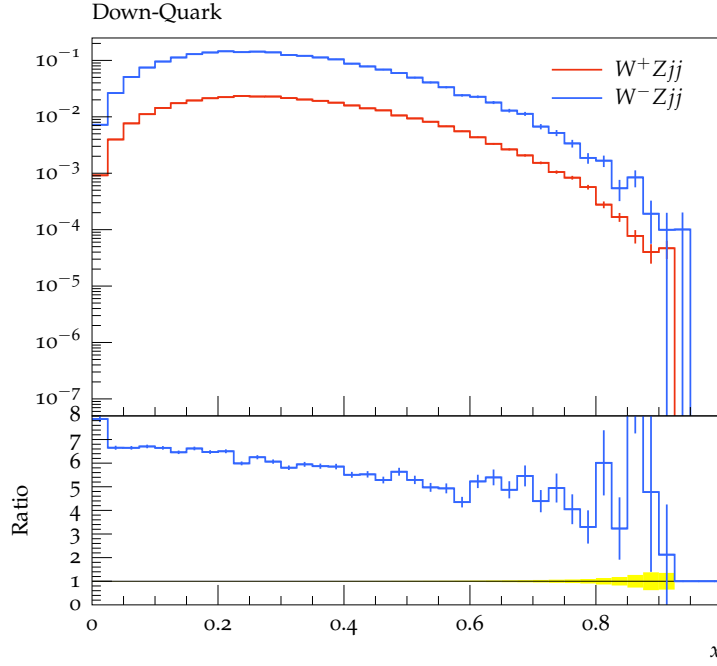


Abbildung 5.4: Oben ist die Verteilung der Bjorkenschen Skalenvariable $x \cdot f_{fiducial}(x)$ für das Down-Quark nach den Fiducial-Cuts. Unten ist das Verhältnis der Verteilungen für W^-Zjj - W^+Zjj -Endzustand abgebildet.

5.2 Ladungsverhältnis

Wie bereits erwähnt besitzt das Proton in Form der Valenzquarks zweimal mehr Up- als Down-Quarks, woraus auch unter anderem eine höhere Wahrscheinlichkeit für den W^+Zjj -gegenüber dem W^-Zjj -Endzustand resultiert. Die Größe, die das Verhältnis der beiden Wahrscheinlichkeiten der jeweiligen Endzustände ist das Ladungsverhältnis CR (Charge-Ratio).

$$CR = \frac{\sigma_{fiducial}(pp \rightarrow W^+Zjj)}{\sigma_{fiducial}(pp \rightarrow W^-Zjj)} \quad (5.1)$$

Hier ist $\sigma_{fiducial}$ der Wirkungsquerschnitt des eingeschränkten Phasenraums. Dieser wird aus dem totalen Wirkungsquerschnitt des Prozesses bestimmt $\sigma_{fiducial} = \sigma_{tot} \cdot \epsilon$. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ereignis alle Ausschlusskriterien erfüllt wird mit ϵ ausgedrückt, der Schnitt-Effizienz. In Tabelle 5.2 sind die CR 's für aQGC und Standardmodell zusammengestellt. Wie in Tabelle 5.2 zu sehen ist, verändert sich das Ladungsverhältnis nicht bedeutend

	$\alpha_4 = 0$	$\alpha_4 = -0.5$	$\alpha_4 = 0.5$
CR	$2,06 \pm 0,02$	$2,16 \pm 0,3$	$2,11 \pm 0,03$

Tabelle 5.2: Vergleich des Ladungsverhältnisses für Standardmodell und aQGC.

für aQGC. Die relative Abweichung zum SM beträgt dabei 2% für $\alpha_4 = 0,5$ und 5% für $\alpha_4 = -0,5$.

Neben den Verhältnissen der Wirkungsquerschnitte kann man sich auch die kinematischen Unterschiede zwischen den beiden Endzustände betrachten. In Abbildung 5.5 wurde der Energieübertrag eingetragen, bei welchem auch das Down-Quark teilgenommen hat.

Die Abbildung 5.5 weist, wie Abbildung 5.4, die unterschiedliche Verteilung zwischen den beiden Endzuständen auf. Der Unterschied zwischen den Verteilungen wird mit ansteigendem

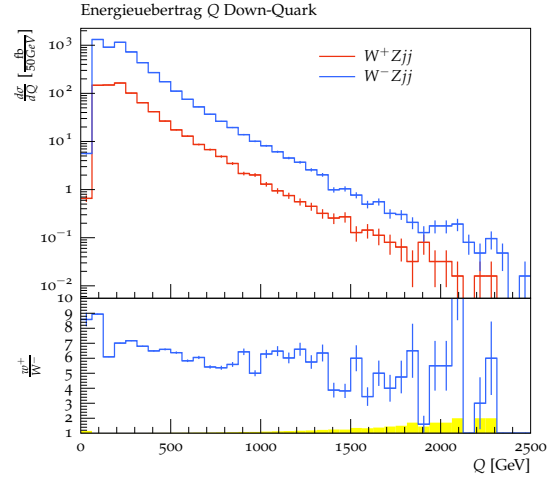


Abbildung 5.5: Darstellung der invarianten Leptonenmasse beider Endzustände, W^+Zjj und W^-Zjj , nach den Fiducial-Cuts. Die Verteilung berücksichtigt ausschließlich die Wechselwirkung des Down-Quarks mit einem variierenden Partner.

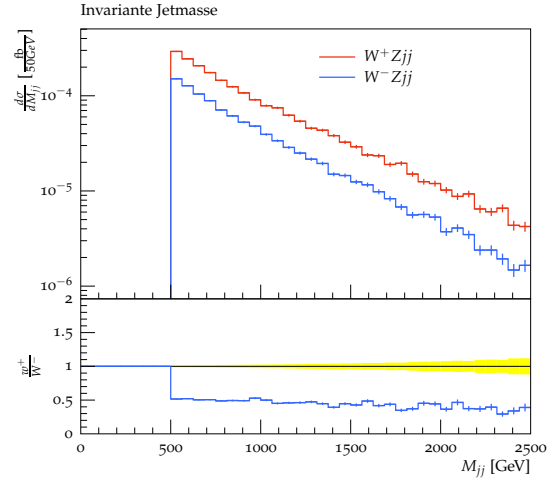


Abbildung 5.6: Hier ist die Masse des Jetpaares nach den Fiducial-Cuts, für die beiden Endzustände W^+Zjj und W^-Zjj , aufgetragen. In diese Verteilung sind alle Quark-Flavour einbezogen.

Q kleiner. Das Maximum beider Verteilungen weicht jedoch nicht voneinander ab und liegt bei $Q_{max} \approx 250\text{GeV}$. Eine weitere interessante Verteilung ist die der Massen eines Jet-Paares, siehe Abbildung 5.6.

Diese Verteilung aus Abbildung 5.6 ist die Summe aller quarkabhängigen M_{jj} -Verteilungen. Damit ist eine Flavour-unabhängige Betrachtung der Gesamtverteilung der Jet-Masen möglich. Das Histogramm besitzt einen charakteristischen Peak, der aufgrund von Fiducial-Cuts entsteht $M_{jj} > 500$. Beide Verläufe sind in M_{jj} monoton fallend und besitzen somit bei 500 GeV ein Maximum. Auch hieran ist erkennbar, dass der W^+Zjj -Endzustand gegenüber dem W^-Zjj -Endzustand häufiger auftritt.

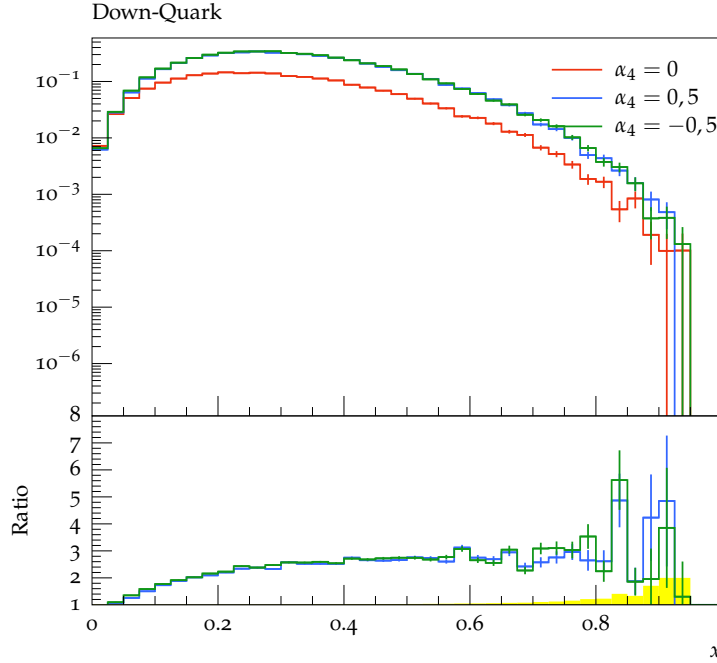


Abbildung 5.7: Oben ist die Verteilung der Bjorkenschen Skalenvariable $x \cdot f_{fiducial}(x)$ für das Down-Quark nach den Fiducial-Cuts. Unten ist das Verhältnis der Verteilungen für verschiedene Theorien im $W^- Zjj$ -Endzustand dargestellt

Effizienz ϵ	$\alpha_4 = 0$	$\alpha_4 = -0.5$	$\alpha_4 = 0.5$
$W^+ Zjj$	0,068	0,153	0,142
$W^- Zjj$	0,062	0,123	0,120

Tabelle 5.3: Schnitt-Effizienz ϵ für den Fall des Standardmodell und aQGC.

5.3 Anomale Vierer-Eich-Bosonen-Kopplung

In diesem Abschnitt soll der Vergleich zwischen Standardmodell und dem aQGC-Fall diskutiert werden. Dabei wurden 3 Samples generiert, die jeweils verschiedene Charakterisierungen besitzen. Dafür wurde der Parameter α_4 aus Formel (2.23) variiert, $\alpha_4 = 0, 5, -0, 5$. Um Auswirkungen dieser Vierer-Eich-Bosonen-Kopplung festzustellen wird der Standardmodellfall in die Untersuchung als $\alpha_4 = 0$ mit einbezogen. Die Quarkverteilung im Nichtstandardmodellfall ist immernoch ziemlich ähnlich zu der Verteilung aus Abbildung 5.1, siehe dazu Anhang C. Damit ist Down-Quark für $W^- Zjj$ -Endzustand das am häufigsten vorkommende Quark mit und ohne aQGC. Diese Verteilung der zugehörigen Impulsbruchteile nach den Fiducial-Cuts ist Abbildung 5.7 dargestellt. Damit ergibt sich im aQGC-Falle eine ungefähr zwei- bis dreimal höhere Verteilung der x -Variable. Die Maxima der Verteilungen haben sich nicht wesentlich verändert und liegen für das Down-Quark bei $x_{max} \approx 0,3$. Eine höhere Verteilung bedeutet, das mehr Ereignisse die Kriterien bestanden haben. Dies deutet auf eine erhöhten Anteil VBS hin. Die Schnitt-Effizienzen sind in Tabell 5.3 aufgelistet. Die Verteilungen anderer Flavour sind im Anhang D abgebildet. Bisher wurde die Energieabhängigkeit aller x -Verteilungen nicht näher betrachtet. Wie bereits auf Seite 11 besprochen ist die PDF von der Energieskala abhängig. Dies hat auch Einfluss auf die Impulsbruchteil-Verteilung nach den Fiducial-Cuts.

Abbildung 5.9 zeigt die Impulsbruchteil-Verteilung in einem 3-dimensionalen Plott. Im Vergleich der beiden Histogramme 5.8a und 5.8b fällt beim Übergang von SM zu aQGC als erstes das verschobene Maximum der Verteilung in Richtung der Energieskala auf. Besitzt

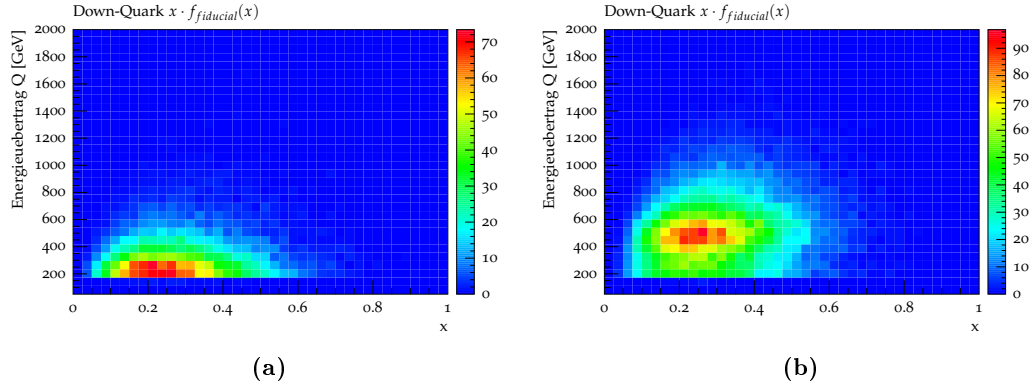


Abbildung 5.8: Impulsbruchteil-Verteilungen $x \cdot f_{\text{fiducial}}(x, Q)$ für das Down-Quark nach den Fiducial-Cuts. (a): 2-dimensionale Verteilung für den Standardmodellfall. (b): Hier wurde der aQGC-Fall, mit $\alpha_4 = 0,5$, des $W^- Zjj$ -Endzustand betrachtet.

die Impulsbruchteil-Verteilung im Fall des Standardmodells ein Maximum bei 200 GeV so wächst es bei aQGC-Betrachtung auf 500 GeV an. Neben dem Maximum hat sich auch die restliche Verteilung in Q -Richtung mitbewegt. Die meisten Beiträge innerhalb der Verteilung lagen für den Standardmodellfall zwischen 180- 500 GeV. Bei aQGC ist der größte Teil der Verteilung zwischen 180 GeV und 900 GeV. Der unstetige Übergang bei 100 - 200 GeV kommt aus den Ausschlusskriterien für VBS, die somit eine gewisse Grundenergie der Partonen fordern. Die Elektroschwachen Eich-Bosonen können innerhalb der betrachteten Streuvorgänge in Form von realen als auch virtuellen Teilchen existieren. Als Folge der Existenz solcher virtueller Teilchen kann die Summe aus Z - und W -Bosonenmasse auch kleiner sein als der Energieübertrag beider Quarks, $Q < M_W + M_Z = 171,57 \text{ GeV}$. Betrachtet man auch hier die Verteilung, ist zunächst keine Verschiebung in x -Richtung festzustellen. Jedoch ist eine leichte Veränderung der Position des Maximums erkennbar. Dieses liegt für SM im Bereich $0,15 < x < 0,25$ und im aQGC-Fall $0,15 < x < 0,3$.

5.4 Effizienz

In diesem Abschnitt soll der Einfluss der Fiducial-Cuts auf die Impulsbruchteil-Verteilung näher diskutiert werden. Die Histogramme beider Verteilungen sind in Abbildung 5.9a dargestellt. Die Verteilung nach den Fiducial-Cuts ist so normiert wie auf Seite 19 besprochen. Die Verteilung vor den Fiducial Cuts wurde auf die relative Häufigkeit eines Quarktyps vor den Cuts normiert. Zunächst wird das Down-Quark im $W^- Zjj$ -Endzustand betrachtet werden. Die Verteilung für das Down-Quark im $W^+ Zjj$ -Endzustand ist im Anhang D abgebildet. Da das Ziel der Fiducial-Cuts die Selektion von VBS aus allen Ereignissen des $WZjj$ -Endzustands ist, kann die Anzahl der selektierten Ereignisse nie die Gesamtzahl übersteigen. Deutlich wird das im Ratio-Plott aus Abbildung 5.9a. Hier ist die differentielle Schnitt-Effizienz $\frac{d\epsilon}{dx}$ in Abhängigkeit von x aufgetragen. Aus ihr lässt sich erkennen, dass Quarks mit kleinem Impulsbruchteil, $x < 0,2$, die Selektionskriterien seltener erfüllen als Quarks mit höherem Impulsbruchteil, $x > 0,2$. Aber selbst für größere x wird nur eine sehr kleine differentielle Schnitt-Effizienz $\frac{d\epsilon}{dx} < 0,2$ erreicht. Dies deutet darauf hin, dass große Teile des Untergrunds weggeschnitten werden.

Auch der $W^+ Zjj$ -Endzustand soll kurz betrachtet werden. Da in Abbildung 5.1 erkennbar ist, dass das Up-Quark am meisten vorkommt ist in Abbildung 5.9b die Verteilung des Impulsbruchteils dieses Quarks aufgetragen. Ähnlich wie beim Down-Quark sortieren auch hier die Kriterien für VBS die Up-Quarks mit kleinen Impulsbruchteilen aus. Der Verlauf der differentiellen Cutoffeffizienz $\frac{d\epsilon}{dx}$ ist für größere x steigend und geht für $x > 0,9$ gegen 1. Allerdings ist der Anteil der Ereignisse mit großem x nicht groß genug um dahingehend eine sichere Aussage zu treffen.

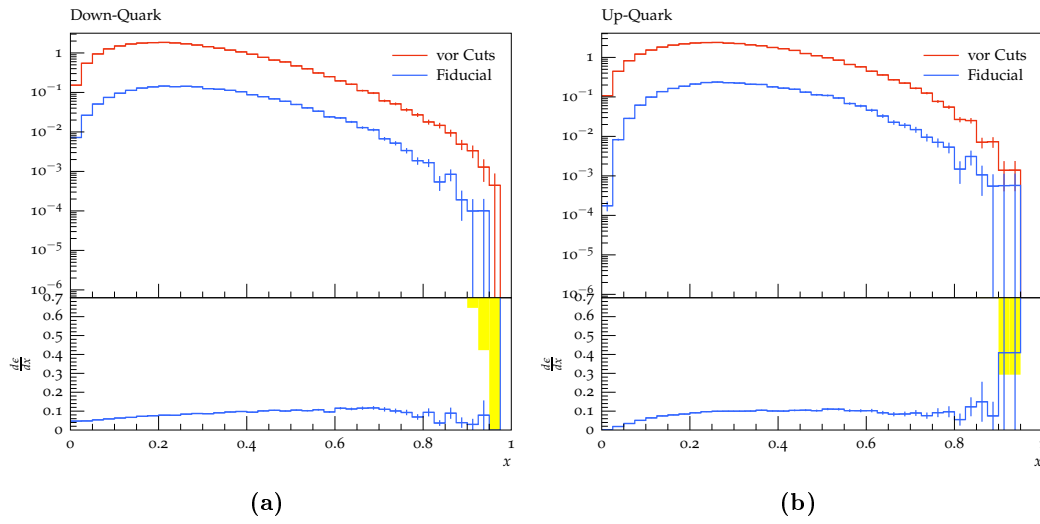


Abbildung 5.9: In diesem Histogramm ist die Verteilung der Bjorkenschen-Skalenvariable des Up-Quarks aufgetragen. Im oberen Teil des Diagramms sind die Verteilungen für vor und nach den Cuts dargestellt. Im unteren Diagramm wird die differentielle Schnit-Effizienz $\frac{d\epsilon}{dx}$ abgebildet. (a): Beide Verläufe liegen im W^-Zjj -Endzustand. (b): Beide Diagramme sind ausschließlich aus der Betrachtung des W^+Zjj -Endzustand entstanden.

Kapitel 6

Impulsbruchteil-Verteilung bei fixer Skala

6.1 Fehler der Impulsbruchteil-Verteilung

Die nun besprochenen Verteilungen sind aus Daten gewonnen, die für einen Energieübertrag von $Q = 200$ GeV generiert wurden. Bei dieser Energie Q , wie für das Down-Quark in Abbildung 5.5 dargestellt, finden die meisten selektierten VBS-Ereignisse statt. Mithilfe dieser fixen Skala wurde hier der Einfluss der systematischen Unsicherheiten von CT10's PDF bestimmt. Die PDF ist aus rein-theoretischen Betrachtungen der QCD nicht bestimmbar [18]. Vielmehr wird sie experimentell für jedes Parton vermessen. Aus den gemessenen Werten kann man dann mithilfe von Fits und deren Parametern eine approximative PDF gewonnen werden. Diese Messungen besitzen die Fehler die sich anschließend auf die N Fit-Parameter mitübertragen. Dabei hängt die Anzahl der Parameter vom verwendeten PDF-Set ab. Um jetzt die Unsicherheit der PDF für einen vorgegebenen Impulsbruchteil x zu bestimmen, kann die Hesse-Matrix-Methode angewandt werden. Am Anfang wird mithilfe der χ^2 -Minimierung der Satz an passenden Parametern S_0 für den optimalen Fit bestimmt. Das so bestimmte $\chi^2_{\min}$ trägt zu Bestimmung der Hesse-Fehlermatrix bei [18]

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N H_{ij} (a_i - a_i^0) (a_j - a_j^0). \quad (6.1)$$

Aus dieser Hessematrix kann man nun die N Eigenvektoren bestimmen. Besitzt der Fit N Parameter so existieren auch N Eigenvektoren einer Hesse-Matrix. Jeder dieser Eigenvektoren wird einmal nach oben und nach unten variiert. Daraus ergibt sich wiederum ein Satz aus $2N$ -Parametern $S_i^\pm (i = 1, \dots, N)$. Wobei mit jeden dieser Parameter eine neue PDF einhergeht $f_i^\pm = f(x, Q, S_i^\pm)$. Die von CT10 bestimmte PDF beinhaltet zunächst 26 Parameter. Der gesamte Satz an PDF's beinhaltet dann 53 Funktionen, 52 für die Variation des Fehlers nach oben wie nach unten und einen der der gefitteten PDF entspricht. Im Anschluss kann aus diesen Funktionen-Satz der Fehler auf die PDF bestimmt werden.

$$\Delta X_{max}^+ = \frac{1}{1,645} \sqrt{\sum_{i=1}^N [\max(X_i^+ - X_0, X_i^- - X_0, 0)]^2} \quad (6.2)$$

$$\Delta X_{max}^- = \frac{1}{1,645} \sqrt{\sum_{i=1}^N [\max(X_0 - X_i^+, X_0 - X_i^-, 0)]^2} \quad (6.3)$$

Hier bezeichnet $X_0 = x \cdot f(x)$ und $X_i^\pm = x \cdot f(x, S_i^\pm)$ [18]. Daraus wurde dann für jeden Impulsbruchteil x und jeden Flavour ein Diagramm erstellt, das ein Histogramm der Impulsbruchteil-Verteilung und die PDF mit Fehlern beinhaltet, siehe Abbildung 6.1. Der

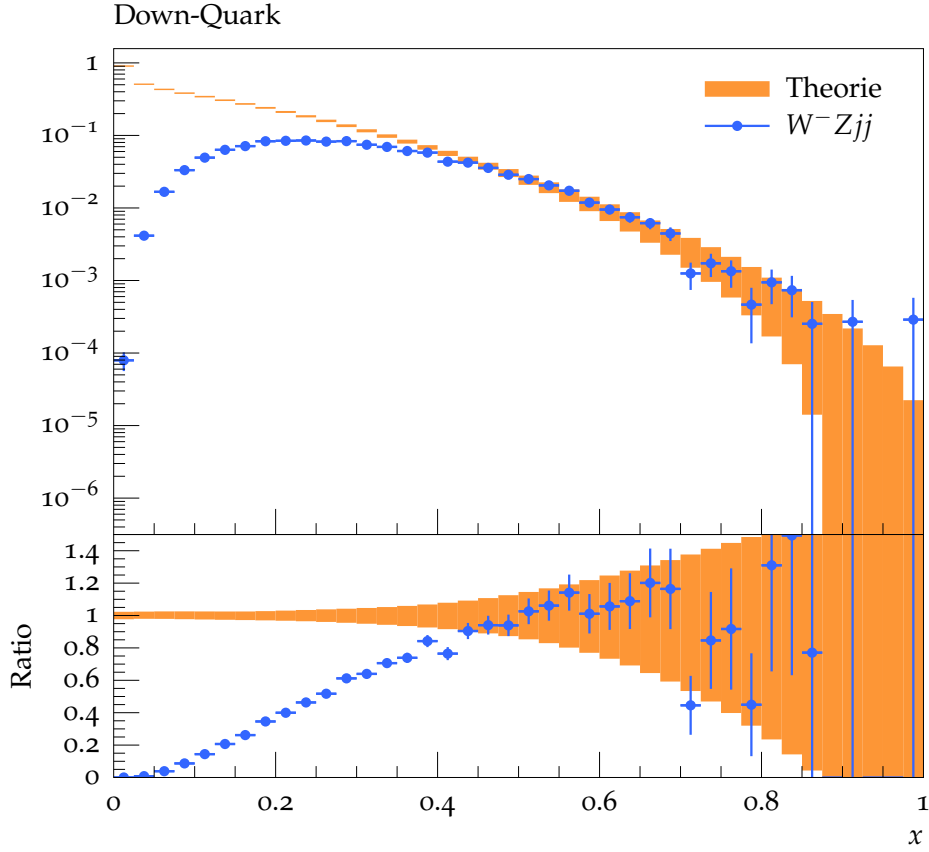


Abbildung 6.1: In diesem Histogramm ist die Verteilung der Bjorkenschen-Skalenvariable nach den Fiducial-Cuts des Down-Quarks aufgetragen. In orange unterlegt ist die theoretisch vorhergesagte Verteilung mit ihren Fehlern eingezeichnet. Hier wurde der W^-Zjj -Endzustand untersucht.

Faktor $\frac{1}{1.645}$ stellt sicher, dass das Konfidenzintervall auf ein Konfidenzlevel von 65% normiert wird. In der Verteilung aus Abbildung 6.1 ist der Einfluss der Schnitte für kleine x deutlich erkennbar, während für größere x sich die Verteilungen sehr nahe beieinander liegen. Für andere Quark-Flavour sind diese Histogramme im Anhang E zu finden. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, dass die Normierung von Theorie und Datengenerierung leicht voneinander abweichen. Die theoretische PDF ist wie in Gleichung 2.35 beschrieben bestimmt, sie schließt also neben den Quarks auch die Gluonen-PDF in die Normierung mit ein. Wohingegen die Verteilung für das Down-Quark so normiert ist:

$$\int_0^1 x \cdot f_{fiducial, \text{Down}}(x, 200\text{GeV}) dx = \frac{\text{Anzahl Down-Quarks nach Cuts}}{\text{Gesamtzahl aller Quarks vor den Cuts}} \quad (6.4)$$

Die Gluonen bleiben hierbei unberücksichtigt. Die Summe über alle Quarks, der so genormten $xf_{fiducial}(x)$ -Funktionen, würde dann die Schnitt-Effizienz ergeben.

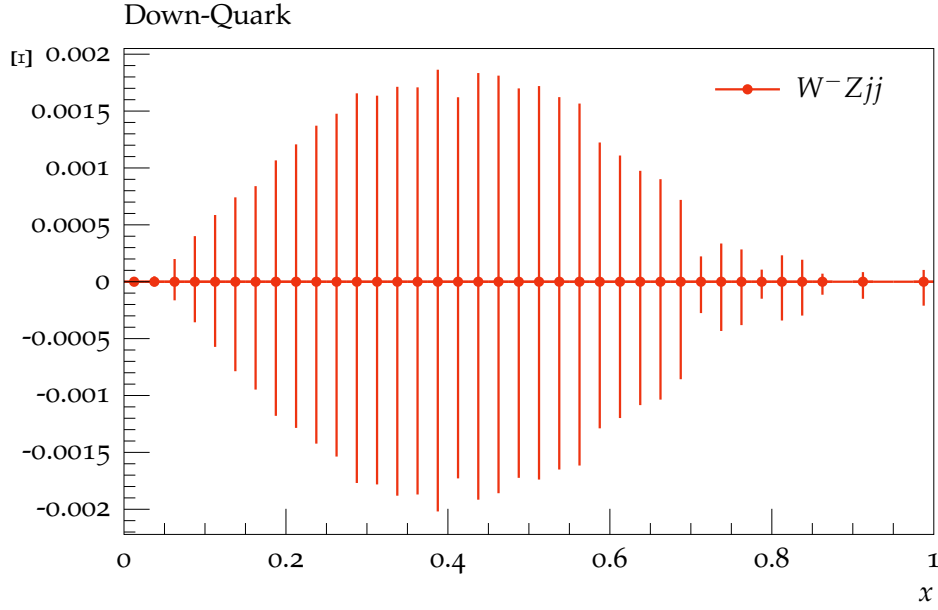


Abbildung 6.2: In diesem Grafen wird $\Xi^\pm$ in Abhängigkeit des Impulsbruchteils x für das Down-Quark aufgetragen. Hier wurde der $W^- Zjj$ -Endzustand untersucht.

6.2 Einfluss von Unsicherheiten der Parton-Dichte-Funktion

Nun soll die Bedeutung der Unsicherheit der PDF auf die Verteilung geklärt werden. Als erstes muss die relative Häufigkeit des Quarks nach den Cuts in die Fehlerbetrachtung mit einfließen. Ein Maß für die Auswirkung der systematischen Unsicherheiten des Fehlers einer PDF des Flavours i kann für einen Impulsbruchteil x wie folgt eingeführt werden:

$$\frac{\Delta^\pm(x f_i(x))}{x f_i(x)} x f_{fiducial, i}(x) \cdot \alpha_i =: \Xi_i^\pm. \quad (6.5)$$

Weiterhin ist die Konstante α_i so gewählt, dass die Verteilung der Impulsbruchteile nach Cuts $x f_{fiducial}(x)$ auf das relative Verhältnis des Quark-Flavour i zu allen Quarks nach den Cuts normiert ist.

$$\int_0^1 x f_{fiducial, i}(x) \cdot \alpha_i dx = \frac{\text{Anzahl Quarks des Flavour } i \text{ nach Cuts}}{\text{Gesamtzahl aller Quarks nach den Cuts}} \quad (6.6)$$

In Abbildung 6.2 ist $\Xi^\pm$ für das Down-Quark aufgetragen. Aus dieser Abbildung ist nun erkennbar, dass die Fehler der PDF den größten Einfluss im Bereich $0,2 < x < 0,6$ haben. Dies ist der Fall, da neben dem Fehler der PDF an sich auch die Häufigkeit für ein bestimmtes x in die Betrachtung des Fehlers eingeht. So könnte z.B. ein großer Fehler der PDF für hohe x keine großen Auswirkungen haben, da die relative Anzahl von Quarks mit großen Impulsbruchteilen niedrig ist. Im Anhang E befinden sich die Grafen von anderen Quark-Flavour.

Integriert man nun die Verteilung $\Xi_i^\pm$ über x , so ergibt sich ein gewichteter Anteil des Quark-Flavour i am Gesamtfehler.

$$\int_0^1 \Xi_i^\pm(x) dx =: \Upsilon_i^\pm \quad (6.7)$$

In Tabelle 6.1 und 6.2 sind die Anteile am Gesamtfehler an den Ereignissen, die nach den Fiducial-Cuts übrig geblieben sind, im $W^- Zjj$ bzw. $W^- Zjj$ zusammengestellt. Für den $W^- Zjj$ -Endzustand nimmt das Strange-Quark mit 25,41% einen sehr großen gewichteten Anteil am Gesamt-Fehler ein. Dieser vergleichsweise hohe Wert ist jedoch einer statistischen

Quark	Down	Up	Strange	Charm	Bottom
$\Upsilon^+ + \Upsilon^-$	0,0726	$4,04 \cdot 10^{-3}$	0,0315	$1,76 \cdot 10^{-5}$	$6,164 \cdot 10^{-6}$
Gesamtfehler Anteil in %	58,50	3,26	25,41	0,01	0,01
Antiquarks	Antidown	Antiup	Antistrange	Anticharm	Antibottom
$\Upsilon^+ + \Upsilon^-$	$1,03 \cdot 10^{-4}$	$2,82 \cdot 10^{-3}$	$3,67 \cdot 10^{-5}$	$4,184 \cdot 10^{-4}$	0,0125
Gesamtfehler Anteil in %	0,08	2,27	0,03	0,34	10,1

Tabelle 6.1: Zusammenstellung der Anteile, $\Upsilon^\pm$, am Gesamtfehler der PDF absolut als auch prozentual für W^-Zjj -Endzustandes.

Quark	Down	Up	Strange	Charm	Bottom
$\Upsilon^+ + \Upsilon^-$	$5,43 \cdot 10^{-3}$	0,164	$2,20 \cdot 10^{-4}$	$6,84 \cdot 10^{-4}$	0,0532
Gesamtfehler Anteil in %	2,32	70,48	0,09	0,29	22,8
Antiquarks	Antidown	Antiup	Antistrange	Anticharm	Antibottom
$\Upsilon^+ + \Upsilon^-$	$6,38 \cdot 10^{-3}$	$2,92 \cdot 10^{-4}$	$2,53 \cdot 10^{-3}$	$7,61 \cdot 10^{-5}$	$1,03 \cdot 10^{-5}$
Gesamtfehler Anteil in %	2,73	0,13	1,08	0,03	$4 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 6.2: Zusammenstellung der Anteile, $\Upsilon^\pm$, am Gesamtfehler der PDF im W^+Zjj -Endzustandes, absolut als auch in Prozent.

Schwankung geschuldet, siehe Anhang E. Dadurch wird der Anteil des Strange-Quarks Υ^+ überschätzt und aus diesem Grund verschieben sich auch die gewichteten Anteile der anderen Quarkflavour am Gesamtfehler.

Im im W^-Zjj -Endzustand nimmt die PDF des Down-Quarks, mit 58,5%, den größten Anteil am gewichteten Gesamtfehler ein. Damit bildet es mehr als die Hälfte des Fehlers für diesen Prozess. Mit 10,1% trägt das Antibottom-Quark ebenfalls einen hohen Teil zum Einfluss der Gesamtunsicherheit der PDF bei. Während die PDF's der anderen Quarks wie Charm und Antistrange aufgrund ihrer geringen Häufigkeit wenig zum Fehler beitragen.

Innerhalb des im W^+Zjj -Endzustandes, liegt, 70,48%, der Hauptbeitrag des Fehler bei der PDF des Up-Quarks. Wie im Histogramm aus Abbildung 5.1 dargestellt, ist es auch am häufigsten, innerhalb des im W^+Zjj -Endzustandes, vertreten. Das Bottom-Quark, als zweithäufigstes Quark im W^+Zjj -Endzustand, nimmt mit 22,8% ebenfalls einen großen Anteil am Gesamtfehler ein. In diesem Endzustand treten keine statistischen Ausreiser im relativen Anteil des Strange-Quarks auf, siehe Anhang E. Deshalb wird hier der Beitrag, im Gegensatz zum W^-Zjj -Endzustand, nicht überschätzt.

Für den größten Einfluss des Fehlers auf die PDF, innerhalb der $W^\pm Z$ Streuung, sind die systematischen Unsicherheiten der PDF vom Up-, Down-, Bottom-, Antibottom-Quark verantwortlich. Bis auf das Antibottom ist die Beteiligung am Fehler der PDF von Antiquarks in beide Zustände sehr niedrig. Der Beitrag des auf Seite 18 diskutierten Prozesses ist nach den Fiducial-Cuts immernoch groß. Darum kann auch der ebenfalls hohe Einfluss des Fehlers für das Bottom bzw. Antibottom begründet werden. Sofern man den überschätzten Anteil vom Strange-Quark außer Acht lässt, tragen die Quarkflavour strange und charm vernachlässigbar wenig zum Gesamteinfluss des Fehlers bei.

Kapitel 7

Fazit

Die Verteilung der Impulsbruchteile wurde für Vektor-Boson-Streuung im $WZjj$ -EWK Endzustand, für Physik im und außerhalb des Standardmodells bestimmt. Ergebnis dieser Untersuchung ist, dass die dabei beobachteten Ereignisse von WZ -Ereignisse, für aQGC, bei höheren Energien auftreten. Eine Verschiebung der Verteilungen der Bjorkenschen Skalenvariablen x im Vergleich von Standardmodell und aQGC konnte nicht beobachtet werden. Wesentliche Abweichungen in den Verteilungen der Bjorken'schen Skalenvariable wurden zwischen $\alpha_4 = 0,5$ und $\alpha_4 = -0,5$ nicht beobachtet. Weiterhin sind die Beiträge zum Ladungsverhältnis CR , im Fall anomaler Vierer-Eich-Bosonen-Kopplung nur schwach. Insgesamt hat sich das CR um 2% bzw. 5% im Vergleich zum Standardmodell vergrößert. Damit kommt es in allen hier betrachteten Fällen, von aQGC und Standardmodell, zwei mal häufiger zur Vektor-Boson-Streuung im W^+Zjj - als im W^-Zjj -EWK-Endzustand.

Weiterhin wurde in dieser Arbeit die Effizienz der Selektionsschnitte analysiert. Dabei wurde die Schnitt-Effizienz ϵ für Physik im Standardmodell und Physik außerhalb des Standardmodells bestimmt. Mit einer durchschnittlichen Änderung von ϵ um 111,7% für $\alpha_4 = -0,5$ und 109,3% für $\alpha_4 = -0,5$ zum Standardmodell konnte hier ein großer Einfluss von aQGC festgestellt werden. Ferner wurde unter Annahme des Standardmodells die differentielle Schnitt-Effizienz $\frac{d\epsilon}{dx}$ bestimmt. Als Ergebnis dieser Verteilung konnte die Vermutung bestätigt werden, dass Quarks mit einem geringen Impulsbruchteil x kaum an dem untersuchten Prozess $W^\pm Z \rightarrow W^\pm Z$ und $W^\pm \gamma \rightarrow W^\pm Z$ teilnehmen.

Für die feste Energieskala $Q = 200$ GeV konnten die systematischen Unsicherheiten der einzelnen Parton-Dichte-Funktion bestimmt und damit auch ihr relativer Einfluss erfasst werden. Im W^+Zjj -Endzustand besitzt die PDF des Downquarks mit 58% den größten Anteil an der systematischen Unsicherheit. Im W^+Zjj -Endzustand hingegen liegt der Einfluss der Parton-Dichte-Funktion (PDF) des Down-Quarks bei 2%. Für diesen Endzustand wird der Beitrag an der Gesamtunsicherheit von systematischen Unsicherheiten der PDF des Up-Quarks mit 70% dominiert. Da die Streuung von W^+Zjj zwei mal häufiger als W^-Zjj -Streuung vorkommt, würde ein Eingrenzen von Unsicherheiten der Up-Quark-PDF den gesamten Einfluss des Fehlers am meisten verringern.

Anhang A

Selektionskriterien

Zusammenstellung der FIucial-Cuts auf VBS Streuung im $WZjj$ -Endzustand

$$p_T(l_1) > 25\text{GeV} \qquad p_T(j_1) > 30\text{GeV} \qquad (\text{A.1})$$

$$p_T(l_2) > 25\text{GeV} \qquad p_T(j_2) > 30\text{GeV} \qquad (\text{A.2})$$

$$p_T(l_3) > 25\text{GeV} \qquad (\text{A.3})$$

$$0 < |\eta(l)| < 1,37 \qquad |\eta(j)| < 2,47 \qquad (\text{A.4})$$

$$1,52 < |\eta(l)| < 2,47 \qquad |\eta_{jj}| > 2,4 \qquad (\text{A.5})$$

$$m(l^+l^-) > 10\text{GeV} \qquad m(jj) > 500\text{GeV} \qquad (\text{A.6})$$

$$\zeta > -0,5 \qquad (\text{A.7})$$

$$E_T^{\text{miss}} > 40\text{GeV} \qquad (\text{A.8})$$

Hierbei entspricht p_T dem transversalen Impuls (othogonal zur Strahlebene), $m(jj)$ der invarianten Masse der detektierten Jets, $m(ll)$ der invarianten Masse eines Leptonenpaaars, E_T^{miss} der fehlenden Energie in transversaler Richtung, η der Pseudorapidität:

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{p + p_L}{p - p_L}\right), \qquad (\text{A.9})$$

und ζ_u der Leptonen Zentralität:

$$\zeta_u = \min\{\min\{\eta_1^l, \eta_2^l\} - \min\{\eta_1^j, \eta_2^j\}, \max\{\eta_1^j, \eta_2^j\}, -\max\{\eta_1^l, \eta_2^l\}\} \qquad (\text{A.10})$$

Anhang B

Verteilung der Impulsbruchteile für W^-Zjj - und W^+Zjj - Endzustand

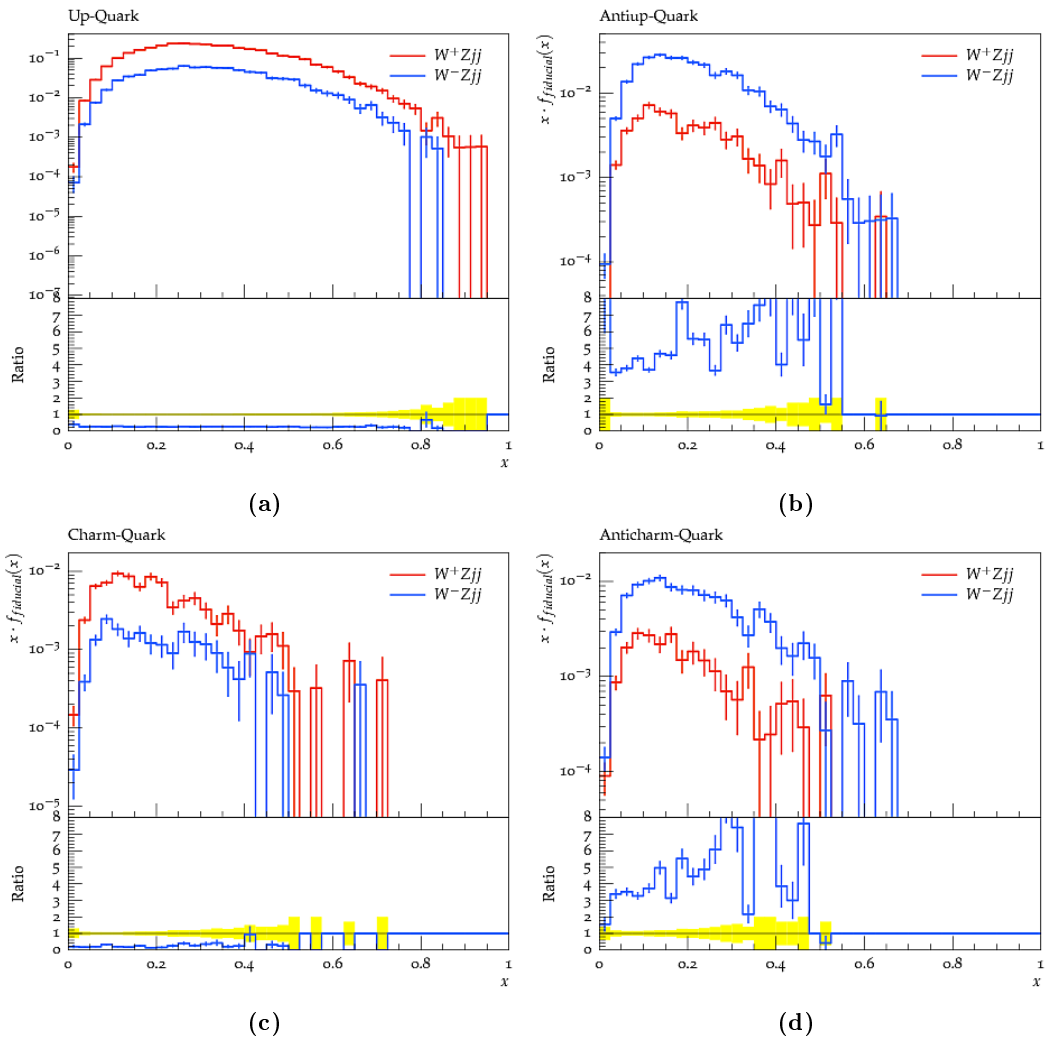


Abbildung B.1: In diesen Histogrammen sind die Verteilung der Bjorkenschen-Skalenvariable nach den Fiducial-Cuts aufgetragen.

B Verteilung der Impulsbruchteile für W^-Zjj - und W^+Zjj - Endzustand

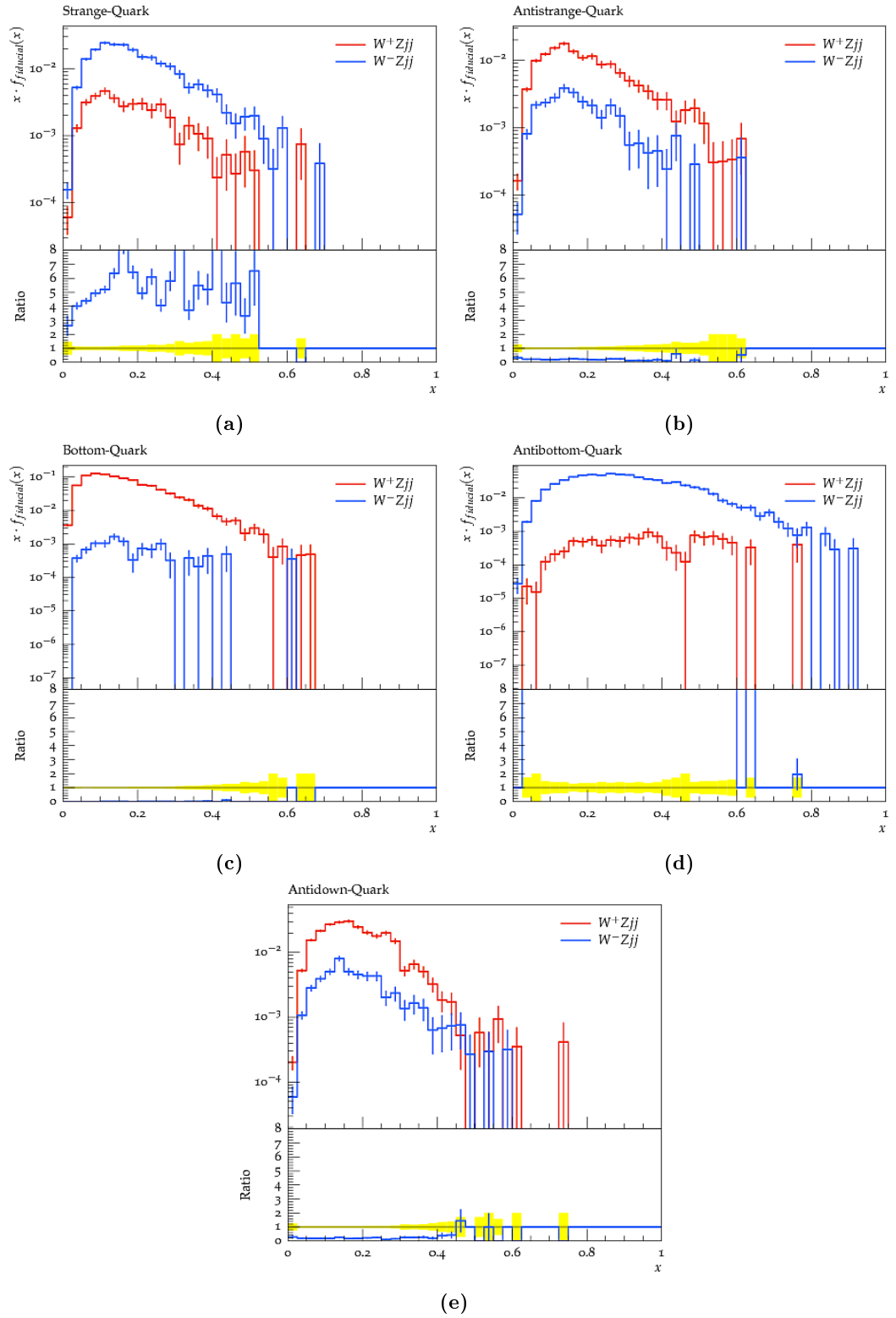


Abbildung B.2: In diesen Histogrammen sind die Verteilung der Bjorkenschen-Skalenvariable nach den Fiducial-Cuts aufgetragen

Anhang C

Verteilung der Impulsbruchteile in Abhängigkeit der Energieskala

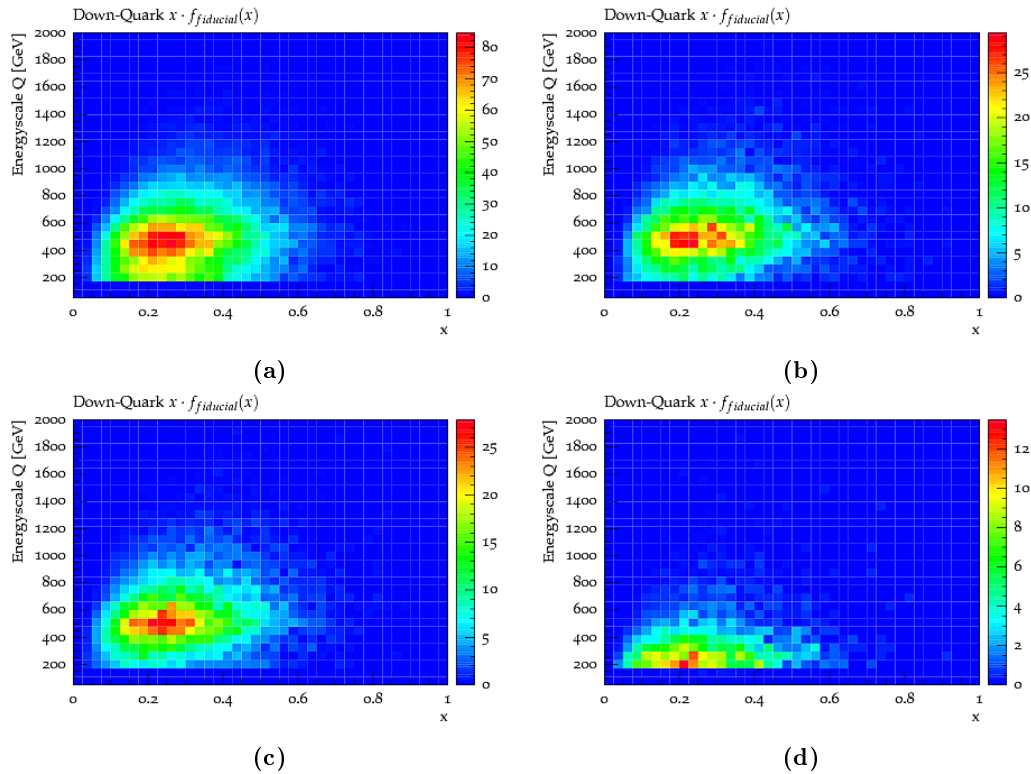


Abbildung C.1: In diesen Histogrammen sind die Verteilung der Bjorkenschen-Skalenvariable nach den Fiducial-Cuts für das Down-Quark aufgetragen. Dabei behandelt: a den Fall $\alpha_4 = -0,5$ im W^-Zjj -Endzustand, b den Fall $\alpha_4 = -0,5$ im W^+Zjj -Endzustand, c den Fall $\alpha_4 = 0,5$ im W^+Zjj -Endzustand und d den Fall $\alpha_4 = 0$ im W^+Zjj -Endzustand

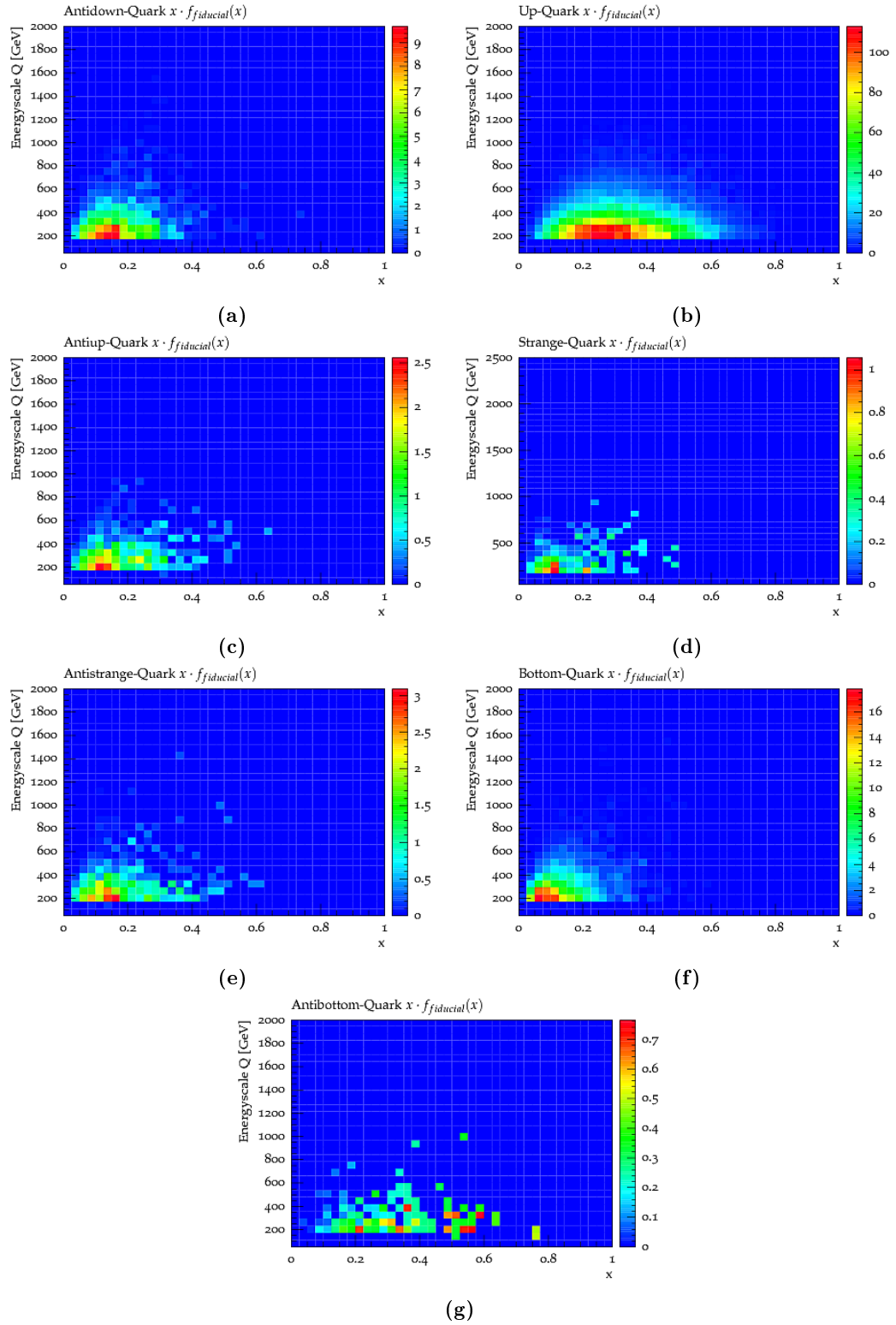


Abbildung C.2: In diesen Histogrammen sind die Verteilung der Bjorkenschen-Skalenvariable nach den Fiducial-Cuts für alle Quark-Flavour aufgetragen. Dabei wird der Fall $\alpha_4 = 0$ im $W^+ Z jj$ -Endzustand behandelt.

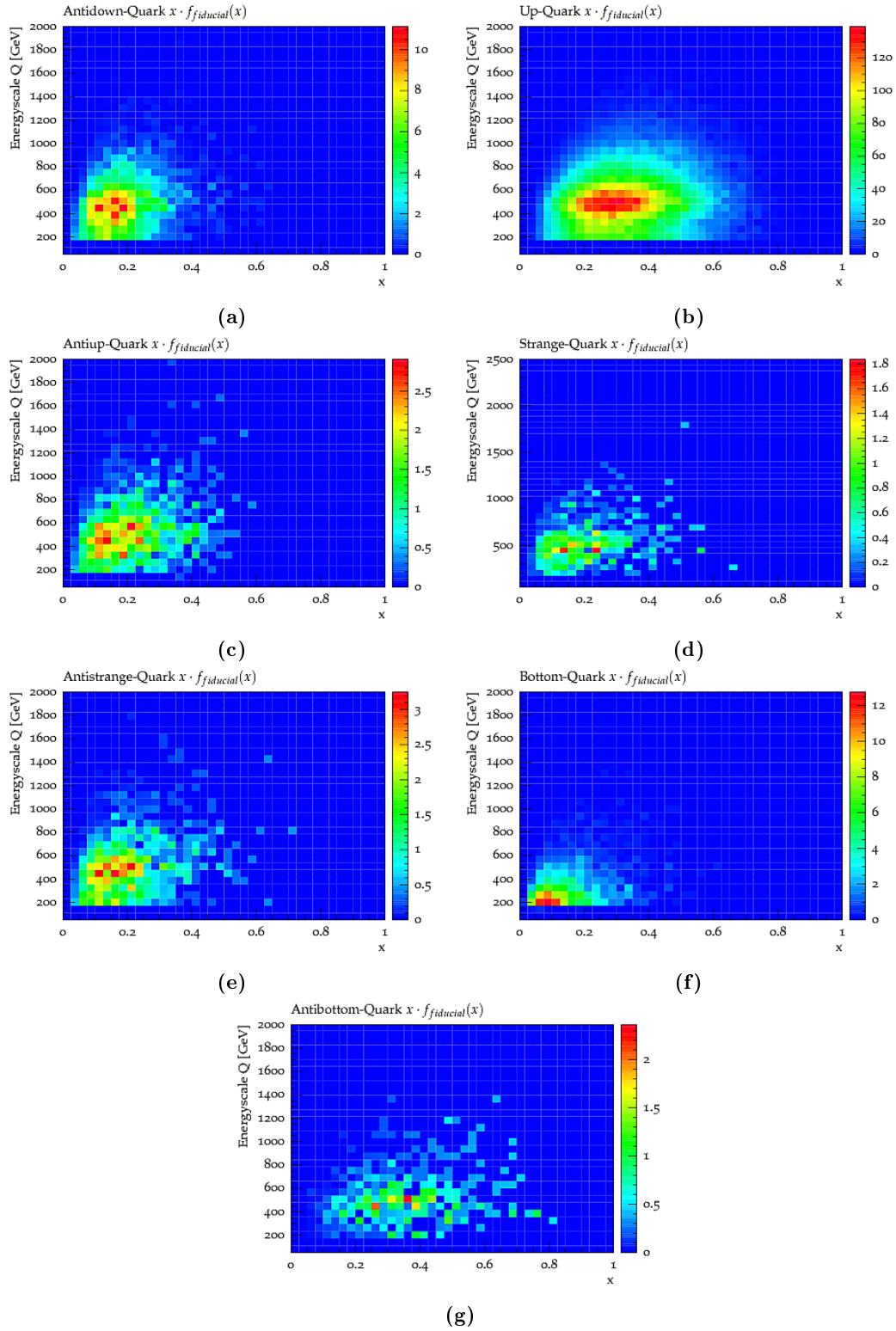


Abbildung C.3: In diesen Histogrammen sind die Verteilung der Bjorkenschen Skalenvariable nach den Fiducial-Cuts für alle Quark-Flavour aufgetragen. Dabei wird der Fall $\alpha_4 = +0,5$ im W^+Zjj -Endzustand behandelt.

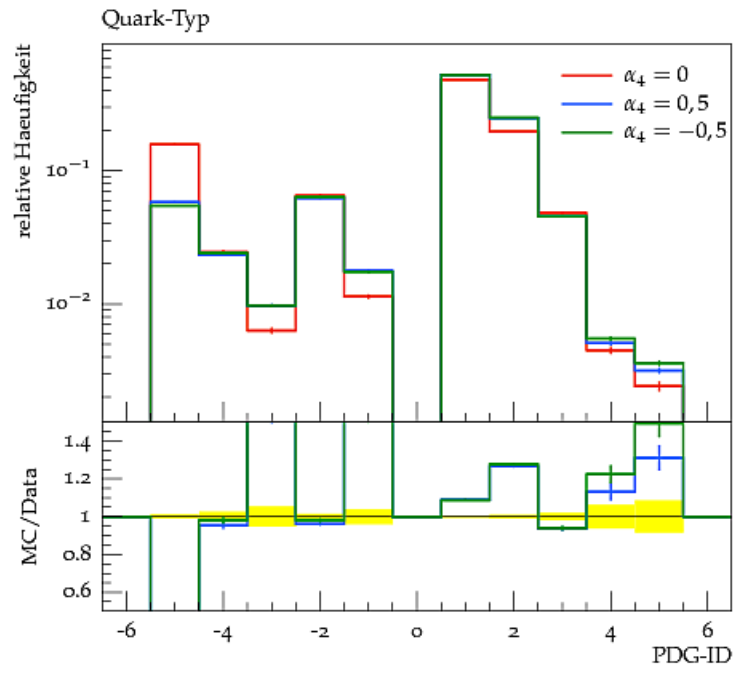


Abbildung C.4: In diesen Histogrammen sind die Verteilung der Quarkflavour nach den Fiducial-Cuts aufgetragen. Dabei werden der Standardmodell- wie auch der aQGC-Fall für den $W^- Zjj$ -Endzustand betrachtet.

Anhang D

Verteilung der Impulsbruchteile und deren Schnitt-Effizienzen

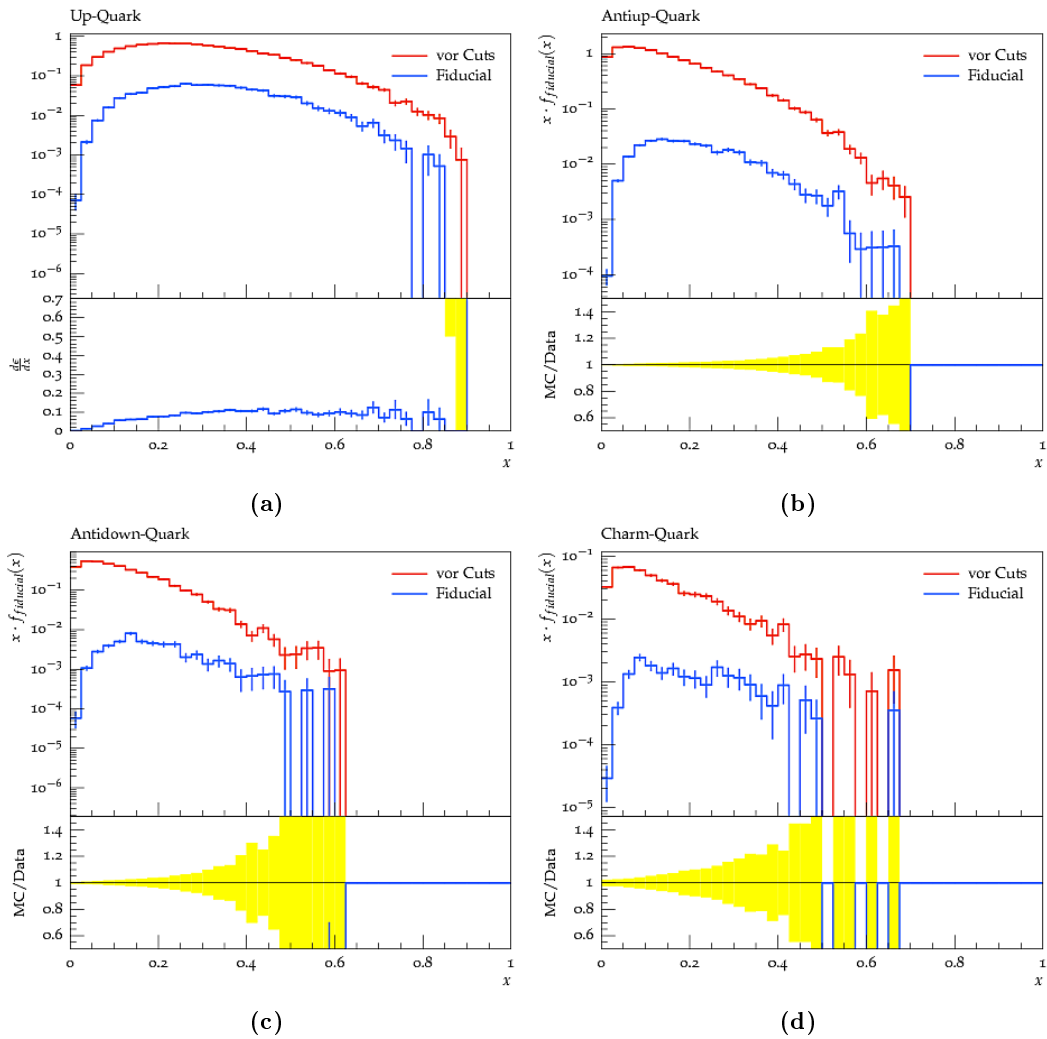


Abbildung D.1: In diesen Histogrammen sind die Verteilung vor und nach den Fiducial-Cuts aufgetragen. Dabei werden das Standardmodell für den $W^- Zjj$ -Endzustand betrachtet.

D Verteilung der Impulsbruchteile und deren Schnitt-Effizienzen

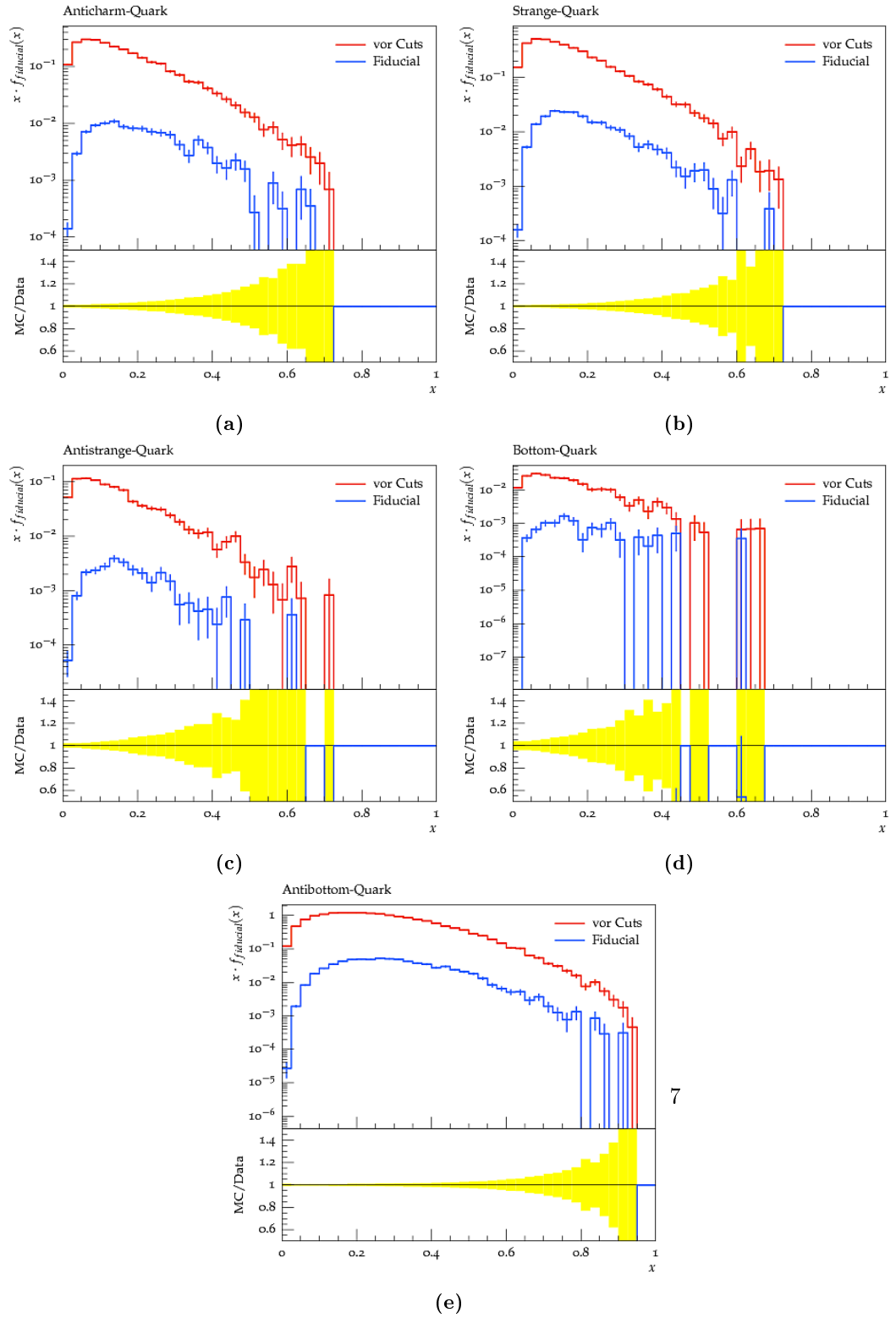


Abbildung D.2: In diesen Histogrammen sind die Verteilung vor und nach den Fiducial-Cuts aufgetragen. Dabei werden das Standardmodell für den $W^- Zjj$ -Endzustand betrachtet.

Anhang E

Verteilung der systematischen Unsicherheit der PDF

E.1 Gewichtete systematische Unsicherheit

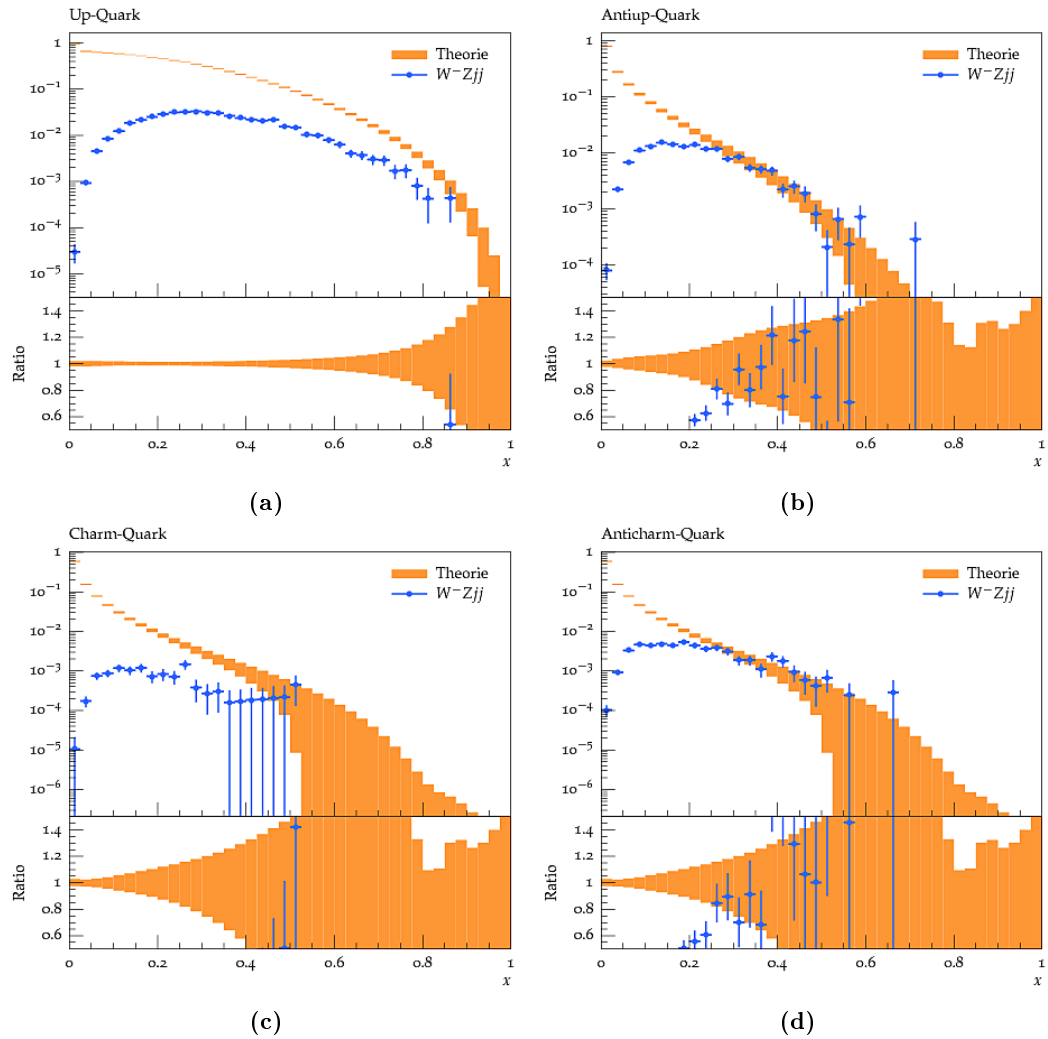


Abbildung E.1: In diesen Histogrammen sind die Verteilung der Bjorkenschen-Skalenvariable nach den Fiducial-Cuts aufgetragen. In orange unterlegt ist die theoretisch vorhergesagte Verteilung mit ihren Fehlern eingezeichnet. Hier wurde der W^-Zjj -Endzustand untersucht.

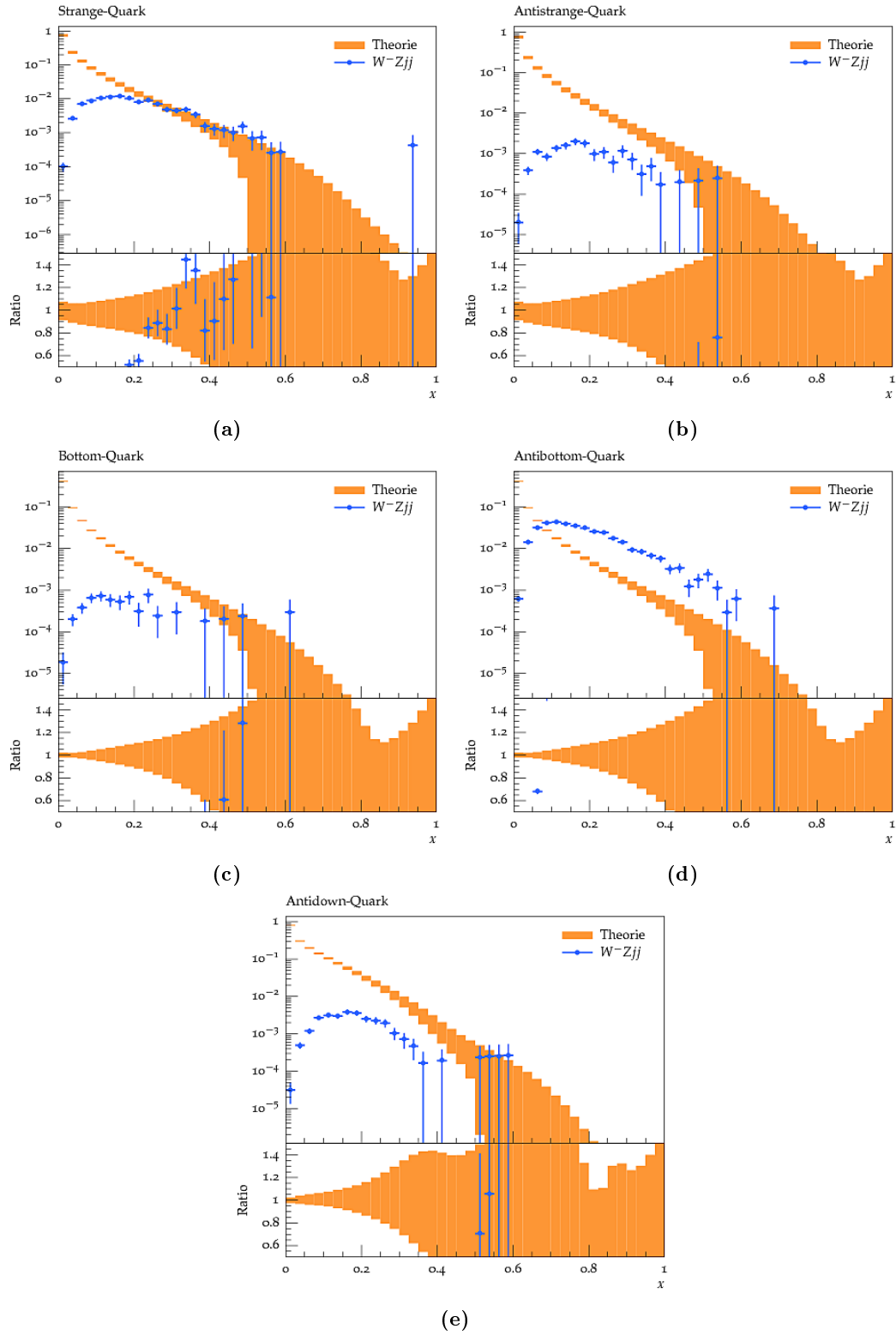


Abbildung E.2: In diesen Histogrammen ist die Verteilung der Bjorkenschen-Skalenvariable für W^-Zjj -Endzustand nach den Fiducial-Cuts aufgetragen

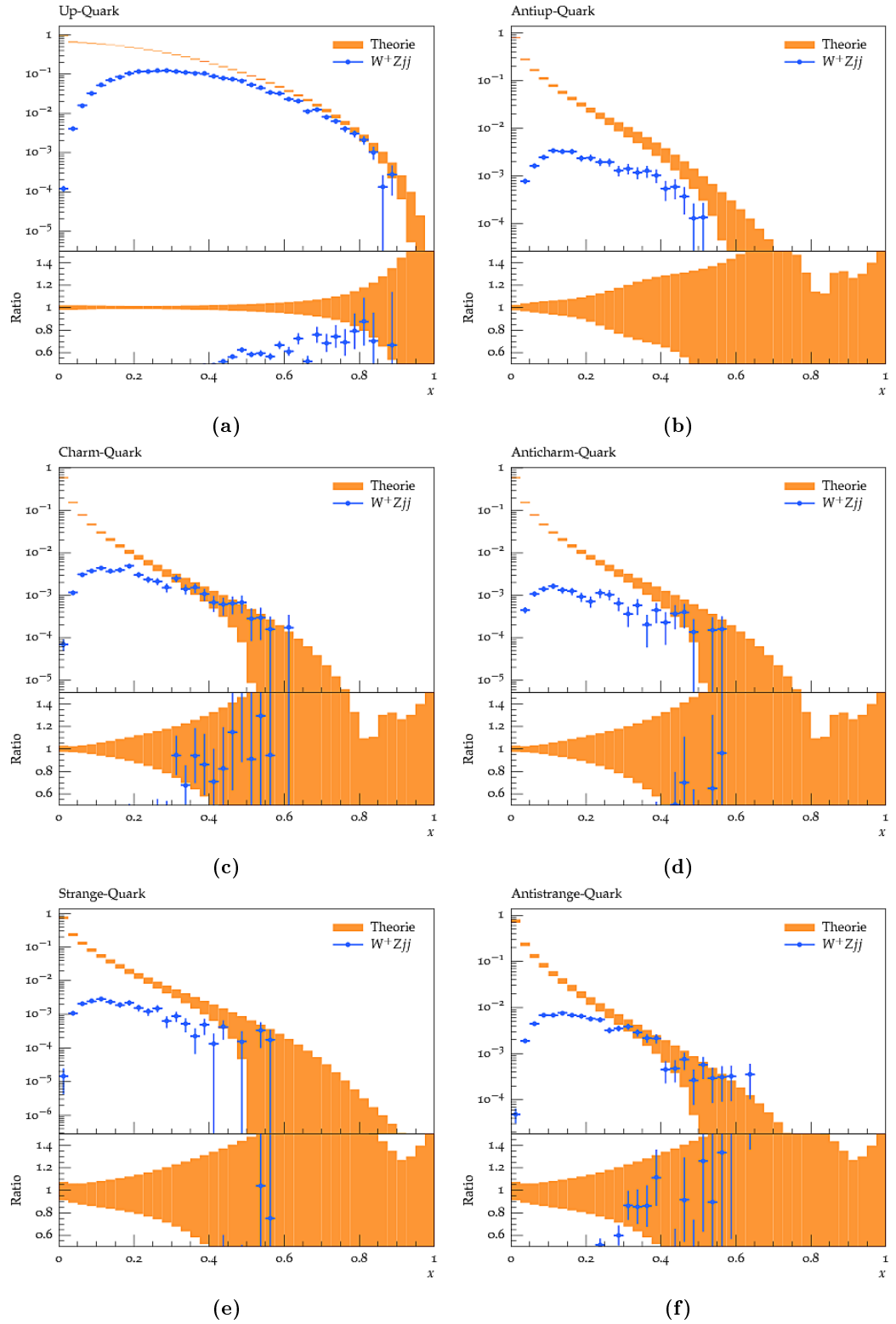


Abbildung E.3: In diesen Diagrammen sind die Verteilung der Bjorkenschen-Skalenvariable nach den Fiducial-Cuts aufgetragen. In orange unterlegt ist die theoretisch vorhergesagte Verteilung mit ihren Fehlern eingezeichnet. Hier wurde der W^+Zjj -Endzustand untersucht.

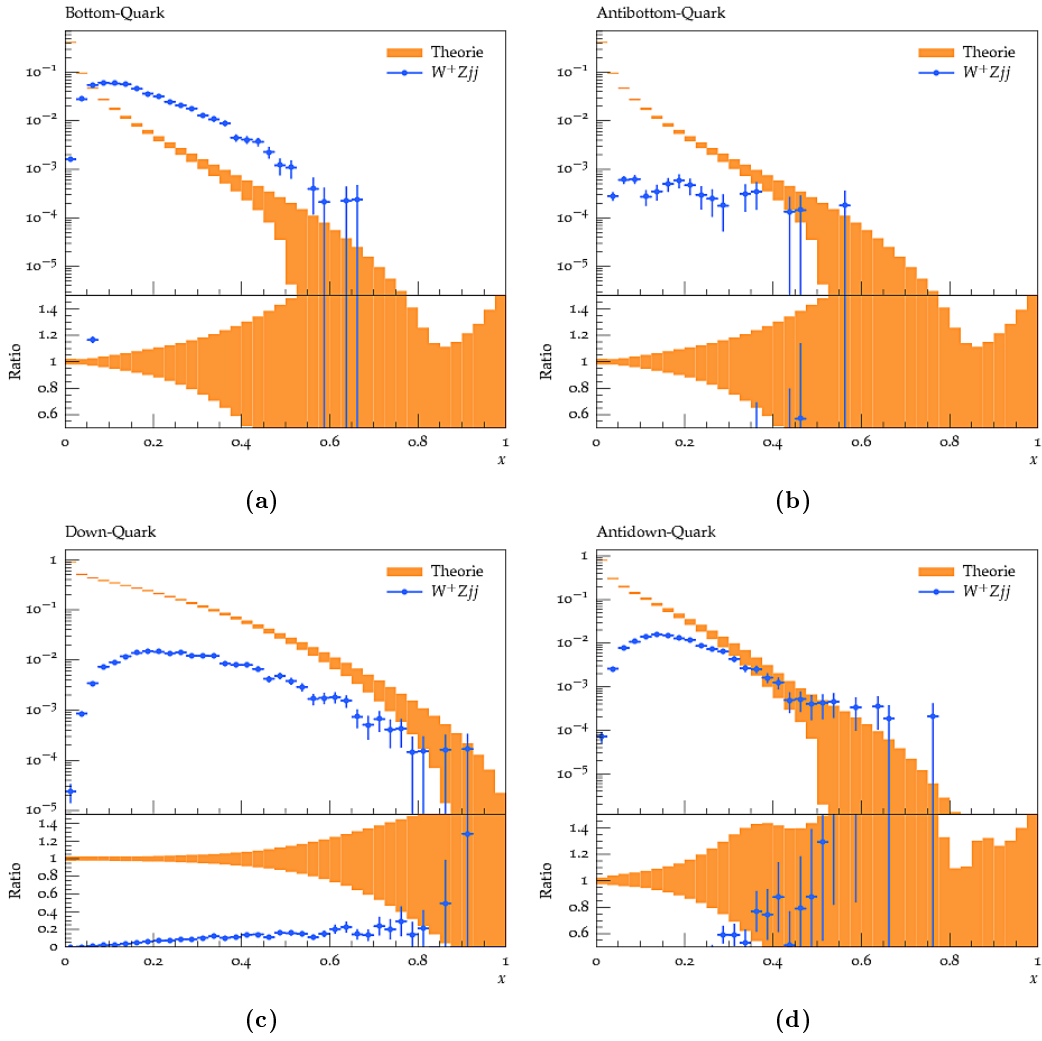


Abbildung E.4: In diesen Diagrammen sind die Verteilung der Bjorkenschen-Skalenvariable für W^+Zjj -Endzustand nach den Fiducial-Cuts aufgetragen

E.2 Einfluss der systematischen Unsicherheit aller Quarks

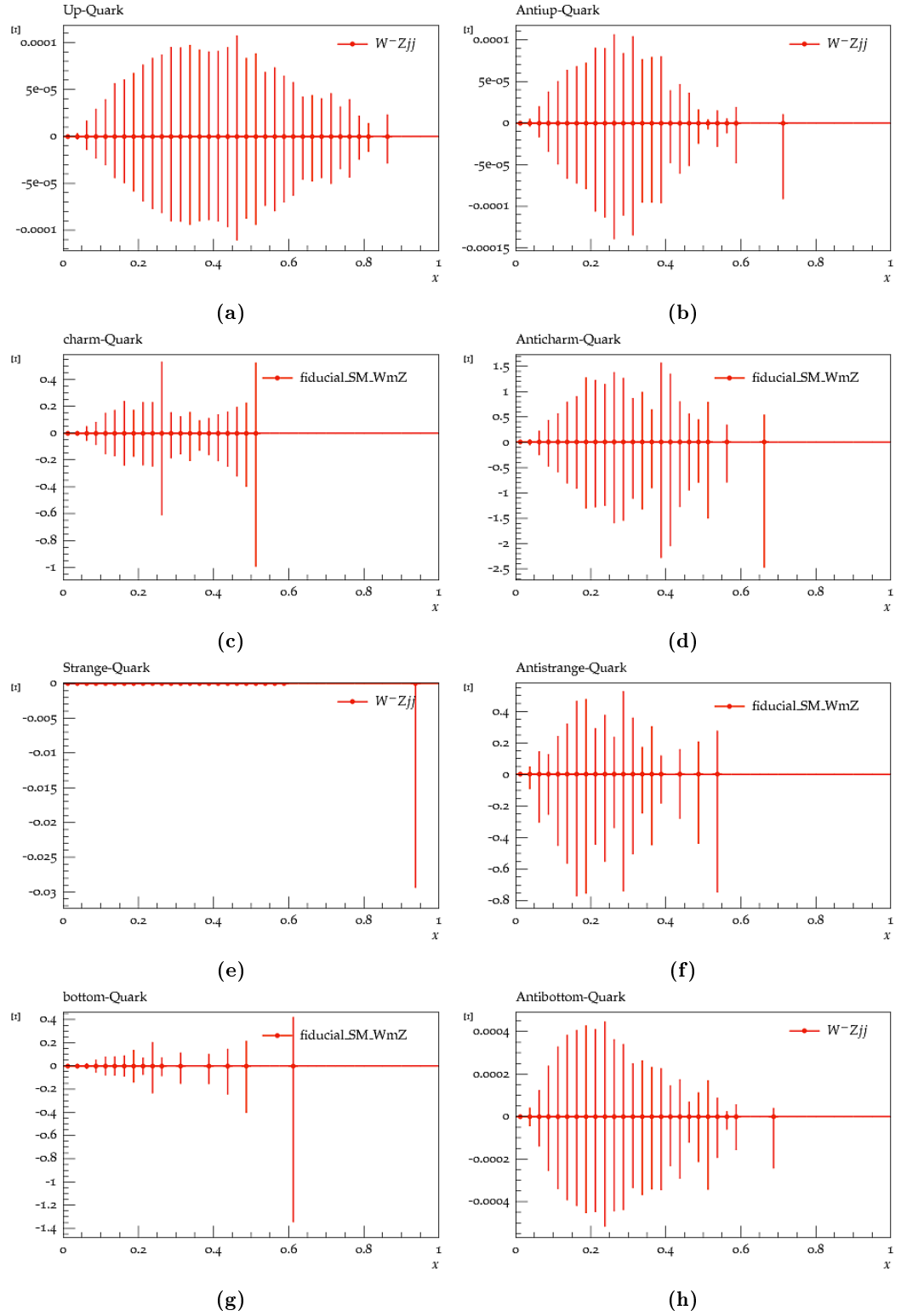


Abbildung E.5: In diesen Diagrammen ist der Einfluss des systematischen Unsicherheit der PDF für W^-Zjj -Endzustand nach den Fiducial-Cuts aufgetragen. In c, d f und g weicht aus technischen Gründen die Normierung von der Bedingung aus Formel (6.4) ab. Die Angaben aus Tabelle 6.1 entsprechen der richtigen Normierung.

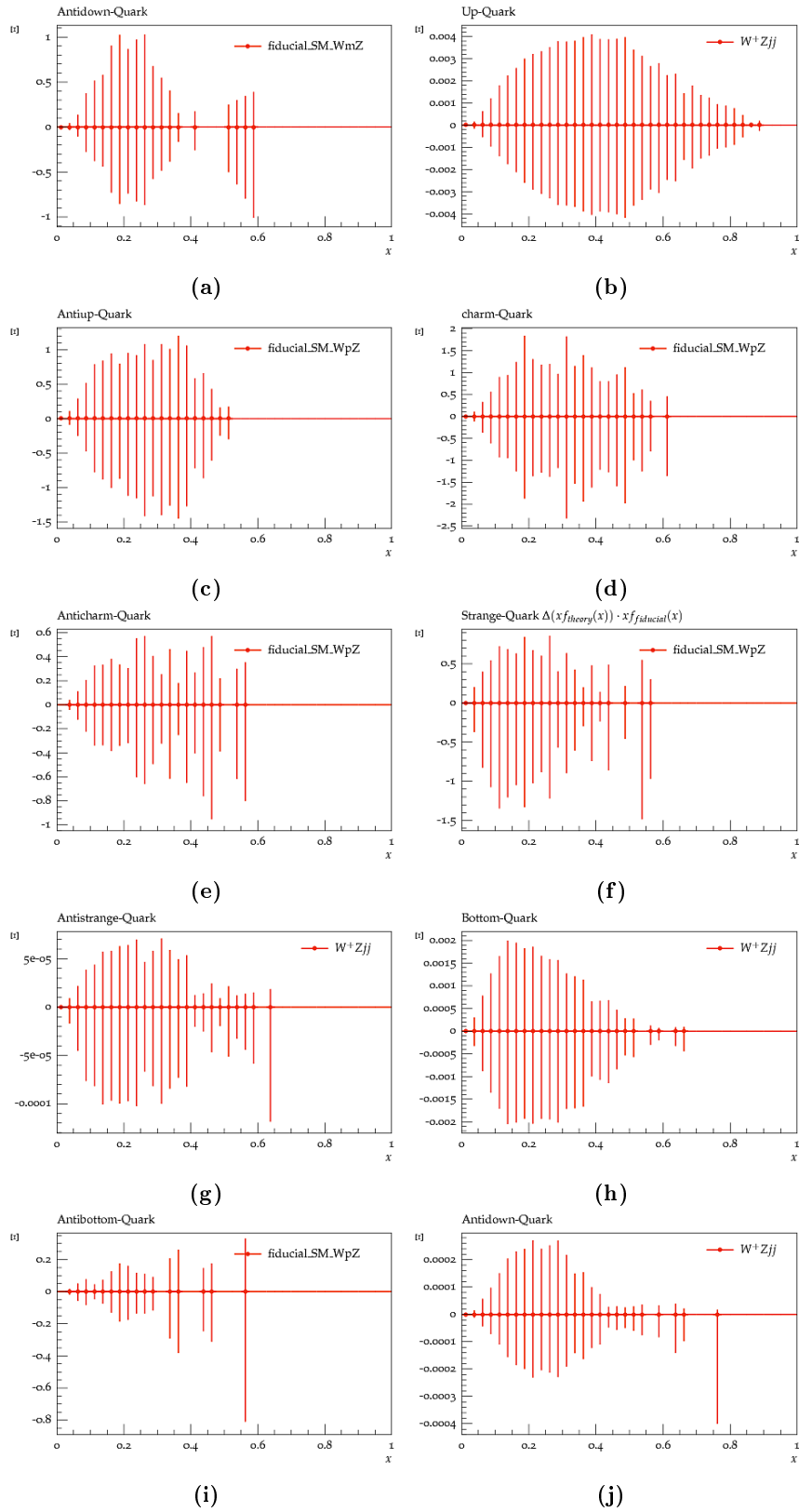


Abbildung E.6: In diesen Diagrammen ist der Einfluss des systematischen Unsicherheit der PDF für W^-Zjj -Endzustand nach den Fiducial-Cuts aufgetragen. Wobei das Diagramm a die Verteilung des Einflusses im W^+Zjj -Endzustand ist. In c, d a, c und i weicht aus technischen Gründen die Normierung von der Bedingung aus Formel (6.4) ab. Die Angaben aus Tabelle 6.1 entsprechen der richtigen Normierung.

Literaturverzeichnis

- [1] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche, *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [2] J. e. a. Beringer, *Review of particle physics*, PHYSICAL REVIEW D **86** no. 1, (2012) 1504. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.86.010001>.
- [3] W. Greiner and B. Müller, *Quantenmechanik: Symmetrien*. Theoretische Physik. Deutsch, 2005.
- [4] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264–1266. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264>.
- [5] A. Buckley, J. Butterworth, L. Lonnblad, D. Grellscheid, H. Hoeth, et al., *Rivet user manual*, Comput.Phys.Comm. **184** (2013) 2803–2819, [arXiv:1003.0694](https://arxiv.org/abs/1003.0694) [hep-ph].
- [6] T. W. B. Kibble, *Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories*, Phys. Rev. **155** (1967) 1554–1561. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.155.1554>.
- [7] H. Murayama, *Physics Beyond the Standard Model and Dark Matter*, [arXiv:0704.2276](https://arxiv.org/abs/0704.2276) [hep-ph].
- [8] C. Degrande, O. Eboli, B. Feigl, B. Jäger, W. Kilian, et al., *Monte Carlo tools for studies of non-standard electroweak gauge boson interactions in multi-boson processes: A Snowmass White Paper*, [arXiv:1309.7890](https://arxiv.org/abs/1309.7890) [hep-ph].
- [9] J. Reuter, W. Kilian, and M. Sekulla, *Simplified Models for New Physics in Vector Boson Scattering - Input for Snowmass 2013*, [arXiv:1307.8170](https://arxiv.org/abs/1307.8170) [hep-ph].
- [10] A. Alboteanu, W. Kilian, and J. Reuter, *Resonances and Unitarity in Weak Boson Scattering at the LHC*, JHEP **0811** (2008) 010, [arXiv:0806.4145](https://arxiv.org/abs/0806.4145) [hep-ph].
- [11] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Evidence for Electroweak Production of $W^\pm W^\pm jj$ in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector*, [arXiv:1405.6241](https://arxiv.org/abs/1405.6241) [hep-ex].
- [12] P. Anger, *Probing Electroweak Gauge Boson Scattering with the ATLAS Detector at the Large Hadron Collider*. 2014.
- [13] A. Collaboratio, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instruments **3** (2008) S08003.
- [14] A. Collaboration, A. Airapetian, V. Cindro, A. Filipčič, G. Kramberger, I. Mandić, M. Mikuž, M. Tadel, and D. Žontar, *ATLAS detector and physics performance*. Technical design report. ATLAS, 1999.
- [15] W. Kilian, T. Ohl, and J. Reuter, *WHIZARD: Simulating Multi-Particle Processes at LHC and ILC*, Eur.Phys.J. **C71** (2011) 1742, [arXiv:0708.4233](https://arxiv.org/abs/0708.4233) [hep-ph].
- [16] P. M. Nadolsky, H.-L. Lai, Q.-H. Cao, J. Huston, J. Pumplin, et al., *Implications of CTEQ global analysis for collider observables*, Phys.Rev. **D78** (2008) 013004, [arXiv:0802.0007](https://arxiv.org/abs/0802.0007) [hep-ph].

- [17] V. Borodulin, R. Rogalev, and S. Slabospitsky, *CORE: COmpendium of RElations: Version 2.1*, [arXiv:hep-ph/9507456](#) [hep-ph].
- [18] D. Bourilkov, R. C. Group, and M. R. Whalley, *LHAPDF: PDF use from the Tevatron to the LHC*, [arXiv:hep-ph/0605240](#) [hep-ph].
- [19] G. Aad et al, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, J. Instrum. **3** (2008) S08003. 437 p.
- [20] D. Griffiths, H. Rollnik, and T. Stange, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*. Wiley, 1999.
- [21] J. Bleck-Neuhaus, *Elementare Teilchen*. Springer-Lehrbuch. Springer, 2010.
- [22] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Physical Review Letters **13** (1964) 508–509.

Erklärung

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

Thomas Kwasnitza
Dresden, 17.09.2014