Interferenzeffekte in Vektorboson-Fusion

Diplomarbeit
von
Co Georg

Institut für Theoretische Physik
Universität Karlsruhe

Karlsruhe, Dezember 2005

Referent: Prof. Dr. D. Zeppenfeld
Korreferent: Prof. Dr. M. Steinhauser

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Karlsruhe, den 21. Dezember 2005

Als Diplomarbeit akzeptiert:

Karlsruhe, den 21. Dezember 2005

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Frage nach der Existenz des Higgs-Bosons im Standardmodell der Teilchenphysik (SM) ist eine der wichtigsten Fragen der modernen Teilchenphysik. Der Large Hadron Collider (LHC) am CERN in Genf könnte hierauf die Antwort geben. Wenn das Higgs-Boson existiert, wird es dort möglich sein dessen Masse zu bestimmen. Diese ist von grosser Wichtigkeit, da sie den letzten freien Parameter des Standardmodells darstellt. Hat man erst einmal die Higgs-Masse bestimmt, ist es ebenso interessant die Kopplungen des Higgs-Bosons an die anderen Standardmodell-Teilchen zu untersuchen.

Am LHC werden zwei Protonen mit hoher Energie zur Kollision gebracht. Protonen bestehen aus Quarks und Gluonen, ihre Verteilung ist durch die Parton Density Function (PDF) bestimmt. Die Konstituenten der Hadronen heissen Partonen. Sie können bei der Kollision annihilieren, und neue Teilchen produzieren. Diese werden dann detektiert. Ihre Häufigkeit und Verteilung im Detektor erlaubt Rückschlüsse auf ihre Produktionsmechanismen.

Das Higgs-Boson selber kann man nicht detektieren, da es zu schnell zerfällt. Laut den Vorhersagen des Standardmodells koppelt das Higgs-Boson auf Born-Niveau jedoch an Eichbosonen, also an Photonen, an $W^{\pm}$- und Z-Bosonen, oder an Gluonen. Die Eichbosonen koppeln ihrerseits an Quarks und Leptonen. Es lassen sich nun Prozesse untersuchen, bei denen zwei Quarks im Eingangszustand sind, diese jeweils ein Eichboson abstrahlen, welche zu einem Higgs fusionieren. Man hat damit zwei Quarks und ein Higgs-Boson im Endzustand. Das Higgs kann dann seinerseits weiter zerfallen. Man geht davon aus, dass das Higgs ein Spin-0 Teilchen ist, daher kann die Produktion und der Zerfall von Higgs-Bosonen unabhängig voneinander betrachtet werden. Der Prozess bei dem zwei Quarks in zwei Quarks und ein Higgs-Boson über den Austausch zweier schwacher Eichbosonen übergehen bezeichnet man als Vektorboson-Fusion (VBF). Diese stellt einen interessanten Produktionsmechanismus dar, da sie durch ihre kinematische Struktur gut zu identifizieren ist. Die zwei Quarks im Endzustand bilden Jets, welche tagging-Jets heissen, da der Prozess wird mit ihrer Hilfe gekennzeichnet (engl.: getaggt) werden kann. Die Vektorboson-Fusion hat einen grossen Produktionswirkungsquerschnitt, und erlaubt außerdem die Kopplungen des Higgs-Bosons zu bestimmen.

Den größten Produktionswirkungsquerschnitt hat die Gluon-Fusion. Sie wird entweder durch Quarks initiiert die Gluonen abstrahlen, oder durch Gluonen im Hadron selbst. Die abgestrahlten Gluonen können über einen Dreiecksgraphen mit einem schweren Quark zu einem Higgs-Boson fusionieren. Der durch Quarks initiierte $H + 2$-Jet Prozess stellt einen Hintergrund zur Vektorboson-Fusion dar. Durch die Selektionsmethoden der Vektorboson-Fusion lässt sich die Gluon-Fusion etwa im Verhältnis $3 : 1$ unterdrücken.

Um nun Aussagen über das Higgs-Boson machen zu können, ist es wichtig genaue theoretische Vorhersagen zu treffen, und diese dann am Experiment zu überprüfen. Diese Vorhersagen müssen genauer sein, als der erwartete relative Fehler des Experiments. Für die typische Higgs-Produktion mit anschliessendem Zerfall des Higgs-Bosons, werden relative experimentelle Fehler von etwa 10% erwartet. Dies erfordert, dass bei vielen Produktionsmechanismen Korrekturen höherer Ordnung in der Störungsreihe mitgenommen werden müssen.

Konkret heisst das für die Gluon-Fusion, dass 2-Schleifen (NNLO)-Korrekturen berücksichtigt werden müssen, und selbst hiermit liegt der theoretische Fehler immer noch bei $5 - 10\%$. Für die Vektorboson-Fusion muss man NLO-Korrekturen ausrechnen um einen vergleichbaren theoretischen Fehler zu erhalten.

Bei den NLO Rechnungen zur Vektorboson-Fusion werden verschiedene Vereinfachungen gemacht. Unter anderem werden Interferenzeffekte vernachlässigt, da man erwartet, dass diese sehr klein sind. Interferenzeffekte treten beispielsweise in der Streuung zweier identischer Quarks auf. Hier können Quarks im Endzustand vertauscht werden, ohne dass sich der Zustand dadurch ändert. Hierdurch trägt zu einem Prozess wie $qq \to Hqq$ oder $q\bar{q} \to Hq\bar{q}$ mehr als eine Amplitude bei. Zwischen diesen Amplituden ist dann eine Interferenz möglich.

Das Kapitel 2 stellt eine kurze Einführung in die Higgs-Produktion an Hadronbeschleunigern dar. Die wichtigsten Grundlagen von Hadronenphysik werden kurz erläutert. Es werden die beiden Produktionsmechanismen Vektorboson-Fusion und Gluon-Fusion näher beleuchtet und eine effiziente Methode zur Berechnung von partonischen Wirkungsquerschnitten vorgestellt. Zuletzt werden die Selektionsmechanismen für Vektorboson-Fusion geschildert.

In Kapitel 3 werden die bei der Vektorboson-Fusion auftretenden Interferenzen analysiert. Dies geschieht am besten in Form eines flexiblen Monte-Carlo Programms. Ein solches Programm wurde in [19] vorgestellt. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden verschiedene Änderungen an diesem Programm gemacht. Weiterhin wird in Kapitel 3 die Struktur der an der Vektorboson-Fusion beteiligten Amplituden erläutert. Es wird ein Vergleich mit Ergebnissen von Madgraph und FeynArts gemacht, um sicherzustellen, dass die im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen Änderungen am Programm VBFNLO korrekt sind. Abschliessend werden die Ergebnisse der Analyse präsentiert. Es wird gezeigt, dass Interferenzen zwischen Vektorboson-Fusion und Higgs-Strahlung, vernachlässigt werden können.

Kapitel 4 stellt eine Weiterführung der Arbeit aus Kapitel 3 dar. Hier wird $H+2$ Jet Produktion über Gluon-Fusion als möglicher Hintergrund zur Vektorboson-Fusion betrachtet. Es sind Interferenzen zwischen den beiden Produktionsmechanismen möglich. Diese werden analysiert. Hierzu werden zunächst Higgs-Strahlungsdiagramme vernachlässigt. Die auftretenden Amplituden werden erläutert, und anschliessend das Ergebnis der Analyse dargestellt.

Kapitel 5 untersucht die Möglichkeit einer modifizierten Farbstruktur für Interferenzen zwischen Vektorboson-Fusion und Gluon-Fusion im selben Kanal. Diese Interferenzen werden ohne Modifikation durch die Farbstruktur des Prozesses verboten. Der Austausch eines virtuellen Gluons zwischen der oberen und unteren Quark-Linie hat eine andere Farbstruktur, und Interferenzen zu VBF-Diagrammen im selben Kanal sind möglich. Diese Interferenzen sind interessant, da erwartet wird, dass sie relativ gross werden können.

Das abschliessende Kapitel 6 fasst alle Ergebnisse noch einmal zusammen, und diskutiert deren Implikationen.

Kapitel 2

Higgs-Produktion an Hadronbeschleunigern

Dieses Kapitel soll eine Einführung in die Produktionsmechanismen des Standardmodell Higgs-Bosons an Hadronbeschleunigern, im speziellen am LHC, geben. Das Kapitel ist in fünf Abschnitte eingeteilt, die sich wie folgt aufschlüsseln. Der erste Abschnitt befasst sich allgemein mit der Berechnung von Wirkungsquerschnitten bei der Kollision zweier Hadronen. In Abb. 2.1 sind einige Wirkungsquerschnitte für verschiedene Higgs-Produktionsmechanismen dargestellt. Es wird beschrieben, wie der Wirkungsquerschnitt für den hadronischen Prozess von einem den partonischen Streuprozess beschreibenden Matrixelement abhängt. Der zweite Abschnitt befasst sich mit der Berechnung dieser Matrixelemente, für die Vektorboson-Fusion und die Gluon-Fusion. Der hierbei verwendete Helizitätsamplituden-Formalismus wird kurz erläutert, und Notationen werden eingeführt.

Zwei der beiden Produktionsmechanismen, die Vektorboson-Fusion und die Gluon-Fusion werden in Abschnitt 2.3 und 2.4 näher besprochen. Die Gluon-Fusion ist interessant, da sie für kleine und mittlere Higgs-Massen den grössten Produktionswirkungsquerschnitt liefert. Die Vektorboson-Fusion liefert ebenfalls einen relativ grossen Produktionswirkungsquerschnitt, und bietet darüber hinaus noch eine Reihe von Möglichkeiten sie vom QCD Hintergrund zu unterscheiden. Die für diese Separation nötigen Schnitte (engl.: Cuts) werden in Abschnitt 2.5 besprochen.

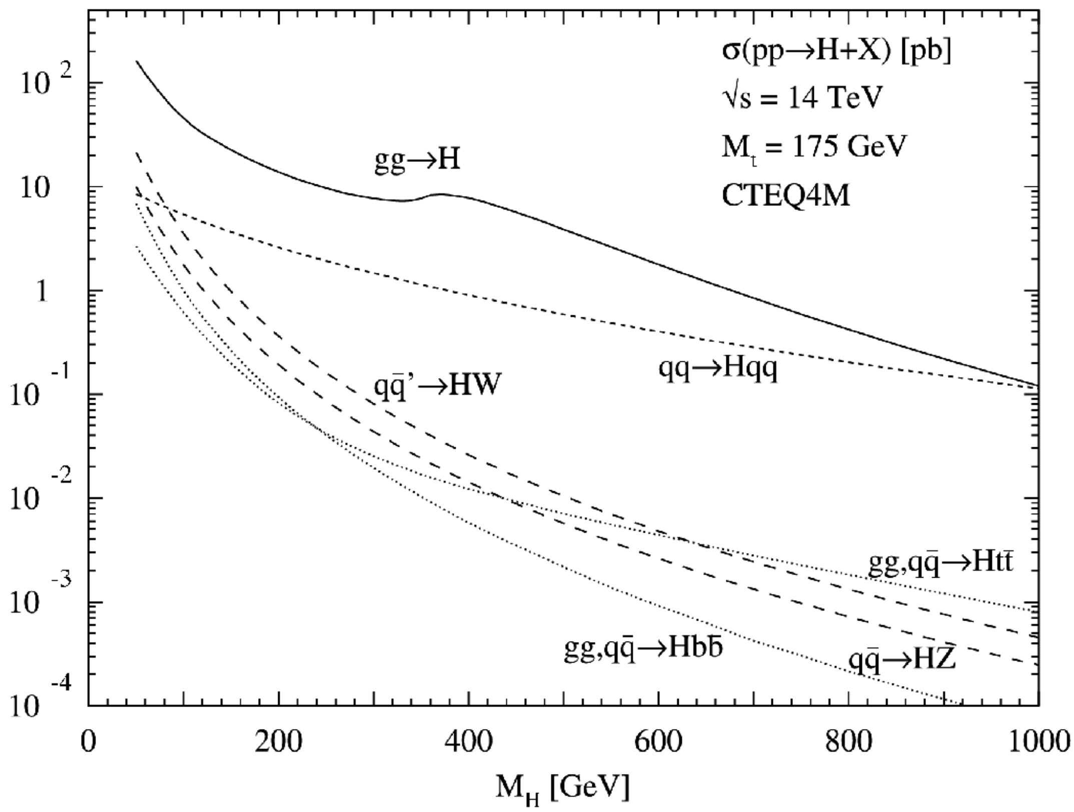


Abb. 2.1: *Wirkungsquerschnitte [9] für die Higgs-Produktion am LHC bei* $\sqrt{s} = 14$ TeV *durch verschiedene Produktionsmechanismen als Funktion der Higgsmasse.*

2.1 Hadronenphysik

Der Wirkungsquerschnitt für einen harten Streuprozess, welcher von zwei Hadronen (beispielsweise zwei Protonen) initiiert wird, lässt sich schreiben als

$$\sigma(P_1, P_2) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1, \mu^2) f_j(x_2, \mu^2) \hat{\sigma}_{ij} \left(p_1, p_2, \alpha_s(\mu^2), Q^2/\mu^2\right)$$

wobei P_1, P_2 die Viererimpulse der beiden Hadronen sind. Der Impuls der Partonen lässt sich schreiben als $p_i = x_i P_i$, wobei die x_i die Feynman-x Parameter der beiden Partonen sind. Die Funktionen $f_i(x, \mu^2)$ sind die Parton-Verteilungsfunktionen, PDFs (vom englischen Parton Density Functions), der bei der Streuung beteiligten Partonen i im Mutter-Hadron . Diese sind bei einer bestimmten Faktorisierungsskala μ definiert. Die Faktorisierungsskala ist die Skala, bei der kurzreichweitige Partonen, also solche mit hohem Impulsübertrag, von langreichweitigen unterschieden werden. Streuende Partonen mit hohem Impulsübertrag werden durch den partonischen Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}_{ij}$ beschrieben. Partonen mit niedrigem Impulsübertrag werden in die PDF absorbiert, und damit dem Hadron zugerechnet.

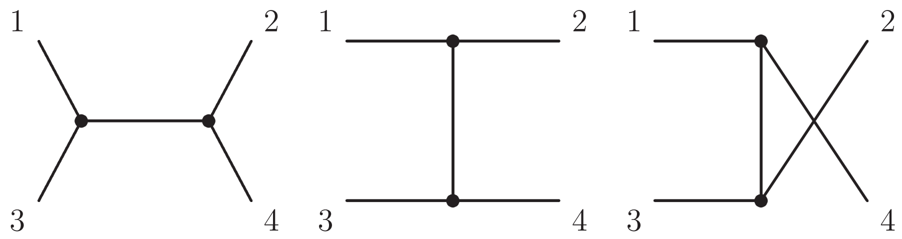
Betrachtet wird nun der einfachste Fall für einen harten Prozess, die $2 \to 2$ Streuung:

$$p_i(p_1) + p_j(p_3) \to p_{f_1}(p_2) + p_{f_2}(p_4).$$

Hier ergibt sich der partonische Wirkungsquerschnitt zu

$$d\hat{\sigma}_{ij} = \int \frac{1}{2\hat{s}} \overline{\sum} |\mathfrak{M}|^2 \, \delta^4(p_1 + p_3 - p_2 - p_4) \, d\phi_2$$

wobei $\mathfrak{M}$ ein Matrixelement ist, welches den Streuprozess beschreibt. Auf die genaue Form von $\mathfrak{M}$ wird im nächsten Abschnitt eingegangen, und es wird ein Formalismus vorgestellt mit welchem sich $\mathfrak{M}$ berechnen lässt. Mit $\overline{\sum}$ wird das Mittel über Eingangszustands- und die Summe über Ausgangszustand Spins und Farbe bezeichnet. Die Schwerpunktsenergie bezeichnet man mit $\sqrt{\hat{s}}$, sie ist eine der drei Mandelstam-Variablen $\hat{s} = (p_1 + p_2)^2$, $\hat{t} = (p_1 - p_3)^2$, und $\hat{u} = (p_3 - p_2)^2$. Hierdurch kann bei $2 \to 2$-Prozessen zwischen drei möglichen Kanälen unterschieden werden.



s-Kanal t-Kanal u-Kanal

Eine Verallgemeinerung auf $2 \to 3$-Prozesse ist möglich. In dieser Arbeit werden jedoch Interferenzen untersucht, die durch das Vertauschen von Quarks im Endzustand auftreten, so dass die Nomenklatur für $2 \to 2$-Prozesse ausreicht.

2.2 Helizitätsamplituden

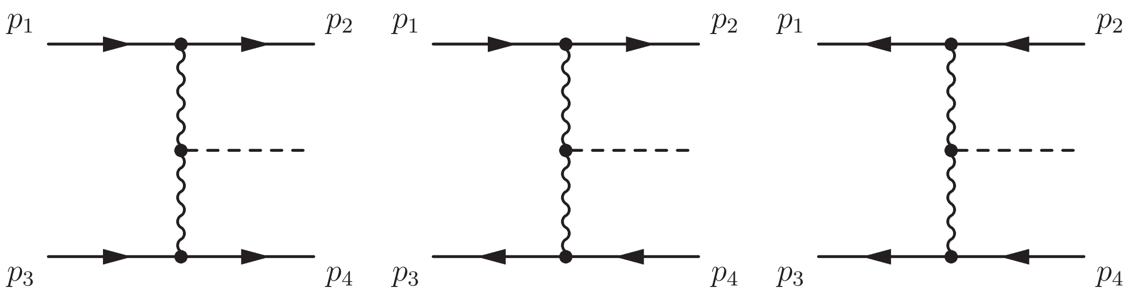
Der Helizitätsamplituden-Formalismus [1] erlaubt eine sehr effiziente numerische Berechnung der Matrixelemente $\mathfrak{M}$. Erläutert werden soll die Methode am Beispiel der Vektorboson-Fusion am LHC. Es werden dort Prozesse beobachten, bei denen zwei Protonen streuen, und eine Reihe neuer Teilchen $B_1, \dots, B_n$ produziert werden. Bei diesen Prozessen können Quarks und Gluonen im Anfangszustand sein, und jedes beliebige Teilchen im Endzustand. Insbesondere also neben Quarks und Gluonen auch Leptonen aller Art. In dieser Diplomarbeit werden Prozesse untersucht, die zwei Quarks im Anfangszustand haben, und zwei Quarks, sowie ein Higgs-Boson im Endzustand. Man hat also Prozesse der Form

$$q_i(\bar{p}_1, i_1) + q_i(\bar{p}_3, i_3) \rightarrow q_f(\bar{p}_3, i_2) + q_f(\bar{p}_4, i_4) + H(P),$$

wobei $i_1, \dots, i_4$ die Farbindizes der Fermionen sind. Die Fermionimpulse $p_1, \dots, p_4$ werden so definiert, dass sie in die Richtung der Fermionlinie zeigen. Die Impulse p_1 und p_3 sind einlaufend, und p_2, p_4 und P auslaufend, wobei P der Impuls des Higgs-Bosons ist. Die Impulse der physikalischen Teilchen können sich durch ein Vorzeichen von den Impulsen der Teilchen in den Feynmandiagrammen unterscheiden. Daher wird die Notation

$$p_i = S_i \bar{p}_i$$

eingeführt, wobei gilt $S_i = +$ für Quarks, und $S_i = -$ für Antiquarks. Dies soll an einem Beispiel erläutert werden:



$S = \{+,+,+,+\}$ $\quad$ $S = \{+,+,-,-\}$ $\quad$ $S = \{-,-,-,-\}$

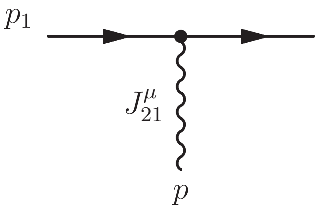
Da es im folgenden stets um masselose Quarks gehen wird, gilt

$$\bar{p}_i^2 = 0 \quad i = 1, \dots, 4,$$

und jedes externe Fermion wird durch einen zweikomponentigen Weyl-Spinor mit Chiralität $\tau = \sigma_i = S_i \bar{\sigma}_i$ beschrieben

$$\psi\left(\bar{p}_i, \bar{\sigma}_i\right)_\tau = S_i \sqrt{2\bar{p}_i^0}\,\delta_{\sigma_i,\tau}\chi_{\sigma_i}\left(\bar{p}_i\right)$$

Durch den Vorzeichenfaktor lässt sich zwischen Quarks und Antiquarks unterscheiden. Damit können effektive Quark-Ströme J^μ_{ij} beschrieben werden:



$$\begin{aligned} J^\mu_{21} &= \delta_{\sigma_2,\sigma_1}\chi^\dagger_{\sigma_2}(\bar{p}_2)\left(\sigma^\mu\right)_\tau \chi_{\sigma_1}(\bar{p}_1)\frac{1}{(p_1-p_2)^2 - m_V^2} \\ &= \delta_{\sigma_1\sigma_2}\langle 2|\left(\sigma^\mu\right)_\tau|1\rangle\frac{1}{(p_1-p_2)^2 - m_V^2} \end{aligned}$$

Hierbei sind $\left(\sigma^\mu\right)_\pm = (\mathbb{1}, \pm\overrightarrow{\sigma})$ die Dirac-Matritzen γ^μ in der zweikomponentigen Weyl-Basis ausgedrückt. m_V ist die Masse des Eichbosons welches an die beiden Quarks koppelt. Es wurde außerdem die abkürzende Schreibweise

$$\begin{aligned} |i\rangle &= \chi_{\sigma_i}(\bar{p}_i) \\ \langle j| &= \chi^\dagger_{\sigma_j}(\bar{p}_j) \end{aligned}$$

verwendet. Ausdrücke der Form $D^\mu = \langle 2|\left(\sigma^\mu\right)_\tau|1\rangle = \chi^\dagger_{\rho_1}(\bar{p}_2)\left(\sigma^\mu\right)_{\rho_1}\chi_{\rho_1}(\bar{p}_1)$ lassen sich numerisch leicht ausrechnen. Für $\chi_{\rho_i}(\bar{p}_i) = (a_i, b_i)^t$ erhält man:

$$\begin{aligned} D^0 &= a_2^* a_1 + b_2^* b_1 \\ D^1 &= \rho_1(a_2^* b_1 + b_2^* a_1) \\ D^2 &= -i\rho_1(a_2^* b_1 - b_2^* a_1) \\ D^3 &= \rho_1(a_2^* a_1 - b_2^* b_1) \end{aligned}$$

Auf diese Weise lässt sich das Matrixelement eines Prozesses, welcher aus n Amplituden besteht, wie folgt berechnen

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{A}^{X_1\,Y_1} + \cdots + \mathfrak{A}^{X_n\,Y_n}$$

wobei X_i und Y_i einen bestimmten Quark-Typ bezeichnen. Die Amplitude für zwei identische Quarks im Anfangszustand lautet beispielsweise[1]:

$$\mathfrak{A}^{qq} = \mathcal{A}^{qq;Z}_{2143} + \mathcal{A}^{qq;Z}_{4123}$$

mit

$$\mathcal{A}^{qq;Z}_{2143} = F^{qq} J^\mu_{21} J^\nu_{43} T_{\mu\nu}(q_1, q_2)\delta_{i_2 i_1}\delta_{i_4 i_3} = \mathcal{A}^{qq;Z}_{2143}\delta_{i_2 i_1}\delta_{i_4 i_3}$$

[1] Auf die Notation wird weiter unten genauer eingegangen

und

$$\mathcal{A}^{qq;Z}_{4123} = F^{qq} J^{\mu}_{41} J^{\nu}_{23} T_{\mu\nu}(q_1, q_2) \delta_{i_4 i_1} \delta_{i_2 i_3} = \mathcal{A}^{qq;Z}_{4123} \delta_{i_4 i_1} \delta_{i_2 i_3}.$$

Der zusätzliche Index Z ist notwendig, da die effektiven Quark-Ströme von der Eichboson-Masse abhängen.

Der Vorfaktor

$$F^{qq} = S_1 S_2 S_3 S_4 \, 4 \sqrt{\bar{p}^0_1 \bar{p}^0_2 \bar{p}^0_3 \bar{p}^0_4} F,$$

enthält die Normierungsfaktoren der externen Quark-Spinoren. q_1, q_2 sind die Impulse der Eichbosonen, also der W- oder Z-Bosonen in der Vektorboson-Fusion, und der Gluonen in der Gluon-Fusion. Der Tensor $T_{\mu\nu}(q_1, q_2)$ gibt die Lorentz-Struktur des Higgs-Vertizes an. Für Vektorboson-Fusion gilt:

$$T^{VBF}_{\mu\nu}(p, q) = g_{\mu\nu}$$

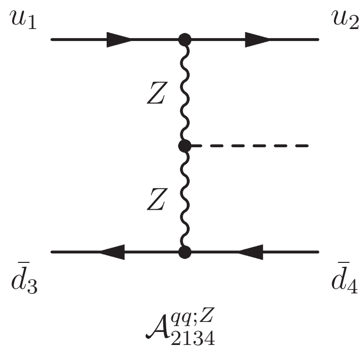
Im Limes grosser m_t gilt für Gluon-Fusion:

$$T^{GGF}_{\mu\nu}(p, q) = (p \cdot q \; g_{\mu\nu} - p_\nu \cdot q_\mu)$$

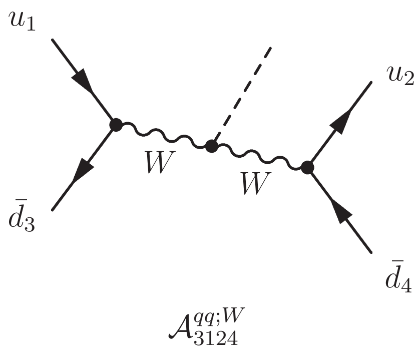
Der Faktor $\delta_{i_2 i_1} \delta_{i_4 i_3}$ ist der Farbfaktor des entsprechenden Prozesses.

In dieser Arbeit haben Amplituden im allgemeinen die Form $\mathcal{A}^{A;V}_{B}$. A bezeichnet die Quarks im Eingangszustand, und $V = Z, W, g$ das Vektorboson welches ausgetauscht wird, es wird nur dann mit angegeben wenn es der Klarheit dient. Der Index B bezeichnet den Kanal. es gibt drei Typen, 2143 bezeichnet einen t-Kanal Austausch, 4123 einen u-Kanal Austausch, und 1324 einen s-Kanal Austausch. Im Index B steckt ausserdem noch die Information ob es sich um Quarks oder Antiquarks handelt. Dies soll an einem Beispiel deutlich gemacht werden.

Betrachtet wird der Prozess $u\bar{d} \to Hu\bar{d}$:



$\mathcal{A}^{qq;Z}_{2134}$



$\mathcal{A}^{qq;W}_{3124}$

Bei den Quarks bezeichnet q ein up-type Quark, also entweder up, oder $charm$. Q ist ein down-type Quark, also $down$ oder $strange$. Mit $\bar{x}$ wird stets das Antiquark vom Quark x bezeichnet. Die Notation xy' soll andeuten, dass das Quark x aus einer Familie stammt, das Quark y' aus der anderen. Da keine b- und t- Quarks berücksichtigt werden, ist diese Bezeichnung eindeutig.

Mit dieser Notation lässt sich ein Streuprozess zweier identischer Quarks beschreiben. Im Beispiel von reiner Vektorboson-Fusion gilt:

$$\mathfrak{A}^{qq;Z} = \mathcal{A}^{qq;Z}_{2143}\delta_{21}\delta_{43} - \mathcal{A}^{qq;Z}_{4123}\delta_{41}\delta_{23}.$$

Diese einfache Notation ist ein wichtiger Vorteil der Helizitätsamplituden. Ein weiterer Vorteil ist das bessere Laufzeitverhalten gegenüber Spurmethoden. Dieser macht sich jedoch bei den betrachteten $2 \rightarrow 3$-Prozessen noch nicht bemerkbar.

2.3 Vektorboson-Fusion

In diesem Abschnitt soll nun die Vektorboson-Fusion [11] [12], genauer beschrieben werden. Vektorboson-Fusion ist der Prozess bei dem zwei Quarks im Eingangszustand jeweils ein schwaches Eichboson abstrahlen, und in zwei Quarks im Ausgangszustand übergehen. Die schwachen Eichbosonen fusionieren zu einem Higgs im Ausgangszustand. Man betrachtet also den Prozess:

$$qq \rightarrow qqVV \rightarrow Hqq$$

Beiträge hierzu in niedrigster Ordnung sind in Abb. 2.2 dargestellt.

Aus Abb. 2.1 ist ersichtlich, dass Vektorboson-Fusion für einen Higgsmassen-Bereich von etwa $m_H > 100$ GeV den zweitgrößten Wirkungsquerschnitt liefert. Dieser liegt, für kleine Higgsmassen im Bereich von 114 GeV bis 250 GeV, in der Grössenordnung von einigen pb. Für große Higgsmassen im Bereich von etwa 600 GeV bis 1 TeV liegt der Wirkungsquerschnitt, in der selben Grössenordnung wie der von Gluon-Fusion, nämlich bei etwa 100 fb.

Das Higgs ist ein Spin 0 Teilchen. Daher kann man die Higgs-Produktion und den Higgs-Zerfall getrennt voneinander betrachten. Eine geeignete Observable ist der Produktionswirkungsquerschnitt, σ multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis B. Sie gibt den Wirkungsquerschnitt für ein bestimmtes Zerfallsprodukt des Higgs-Bosons an. Für diese Größe ist in Abb. 2.3 der erwarte-

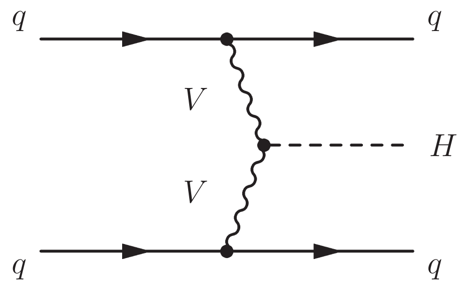


Abb. 2.2.: *Beiträge zu $qq \to Hqq$ durch Vektorboson-Fusion in niedrigster Ordnung Störungstheorie. Hier ist die Vektorboson-Fusion für die Streuung identischer Quarks dargestellt. Welche Kombinationen von Quarks im Anfangs- und Endzustand möglich sind wird in Kapitel 3.1 behandelt.*

te relative Fehler für verschiedene Produktionsmechanismen am LHC dargestellt. Dies ist interessant, da man, um aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten, theoretische Berechnungen genauer machen muss als den erwarteten relativen Fehler. Die Theoretischen Unsicherheiten durch 2-Loop QCD-Korrekturen und durch Unsicherheiten in der PDF betragen etwa fünf Prozent. Diese sind deutlich unter den erwarteten relativen Fehlern. Dieser beträgt beispielsweise für den Prozess $VV \to H \to \tau\tau$ etwa zehn bis zwanzig Prozent für kleine und mittlere Higgs-Massen.

Schwache Eichbosonen sind Farbsinglets. Daher kann in führender Ordnung keine Farbe von einer Quark-Linie auf die andere übertragen werden. Da der Impulsübertrag der Quarks auf die emittierten W-Bosonen im Vergleich zur Energie der Quarks sehr klein ist, werden diese nur in einem kleinen Winkel zur Strahlrichtung gestreut. Eine Separation im Farbraum entsteht nur zwischen den gestreuten Quarks, und den Strahlen. Während der Hadronisierung werden Hadronen hauptsächlich in diesem Bereich produziert. Es entsteht also ein Bereich zwischen den beiden Strahlen in dem relativ wenige Hadronen produziert werden. Dies ist ein typisches Merkmal der Vektorboson-Fusion, das von QCD-Prozessen, bei denen eine Farbseparation zwischen den beiden Strahlen entsteht, nicht geteilt wird. Dies ist eine gute Möglichkeit das VBF-Signal vom QCD-Untergrund zu unterscheiden.

Für Higgs-Massen im mittleren Bereich, eignet sich VBF dazu die Kopplungen des Higgs-Bosons an die anderen Standardmodell-Teilchen zu bestimmen. Das Higgs-Boson koppelt an Eichbosonen sowie an Quarks und Leptonen in Form von Hqq- und $H\tau\tau$-Vertizes. Für Details hierzu siehe unter anderem [15] und

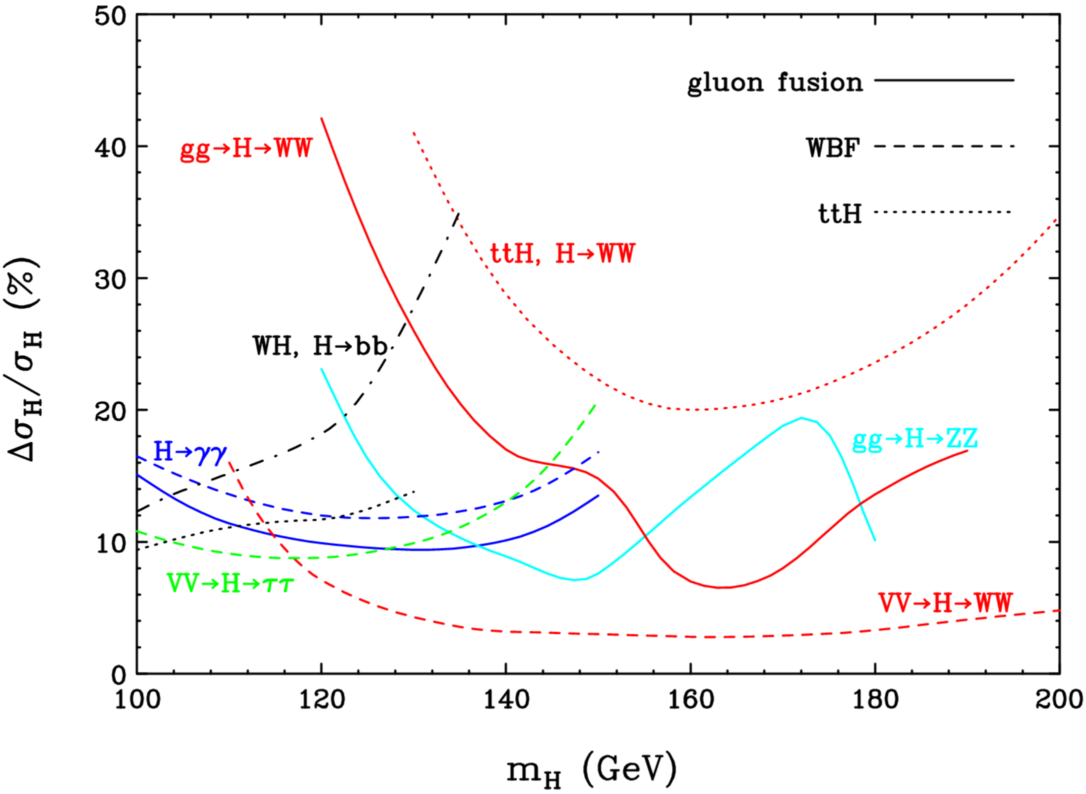


Abb. 2.3: *Erwarteter relativer Fehler für Verzweigungsverhältnis mal Wirkungsquerschnitt $B\sigma$ für verschiedene Higgs-Produktionskanäle am LHC mit 200 fb^{-1} an Daten. Gestrichelte Linien sind für VBF, durchgezogene Linien für Gluon-Fusion, und gepunktete Linien für ttH Produktion. Der erwartete relative Fehler ist definiert als $\Delta\sigma_H/\sigma_H = \sqrt{N_S + N_B}/N_S$, wobei N_S die Signalevents bezeichnet, und N_B die Hintergrundevents. Siehe [8] für Details.*

[16], sowie die Referenzen darin.

2.4 Gluon-Fusion

Interessant ist in dieser Arbeit die Gluon-Fusion [10] im Prozess $H+$ 2-Jet [17] als Hintergrund zu Vektorboson-Fusion. Betrachtet wird also der Prozess

$$gg \rightarrow Hqq,$$

bei dem in niedrigster Ordnung Beiträge wie in Abb. 2.4 auftreten.

Eigentlich ist es nicht korrekt von der Gluon-Fusion als Hintergrund zu sprechen, da sie den grössten Produktionswirkungsquerschnitt hat. Dieser liegt

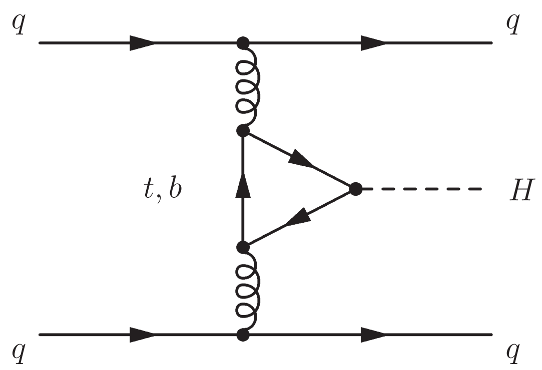


Abb. 2.4: *Beiträge zu $pp \rightarrow Hqq$ in niedrigster Ordnung.*

in der Grössenordnung von 100 pb bis 10 pb für kleine und mittlere Higgs-Massen. Für große Higgs-Massen liefert die Vektorboson-Fusion einen vergleichbar grossen Wirkungsquerschnitt von etwa 100 fb.

Die Gluon-Fusion kann sowohl von Quarks, als auch von Gluonen aus den beiden Protonen initiiert werden. Wird sie von Quarks initiiert, so werden von diesen beiden Quarks zwei Gluonen abgestrahlt, welche über einen Dreiecksgraphen mit einem schweren Fermion (beispielsweise einem top-Quark), ein Higgs produzieren. Dieser Prozess kann das Vektorboson-Fusion Signal bei der H+2-Jet Produktion verfälschen und wird als Hintergrund zur VBF betrachtet. Wird die Gluon-Fusion durch ein Gluon aus dem Hadron selbst initiiert, so kann keine Interferenz mit der Vektorboson-Fusion auftreten, da diese zwei Quarks im Endzustand hat. Die durch ein oder zwei Gluonen initiierten Prozesse sind in Abb. 2.5 dargestellt, und werden in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet.

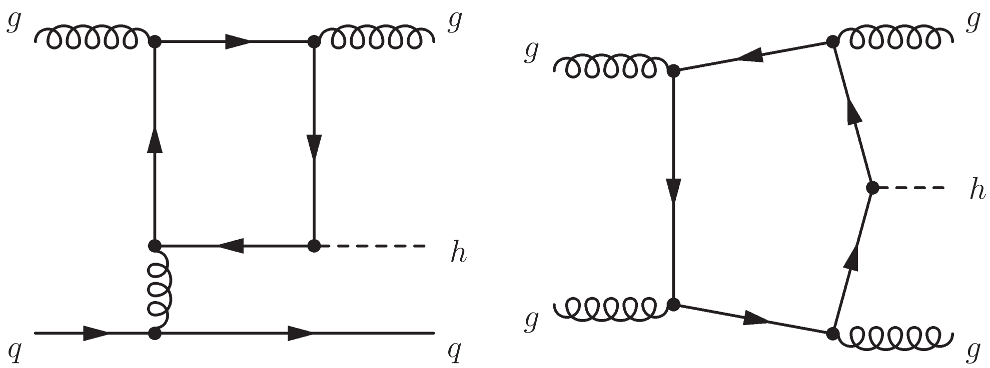


Abb. 2.5: *Weitere GGF-Beiträge zu $H + 2$-Jet Produktion.*

Ein Problem bei der Gluon-Fusion liegt in den grossen theoretischen Unsicherheiten, radiative QCD-Korrekturen betragen auf NLO etwa 100%, und selbst auf NNLO betragen die QCD-Korrekturen noch etwa 20%. Die GGF-Signatur hat keine unterdrückte Hadronproduktion im Zentralbereich. Daher ist die Gluon-Fusion von seiner kinematischen Struktur her nur sehr schwer von den QCD-Untergründen zu unterscheiden. Aus diesem Grund ist bei der Gluon-Fusion das Signal zu Hintergrund Verhältnis schlecht.

2.5 Phasenraum und Cuts

Bei der Berechnung von Produktionswirkungsquerschnitten in einem Monte-Carlo Programm werden zunächst Impulse generiert, diese spannen den Phasenraum auf. Dieser kann jedoch nicht beliebig sein, da gewisse Einschränkungen gemacht werden müssen, um beispielsweise Jets zu identifizieren.

Zunächst wird nun der Dreiteilchen Phasenraum beschrieben, es werden Variablen vorgestellt die ihn aufspannen. Dann werden mögliche Einschränkungen erläutert.

2.5.1 Dreiteilchen Phasenraum

Bei der H+2 Jet Produktion befinden sich drei Teilchen im Endzustand. Man kann nun ein Bezugssystem wählen, in dem dieser Phasenraum aussieht, wie der eines Teilchens das in drei andere zerfällt. Jedes dieser drei Teilchen hat vier Impulskomponenten. Der Dreiteilchen Phasenraum wird also durch zwölf Parameter beschrieben.

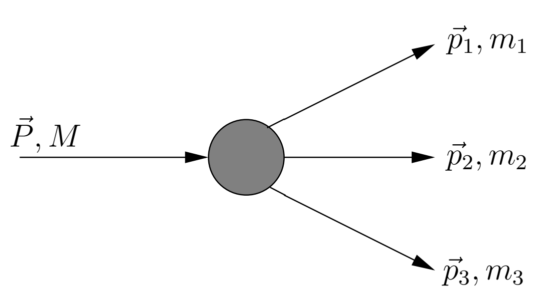


Abb. 2.5: *Definitionen für Variablen im Dreiteilchen Phasenraum.*

Diese zwölf Parameter sind nicht unabhängig voneinander. Es gilt die Gesamtimpulserhaltung, so dass nur acht Parameter unabhängig sind. Weiter gilt, dass die Teilchen auf der Massenschale sein müssen, wodurch drei weitere Variablen nicht unabhängig sein können. Insgesamt bleiben fünf unabhängige Variablen übrig. Diese fünf Variablen sind üblicherweise [18], bei gegebener Schwerpunktsenergie, die drei Eulerwinkel α, β, γ. Diese legen die Orientierung des Koordinatensystems der Zerfallsprodukte gegenüber dem des zerfallenden Teilchens fest. Geht man in das Ruhesystems des zerfallenden Teilchens, so sind die beiden anderen Variablen dann üblicherweise die zwei Energieanteile $x_i = E_i/\sqrt{s}$ der beiden Quarks im Endzustand.

2.5.2 Kinematische Variablen

Es werden fünf Parameter zur Beschreibung des Dreiteilchen Phasenraums benötigt. Die Eulerwinkel und die beiden Energieanteile x_1 und x_2 sind experimentell nur schlecht zugängliche Grössen. Es empfiehlt sich jedoch solche Variablen zu nehmen, die der Beobachtung einfacher zugänglich sind. Diese Variablen sind beispielsweise die Transversalimpulse der beiden Jets, die Pseudorapiditäten der beiden Jets, sowie der Winkel ϕ_{jj} zwischen den beiden Jets.

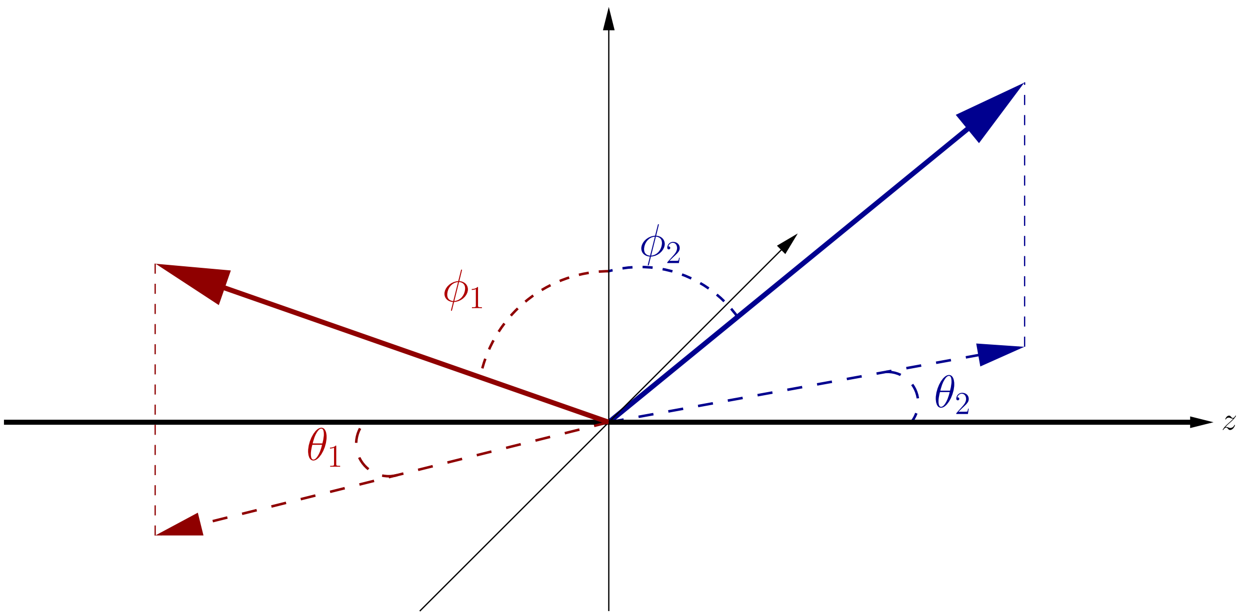


Abb. 2.5: *Definitionen für Variablen im Dreiteilchen Phasenraum. Dargestellt ist ein zwei-Jet Ereignis. Die Strahlachse ist entlang der z-Achse.*

Man kann den Viererimpuls p^μ eines Teilchens umschreiben, als

$$p^\mu = (E, p_x, p_y, p_z) = (m_t \cosh y, p_t \sin\phi, p_t \cos\phi, m_t \sinh y),$$

wobei p_t der transversale Anteil des Impulses ist, und die Transversalmasse definiert ist, als $m_t = \sqrt{p_t^2 + m^2}$. Die Rapidität y ist definiert als

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

und ist ein Maß für den Streuwinkel. Die Pseudorapidität ist definiert als

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2).$$

Hierbei ist θ der Winkel zwischen gestreutem oder auslaufendem Teilchen und Strahlachse. Für masselose Teilchen, wie sie hier betrachtet werden, geht die Rapidität in die Pseudorapidität über.

Neben den rein kinematischen Variablen, welche den Phasenraum beschreiben, gibt es noch zwei weitere Observablen, die invariante Zweijetmasse m_{jj}, und den Rapiditätsabstand der beiden Jets $|\Delta\eta_{jj}|$, welche dazu dienen VBF-Cuts zu definieren.

2.5.3 Cuts

Cuts sind Einschränkungen an den Phasenraum. Sie sind notwendig um einen bestimmten Prozess im Detektor von anderen Prozessen zu separieren. Es gibt bei der Vektorboson-Fusion zwei Arten von Cuts.

Als erstes wird eine Menge sogenannter inklusiver Cuts definiert. Inklusiv deswegen, da kein zwei-Jet Ereignis weggeschnitten werden soll. Sie reflektieren die physikalischen Eigenschaften des Detektors. Als inklusive Cuts wurden verwendet:

$$p_{T_j} > 20 \text{ GeV} \qquad |\eta_j| < 5 \qquad R_{jj} > 0.6 \tag{2.1}$$

Der p_T-Cut dient dazu, die beiden aus den Quarks im Endzustand entstehenden Jets zu identifizieren. Der Cut an $|\eta_j|$ ist eine Beschränkung die dafür sorgt, dass die ausgehenden Quarks im Hadronischen Kalorimeter gemessen werden können. Die Grösse R_{jj} ist definiert als

$$R_{jj} = \sqrt{\Delta\eta_{jj}^2 + \phi_{jj}^2}. \tag{2.2}$$

Dieser Cut ist erforderlich, um zwei Jets voneinander zu unterscheiden.

Ausserdem werden die folgenden VBF-Cuts verwendet

$$|\Delta\eta_{jj}| = 4.2 \qquad m_{jj} > 600 \text{ GeV} \tag{2.3}$$

Kapitel 3

Interferenzen bei Higgsproduktion durch Vektorboson-Fusion

In diesem Kapitel soll eine vollständige Analyse von Interferenzeffekten, die bei der Produktion von Higgs-Bosonen durch Vektorboson-Fusion auftreten können, durchgeführt werden. Es soll quantifiziert werden, in welchem Phasenraumbereich die auftretenden Interferenzen wie groß sind. Um dies zu erreichen wird das Monte-Carlo Programm VBFNLO verwendet, welches in [19] vorgestellt wurde. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das bestehende Programm um die Möglichkeit erweitert, auch Interferenzmatrixelemente zu berechnen. In diesem Kapitel wird es um Interferenzeffekte gehen, die bei reiner Vektorboson-Fusion auftreten können.

Im ersten Abschnitt werden die am auftretenden Amplituden aufgelistet, und die möglichen Interferenzen erläutert. Im zweiten Abschnitt wird dann ein Vergleich zwischen VBFNLO, MadGraph, und FeynArts gemacht, wodurch sichergestellt werden soll, dass die Modifikationen am Programm VBFNLO fehlerfrei sind. Im letzten Abschnitt werden dann die Ergebnisse der Analyse für die Interferenzen dargestellt.

3.1 Mögliche Interferenzen

Um eine systematische Betrachtung der Interferenzeffekte durchzuführen, werden zunächst alle Amplituden aufgeschrieben die zu dem Prozess $pp \to Hjj$ durch reine Vektorboson-Fusion beitragen. Jede Amplitude kann sich aus mehreren Diagrammen zusammensetzen, in diesem Fall ist eine Interferenz zwischen den Diagrammen möglich. Welche Diagramme genau möglich sind, und welches relative Vorzeichen der Interferenzterm hat, lässt sich mit Hilfe des Wick-Theorems feststellen.

Die folgenden Amplituden tragen zu dem Prozess $pp \to Hjj$ bei, und bestehen aus mehr als einem Diagramm, so dass Interferenzen auftreten:

$$\begin{aligned} \mathfrak{A}^{qq} \equiv \quad & \mathfrak{A}^{qq \to hqq} = \quad \mathcal{A}^{qq;Z}_{2143} - \mathcal{A}^{qq;Z}_{4123} && (3.1) \\ \mathfrak{A}^{q\bar{Q}} \equiv \quad & \mathfrak{A}^{q\bar{Q} \to hq\bar{Q}} = \quad \mathcal{A}^{q\bar{Q};Z}_{2134} - \mathcal{A}^{q\bar{Q};W}_{3124} && (3.2) \\ \mathfrak{A}^{qQ} \equiv \quad & \mathfrak{A}^{qQ \to qQ} = \quad \mathcal{A}^{qQ;Z}_{2143} - \mathcal{A}^{qQ;W}_{4123} && (3.3) \\ \mathfrak{A}^{q\bar{q}} \equiv \quad & \mathfrak{A}^{q\bar{q} \to hq\bar{q}} = \quad \mathcal{A}^{q\bar{q};Z}_{2134} - \mathcal{A}^{q\bar{q};Z}_{3124} && (3.4) \\ \mathfrak{A}^{\bar{q}q} \equiv \quad & \mathfrak{A}^{\bar{q}q \to h\bar{Q}Q} = \quad \mathcal{A}^{\bar{q}q;W}_{1243} - \mathcal{A}^{\bar{q}q;Z}_{1342} && (3.5) \end{aligned}$$

Wobei die Notation aus Kapitel 2.2 benutzt wurde. Bei einigen Amplituden kann der Beitrag des zweiten Diagramms beim Quadrieren der Amplitude vernachlässigt werden, da dieser typischerweise um einige Grössenordnungen kleiner als der des ersten Diagramms ist. Dies muss jedoch nicht zwangsläufig für die Interferenzterme gelten, da diese sich aus beiden Amplituden zusammensetzen. Man erwartet jedoch, dass die Interferenzen durch die VBF cuts stark unterdrückt sind. Die einzelnen Amplituden werden im folgenden kurz besprochen.

3.1.1 Farbfaktoren

Die Farbfaktoren lauten für zwei gleiche Matrixelemente:

$$\left| \mathcal{C}^{qq;V}_{2143} \right|^2 = \delta_{21}\delta_{12}\,\delta_{43}\delta_{34} = 9$$

$$\left| \mathcal{C}^{qq;V}_{4123} \right|^2 = \delta_{41}\delta_{14}\,\delta_{23}\delta_{32} = 9$$

und für Interferenzterme

$$\begin{aligned} \left(\mathcal{C}^{qq;V}_{2143}\right)\left(\mathcal{C}^{qq;Z}_{4123}\right)^* &= \quad \delta_{21}\delta_{14}\,\delta_{43}\delta_{32} \quad = 3 \\ \left(\mathcal{C}^{qq;V}_{4123}\right)\left(\mathcal{C}^{qq;Z}_{2143}\right)^* &= \quad \delta_{41}\delta_{12}\,\delta_{23}\delta_{34} \quad = 3 \end{aligned}$$

3.1.2 Die Amplitude $\mathfrak{A}^{qq}$

In der Amplitude $\mathfrak{A}^{qq}$, also der Streuung zweier identischer Quarks, können zwei verschiedene Diagramme auftreten

$$\begin{aligned}\mathcal{A}^{qq;Z}_{2143} &= F_Z J^{\mu}_{21} J^{\nu}_{43} g_{\mu\nu} \mathcal{C}^{Z}_{2143} = A^{qq;Z}_{2143} \mathcal{C}^{Z}_{2143} \\ \mathcal{A}^{qq;Z}_{4123} &= F_Z J^{\mu}_{41} J^{\nu}_{23} g_{\mu\nu} \mathcal{C}^{Z}_{4123} = A^{qq;Z}_{4123} \mathcal{C}^{Z}_{4123}\end{aligned}$$

ein s-Kanal Diagramm, und ein t-Kanal Diagramm. Diese beiden können miteinander interferieren und, da der Phasenraum für zwei identische Teilchen symmetrisch ist, sind ihre Gesamtbeiträge nach der Integration gleich groß.

Das Amplitudenquadrat lautet:

$$\left|\mathfrak{A}^{qq}\right|^2 = 9\left|A^{qq;Z}_{2143}\right|^2 + 9\left|A^{qq;Z}_{4123}\right|^2 - 3 \cdot 2Re\left(A^{qq;Z}_{2143}\right)\left(A^{qq;Z}_{4123}\right)^*$$

Wenn man nun noch den Symmetriefaktor $\frac{1}{2}$ für identische Fermionen berücksichtigt, und die Interferenzeffekte vernachlässigt werden können, so erhält man für das Amplitudenquadrat die einfache Form

$$\left|\mathfrak{A}^{qq}\right|^2 = \left|\mathcal{A}^{qq;Z}_{2143}\right|^2$$

3.1.3 Die Amplitude $\mathfrak{A}^{q\bar{Q}}$

Hier treten wieder zwei Terme auf

$$\begin{aligned}\mathcal{A}^{q\bar{Q};Z}_{2134} &= F_Z J^{\mu}_{21} J^{\nu}_{43} g_{\mu\nu} \mathcal{C}^{Z}_{2134} = A^{q\bar{Q};Z}_{2134} \mathcal{C}^{Z}_{2134} \\ \mathcal{A}^{q\bar{Q};W}_{1324} &= F_Z J^{\mu}_{13} J^{\nu}_{24} g_{\mu\nu} \mathcal{C}^{W}_{3124} = A^{q\bar{Q};W}_{1324} \mathcal{C}^{W}_{3124}\end{aligned}$$

ein t-Kanal Diagramm, und ein s-Kanal Diagramm, welche miteinander interferieren können.

Das Amplitudenquadrat lautet:

$$\left|\mathfrak{A}^{q\bar{Q}}\right|^2 = 9\left|A^{q\bar{Q};Z}_{2134}\right|^2 + 9\left|A^{q\bar{Q};W}_{3124}\right|^2 - 3 \cdot 2Re\left(A^{q\bar{Q};Z}_{2134}\right)\left(A^{q\bar{Q};W}_{3124}\right)^*$$

Wobei das s-Kanal Diagramm durch die VBF cuts stark unterdrückt wird. Insbesondere die Forderung, dass zwischen den Pseudorapiditäten der beiden jets ein großer Abstand sein muss, wirkt sich hier stark aus.

3.1.4 Die Amplituden $\mathfrak{A}^{qQ}$, $\mathfrak{A}^{q\bar{q}}$ und $\mathfrak{A}^{\bar{q}q}$

Der Prozess $qQ \to hqQ$ besteht wieder aus zwei Diagrammen, einem t-Kanal Diagramm, und einem u-Kanal Diagramm, zwischen denen auch eine Interferenz möglich ist. Das Amplitudenquadrat lautet:

$$\left|\mathfrak{A}^{qQ}\right|^2 = 9\left|A^{qQ;Z}_{2143}\right|^2 + \left|A^{qQ;W}_{4123}\right|^2 - 3 \cdot 2Re\left(A^{qQ;Z}_{2143}\right)\left(A^{qQ;W}_{4123}\right)^*$$

Beim Prozess $q\bar{q} \to hq\bar{q}$ treten ein t-Kanal Diagramm, und ein s-Kanal Diagramm auf. Das Amplitudenquadrat ergibt sich dann zu:

$$\left|\mathfrak{A}^{q\bar{q}}\right|^2 = 9\left|A^{q\bar{q};Z}_{2134}\right|^2 + 9\left|A^{q\bar{q};Z}_{3124}\right|^2 - 3 \cdot 2Re\left(A^{q\bar{q};Z}_{2134}\right)\left(A^{q\bar{q};Z}_{3124}\right)^*$$

Der letzte Prozess der betrachtet wird, ist der Prozess $\bar{q}q \to h\bar{Q}Q$. Das Amplitudenquadrat lautet:

$$\left|\mathfrak{A}^{\bar{q}q}\right|^2 = 9\left|A^{\bar{q}q;W}_{1234}\right|^2 + 9\left|A^{\bar{q}q;Z}_{1342}\right|^2 - 3 \cdot 2Re\left(A^{\bar{q}q;W}_{1234}\right)\left(A^{\bar{q}q;Z}_{1342}\right)^*$$

3.2 Vergleich mit Feynarts und MadGraph

In Tabelle 3.1 sind die Ergebnisse eines Vergleichs [1] von VBFNLO mit MadGraph [14] und Feynarts, dargestellt. Dieser Vergleich soll sicherstellen, dass die im Rahmen dieser Diplomarbeit an VBFNLO durchgeführten Erweiterungen und Änderungen alle korrekt sind. Man sieht, dass alle Ergebnisse innerhalb der Fehlergrenzen miteinander übereinstimmen. Die Fehlergrenzen liessen sich mit einer längeren Laufzeit weiter verbessern. Es zeigte sich in diesem Vergleich, dass VBFNLO einen klaren Laufzeitvorteil gegenüber MadGraph und FeynArts hat.

Die Notation von Tabelle 3.1 ist wie folgt. In der Spalte “Prozess”:

- “$Z + (W)$” bezeichnet Z Austausch + $Z - W$ Interferenz.
- “Z, W” bezeichnet Z Austausch + W Austausch.
- “$Z + W$” bezeichnet Z Austausch + W Austausch + $Z - W$ Interferenz.

In der Notation von Tabelle 3.1 bezeichnet $us \to X$ die Summe der beiden Prozesse $us \to X$, und $su \to X$.

[1] Die Ergebnisse für Feynarts stammen von C. Schappacher, private Kommunikation

Im Programm VBFNLO wurden nur masselose Quarks benutzt, bei Feynarts wurden massive Quarks benutzt. Als Quark-Massen wurde gewählt:

$$m_u = 1.5 \text{ MeV} \quad m_d = 4 \text{ MeV} \quad m_c = 1.15 \text{ GeV} \quad m_s = 80 \text{ MeV}$$

Ein Vergleich ergab, dass die Quarkmassen einen vernachlässigbaren Einfluss auf das Ergebnis haben. Es wurden die Parameter und Cuts aus Anhang A.1 verwendet.

3.3 Ergebnisse

Ziel dieser Arbeit ist eine systematische Analyse der bei Vektorboson-Fusion auftretenden Interferenzeffekte. Hierzu gehört eine Analyse wie groß die auftretenden Interferenzeffekte bei gegebenen Cuts sind, wie die Interferenzeffekte von den Cuts abhängen, und wo im Phasenraumbereich die Interferenzen wie groß sind. Hierdurch sollen die Fragen ".*Wie relevant sind die Interferenzeffekte, und müssen sie für Korrekturen höherer Ordnung mit berücksichtigt werden?*", "*Was passiert wenn Cuts angelegt werden, und was passiert mit den Interferenzen bei gegebenen Cuts?*", sowie "*In welchem Phasenraumbereich muss man eventuell auf Interferenzeffekte achten?*" beantwortet werden.

Um diese Fragen zu beantworten, wird die Grösse

$$f(p_1, \ldots, p_4, p_H) = \frac{\sum_{XY} pdf(X) \cdot pdf(Y)\ 2\text{Re}\left(\mathcal{A}_i^{XY}\left(\mathcal{A}_j^{XY}\right)^*\right)}{\sum_{X'Y'} pdf(X') \cdot pdf(Y')\ \left[|\mathcal{A}_i^{X'Y'}|^2 + |\mathcal{A}_j^{X'Y'}|^2\right]} \tag{3.6}$$

definiert. Hierbei läuft die Summe über alle Subprozesse XY und $X'Y'$. XY bezeichnet Beiträge bei denen Interferenzen auftreten könne, $X'Y'$ alle in einem bestimmten Prozess möglichen Beiträge. Die Indizes i und j bezeichnen die beiden möglichen Diagramme. Ein Beispiel um die Notation zu verdeutlichen. Betrachtet wird der Prozess $qq \to hqq$, also $\mathfrak{A}^{qq} = \mathcal{A}_{2143}^{qq;Z} - \mathcal{A}_{4123}^{qq;Z}$. Für die Indizes i und j ergibt sich $i = 2143$ und $j = 4123$. XY kann die Werte uu, cc, ss und dd annehmen. $X'Y'$ kann ausser den Werten die XY annehmen kann, auch noch die Werte uc und ds annehmen. Für diese beiden Werte ist $\mathcal{A}_j^{X'Y'} = 0$, da das Z-Boson nicht Flavour-verändernd ist, keine Interferenz möglich. Die Grösse f ist ein Maß dafür, wie groß, an einem bestimmten Punkt im Phasenraum, der Beitrag des Interferenz-Matrixelements im Vergleich zum Gesamtmatrixelement ohne Interferenz ist. Unten wird $|f|$ betrachtet, um zu verhindern, dass es zwischen konstruktiven und destruktiven Interferenzen zu gegenseitigen Auslöschungen kommt.

LHC: $pp \to qHq$	Gesamter Hadronischer Wirkungsquerschnitt in fb		
Prozess	FeynArts	MadGraph2	VBFNLO
$us \to Z \to uHs$	63.675 ± 0.110	63.548 ± 0.190	63.66 ± 0.06
$u\bar{s} \to Z \to uH\bar{s}$	62.153 ± 0.111	62.228 ± 0.185	62.14 ± 0.06
$\bar{u}s \to Z \to \bar{u}Hs$	9.215 ± 0.015	9.204 ± 0.034	9.21 ± 0.01
$\bar{u}\bar{s} \to Z \to \bar{u}H\bar{s}$	9.558 ± 0.015	9.551 ± 0.030	9.55 ± 0.01
$ud \to Z \to uHd$	208.280 ± 0.343	208.140 ± 0.603	208.18 ± 0.16
$u\bar{d} \to Z \to uH\bar{d}$	92.627 ± 0.170	92.781 ± 0.280	92.60 ± 0.08
$\bar{u}d \to Z \to \bar{u}Hd$	42.805 ± 0.076	42.706 ± 0.132	42.76 ± 0.04
$\bar{u}\bar{d} \to Z \to \bar{u}H\bar{d}$	15.534 ± 0.026	15.595 ± 0.066	15.52 ± 0.01
$ud \to Z, W \to uHd$	1467.740 ± 2.000	1466.830 ± 2.000	1467.67 ± 1.37
$u\bar{d} \to Z, W \to uH\bar{d}$	466.452 ± 0.91	464.45 ± 1.44	463.74 ± 2.91
$\bar{u}d \to Z, W \to \bar{u}Hd$	262.003 ± 0.422	263.030 ± 1.224	261.17 ± 1.55
$\bar{u}\bar{d} \to Z, W \to \bar{u}H\bar{d}$	112.744 ± 0.170	111.432 ± 1.831	112.55 ± 0.10
$ud \to Z + W \to uHd$	1454.960 ± 2.790	1454.590 ± 2.560	1456.65 ± 1.37
$u\bar{d} \to Z + W \stackrel{\Gamma_W}{\to} uH\bar{d}$	464.134 ± 0.966	464.620 ± 0.765	464.68 ± 2.96
$\bar{u}d \to Z + W \stackrel{\Gamma_W}{\to} \bar{u}Hd$	261.277 ± 0.500	260.950 ± 0.434	261.15 ± 1.53
$\bar{u}\bar{d} \to Z + W \to \bar{u}H\bar{d}$	110.613 ± 0.203	110.733 ± 0.211	110.50 ± 0.10

Tabelle 3.1: *Vergleich zwischen VBFNLO, MadGraph, und FeynArts. Angegeben ist der gesamte hadronische Wirkungsquerschnitt in LO, mit Parametern wie im Text erläutert.*

3.3.1 Abhängigkeit der Interferenz von Cuts

Man kann f in einem Histogramm darstellen, hierzu wird $d\sigma/d\log_{10}|f|$ gezeigt. Diese Verteilung ist in Abb.3.1 dargestellt, und gibt an, wie viel vom Wirkungsquerschnitt sich in einem Phasenraumbereich befindet, in dem die Interferenz einen bestimmten Anteil am Matrixelement hat. Es wurden zwei verschiedene Sätze von Cuts verwendet:

- *Inklusive Cuts*
  Hier wurden die folgenden Cuts verwendet:
  $$p_T > 20 \text{ GeV} \qquad |\eta| < 5.0 \qquad R_{jj} > 0.6$$
- *VBF-Cuts*
  Bei den VBF-Cuts wurden neben den inklusiven Cuts noch die folgenden Cuts verwendet:
  $$|\Delta\eta_{jj}| > 4.0 \qquad m_{jj} > 600 \text{ GeV}$$

Die Bedeutung der verschiedenen Cuts wurde bereits in Kapitel 2.5.3 besprochen.

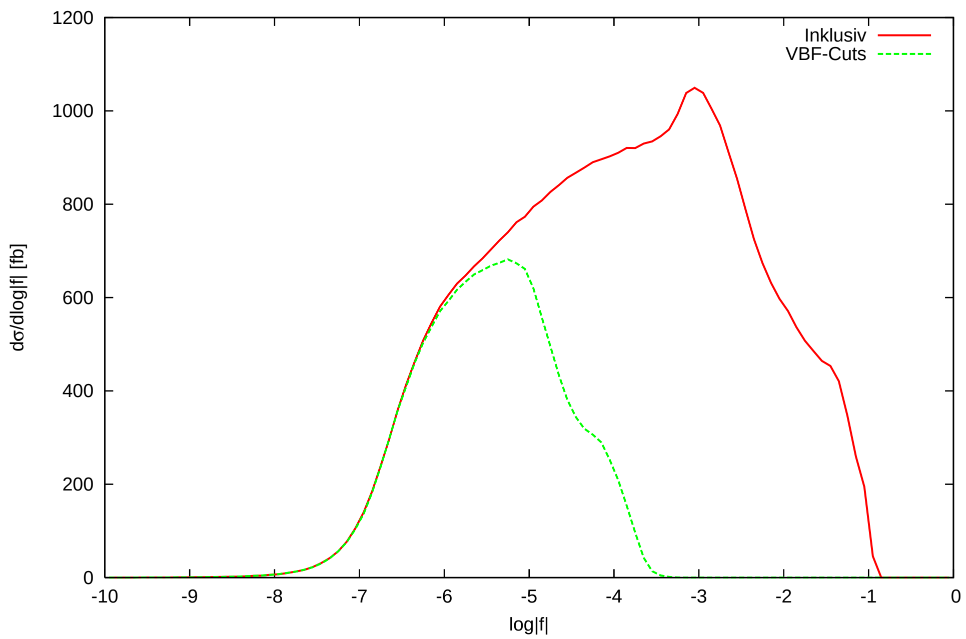


Abb. 3.1: $d\sigma/d\log_{10}|f|$ *für VBF-Cuts und inklusive Cuts.*

An Abb. 3.1 sieht man, dass es bei inklusiven Cuts, einen sehr kleinen Phasenraumbereich gibt, in dem die Interferenzeffekte mehr als 10% Prozent betragen. Genauer, in einem Phasenraumbereich, der 0.11% Prozent des Wirkungsquerschnitts ausmacht, tragen die Interferenzen mehr als 10% zum Matrixelement bei. In einem Phasenraumbereich der 2.03% des Wirkungsquerschnitts ausmacht tragen die Interferenzen mehr als 5% bei. Und in einem Phasenraumbereich der 10.28% des Wirkungsquerschnitts beträgt, ist der Anteil der Interferenzen am Matrixelement grösser als als 1%. Werden VBF-Cuts angelegt, so sieht man, dass es keinen Bereich im Phasenraum gibt, an dem die Interferenz mehr als $1‰$ ausmacht.

Um nun die Frage zu beantworten, wie genau die Interferenzen mit den Cuts zusammenhängen, wurden die beiden Observablen $d\sigma/dm_{jj}$ und $d\sigma/d|\Delta\eta_{jj}|$ betrachtet. Diese werden zur Definition der VBF-Cuts verwendet. Im Programm VBFNLO wurde ein "Cut" an die Variable f eingebaut. Damit wurden dann die Matrixelemente von allen Phasenraumpunkten in denen die Interferenz mehr als 1%, 5% bzw. 10% respektive ausmacht, auf Null gesetzt. Dadurch wurden diese Bereiche herausgeschnitten.

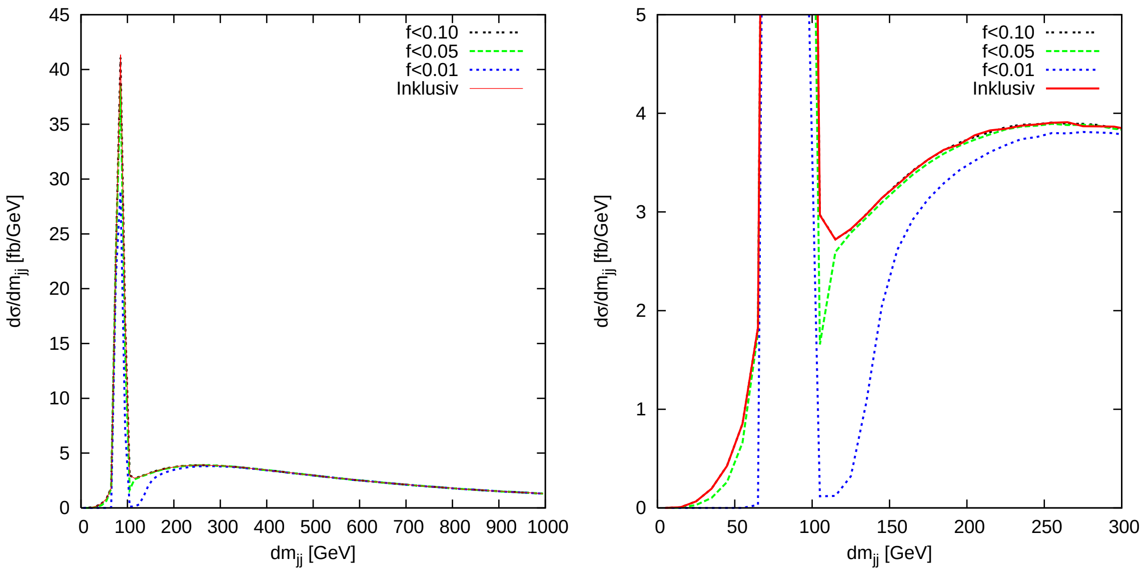


Abb. 3.2: *Links: $d\sigma/dm_{jj}$ in fb/GeV, bei verschiedenen Cuts an f. Rechts der Bereich von 0 GeV $< m_{jj} < 300$ GeV in der Vergrösserung.*

Aus Abb. 3.2 ist zu erkennen, dass es keinen sichtbaren Bereich gibt, in dem die Interferenz mehr als 10% ausmacht. Die Verteilung fällt mit der inklusiven Verteilung zusammen. Im Bereich von etwa $100 - 130$ GeV gibt es Interferenzen die mehr als 5% Beitragen, und im Bereich von $100 - 250$ GeV gibt es Interferenzen die mehr als 1% Beitragen.

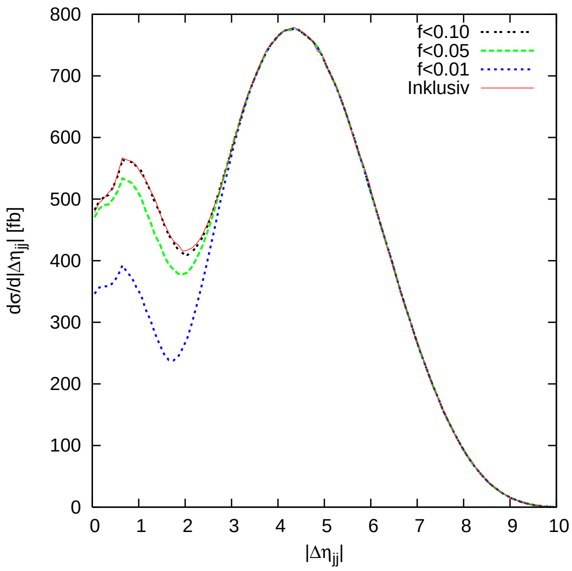


Abb. 3.3: *$d\sigma/d|\Delta\eta_{jj}|$ in fb, bei verschiedenen Cuts an f.*

In Abb. 3.3 ist das Ganze für die Verteilung $d\sigma/d|\Delta\eta_{jj}|$ dargestellt. Auch hier lässt sich praktisch kein Unterschied zwischen der inklusiven Kurve und der Verteilung mit $f < 0.10$ feststellen, lediglich im Bereich von $\Delta\eta_{jj} = 2$ gibt es einige Matrixelemente mit mehr als 10% Interferenzbeitrag. Für $\Delta\eta_{jj} < 3.0$ gibt es Matrixelemente mit mehr als 5% Interferenzbeitrag.

Mit diesen beiden Abbildungen kann man verstehen, wie sich kinematische Cuts an m_{jj} und $|\Delta\eta_{jj}|$ auf die Interferenzen auswirken, und es ist mit ihrer Hilfe möglich, Vorhersagen über die Größe von Interferenzeffekten bei vorgegebenen Cuts zu machen.

3.3.2 Abhängigkeit der Interferenzen vom Phasenraumbereich

Abschließend soll die Frage gestellt werden, in welchen Bereichen des Phasenraums die Interferenz wieviel beiträgt. Hierzu ist die Verteilung der fünf Observablen ϕ_{jj}, $p_T(min)$, $p_T(max)$, $\eta(min)$, sowie $\eta(max)$ dargestellt. Hierbei bezeichnet max den höherenergetischen der beiden Jets, und min den niederenergetischeren. Diese Observablen spannen den Phasenraum auf. Wird nun ein Cut an f angelegt, und die Verteilungen mit diesem Cut betrachtet, so lässt sich festlegen, wo im Phasenraum die Interferenzen wieviel Beitrag liefern.

In den Abbildungen 3.4 bis 3.8 ist jeweils links die Verteilung einer Observablen selbst dargestellt, und rechts der Anteil der Interferenz an der Verteilung. Genauer gesagt ist rechts die Grösse

$$f'(O) = \frac{d\sigma/dO|_{cut}}{d\sigma/dO|_{ink.}} \tag{3.7}$$

dargestellt. Wobei $O|_{cut}$ bedeuted, dass ein Cut für f an die Observable O angelegt wurde. $O|_{ink.}$ ist die inklusive Verteilung, ohne Einschränkung an f. Die Division ist Binweise ausgeführt worden, Fluktuationen von f' in Phasenraumbereichen mit geringem Beitrag zum Wirkungsquerschnitt, liegen an der geringen Statistik in diesem Bereich.

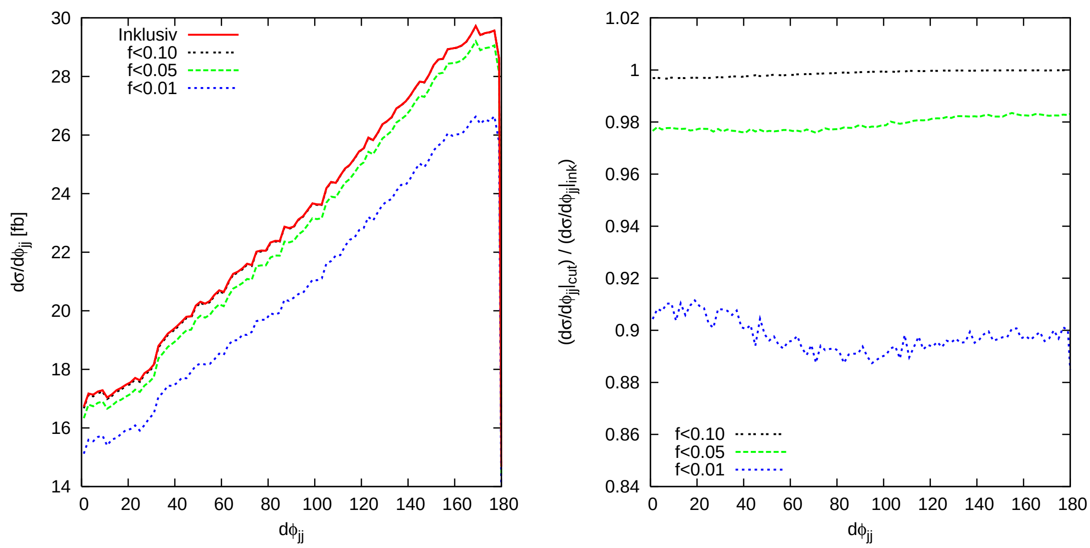


Abb. 3.4: *Azimutalwinkelverteilung $d\sigma/d\phi_{jj}$. Links ist die Verteilung aufgetragen, rechts der Anteil der Interferenz an der Verteilung.*

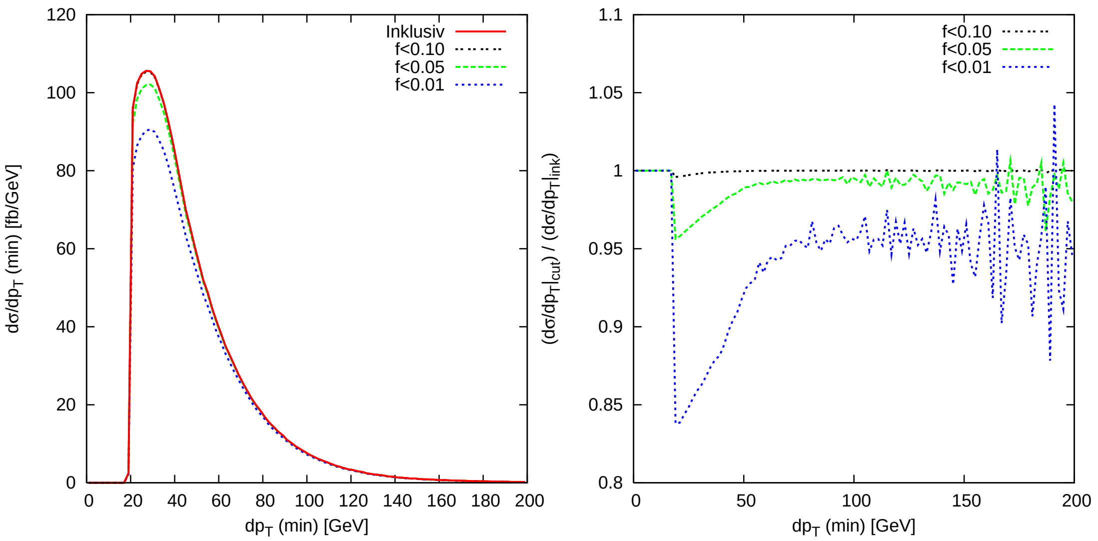


Abb. 3.5: *Transversalimpuls-Verteilung* $d\sigma/dp_T(min)$. *Links ist die Verteilung aufgetragen, rechts der Anteil der Interferenz an der Verteilung.*

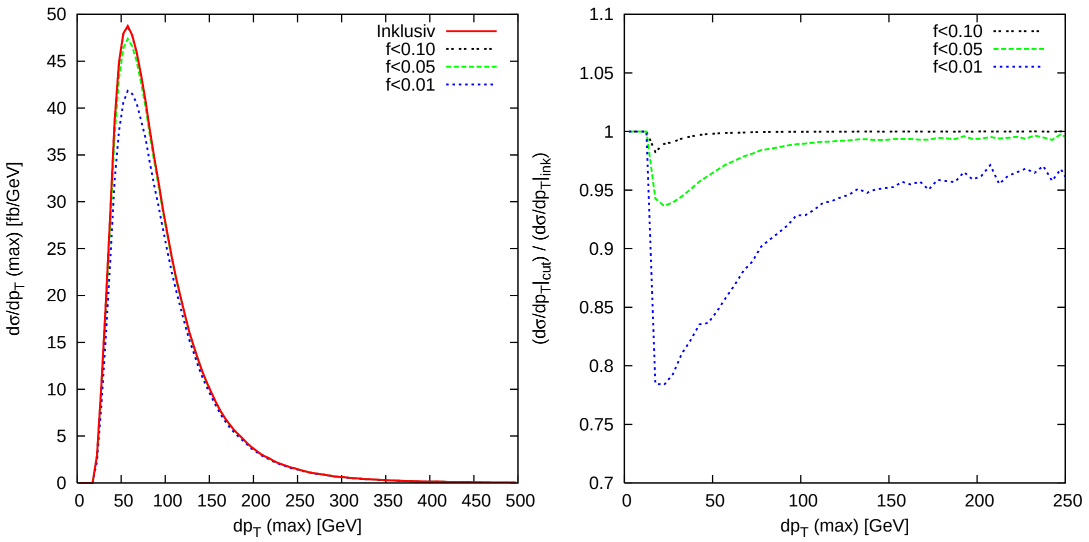


Abb. 3.6: *Transversalimpuls-Verteilung* $d\sigma/dp_T(max)$. *Links ist die Verteilung aufgetragen, rechts der Anteil der Interferenz an der Verteilung.*

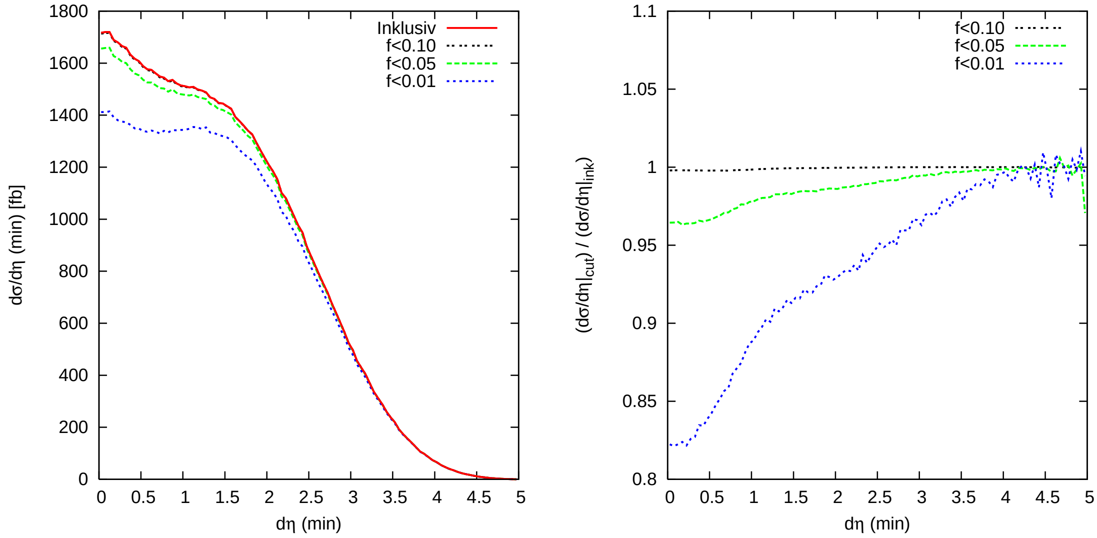


Abb. 3.7: *Rapiditätsverteilung $d\sigma/d\eta(min)$.Links ist die Verteilung aufgetragen, rechts der Anteil der Interferenz an der Verteilung.*

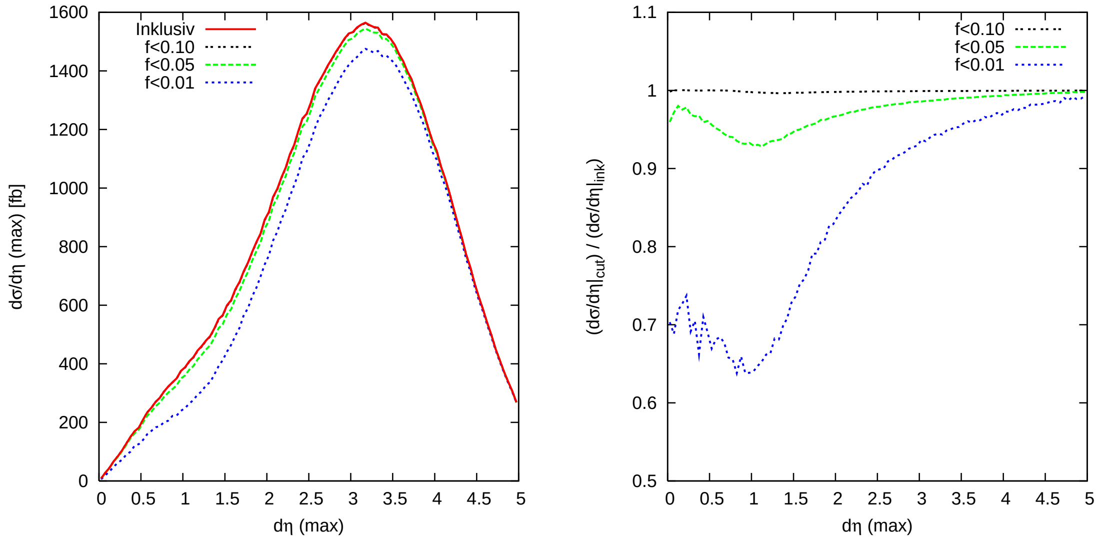


Abb. 3.8: *Rapiditätsverteilung $d\sigma/d\eta(max)$.Links ist die Verteilung aufgetragen, rechts der Anteil der Interferenz an der Verteilung.*

Kapitel 4

Interferenzen zwischen Vektorboson-Fusion und Gluon-Fusion

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der $H+2$ Jet Prodution durch Gluon-Fusion als Hintergrund zur Vektorboson-Fusion. Zwischen diesen beiden Prozessen können Interferenzen auftreten. Deren Analyse ist Gegenstand des vorliegenden Kapitels.

Im ersten Abschnitt wird die Amplitude für die $H + 2$ Jet Produktion, und die dabei auftretenden Interferenzterme erläutert. Es werden mögliche Vereinfachungen diskutiert, und eine reduzierte Amplitude definiert.

Der zweite Abschnitt stellt dann die Ergebnisse für die Analyse der Interferenzeffekte dar. Der Einfluss von verschiedenen Cuts auf die Interferenzen wird untersucht, und es soll wieder geklärt werden, wo im Phasenraum die Interferenzeffekte wie gross sind.

4.1 Struktur der Amplitude

Betrachtet wird wieder ein Prozess bei dem zwei Quarks im Eingangszustand sind, und zwei Quarks sowie das Higgs-Boson im Ausgangszustand. Es werden zwei mögliche Higgs Produktionsmechanismen betrachtet, die Vektorboson-Fusion, und die Gluon-Fusion.

In Kapitel 2 wurde schon erwähnt, dass sich die kinematische Struktur der

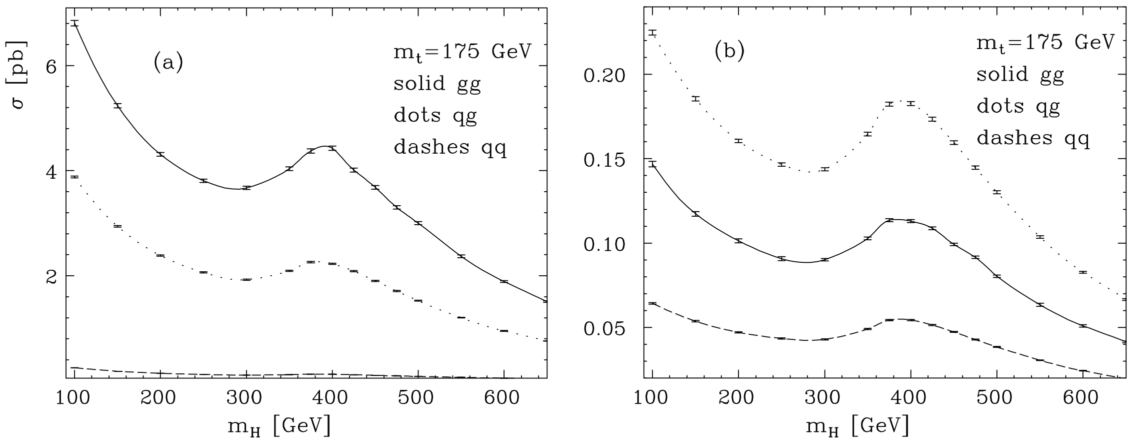


Abb. 4.1a *H+2-Jet Beitrag zu pp Kollisionen bei* $\sqrt{s} = 14$ TeV *als Funktion der Higgs-Masse. Links mit inklusiven Cuts, rechts mit VBF Cuts. Gezeigt werden die verschiedenen Beiträge* qq, qg *und* gg *zu Gluon-Fusion. Aus [17].*

Vektorboson-Fusion und der Gluon-Fusion stark unterscheiden. Durch VBF-Cuts, insbesondere durch die Forderung einer grossen invarianten Zweijetmasse, lässt sich die Gluon-Fusion im Vergleich zur Vektorboson-Fusion, bei einer Higgs-Masse von $m_H = 120$ GeV, im Verhältnis 1:3 unterdrücken [17].

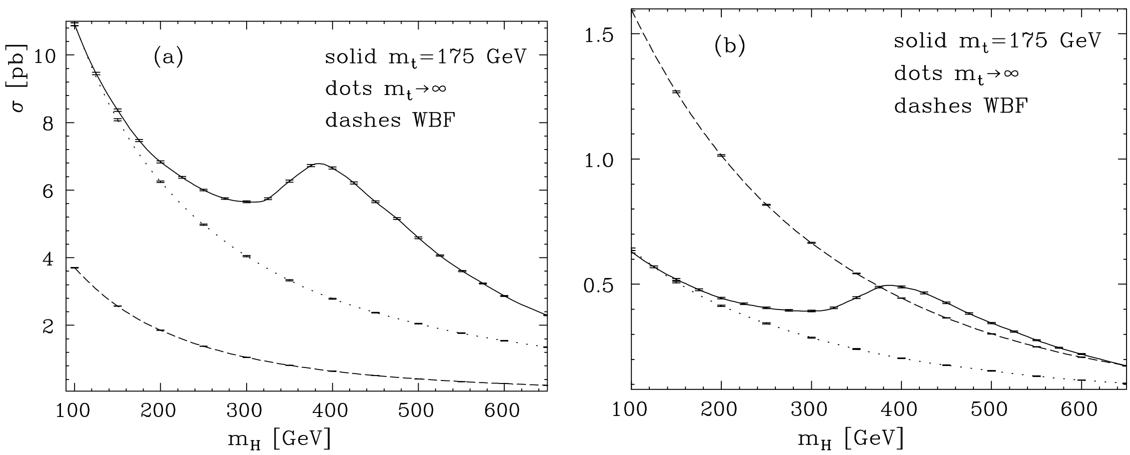


Abb. 4.1b *H+2-Jet Wirkungsquerschnitt in pp Kollisionen bei* $\sqrt{s} = 14$ TeV *als Funktion der Higgs-Masse. Gezeigt wird der Gluon-Fusion Wert bei* $m_t = 175$ GeV *und* $m_t \to \infty$*, sowie bei Vektorboson-Fusion (WBF). In (a) wurden inklusive Cuts verwendet, in (b) die VBF-Cuts. Aus [17].*

Der Anteil von Quark-Quark-induzierter Gluon-Fusion am gesamten Wirkungsquerschnitt der Gluon-Fusion liegt bei knapp 3% für inklusive Cuts, und bei gut 15% für VBF-Cuts.

4.1.1 Vollständige und reduzierte Amplituden

Hier soll nun die vollständige Amplitude für den Prozess $H{+}2Jet$ via Vektorboson-Fusion und Gluon-Fusion beschrieben werden. Es können die Prozesse (4.1) bis (4.6) beitragen.

$$\begin{aligned}
\mathfrak{A}^{qq} &\equiv \mathcal{A}^{qq\to hqq} &&= \mathcal{A}^{qq;Z}_{2143} + \mathcal{A}^{qq;g}_{2143} - \mathcal{A}^{qq;Z}_{4123} - \mathcal{A}^{qq;g}_{4123} && (4.1)\\
\mathfrak{A}^{q\bar{q}} &\equiv \mathcal{A}^{q\bar{q}\to hq\bar{q}} &&= \mathcal{A}^{q\bar{q};Z}_{2134} + \mathcal{A}^{q\bar{q};g}_{2134} - \mathcal{A}^{q\bar{q};Z}_{3124} - \mathcal{A}^{q\bar{q};g}_{3124} && (4.2)\\
\mathfrak{A}^{qQ} &\equiv \mathcal{A}^{qQ\to qQ} &&= \mathcal{A}^{qQ;Z}_{2143} + \mathcal{A}^{qQ;g}_{2143} - \mathcal{A}^{qQ;W}_{4123} && (4.3)\\
\mathfrak{A}^{q\bar{Q}} &\equiv \mathcal{A}^{q\bar{Q}\to hq\bar{Q}} &&= \mathcal{A}^{q\bar{Q};Z}_{2134} + \mathcal{A}^{q\bar{Q};g}_{2134} - \mathcal{A}^{q\bar{Q};W}_{1324} && (4.4)\\
\mathfrak{A}^{\bar{q}q} &\equiv \mathcal{A}^{\bar{q}q\to h\bar{Q}Q} &&= \mathcal{A}^{\bar{q}q;W}_{2143} - \mathcal{A}^{\bar{q}q;Z}_{1342} - \mathcal{A}^{\bar{q}q;g}_{1342} && (4.5)\\
\mathfrak{A}^{qq'} &\equiv \mathcal{A}^{qq'\to hqq'} &&= \mathcal{A}^{qq';Z}_{2143} + \mathcal{A}^{qq';g}_{2143} && (4.6)
\end{aligned}$$

Diese Prozesse sollen als “*vollständige Amplitude*” bezeichnet werden.

In Kapitel 3 wurde gezeigt, dass Interferenzen zwischen VBF und Higgs-Strahlung, insbesondere bei VBF-Cuts, vernachlässigt werden kann. Daher soll hier nun zweierlei geklärt werden: erstens wie gross die Interferenzen zwischen Higgs-Strahlung und Gluon-Fusion sind, zweitens wie gross die Interferenzen zwischen VBF und Gluon-Fusion sind.

Es werden also zwei sogenannte *“reduzierte Amplituden”* verwendet. In der ersten ((4.7) bis (4.12)) werden die Higgs-Strahlungsdiagramme vernachlässigt, in der zweiten ((4.13) bis (4.18)) werden die VBF-Diagramme vernachlässigt.

Die reduzierte Amplitude unter Vernachlässigung der Higgs-Strahlungsdiagramme lautet:

$$\begin{aligned}
\mathfrak{A}^{qq} &\equiv \mathcal{A}^{qq\to hqq} &&= \mathcal{A}^{qq;Z}_{2143} + \mathcal{A}^{qq;g}_{2143} - \mathcal{A}^{qq;Z}_{4123} - \mathcal{A}^{qq;g}_{4123} && (4.7)\\
\mathfrak{A}^{q\bar{q}} &\equiv \mathcal{A}^{q\bar{q}\to hq\bar{q}} &&= \mathcal{A}^{q\bar{q};Z}_{2134} + \mathcal{A}^{q\bar{q};g}_{2134} - \mathcal{A}^{q\bar{q};g}_{3124} && (4.8)\\
\mathfrak{A}^{qQ} &\equiv \mathcal{A}^{qQ\to qQ} &&= \mathcal{A}^{qQ;Z}_{2143} + \mathcal{A}^{qQ;g}_{2143} - \mathcal{A}^{qQ;W}_{4123} && (4.9)\\
\mathfrak{A}^{q\bar{Q}} &\equiv \mathcal{A}^{q\bar{Q}\to hq\bar{Q}} &&= \mathcal{A}^{q\bar{Q};Z}_{2134} + \mathcal{A}^{q\bar{Q};g}_{2134} && (4.10)\\
\mathfrak{A}^{\bar{q}q} &\equiv \mathcal{A}^{\bar{q}q\to h\bar{Q}Q} &&= \mathcal{A}^{\bar{q}q;W}_{2143} - \mathcal{A}^{\bar{q}q;g}_{1342} && (4.11)\\
\mathfrak{A}^{qq'} &\equiv \mathcal{A}^{qq'\to hqq'} &&= \mathcal{A}^{qq';Z}_{2143} + \mathcal{A}^{qq';g}_{2143} && (4.12)
\end{aligned}$$

Diese Prozesse werden mit *“VBF-dominierte Amplitude”* bezeichnet.

Die reduzierte Amplitude unter Vernachlässigung der VBF-Diagramme lautet:

$$\mathfrak{A}^{qq} \equiv \mathcal{A}^{qq\to hqq} = \mathcal{A}^{qq;g}_{2143} - \mathcal{A}^{qq;g}_{4123} \tag{4.13}$$

$$\mathfrak{A}^{q\bar{q}} \equiv \mathcal{A}^{q\bar{q}\to hq\bar{q}} = \mathcal{A}^{q\bar{q};g}_{2134} - \mathcal{A}^{q\bar{q};Z}_{3124} - \mathcal{A}^{q\bar{q};g}_{3124} \tag{4.14}$$

$$\mathfrak{A}^{qQ} \equiv \mathcal{A}^{qQ\to qQ} = \mathcal{A}^{qQ;g}_{2143} - \mathcal{A}^{qQ;W}_{4123} \tag{4.15}$$

$$\mathfrak{A}^{q\bar{Q}} \equiv \mathcal{A}^{q\bar{Q}\to hq\bar{Q}} = \mathcal{A}^{q\bar{Q};g}_{2134} - \mathcal{A}^{q\bar{Q};W}_{1324} \tag{4.16}$$

$$\mathfrak{A}^{\bar{q}q} \equiv \mathcal{A}^{\bar{q}q\to h\bar{Q}Q} = \mathcal{A}^{\bar{q}q;Z}_{1342} - \mathcal{A}^{\bar{q}q;g}_{1342} \tag{4.17}$$

$$\mathfrak{A}^{qq'} \equiv \mathcal{A}^{qq'\to hqq'} = \mathcal{A}^{qq';g}_{2143} \tag{4.18}$$

Diese Prozesse heissen *"HS-dominierte Amplitude"*.

4.1.2 Farbfaktoren

Die Farbfaktoren für die Quadrierten Amplituden lauten:

$$\left|\mathcal{C}^{qq;g}_{2143}\right|^2 = t^a_{i_1 i_3} t^c i_3 i_1 \; t^b_{i_2 i_4} t^d_{i_4 i_2} \delta^{ab}\delta^{cd} = \left(-1+N^2\right)/4 = 2 = \left|\mathcal{C}^{qq;g}_{4123}\right|^2$$

$$\left|\mathcal{C}^{qq;V}_{2143}\right|^2 = \left|\mathcal{C}^{qq;V}_{4123}\right|^2 = 9$$

Der Austausch zweier Gluonen ist also gegenüber dem Austausch zweier Eichbosonen unterdrückt.

Die Farbfaktoren für Interferenzterme betragen bei Gluon-Austausch, für die Interferenz zwischen zwei Kanälen:

$$\left(\mathcal{C}^{qq;g}_{2143}\right)\left(\mathcal{C}^{qq;g}_{4123}\right)^* = t^a_{i_2 i_1} t^b_{i_1 i_4} t^a_{i_4 i_3} t^b_{i_3 i_2} - 2/3 = \left(\mathcal{C}^{qq;g}_{4123}\right)\left(\mathcal{C}^{qq;g}_{2143}\right)^*$$

Der Farbfaktor für den Austausch eines Eichbosons in einem Kanal, und eines Gluons in einem anderen Kanal ist

$$\left(\mathcal{C}^{qq;V}_{2143}\right)\left(\mathcal{C}^{qq;g}_{4123}\right)^* = t^a_{i_2 i_1} \delta^{i_1 i_4} t^a_{i_4 i_3} \delta^{i_3 i_2} = 4$$

$$= \left(\mathcal{C}^{qq;V}_{4123}\right)\left(\mathcal{C}^{qq;g}_{2143}\right)^* = \left(\mathcal{C}^{qq;g}_{2143}\right)\left(\mathcal{C}^{qq;V}_{4123}\right)^* = \left(\mathcal{C}^{qq;g}_{4123}\right)\left(\mathcal{C}^{qq;V}_{2143}\right)^*$$

Die größten Interferenzen erwartet zwischen Eichboson-Austausch in einem bestimmten Kanal, und Gluon-Austausch im selben Kanal. Deren Farbstruktur ist jedoch so, dass diese Interferenzen verschwinden:

$$\left(\mathcal{C}^{qq;V}_{2143}\right)\left(\mathcal{C}^{qq;g}_{2143}\right)^* = t^a_{i_2 i_1} \delta^{i_1 i_2} t^a_{i_4 i_3} \delta^{i_3 i_4} = 0$$

$$= \left(\mathcal{C}^{qq;V}_{4123}\right)\left(\mathcal{C}^{qq;g}_{4123}\right)^* = \left(\mathcal{C}^{qq;g}_{2143}\right)\left(\mathcal{C}^{qq;V}_{2143}\right)^* = \left(\mathcal{C}^{qq;g}_{4123}\right)\left(\mathcal{C}^{qq;V}_{4123}\right)^*$$

4.1.3 Die Amplitude $\mathfrak{A}^{qq}$

In der Amplitude $\mathcal{A}^{qq}$ können bis zu vier Terme auftreten:

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}^{qq;Z}_{2143} &= F^Z_t J^\mu_{21} J^\nu_{43} T^Z_{\mu\nu}(q_1,q_2)\mathcal{C}^Z_{2143} = A^{qq;Z}_{2143}\mathcal{C}^Z_{2143}\\
\mathcal{A}^{qq;g}_{2143} &= F^g_t J^\mu_{21} J^\nu_{43} T^g_{\mu\nu}(q_1,q_2)\mathcal{C}^g_{2143} = A^{qq;g}_{2143}\mathcal{C}^g_{2143}\\
\mathcal{A}^{qq;Z}_{4123} &= F^Z_u J^\mu_{41} J^\nu_{23} T^Z_{\mu\nu}(q_1,q_2)\mathcal{C}^Z_{4123} = A^{qq;Z}_{4123}\mathcal{C}^Z_{4123}\\
\mathcal{A}^{qq;g}_{4123} &= F^g_u J^\mu_{41} J^\nu_{23} T^g_{\mu\nu}(q_1,q_2)\mathcal{C}^g_{4123} = A^{qq;g}_{4123}\mathcal{C}^g_{4123}
\end{aligned}$$

Interferenzterme deren Farbfaktor null ist, werden weggelassen. Hiermit ergibt sich dann für die quadrierte Amplitude:

$$\begin{aligned}
\left|\mathfrak{A}^{qq}\right|^2 &= 9\left|A^{qq;Z}_{2143}\right|^2 + 2\left|A^{qq;g}_{2143}\right|^2 + 9\left|A^{qq;Z}_{4123}\right|^2 + 2\left|A^{qq;g}_{4123}\right|^2\\
&\quad -2Re\Big[3\left(A^{qq;Z}_{2143}\right)\left(A^{qq;Z}_{4123}\right)^* + 4\left(A^{qq;Z}_{2143}\right)\left(A^{qq;g}_{4123}\right)^*\\
&\qquad +4\left(A^{qq;g}_{2143}\right)\left(A^{qq;Z}_{4123}\right)^* - 2/3\left(A^{qq;g}_{2143}\right)\left(A^{qq;g}_{4123}\right)^*\Big]
\end{aligned}$$

4.1.4 Die Amplitude $\mathfrak{A}^{q\bar{q}}$

Auch in der Amplitude $\mathfrak{A}^{qq}$ treten bis zu vier Terme auf:

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}^{q\bar{q};Z}_{2143} &= F_Z J^\mu_{21} J^\nu_{43} T^Z_{\mu\nu}(q_1,q_2)\mathcal{C}^Z_{2143} = A^{q\bar{q};Z}_{2143}\mathcal{C}^Z_{2143}\\
\mathcal{A}^{q\bar{q};g}_{2143} &= F_g J^\mu_{21} J^\nu_{43} T^g_{\mu\nu}(q_1,q_2)\mathcal{C}^g_{2143} = A^{q\bar{q};g}_{2143}\mathcal{C}^g_{2143}\\
\mathcal{A}^{q\bar{q};Z}_{1324} &= F_Z J^\mu_{31} J^\nu_{24} T^Z_{\mu\nu}(q_1,q_2)\mathcal{C}^Z_{3124} = A^{q\bar{q};Z}_{1324}\mathcal{C}^Z_{3124}\\
\mathcal{A}^{q\bar{q};g}_{1324} &= F_g J^\mu_{31} J^\nu_{24} T^g_{\mu\nu}(q_1,q_2)\mathcal{C}^g_{3124} = A^{q\bar{q};g}_{1324}\mathcal{C}^g_{3124}
\end{aligned}$$

womit sich dann die Quadrierte Amplitude ergibt zu:

$$\begin{aligned}
\left|\mathfrak{A}^{q\bar{q}}\right|^2 &= 9\left|A^{q\bar{q};Z}_{2143}\right|^2 + 2\left|A^{q\bar{q};g}_{2143}\right|^2 + 9\left|A^{q\bar{q};Z}_{3124}\right|^2 + 2\left|A^{q\bar{q};g}_{3124}\right|^2\\
&\quad -2Re\Big[3\left(A^{q\bar{q};Z}_{2143}\right)\left(A^{q\bar{q};Z}_{3124}\right)^* + 4\left(A^{q\bar{q};Z}_{2143}\right)\left(A^{q\bar{q};g}_{3124}\right)^*\\
&\qquad +4\left(A^{q\bar{q};g}_{2143}\right)\left(A^{q\bar{q};Z}_{3124}\right)^* - 2/3\left(A^{q\bar{q};g}_{2143}\right)\left(A^{q\bar{q};g}_{3124}\right)^*\Big]
\end{aligned}$$

4.1.5 Die Amplitude $\mathfrak{A}^{qQ}$, $\mathfrak{A}^{q\bar{Q}}$, $\mathfrak{A}^{\bar{q}q}$ und $\mathfrak{A}^{qq'}$

Als nächstes wird die Amplitude $\mathfrak{A}^{qQ}$ betrachtet. Es können die folgenden Terme beitragen:

$$\mathfrak{A}^{qQ} = \mathcal{A}^{qQ;Z}_{2143} + \mathcal{A}^{qQ;g}_{2143} - \mathcal{A}^{qQ;W}_{4123}$$

Hier tragen zwei t-Kanal Diagramme bei, eines mit einem Z-Austausch, und eines mit einem Gluon-Austausch. Ausserdem trägt ein u-Kanal W-Austausch Diagramm bei. Das Amplitudenquadrat ergibt sich dann zu

$$\begin{aligned}\left|\mathfrak{A}^{qQ}\right|^2 &= 9\left|A_{2143}^{qQ;Z}\right|^2 + 2\left|A_{2143}^{qQ;g}\right|^2 + 9\left|A_{4123}^{qQ;Z}\right|^2 \\ &-2Re\left[3\left(A_{2143}^{qQ;Z}\right)\left(A_{4123}^{qQ;W}\right)^* + 4\left(A_{2143}^{qQ;g}\right)\left(A_{4123}^{qQ;W}\right)^*\right]\end{aligned}$$

Die nächste Amplitude ist $\mathfrak{A}^{q\bar{Q}}$:

$$\mathfrak{A}^{q\bar{Q}} = \mathcal{A}_{2143}^{q\bar{Q};Z} + \mathcal{A}_{2143}^{q\bar{Q};g} + \mathcal{A}_{1324}^{q\bar{Q};W}$$

Hier tragen wieder zwei t-Kanal Diagramme bei. sowie ein Diagramm mit W-Annihilierung im s-Kanal. Die quadrierte Amplitude ergibt:

$$\begin{aligned}\left|\mathfrak{A}^{q\bar{Q}}\right|^2 &= 9\left|A_{2143}^{q\bar{Q};Z}\right|^2 + 2\left|A_{2143}^{q\bar{Q};g}\right|^2 + 9\left|A_{1324}^{q\bar{Q};W}\right|^2 \\ &-2Re\left[3\left(A_{2143}^{q\bar{Q};Z}\right)\left(A_{1324}^{q\bar{Q};W}\right)^* + 4\left(A_{2143}^{q\bar{Q};g}\right)\left(A_{1324}^{q\bar{Q};W}\right)^*\right]\end{aligned}$$

Die letzte Amplitude die betrachtet werden soll, ist die Amplitude $\mathfrak{A}^{\bar{q}q}$:

$$\mathfrak{A}^{\bar{q}q} = \mathcal{A}_{1243}^{\bar{q}q;W} + \mathcal{A}_{1342}^{\bar{q}q;Z} + \mathcal{A}_{1342}^{\bar{q}q;g}$$

Dies ist eine Amplitude mit einem t-Kanal W-Austausch Diagramm, und zwei s-Kanal Diagrammen mit Z-Austausch und Gluon-Austausch. Hierbei trägt lediglich ein W-Austausch t-Kanal Diagramm bei. Das Amplitudenquadrat ergibt sich zu:

$$\begin{aligned}\left|\mathfrak{A}^{\bar{q}q}\right|^2 &= 9\left|A_{1243}^{\bar{q}q;W}\right|^2 + 2\left|A_{1342}^{\bar{q}q;Z}\right|^2 + 9\left|A_{1342}^{\bar{q}q;g}\right|^2 \\ &-2Re\left[3\left(A_{1243}^{\bar{q}q;W}\right)\left(A_{1342}^{\bar{q}q;Z}\right)^* + 4\left(A_{1243}^{\bar{q}q;W}\right)\left(A_{1342}^{\bar{q}q;g}\right)^*\right]\end{aligned}$$

Die Amplitude $\mathfrak{A}^{qq'}$ wird nicht weiter erläutert, da hier keine Interferenzen auftreten können.

4.2 Ergebnisse

Es sollen wieder die drei Fragen nach der *Relevanz der Interferenzen*, der *Abhängigkeit der Interferenzen von Cuts*, und der *Phasenraumabhängigkeit der Interferenzen* gestellt, und beantwortet werden. Hierzu wird wieder, wie in Kapitel 3, die Grösse f (3.6) eingeführt.

$$f(p_1, \ldots, p_4, p_H) = \frac{\sum_{i,j}\sum_{XY} pdf(X)\cdot pdf(Y)\ 2\mathrm{Re}\left(\mathcal{A}_i^{XY}\left(\mathcal{A}_j^{XY}\right)^*\right)}{\sum_i\sum_{X'Y'} pdf(X')\cdot pdf(Y')\ \left[|\mathcal{A}_i^{X'Y'}|^2\right]}$$

Hierbei läuft die eine Summe über alle Subprozesse XY oder $X'Y'$. XY bezeichnet Beiträge bei denen Interferenzen auftreten könne, $X'Y'$ alle in möglichen Beiträge. Die Summe über i und j im Zähler läuft über die vier möglichen Diagramme wobei j grösser sein soll als i um Doppelzählungen zu verhindern. Die Summe über i im Nenner läuft über alle auftretenden Diagramme. Es wird der Einfluss eines Cuts an f auf die Observablen, welche zur Festlegung der VBF-Cuts, und der Observablen welche zur Definition des Phasenraums dienen untersucht.

In Abb. 4.3 ist $d\sigma/d\log_{10}|f|$ dargestellt. Links wird die Verteilung für die VBF-dominierte Amplitude gezeigt, rechts für die HS-dominierte Amplitude. Es wurde jeweils die inklusive Verteilung, sowie die Verteilung bei angelegten VBF-Cuts gezeigt.

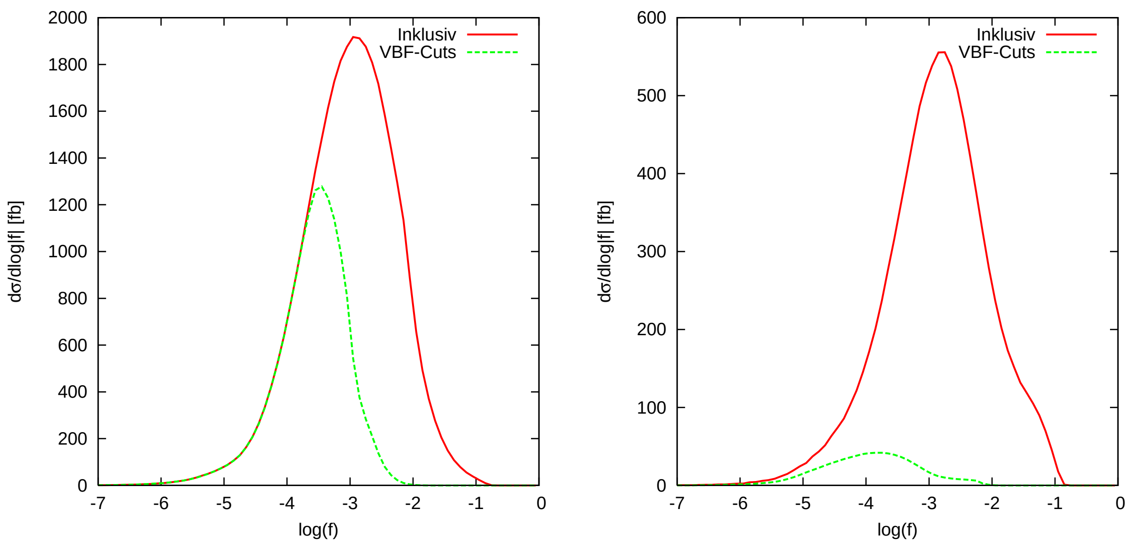


Abb. 4.3: *$d\sigma/d\log_{10}(f)$ für inklusive Cuts und VBF-Cuts. Links ist die Verteilung für die VBF-dominierte Amplitude gezeigt, rechts die für die HS-dominierte Amplitude.*

Aus Abb. 4.1 kann man erkennen, dass die Higgs-Strahlungsdiagramme durch die VBF-Cuts unterdrückt werden. Der Wirkungsquerschnitt für die HS-dominierte Amplitude beträgt $1.05\,\mathrm{pb}$, der für die VBF-dominierte Amplitude $3.51\,\mathrm{pb}$. Der Anteil der Interferenz ist in Tabelle 4.1 noch einmal aufgeschlüsselt.

Interferenzbeitrag	$> 10\%$	$> 5\%$	$> 1\%$	$\sigma_{ges}[\,\text{pb}]$
VBF-reduziert	0.18%	2.19%	13.18%	1.05
HS-reduziert	0.09%	0.59%	7.0%	3.51

Tabelle 4.1: *Beitrag der Interferenz zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei inklusiven Cuts. Eingetragen ist wie viel Prozent des Wirkungsquerschnitts einen bestimmten Interferenzbeitrag liefern.*

Im folgenden wird die VBF-dominierte Amplitude untersucht, da insbesondere die Auswirkungen von VBF-Cuts auf die Interferenzeffekte zwischen Vektorboson-Fusion und Gluon-Fusion interessant sind.

In Abb. 4.2 sind die Auswirkungen verschiedener Cuts an f auf die Verteilung für $d\sigma/d|\Delta\eta_{jj}|$ und $d\sigma/dm_{jj}$ gezeigt. Man sieht, dass für einen Rapiditätsabstand von $\Delta\eta_{jj} > 3$, bzw. eine Invariante Zweijetmasse von $m_{jj} > 600$ GeV, alle Interferenzeffekte weniger als 1% betragen.

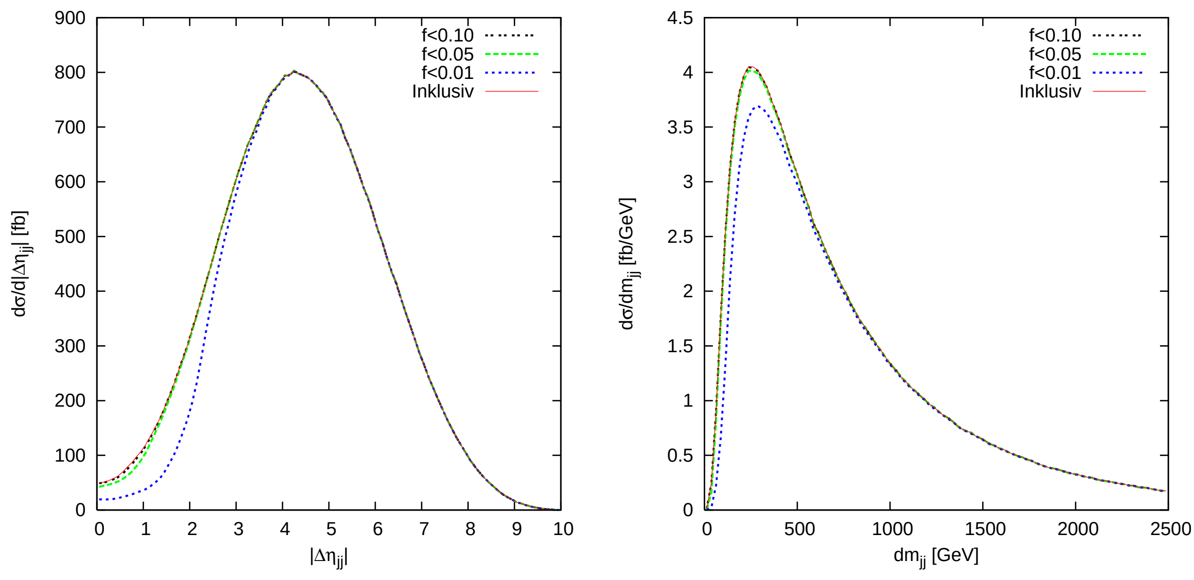


Abb. 4.2: *Observablen zur Festlegung der VBF-Cuts für die VBF-dominierte Amplitude. Links: $d\sigma/d|\Delta\eta_{jj}|$, rechts $d\sigma/dm_{jj}$.*

4.2.1 Abhängigkeit der Interferenzen vom Phasenraum

Nachdem die Fragen nach der Grösse der Interferenzen, sowie die nach der Abhängigkeit der Interferenzen von den VBF-Cuts geklärt wurden, bleibt noch die Frage nach der Phasenraumabhängigkeit der Interferenzen. Im folgenden wurde stets die reduzierte Amplitude (4.1) und (4.2) verwendet.

Hierzu wurden wieder die fünf Observablen $p_T(min)$, $p_T(max)$, $\eta(min)$, $\eta(max)$ sowie ϕ_{jj} dargestellt. Wie schon in Kapitel 3 wurde ein Cut an die Grösse f', welche in Gleichung 3.7 definiert wurde, angelegt, und der Einfluss des Cuts auf die Observablen betrachtet.

In den Abbildungen 4.4 bis 4.8 wurde diese Analyse durchgeführt, links ist jeweils die Verteilung $d\sigma/dO$ dargestellt, und rechts $(d\sigma/dO|_{Cut})$ / $(d\sigma/dO|_{Ink.})$.

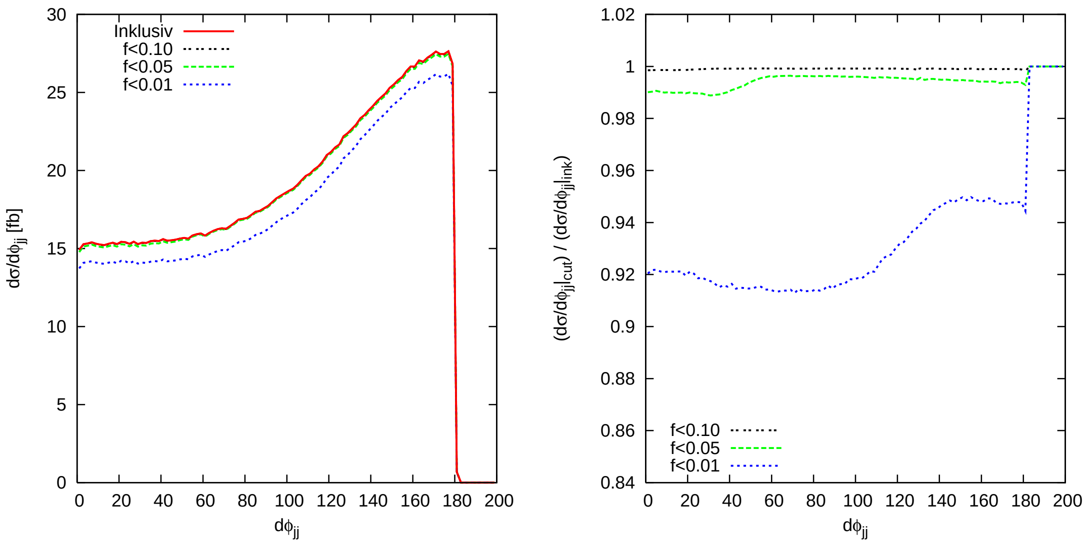


Abb. 4.4: *Azimutalwinkelverteilung $d\sigma/d\phi_{jj}$. Links ist die Verteilung aufgetragen, rechts der Anteil der Interferenz an der Verteilung.*

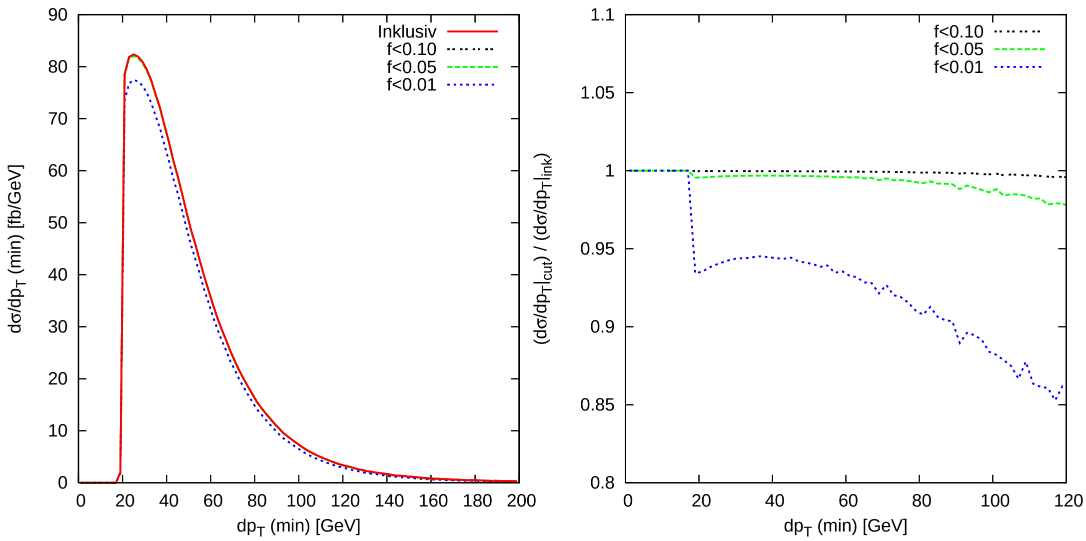


Abb. 4.5: *Transversalimpuls-Verteilung* $d\sigma/dp_T(min)$. *Links ist die Verteilung aufgetragen, rechts der Anteil der Interferenz an der Verteilung.*

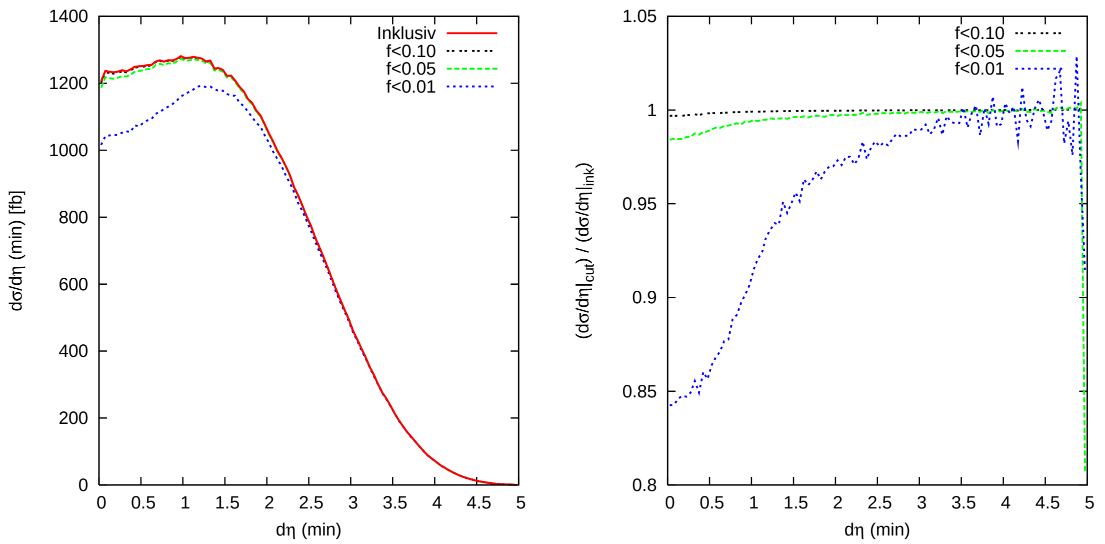


Abb. 4.6: *Transversalimpuls-Verteilung* $d\sigma/dp_T(max)$. *Links ist die Verteilung aufgetragen, rechts der Anteil der Interferenz an der Verteilung.*

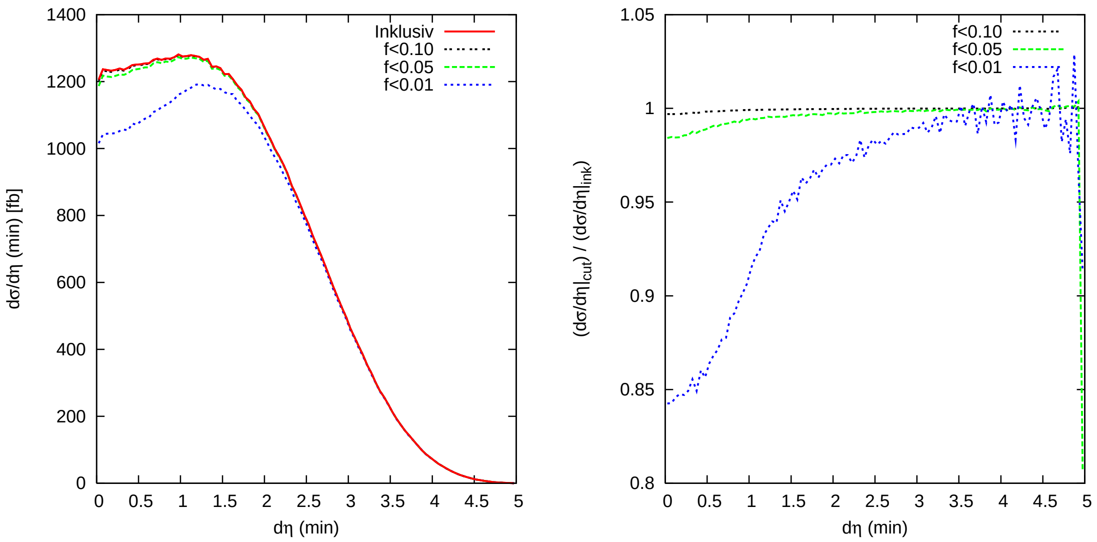


Abb. 4.7: *Rapiditätsverteilung $d\sigma/d\eta(min)$.Links ist die Verteilung aufgetragen, rechts der Anteil der Interferenz an der Verteilung.*

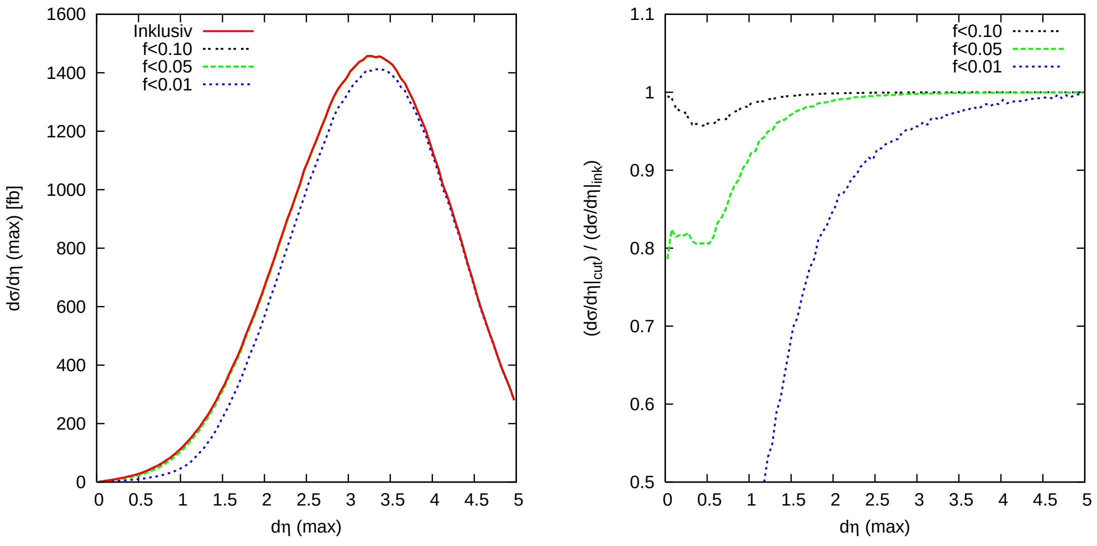


Abb. 4.8: *Rapiditätsverteilung $d\sigma/d\eta(max)$.Links ist die Verteilung aufgetragen, rechts der Anteil der Interferenz an der Verteilung.*

Kapitel 5

Interferenzen bei modifizierter Farbstruktur

5.1 Mögliche Ursachen für eine Modifikation der Farbstruktur

In diesem Kapitel soll eine mögliche Modifikation der Farbstruktur der auftretenden Amplituden besprochen werden. Es wird angenommen, dass ein zusätzliches Gluon zwischen den beiden Fermion-Linien ausgetauscht werden kann.

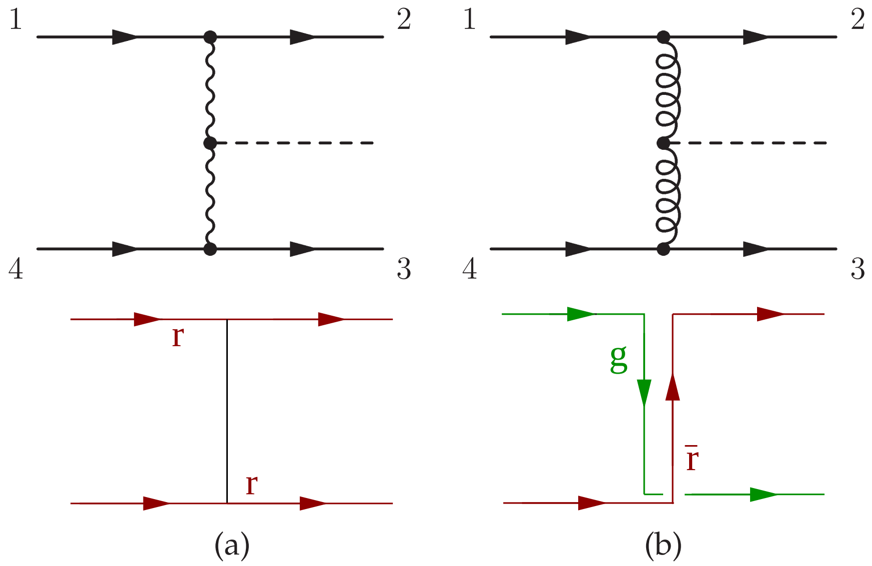


Abb. 5.1: *$H + 2$ Jet Amplitude in (a) Vektorboson-Fusion und (b) Gluon-Fusion. Oben Feynman-Diagramme, unten dazugehörige Farbfluss-Diagramme.*

Der Farbfaktor des Interferenzterms $\mathfrak{M}_a \mathfrak{M}_b^*$ ist Null:

$$\mathcal{C}_{2143}^{qq;g} \left(\mathcal{C}_{2143}^{qq;V} \right)^* = t^b_{i_2 i_1} \delta^{i_1 i_2} \, t^c_{i_4 i_3} \delta^{i_3 i_4} \, \delta^{bc} = 0 \tag{5.1}$$

Das bedeuted, dass gerade in den Termen wo man die grösste Interferenz erwartet, diese durch die Farbstruktur verboten ist. Generell gilt, dass Interferenzen zwischen Vektorboson-Fusion und Gluon-Fusion bei Diagrammen im selben Kanal verschwindet.

Nun kann man sich überlegen welchen Effekt der Austausch eines virtuellen Gluons auf die Farbstruktur hätte.

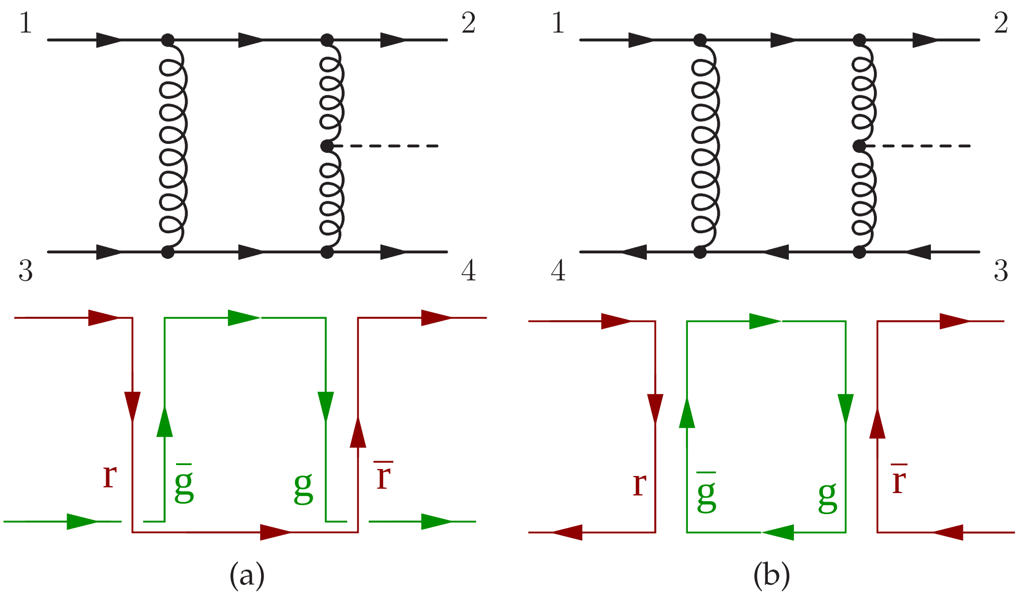


Abb. 5.2: *$H + 2$ Jet Amplitude in Gluon-Fusion mit dem zusätzlichen Austausch eines virtuellen Gluons zwischen der oberen und unteren Quarklinie. 1 und 3 bezeichnen einlaufende Teilchen. Oben Feynman-Diagramme, unten dazugehörige Farbflussdiagramme.*

Es gibt zwei Möglichkeiten für den Austausch eines virtuellen Gluons, diese sind in Abb. 5.2 (a) und (b) dargestellt. Quadriert man nun beide Diagramme, und berechnet deren Farbfaktoren, so sieht man, dass Abb. 5.2 (b) dominiert. Der Farbfaktor für 5.2 (a) ist $4/6$ und für 5.2 (b) $19/6$. Um eine Modifikation der Farbstruktur vorzunehmen, wird das Dominante Diagramm 5.2 (b) verwendet.

Der Farbfaktor des Interferenzterms $\mathfrak{M}_a \mathfrak{M}_b^*$ zwischen 5.1 (a) und 5.2 (b) ist nun nicht mehr länger Null:

$$\mathcal{C}_{2143}^{qq;g} \left(\mathcal{C}_{2143}^{qq;V} \right)^* = t_{i_2 i}^b t_{i i_1}^a \delta^{i_1 i_2} \; t_{i_4 j}^a t_{j i_3}^c \delta^{i_3 i_4} \; \delta^{cb} \tag{5.2}$$

$$= \frac{-1 + N^2}{4} = 2$$

Diese Betrachtungen sollen als Motivation dienen, wodurch eine Modifikation der Farbstruktur erreicht werden kann. Die folgende Analyse wurde in führender Ordnung Störungstheorie gemacht, jedoch mit dem Unterschied, dass Interferenzen zwischen Gluon-Fusion und Vektorboson-Fusion im selben Kanal auf Grund ihrer Farbstruktur nicht mehr verboten sind. Vielmehr wurde (5.2) als Farbfaktor gewählt. Es wurde die HS-reduzierte Amplitude aus Kapitel 4 betrachtet.

5.2 Ergebnisse

Nachdem eine mögliche Ursachen einer modifikation der Farbstruktur diskutiert wurde, sollen hier nun die Ergebnisse der Analyse der Interferenzeffekte dargestellt werden.

In Abb. 5.3 ist die Verteilung $d\sigma/dlog|f|$ dargestellt. An ihr lässt sich erkennen,

(a)

Interferenz	$> 10\%$	$> 5\%$	$> 3\%$	$> 2\%$	$> 1\%$
Wirkungsquerschnitt	0.09%	2.79%	22.48%	52.38%	79.42%

(b)

Interferenz	$> 10\%$	$> 5\%$	$> 3\%$	$> 2\%$	$> 1\%$
Wirkungsquerschnitt	$0.1‰$	2.07%	19.99%	49.41%	79.15%

Tabelle 5.1: *Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Interferenz. (a) bei Inklusiven Cuts, (b) bei VBF-Cuts. "Interferenz" bezeichnet den Anteil der Interferenz am Gesamtmatrixelement, und "Wirkungsquerschnitt" den Anteil des Wirkungsquerschnitts mit einem bestimmten Interferenzanteil am Gesamtwirkungsquerschnitt.*

In Abb. 5.4 wurde der Einfluss eines Cuts an f auf die Verteilungen $d\sigma/dm_{jj}$ und $d\sigma/d|\Delta\eta_{jj}|$ dargestellt.

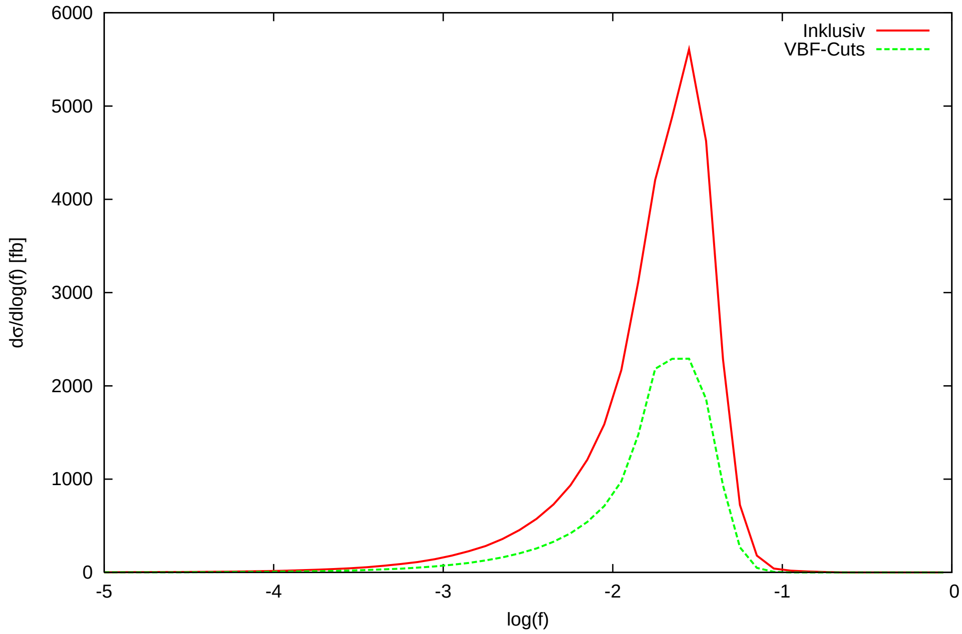


Abb. 5.3: *$d\sigma/d\log_{10}|f|$ für inklusive Cuts und VBF-Cuts.*

5.2.1 Abhängigkeit der Interferenz vom Phasenraum

In den Abbildungen 5.5 bis 5.9 sind die fünf Observablen ϕ_{jj}, $p_T(min)$, $p_T(max)$, $\eta(min)$ und $\eta(max)$ dargestellt, und es wurde der Einfluss eines Cuts an f auf diese Observablen untersucht. Links ist die Observable selbst dargestellt, und rechts die Grösse f' aus Gleichung (3.7).

Aus Abb. 5.5 lässt sich sehr schön eine kinematische Eigenschaft von Vektorboson-Fusion und Gluon-Fusion beobachten. Die Azimutalwinkelverteilung der Vektorboson-Fusion ist eine gerade, leicht ansteigende Kurve, wohingegen die Verteilung für die Gluon-Fusion eine Sinus-Form hat. Sie schneiden sich bei $\phi_{jj} = 90^o$. In Abb 5.5 ist ein Maxmium der Interferenz im Bereich von $\phi_{jj} = 90^o$ zu erkennen. Die Ursache dieses Maximums liegt darin, dass die Gluon-Fusion in diesem Bereich nur einen sehr kleinen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert.

Aus den Abbildungen 5.5 bis 5.9 lassen sich die Phasenraumbereiche mit einem bestimmten Beitrag des Interferenzmatrixelements ablesen.

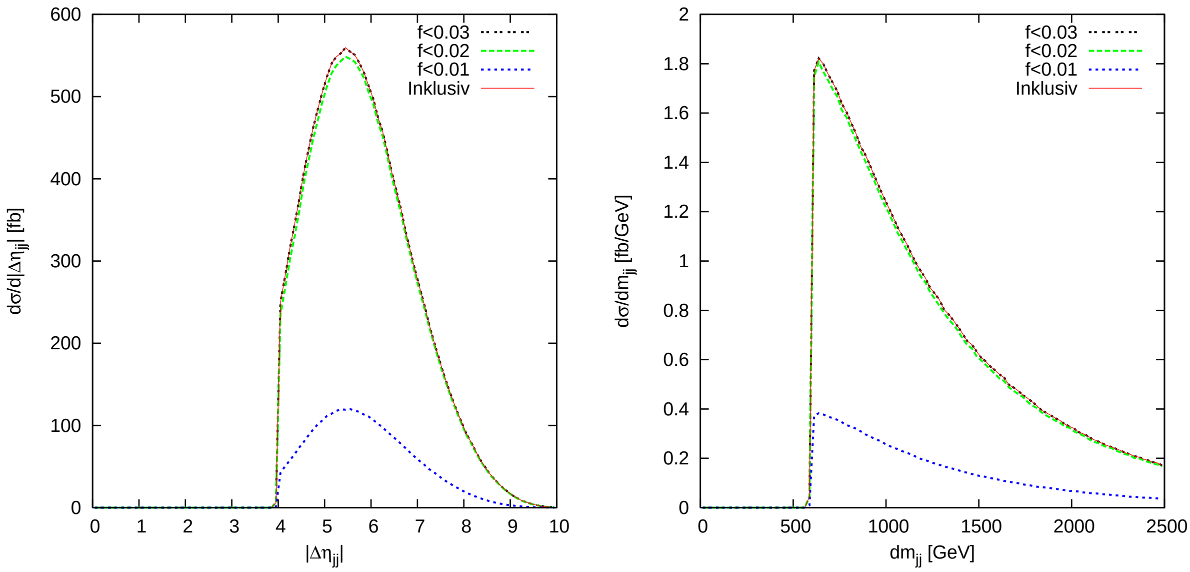


Abb. 5.4: *Observablen zur Festlegung der VBF-Cuts für die HS-reduzierte Amplitude bei modifizierter Farbstruktur. Links* $d\sigma/d|\Delta\eta_{jj}|$*, rechts* $d\sigma/dm_{jj}$*.*

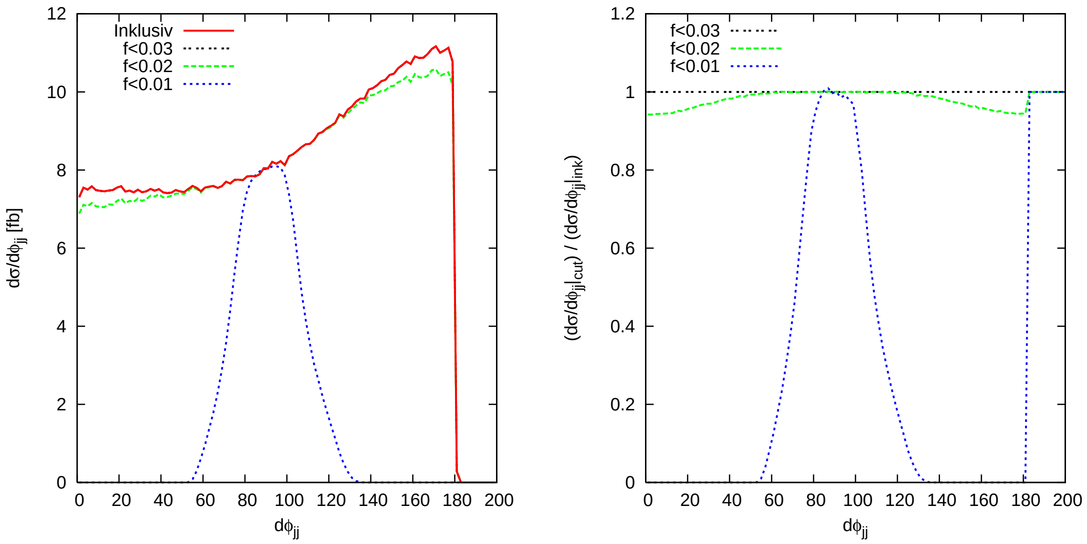


Abb. 5.5: *Azimutalwinkelverteilung* $d\sigma/d\phi_{jj}$*. Links ist die Verteilung aufgetragen, rechts der Anteil der Interferenz an der Verteilung.*

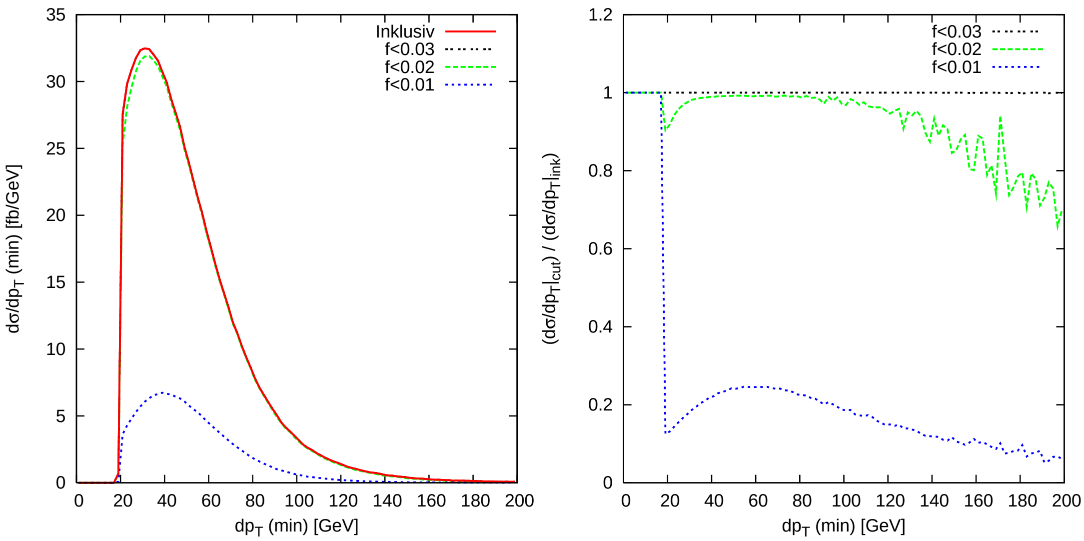


Abb. 5.6: *Transversalimpuls-Verteilung $d\sigma/dp_T(min)$. Links ist die Verteilung aufgetragen, rechts der Anteil der Interferenz an der Verteilung.*

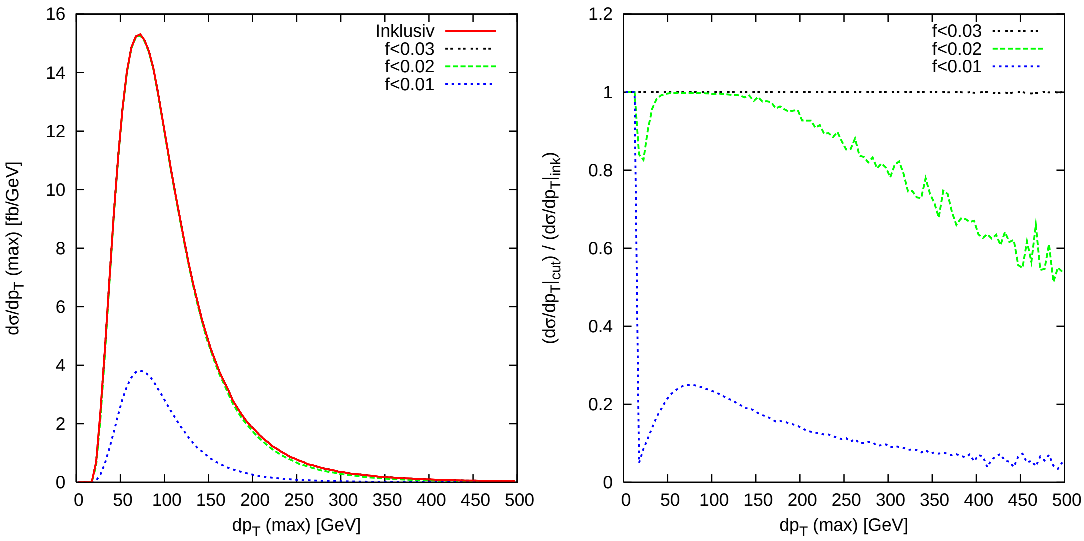


Abb. 5.7: *Transversalimpuls-Verteilung $d\sigma/dp_T(max)$. Links ist die Verteilung aufgetragen, rechts der Anteil der Interferenz an der Verteilung.*

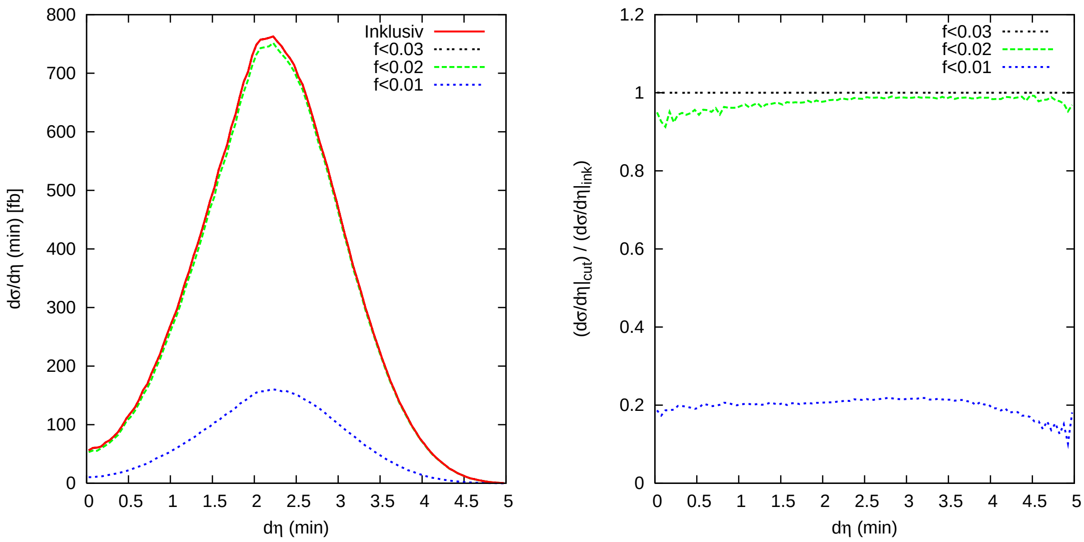


Abb. 5.8: *Rapiditätsverteilung $d\sigma/d\eta(min)$.Links ist die Verteilung aufgetragen, rechts der Anteil der Interferenz an der Verteilung.*

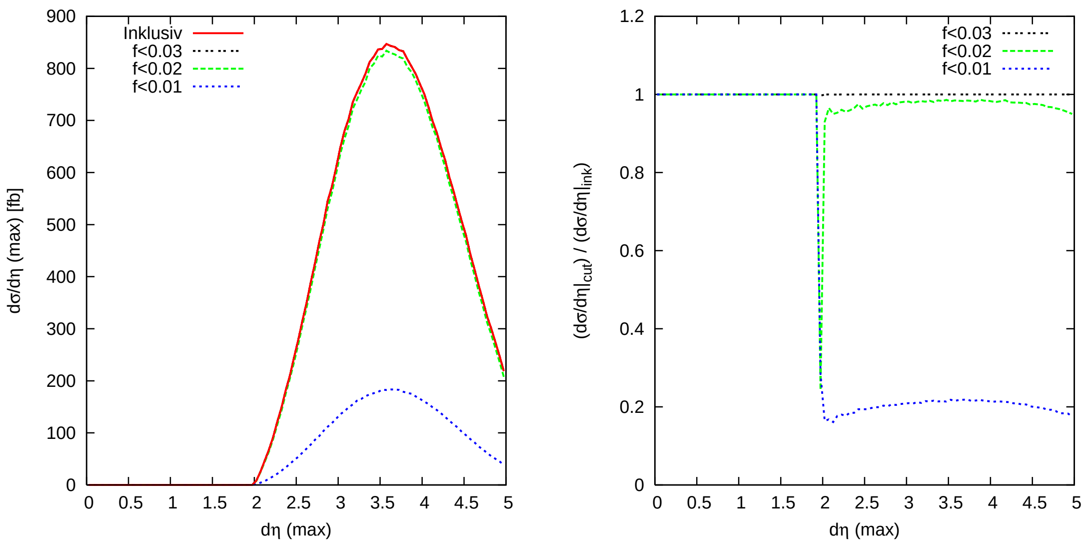


Abb. 5.9: *Rapiditätsverteilung $d\sigma/d\eta(max)$.Links ist die Verteilung aufgetragen, rechts der Anteil der Interferenz an der Verteilung.*

Kapitel 6

Zusammenfassung und Diskussion

Das abschliessende Kapitel widmet sich einer Zusammenfassung der in dieser Arbeit dargestellten Ergebnisse über Interferenzeffekte bei der Vektorboson-Fusion und der Gluon-Fusion. Es werden die wichtigsten Punkte noch einmal hervorgehoben, und einige weitere Aspekte diskutiert.

In Kapitel 2 wird eine Einführung in das Themengebiet gegeben und die relevanten Grundlagen werden erläutert. Es wird auf die beiden Higgs Produktionsmechanismen Vektorboson-Fusion und Gluon-Fusion eingegangen. Die in dieser Arbeit verwendeten Rechenmethoden werden erklärt.

Kapitel 3 beschäftigt sich mit den Interferenzeffekten bei Higgs-Produktion in reiner Vektorboson-Fusion. Es wird gezeigt, dass diese für VBF-Cuts vernachlässigt werden können. Weiterhin wird die Abhängigkeit der Interferenzen von kinematischen Cuts mit Hilfe der beiden Größen f und f' aus Gleichung (3.6) und (3.7) bestimmt. Es wird erläutert, wie die Interferenzen vom Phasenraum abhängen. Die Kernaussage dieses Kapitels ist, dass Interferenzen zwischen VBF-Diagrammen und Higgs-Strahlungsdiagrammen vernachlässigt werden können. In den folgenden Abschnitten wird dies ausgenutzt.

Das vierte Kapitel geht auf $H + 2$ Jet Produktion durch Vektorboson-Fusion und Gluon-Fusion in führender Ordnung ein. Bei der Streuung zweier Quarks in zwei Quarks und ein Higgs-Boson wird die Gluon-Fusion als Hintergrundprozess zur Vektorboson-Fusion betrachtet. Man sieht, dass die Interferenzen mit der Gluon-Fusion nur geringfügig grösser sind als die Interferenzeffekte in reiner Vektorboson-Fusion. Es wird wieder die Abhängigkeit der Interferenzen von kinematischen Cuts und vom Phasenraum bestimmt.

In Kapitel 5 wird auf die Tatsache eingegangen, dass Interferenzen zwischen einem Gluon-Fusions Prozess und einem Vektorboson-Fusions Prozess im selben Kanal auf Grund ihrer Farbstruktur verschwinden. Es wird eine Möglichkeit vorgestellt diese Unterdrückung auszuschalten und eine Analyse der Interferenzen unter Berücksichtigung der modifizierten Farbstruktur gemacht. Die hierbei auftretenden Interferenzeffekte wurden quantifiziert, und ihre Verteilung im Phasenraum bestimmt.

In dieser Diplomarbeit wurde auf die Frage eingegangen wie relevant die Interferenzeffekte bei der Produktion von Higgs-Bosonen durch Vektorboson-Fusion am LHC sind. Es wurde gezeigt, wie die Interferenzen von den gewählten Cuts abhängen, und wie groß sie in den verschiedenen Phasenraumbereichen werden können. Es wurde Gluon-Fusion als Hintergrund betrachtet, und auch hier die Interferenzen systematisch analysiert.

Es wurde die Annahme bestätigt, dass Interferenzeffekte mit den definierten VBF-Cuts vernachlässigbar sind, und daher bei Korrekturen höherer Ordnung ignoriert werden können. Dies vereinfacht die Struktur der auftretenden Amplituden erheblich. Weiterhin wurde die Abhängigkeit der Interferenzen von den gewählten Cuts untersucht, und die Verteilung der Interferenzen im Phasenraum beschrieben. Es wurde ein Ausblick auf Korrekturen höherer Ordnung, und deren Auswirkungen auf die Interferenzen gegeben.

Anhang A

Parameter und Cuts

A.1 Parameter und Cuts für den Vergleich mit MadGraph und FeynArts

In diesem Kapitel sollen die Parameter und Cuts, welche für den Vergleich mti Feynarts und Madgraph verwendet wurden, aufgeführt werden.

Die Massen der Eichbosonen wurden zu

$$M_Z = 91.1875 \text{ GeV} \qquad M_W = 80.450 \text{ GeV}$$

gewählt. Die Breite des W-Bosons, die im s-Kanal W Austausch benötigt wird, wurde auf

$$\Gamma_W = 2.118 \text{ GeV}$$

gesetzt. Als CKM-Matrix wurde die Einheitsmatrix gewählt.

Die Konstanten α und G_F wurden die Werte

$$\alpha = 1/137.0359895 \qquad G_F = 1.130064935 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

gesetzt. Die Higgsmasse wurde auf

$$M_H = 100 \text{ GeV}$$

gesetzt. Für die Renormierungs- und Faktorisierungsskala wurde

$$\mu_R = \mu_F = M_H = 100 \text{ GeV}$$

gewählt, und als Parton-Verteilungsfunktion wurde CTEQ5L genommen. Es wurden alle Cuts ausgeschaltet.

A.2 Parameter und Cuts für die Interferenzanalyse

Die Higgs-Masse wurde auf $M_H = 120$ GeV gesetzt. Die Massen der Eichbosonen wurden zu $M_Z = 91.1875$ GeV, und $M_W = 80.450$ GeV gewählt. Als Parameter wurde $\alpha = 1/137.0359895$ und $G_F = 1.130064935 \cdot 10^{-5}$ GeV^{-2} eingestellt. Die Breiten der Eichbosonen wurden zu $\Gamma_W = 2.099$ GeV und $\Gamma_Z = 2.510$ GeV gewählt. Die Renormierungs- und Faktorisierungsskala wurde auf die Higgs-Masse gesetzt, und als PDF wurde CTEQ6L1 gewählt.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich zuallererst bei Professor Dieter Zeppenfeld für die Vergabe dieses Themas, und seine gute Betreuung bedanken. Ich habe im letzten Jahr viel gelernt, nicht nur über die Physik, sondern auch darüber ein Physiker zu sein.

Auch bedanke ich mich sehr herzlich bei Professor Matthias Steinhauser für seine Bereitschaft das Koreferat zu übernehmen.

Ein ganz besonderer Dank geht an Vera Hankele, deren Freundschaft mir während meines Studiums viel bedeuted und geholfen hat. Während der Diplomarbeit hat sie mir bei tausend kleinen Fragen weiter geholfen, und nicht zuletzt die, in meinem Falle, besonders undankbare Aufgabe des Korrekturlesens übernommen.

Grossen Dank auch an Gunnar Klämke, der für alle meine Fragen, selbst für die dummen, immer viel Zeit und Geduld hatte. Vielen Dank auch für die guten und zielsicheren Anmerkungen zu den ersten Versionen dieser Arbeit.

Ich danke Barbara Jäger und Stefan Gieseke dafür, dass ich bei ihnen stets Rat, und Antworten auf meine Fragen bekommen konnte.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen Mitgliedern des Instituts für die äusserst angenehme und freundliche Atmosphäre bei uns. Ich habe es stets als Privileg empfunden in so netter Umgebung arbeiten zu können, und mich am Institut immer wohl gefühlt.

Zum Schluss möchte ich mich bei meiner Freundin für ihre Unterstützung während meines Studiums bedanken. Bei ihr habe ich immer den Rückhalt und Ausgleich gefunden den ich brauchte. Sie hat mein leben bereichert und mich wirklich glücklich gemacht. Danke.

Literaturverzeichnis

[1] K. Hagiwara and D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. B **313** (1989) 560.

[2] Review of Particle Physics, *Physics Letters* **B**, (2004)

[3] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264 (1967);
A. Salam, p. 367 *Elementary Particle Theory*, Almquist and Wiksells, Stockholm 1969);
S.L. Glashow, J. Illiopoulos, L. Maiani, *Phys Rev.* **D2**, 1285 (1970);

[4] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields*, Cambridge University Press

[5] F. Mandl, G. Shaw, *Quantenfeldtheorie*, Aula Verlag

[6] M. Peskin, D.V. Schroeder, *Introduction to Quantum Field Theory*, Westview

[7] G. C. Wick, *Phys. Rev.* **80** 268 (1950)

[8] D. Zeppenfeld, in *Proc. of the APS/DPF/DPB Summer Study on the Future of Particle Physics (Snowmass 2001)* ed. N. Graf, eConf **C010630** (2001) P123 [arXiv:hep-ph/0203123].

[9] M. Spira, Fortsch. Phys. **46** (1998) 203 [arXiv:hep-ph/9705337].

[10] H. M. Georgi, S. L. Glashow, M. E. Machacek and D. V. Nanopoulos, Phys. Rev. Lett. **40** (1978) 692.

[11] G. Altarelli, B. Mele and F. Pitolli, Nucl. Phys. B **287** (1987) 205.

[12] R. N. Cahn and S. Dawson, Phys. Lett. B **136** (1984) 196 [Erratum-ibid. B **138** (1984) 464].

[13] R. K. Ellis, W. J. Stirling and B. R. Webber, Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. **8**, 1 (1996).

[14] T. Stelzer and W. F. Long, Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 357 [arXiv:hep-ph/9401258].

[15] D. Zeppenfeld, R. Kinnunen, A. Nikitenko and E. Richter-Was, Phys. Rev. D **62** (2000) 013009 [arXiv:hep-ph/0002036].

[16] M. Duhrssen, S. Heinemeyer, H. Logan, D. Rainwater, G. Weiglein and D. Zeppenfeld, arXiv:hep-ph/0407190.

[17] V. Del Duca, W. Kilgore, C. Oleari, C. Schmidt and D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. B **616** (2001) 367 [arXiv:hep-ph/0108030].

[18] S. Eidelman *et al.* [Particle Data Group], Phys. Lett. B **592** (2004) 1.

[19] T. Figy, C. Oleari and D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **135** (2004) 9 [arXiv:hep-ph/0407066].