Simulation von Partonschauern bei Higgs-Produktion durch Gluonfusion

Ken B. Arnold

Diplomarbeit
Juni 2009

Institut für Theoretische Physik

Universität Karlsruhe (TH)
Forschungsuniversität • gegründet 1825

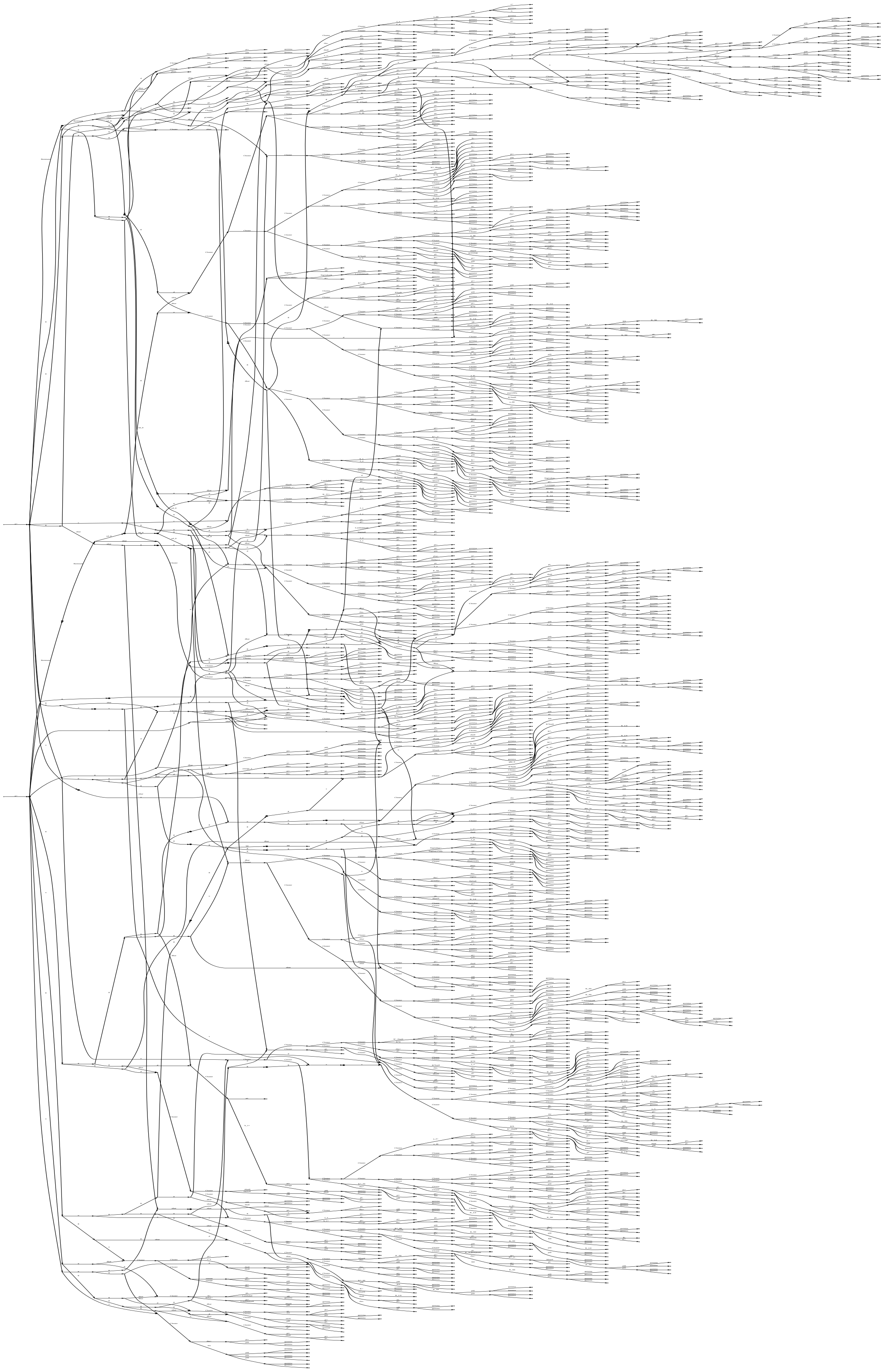
Referent: Prof. Dr. D. Zeppenfeld
Korreferent: Prof. Dr. M. Steinhauser

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Ken Arnold
Karlsruhe, den 29. Juni 2009

Als Diplomarbeit anerkannt.

Prof. Dr. Dieter Zeppenfeld
Karlsruhe, den 29. Juni 2009



Gegenüberliegende Seite: Die Simulation eines $gg \to ggh$-Ereignisses mit dem Ereignisgenerator Herwig++. Jede Linie repräsentiert ein Teilchen, das fundamental oder zusammengesetzt sein kann.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Mein Kind, es sind allhier die Dinge,
Gleichwohl ob große, ob geringe,
Im wesentlichen so verpackt,
daß man sie nicht wie Nüsse knackt.

Wilhelm Busch,
Schein und Sein

Seit der Antike versuchen Menschen durch Beobachtung der Natur Erkenntnisse zu erlangen, die es ermöglichen, eine Vorhersage für das Eintreten von Ereignissen treffen zu können. Im Lauf der Zeit veränderten sich Fragestellungen, Methodik und Motivation hierfür, doch spätestens mit dem Beginn der Suche nach Gesetzmäßigkeiten, welche mathematisch zugänglich sind, wurde die Physik als die grundlegendste aller Naturwissenschaften geboren.

Schon im antiken Griechenland gab es anwendungsorientierte Wissenschaft, die sich z. B. auf die Beschreibung von Hebelgesetzen verstand, die zur Konstruktion von Kriegsmaschinerie genutzt wurden. Auch Meteorologie wurde damals schon betrieben. So schrieb Aristoteles sein Werk Meteorologica, in dem sich geowissenschaftliche Theorien finden. Doch neben dem praktischen Zweig der Physik existierte auch immer das, was heute als Grundlagenforschung bezeichnet werden würde: Der Versuch, wenige Grundprinzipien hinter der Empirie zu erkennen. Zwar ist dieser Zweig damals eher der Metaphysik zuzuschreiben, da die experimentellen Möglichkeiten längst nicht weit genug entwickelt waren, um beispielsweise die Atomhypothese anders als mit philosophischen Methoden zu verfolgen, dennoch ist die causa finalis die gleiche, die sich in der heutigen Suche nach einer ‚Weltformel' in der Elementarteilchenphysik findet.

Zur Weiterentwicklung der Wissenschaften wurden beständig Beobachtungsdaten gesammelt, doch physikalischer Fortschritt benötigt nicht ausschließlich solche als Basis. Das Entstehen wissenschaftlicher Modelle ist ein komplexer Prozess im Wechselspiel von Erfahrung, Vermutung und Einsicht, daher wird es auch durch gesellschaftliche Entwicklungen geprägt. So ist es nicht verwunderlich, dass von den ersten Grundlagen der Mechanik durch Archytas von Tarent bis zu ihrer einheitlichen Beschreibung durch Isaac Newton gut 2000 Jahre vergingen.

Durch die moderne Weltanschauung und Fortschritte in der wissenschaftlichen Methodik vollzog sich jedoch eine deutliche Steigerung der Rate an neuen Einsichten, die der Natur abgerungen werden konnten. Mit der Beschreibung der Elektrodynamik begann eine veränderte Wahrnehmung der Realität - der Feldbegriff wurde geboren. Dieser stellte sich als so ansprechend heraus, dass er immer weiter verfeinert wurde und letzten Endes, zusammen mit Informationen über die Geometrie der Raumzeit, in der Formulierung relativistischer Quantenfeldtheorien gipfelte. Auf dem Weg dorthin war es nötig, einen wichtigen Baustein des klassischen physikalischen Weltbildes, den des Determinismus der Naturgesetze, über Bord zu werfen.

Heute steht die Welt der Physik an einem Scheideweg. In einem Tunnel tief unter der Erdoberfläche wird am Europäischen Kernforschungszentrum (CERN) am bisher größten wissenschaftlichen Projekt der Menschheit, dem Large Hadron Collider (LHC), gearbeitet, um Informationen über den Ursprung der Ruheenergie von Elementarteilchen zu erhalten und eventuell weitere grundlegende Einsichten in die Beziehungen zwischen den kleinsten Bausteinen des Universums zu erhalten.

Zwar war noch zu keinem Zeitpunkt die Beschreibung der Naturgesetze so umfassend, wie sie es heute ist, aber ebenso haben noch niemals in der Geschichte aus der Beobachtung der Natur gewonnene Daten derart zur Weiterentwicklung gefehlt. Hinzu kommt der enorme technische, personelle und finanzielle Aufwand der betrieben werden muss, um sie zu erlangen. Die rasanten theoretischen Fortschritte liefern eine Vielzahl möglicher Szenarien, die darauf warten, sich ihrer Überprüfung zu stellen. Wo früher jedoch für teilchenphysikalische Experimente ein Tisch ausreichend war, nehmen heute die Detektoren, die für den LHC am CERN gebaut wurden, dagegen geradezu riesige Ausmaße an. Doch nach unserem Kenntnisstand reichen selbst die dort zur Verfügung stehenden Energien nur in den optimistischsten Modellen mit zusätzlichen Dimensionen und niedriger Planck-Skala aus, um Daten zu produzieren, die die Deduktion einer einheitlichen Naturbeschreibung zulassen.

Mit hoher Wahrscheinlichkeit wird der LHC jedoch bei weitem nicht ausreichend sein, um endgültige Antworten auf bestehende Fragen zu liefern. Gerade deswegen ist es umso wichtiger, so viele Informationen wie möglich aus den zur Verfügung stehenden Experimenten zu erhalten. Um die so sehr ersehnten Daten korrekt interpretieren zu können, muss eine besonders sorgsame Vorhersage für die eintretenden Reaktionen geliefert werden. Einen kleinen Teil hierzu soll diese Diplomarbeit liefern.

Zunächst werden dazu grundlegende Sachverhalte erörtert, die dem Leser eine Einsicht in das Standardmodell der Teilchenphysik vermitteln und beschreiben sollen, wie die untersuchten Prozesse zum physikalischen Erkenntnisgewinn beitragen können. Danach werden Methoden erläutert, die zur Berechnung der eintretenden Teilchenproduktion verwendet wurden, bevor zuletzt die Analyse der Ergebnisse im Vordergrund steht.

Kapitel 1

Grundlagen

1.1 Standardmodell und Higgsmechanismus

Die Wahrheit und Einfachheit der
Natur sind immer die letzten
Grundlagen einer bedeutenden Kunst.

Paul Ernst,
Der Weg zur Form

Das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik, entwickelt im letzten Jahrhundert, ist eine der bedeutendsten physikalischen Theorien. Es handelt sich dabei um ein Konglomerat zweier relativistischer Quantenfeldtheorien, der Quantenchromodynamik (QCD) und der elektroschwachen Theorie. Beide gehören zu den sogenannten Eichtheorien, deren prinzipielle Konstruktionsweise nun im Folgenden kurz skizziert werden soll, bevor auf Symmetriebrechung und zuletzt auf den Nachweis des bis heute unentdeckten Higgs-Bosons eingegangen wird.

1.1.1 Eichtheorie

Herrscht in einer Theorie mit Materiefeldern ϕ_i in der Lagrangedichte $\mathcal{L}$ eine kontinuierliche globale Symmetrie, so bedeutet das, dass die beschriebenen Phänomene unter einer Transformation der Felder

$$\begin{aligned} \phi_i(x) \quad \rightarrow \quad \phi'_j(x) &= U_i{}^j \phi_j(x) \\ &= [\exp(i\tilde{g}\theta^a T^a)]_i{}^j \phi_j(x), \end{aligned} \tag{1.1}$$

invariant sind. Die Elemente U der zu Grunde liegenden Lie-Gruppe $\mathcal{G}$ sind hierbei vom Raumzeitpunkt x unabhängig. T^a sind die Generatoren von $\mathcal{G}$, θ^a dienen zur Parametrisierung der Transformation und der Faktor $\tilde{g}$ wurde für spätere Zwecke ausgeklammert.

Physikalisch betrachtet gibt es keinen Grund, wieso sich die Symmetrie darauf beschränken sollte, global zu sein. Zumindest für kausal getrennte Punkte ist klar ersichtlich, dass die Symmetrie auch für unterschiedliche Gruppenelemente gelten sollte. Durch die Forderung, dass für jeden Raumzeitpunkt x eine Transformation

$$\begin{aligned} \phi_i(x) \quad \rightarrow \quad \phi'_j(x) &= U_i{}^j(x)\phi_j(x) \\ &= [\exp(i\theta^a(x)T^a)]_i{}^j\phi_j(x), \end{aligned} \tag{1.2}$$

gelte, unter der die Lagrangedichte $\mathcal{L}$ invariant ist, führt zwingend zur Einführung neuer Felder C^a_μ, deren Transformationseigenschaften den Term, der durch die Ableitung der Parameter $\theta^a(x)$ zustande kommt und die Invarianz der Lagrangedichte verletzen würde, verschwinden lassen. Diese sogenannten Eichfelder werden durch die Ersetzung

$$\partial_\mu \quad \rightarrow \quad D_\mu = \partial_\mu - i\tilde{g}C^a_\mu T^a \tag{1.3}$$

in die Lagrangedichte eingebaut. Gilt für die Eichfelder unter Anwendung von (1.2) nun gleichzeitig

$$C^a_\mu(x)T^a \quad \rightarrow \quad \frac{i}{\tilde{g}}U(x)\partial_\mu U^{-1}(x) + U(x)C^a_\mu T^a U^{-1}(x), \tag{1.4}$$

so verändert sich die Lagrangedichte nicht. Die in (1.3) definierte Größe D_μ nennt man kovariante Ableitung und die Transformationen (1.2) und (1.4) heißen zusammen Eichtransformationen.

Um eine vollständige eichinvariante Lagrangedichte zu formulieren, benötigt man außer der Lagrangedichte der Materiefelder, in der die einfachen partiellen Ableitungen ∂_μ durch kovariante Ableitungen D_μ nach (1.3) ersetzt wurden, noch einen kinetischen Teil des Eichfeldes. Dieser muss selbstverständlich ebenfalls unter Eichtransformationen invariant sein. Es zeigt sich, dass der gesuchte Term mit Hilfe des Feldstärketensors

$$F^a_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu C^a_\nu(x) - \partial_\nu C^a_\mu(x) - gf_{abc}C^b_\mu(x)C^c_\nu(x) \tag{1.5}$$

zu

$$\mathcal{L}_{kin,Eich} = -\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{a\mu\nu} \tag{1.6}$$

konstruiert werden kann. f_{abc} sind die Strukturkonstanten der zu $\mathcal{G}$ gehörigen Lie-Algebra. Man unterscheidet *abelsche* und *nicht-abelsche* Eichtheorien nach den Eigenschaften der Symmetriegruppe $\mathcal{G}$. In nicht-abelschen Theorien gilt für mindestens eine Strukturkonstante $f_{abc} \neq 0$.

1.1.2 Symmetriebrechung im Standardmodell

Die GWS-Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung, benannt nach Glashow, Weinberg und Salam, die die Theorie erstmals formulierten, beschreibt die Wechselwirkungen mittels zweier Eichfelder, die aufgrund postulierter $U(1)_Y$- und $SU(2)_L$-Eichsymmetrien der Lagrangedichte eingeführt werden [1–3].

Explizite Massenterme der Eichfelder in Form von

$$m^2 C^a_\mu C^{a\mu}, \tag{1.7}$$

mit konstanter Masse m werden in Eichtheorien allerdings verboten, da ihre Transformation mittels (1.4) Terme generiert, die nicht kompensiert werden können und sie somit nicht invariant unter Eichsymmetrien sind. Dies widerspricht den beobachteten, schweren W- und Z-Feldern auf den ersten Blick. Allerdings gibt es die Möglichkeit, dass die Lagrangedichte zwar die Symmetrie respektiert, der realisierte Grundzustand jedoch nicht. Die Menge aller möglichen Zustände geringster Energie muss allerdings symmetrisch sein, da sonst auch die Lagrangedichte die betreffende Symmetrie nicht aufweisen würde. Erst die Wahl eines der Zustände bricht die Symmetrie.

Da unser Vakuum als Grundzustand der resultierenden Eichtheorie diese Symmetrie also nicht besitzt, ist es für ein valides Modell nötig, die $U(1)_Y \times SU(2)_L$-Symmetrie der Lagrangedichte zu brechen. Hierfür gibt es prinzipiell verschiedene Möglichkeiten, doch die der spontanen Brechung erscheint gegenüber den anderen aufgrund ihrer Einfachheit überlegen. Im Standardmodell wird hierzu ad hoc das sogenannte Higgs-Feld

$$\mathbf{\Phi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \chi_2(x) + i\chi_1(x) \\ v + H(x) - i\chi_3(x) \end{pmatrix} \tag{1.8}$$

eingeführt, dessen Potentialterm in der Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \frac{\lambda}{2} (\Phi^\dagger \Phi)^2 \tag{1.9}$$

mit der kovarianten Ableitung

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{i}{2} g' B_\mu - \frac{i}{2} g \tau^a A^a_\mu, \tag{1.10}$$

den $SU(2)_L$- und $U(1)_Y$-Eichfeldern A^a_μ beziehungsweise B_μ und a als Gruppenindex der adjungierten Darstellung der $SU(2)$, so gestaltet ist, dass es im Grundzustand $\frac{1}{\sqrt{2}}\binom{0}{v}$ als Vakuumerwartungswert besitzt. Dieser bricht die Eichsymmetrie, ist jedoch unter einer Untergruppe $U(1)_{EM}$ der ursprünglich vorhandenen Symmetrie invariant.

Die Eichfelder besitzen einen Anteil, der für die Invarianz der Lagrangedichte unter lokalen $U(1)_{EM}$-Transformationen verantwortlich ist. Diesem entspricht das wohlbekannte Maxwell-Feld A_μ mit den Photonen als seinen Quanten. Die von A_μ linear unabhängigen Anteile der Eichfelder lassen sich zu $U(1)_{EM}$-geladenen und -ungeladenen Feldern linear kombinieren.

Der eichkinetische Term des skalaren Feldes

$$(D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi \tag{1.11}$$

führt wegen des nichtverschwindenden Vakuumerwartungswertes zu einer zwingend positiven Masse der Eichfelder des gebrochenen Anteils der Symmetrie. Diese Art der Massenerzeugung bezeichnet man nach ihrem Entdecker Peter Higgs als den *Higgs-Mechanismus*. Der neue Massenterm wird zu

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{m,Eich} &= \left| -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} g' B_\mu + g A^3_\mu & g A^1_\mu - i g A^2_\mu \\ g A^1_\mu + i g A^2_\mu & g' B_\mu - g A^3_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= g^2 \frac{v^2}{8} \left[(A^1_\mu)^2 + (A^2_\mu)^2 \right] + \frac{v^2}{8} (g' B_\mu - g A^3_\mu)^2 \end{aligned} \tag{1.12}$$

generiert. Zu sehen ist, dass die Kombinationen $A^1_\mu \pm iA^2_\mu$ und $g'B_\mu - gA^3_\mu$ massiv werden. Die neuen Linearkombinationen der Felder

$$W^+_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(A^1_\mu - iA^2_\mu) \tag{1.13}$$

$$W^-_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(A^1_\mu + iA^2_\mu) \tag{1.14}$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}} \begin{pmatrix} gA^3_\mu - g'B_\mu \\ gA^3_\mu + g'B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^3_\mu \\ B_\mu \end{pmatrix} \tag{1.15}$$

lassen sich mit Hilfe des *Weinberg-Winkels* θ_W ausdrücken. Durch ihn lassen sich Relationen zwischen den W- und Z-Massen herleiten, die experimentell verifiziert wurden. Das vierte Feld A_μ bleibt, wie zuvor schon erwähnt, masselos, da es dem ungebrochenen Teil $U(1)_{EM}$ der Symmetrie entspricht.

Anders als bei der Brechung einer globalen Symmetrie, die das Auftreten von neuen masselosen Moden, den *Goldstone-Bosonen*, erzwingen (wie z. B. den Spinwellen beim Ferromagnetismus), gibt es bei der Brechung einer Eichsymmetrie keine neuen Goldstone-Teilchen [4]. Die Freiheitsgrade können stattdessen in neue Polarisationsmöglichkeiten massiv gewordener Eichfelder absorbiert werden. Bei der elektroschwachen Symmetriebrechung z. B. erhalten die Eichbosonen zusätzlich die Möglichkeit der longitudinalen Polarisation.

Die Felder $\chi_k(x)$ in (1.8) lassen sich durch geschickte Wahl der Eichung zu Null setzen (unitäre Eichung). Sie entsprechen also unphysikalischen Moden der Theorie. Es verbleibt lediglich das skalare Feld $\Psi(x)$. Sein Quant ist das Higgs-Boson, der letzte Baustein des Standardmodells, dessen Entdeckung bis heute ausblieb. Es nachzuweisen ist eine der Aufgaben, die der LHC erfüllen soll, auf dessen erneute Inbetriebnahme derzeit Teilchenphysiker der ganzen Welt gespannt warten.

1.1.3 Produktion und Nachweis von SM-Higgs am LHC

Da die Eigenschaft der Ruhemasse im SM durch Kopplung an das Higgs-Feld entsteht, werden zur Erzeugung von Higgs-Bosonen stets sehr massereiche Teilchen benötigt. Die wichtigsten Produktionsmechanismen von Higgs-Bosonen an Hadron-Collidern sind die folgenden:

- Gluonfusion

- Fusion von W- und Z-Bosonen (WBF)

- Higgs-Strahlung (von schweren Vektorbosonen)

- Assoziierte Produktion (mit $t\bar{t}$-Paaren)

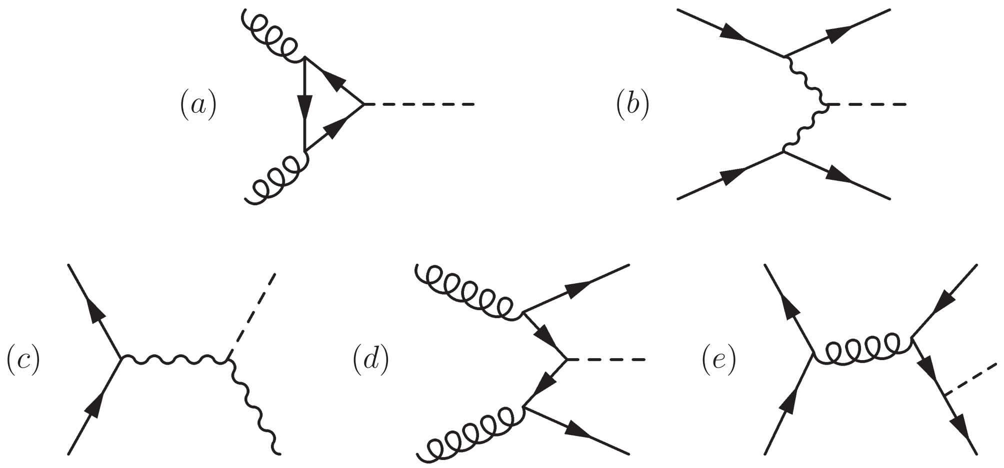


Abbildung 1.1: Higgs-Produktionsmechanismen: (a): Gluonfusion (b): Fusion schwerer Eichbosonen (c): Higgs-Strahlung (d): Gluoninduzierte Produktion in Assoziation mit Top-Quarks (e): Quarkinduzierte Produktion in Assoziation mit Top-Quarks

Die zugehörigen Feynmandiagramme sind in Abbildung 1.1 skizziert.

Gluonfusion führt über eine Top-Schleife zur Higgs-Erzeugung und liefert für weite Bereiche der Higgs-Masse den größten Wirkungsquerschnitt. Erst bei sehr hohen Higgs-Massen nähert er sich dem der Fusion schwacher Eichbosonen. Dennoch ist der Gluonfusionsprozess aufgrund starker Hintergrundaktivität nicht der zum Nachweis favorisierte Produktionskanal. Die Azimuthalwinkeldifferenz der führenden Jets bietet in Gluonfusionsereignissen jedoch die Möglichkeit, die $\mathcal{CP}$-Eigenschaften des Higgs-Bosons zu untersuchen und hierdurch möglicherweise Physik jenseits des Standardmodells zu entdecken (siehe [5, 6]).

Der WBF-Prozess liefert den zweitgrößten Wirkungsquerschnitt für das SM-Higgs der oben aufgeführten Prozesse. Es findet in führender Ordnung kein Gluonaustausch zwischen den externen Fermionlinien statt, was zu einer Unterdrückung von Abstrahlung in den Bereich zwischen den Signaljets führt. Die Higgs-Zerfallsprodukte liegen allerdings gerade dort. Diese Eigenschaften führen zu einer sehr guten Reduktion von Hintergründen, weswegen WBF-Prozesse zumeist als sehr vielversprechend gehandelt werden, wenn es um Higgs-Nachweis am LHC geht [7]. Es muss jedoch erwähnt werden, dass die Produktion des $\mathcal{CP}$-ungeraden Higgs A^0, wie es zum Beispiel von der minimal supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells vorhergesagt wird, auf Baumgraphniveau nicht möglich ist. Aufgrund von $\mathcal{CP}$-Erhaltung existiert keine direkte Kopplung [8]. Sollte es existieren, so wird sein Wirkungsquerschnitt in WBF daher stark unterdrückt sein.

Higgs-Strahlung findet durch die Vernichtung von $q\bar{q}$-Paaren statt. Sie besitzt den drittgrößten Wirkungsquerschnitt für Higgs-Massen $m_h \lessapprox 350\,\mathrm{GeV}$.

Assoziierte Produktion liefert einen recht kleinen Wirkungsquerschnitt. Der Prozess besitzt als typische Signatur jedoch vier b-Jets zusammen mit zwei W-Bosonen. Die Signifikanz des Kanals hängt damit stark von der korrekten Identifi-

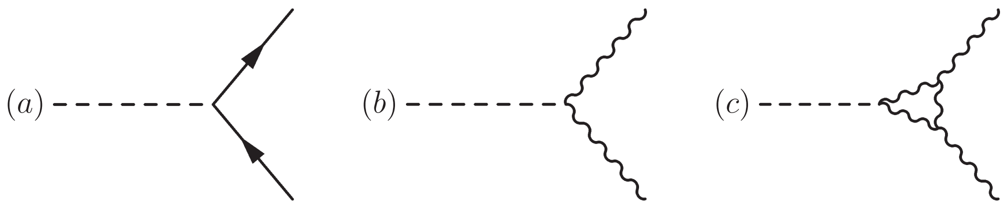


Abbildung 1.2: Higgs-Zerfallsmechanismen: (a): Fermionischer Zerfall; (b): Zerfall in schwere Eichbosonen; (c): Schleifeninduzierter Zerfall, der zusätzlich auch über eine Fermionschleife geschehen kann

kation der b-Jets ab (b-*tagging*). Der Kanal bietet auch die Möglichkeit der Messung der $ht\bar{t}$-Yukawa-Kopplung.

Die Higgs-Zerfallskanäle sollen hier lediglich der Vollständigkeit halber kurz aufgeführt werden. Es gibt drei unterschiedliche Klassen von Zerfällen:

- Zerfall in Fermionen
- Zerfall in schwere Eichbosonen
- Schleifeninduzierte Zerfälle

Für niedrige Higgs-Massen $m_h \lessapprox 130\,\mathrm{GeV}$ ist $h \to b\bar{b}$ der dominante Zerfallskanal, für Massen $m_h \gtrapprox 140\,\mathrm{GeV}$ ist es $h \to W^+W^-$. Der schleifeninduzierte Zerfall $h \to \gamma\gamma$ ist sehr stark unterdrückt. Sein Verzweigungsverhältnis beträgt $\approx 10^{-3}$ für Higgsmassen unter 140 GeV und fällt dann aufgrund der sich öffnenden Zerfallskanäle in schwere Eichbosonen stark ab. Nichtsdestotrotz handelt es sich um einen für die Gluonfusionskanäle wichtigen Endzustand, da er die h-Identifikation bei niederen Higgs-Massen erlaubt, bei denen die QCD-Hintergründe die Signatur des Zerfalls in b-Quarks überdecken. Auch in anderen Produktionskanälen bietet der Zerfall in zwei Photonen ein klares Signal und ermöglicht die Entdeckung eines Higgs im niedrigen Massenbereich [9].

1.2 Quantenchromodynamik und Farbflüsse

Vielfalt, die nicht auf Einheit zurückgeht, ist Wirrwarr.

Blaise Pascal,
Pensées XIV

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist eine nicht-abelsche Eichtheorie, die die starke Wechselwirkung beschreibt. Die zugrundeliegende Eichgruppe ist die $SU(3)_C$, wobei der Index C für Farbe (*color*), wie die wechselwirkende starke Ladung bezeichnet wird, steht.

Historisch gesehen wurde zunächst entdeckt, dass Hadronen gebundene Zustände darstellen. Die fermionischen Konstituenten wurden als *Quarks* bezeichnet, von

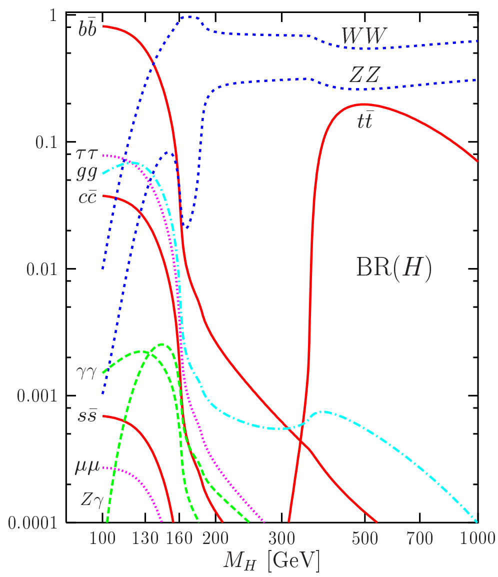


Abbildung 1.3: Verzweigungsverhältnisse des Zerfalls des Higgs-Bosons im SM (aus [7]). Je nach Higgs-Masse dominieren entweder Zerfälle in b-Quarks oder schwache Eichbosonen.

denen es drei verschiedene Sorten (*Flavors*) u, d und s, geben sollte, um das bekannte Hadronspektrum zu erklären. Mesonen sollen aus zwei, Baryonen aus drei Quarks bestehen. Die Erzeugung des Δ^{++}-Teilchens, eines Baryons mit Spin $3/2$ und elektrischer Ladung $+2$, stellte die Theoretiker jedoch vor ein Problem: Wendete man das Quarkmodell auf seine Konstituenten an, so stellte man fest, dass es aus drei Quarks des gleichen Flavors bestand, deren Eigendrehimpulse parallel zueinander standen. Die entstehende Wellenfunktion wäre vollständig symmetrisch unter Vertauschung der Quarks gewesen, was sich nicht mit dem Pauli-Prinzip vereinbaren ließ. Es wurde vorgeschlagen, den neuen Freiheitsgrad Farbe einzuführen, um das Problem zu lösen. Die Δ^{++}-Farbwellenfunktion sollte unter Vertauschungen der Konstituentenquarks total antisymmetrisch sein. Später wurde der Farbfreiheitsgrad mit der starken Wechselwirkung, die für die Bindung der Quarks in Mesonen und Baryonen verantwortlich ist, in Verbindung gebracht.

Heute sind sechs verschiedene Quarkflavors bekannt, deren linkshändige Anteile in $SU(2)_L$-Dubletts folgendermaßen angeordnet werden:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \tag{1.16}$$

Die Abkürzungen stehen hierbei für *up*, *down*, *charm*, *strange*, *top* (manchmal auch als *truth* bezeichnet) sowie *bottom* (manchmal auch als *beauty* bezeichnet). Die rechtshändigen Anteile sind $SU(2)_L$-Singuletts. Von jedem Quarkflavor existiert ein $SU(3)_C$-Triplett in der fundamentalen Darstellung, deswegen trägt ein Quarkfeld stets zwei Indices, von dem jedoch nur der Farbindex für die starke Wechselwirkung verantwortlich ist. Daher können die Quarks in der QCD dargestellt werden als

$$\begin{pmatrix} u^1 & u^2 & u^3 \\ d^1 & d^2 & d^3 \\ s^1 & s^2 & s^3 \\ c^1 & c^2 & c^3 \\ b^1 & b^2 & b^3 \\ t^1 & t^2 & t^3 \end{pmatrix}, \tag{1.17}$$

mit 1, 2 und 3 als Farbindex. Das Eichfeld der QCD ist das Gluonfeld. Die Eigenschaft der $SU(3)_C$-Generatoren, nicht zu kommutieren, ist dafür verantwortlich, dass Gluonen selbst einen Farbindex tragen. Durch den nichtabelschen Term im Feldstärketensor (1.5) existiert auch eine Kopplung der Gluonen untereinander.

Beobachtbare Bindungszustände aus Quarks sind immer Farbsinguletts. Dieses *color confinement* lässt sich nicht analytisch aus der QCD-Lagrangedichte herleiten. Das Problem wurde jedoch mit Methoden der Gittereichtheorie, die die approximative Berechnung der QCD auf einer diskretisierten Raumzeit zulässt, bearbeitet [10]. Intuitiv lässt sich die Farblosigkeit von Hadronen durch die Eigenschaft des starken Feldes, selbst Farbe zu tragen, verstehen.

Die Kopplungskonstante der QCD ist zu groß, um bei Energien, wie sie bei hadronischen Zuständen auftreten, eine Störungsreihe zuzulassen. Erst durch die Eigenschaft der asymptotischen Freiheit wird die Entwicklung in der Kopplungskonstanten, wie von der QED bekannt, möglich: Die aus den Renormierungsgruppengleichungen gewonnene β-Funktion in Einschleifen-Näherung,

$$\beta(g) = -\frac{g^3}{16\pi^2}\left(11 - \frac{2}{3}N_f\right) \tag{1.18}$$

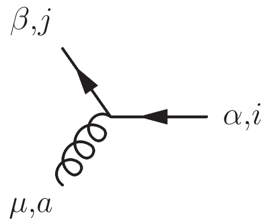
die die Energieabhängigkeit der Kopplungskonstante beschreibt, ist für die beobachtete Anzahl an Quarkflavors $N_f = 6$ negativ. Das bedeutet, dass die Kopplung für hohe Energien abnimmt und dort damit die Entwicklung in eine Störungsreihe zulässig wird. Perturbative QCD ist für Energien oberhalb von etwa 1 GeV möglich. Hier beträgt die Kopplung $\alpha_S(Q) \approx 0{,}4$.

Nicht-abelsche Eichtheorien sind die einzigen Feldtheorien, die asymptotisch frei sein können [11].

1.2.1 Farbflüsse

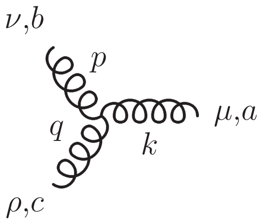
Die Feynmanregeln der Quantenchromodynamik können aus der Lagrangedichte des Standardmodells hergeleitet werden. Es ergeben sich folgende Regeln:

- Vertices
  - qqg-Vertex



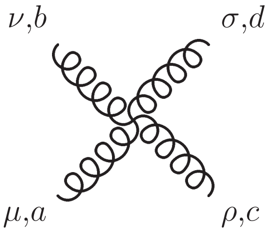
$$= -ig\,(T^a)_{ji}\,[\gamma_\mu]_{\beta\alpha} \tag{1.19}$$

  - ggg-Vertex



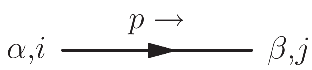
$$= -g\,f^{abc}[g^{\mu\nu}(k-p)^\rho + g^{\nu\rho}(p-q)^\mu + g^{\rho\mu}(q-k)^\nu] \tag{1.20}$$

  - $gggg$-Vertex



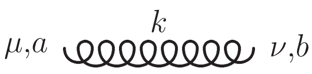
$$\begin{aligned} = -ig^2\,[&f^{abe}f^{cde}(g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma} - g^{\mu\sigma}g^{\nu\rho}) \\ &+f^{ace}f^{bde}(g^{\mu\nu}g^{\rho\sigma} - g^{\mu\sigma}g^{\nu\rho}) \\ &+f^{ade}f^{bce}(g^{\mu\nu}g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma})] \end{aligned} \tag{1.21}$$

- Propagatoren
  - Fermion-Propagator



$$= i\delta_{ij}\left[\frac{\not{p}+m}{p^2-m^2}\right]_{\beta\alpha} \tag{1.22}$$

  - Gluon-Propagator



$$= \frac{-i}{k^2}\delta^{ab}\left[g^{\mu\nu} - (1-\xi)\frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right], \tag{1.23}$$

wobei die Indices i, $j \in \{1,\ldots,N\}$ (aus der Fundamentaldarstellung) sowie a, $b \in \{1,\ldots,N^2-1\}$ (aus der adjungierten Darstellung) sind und bei den Vertices alle Impulse einlaufend notiert sind. ξ dient zur Fixierung der Eichfreiheitsgrade.

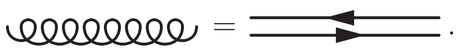
Für die Generierung von Schauern aus einem Prozess auf Partonniveau ist es nötig, den Farbfluss durch das zugehörige Feynman-Diagramm anzugeben. Dies geschieht, indem Gluonen zwei Farbindices zugeordnet werden, gerechtfertigt durch die Feynman-Regeln und die Identität [12]

$$\sum_{a=1}^{N^2-1}(T^a)_{ij}(T^a)_{kl} = \frac{1}{2}\left(\delta_{il}\delta_{kj} - \frac{1}{N_c}\delta_{ij}\delta_{kl}\right). \tag{1.24}$$

Dabei wurde die Normierung so gewählt, dass

$$\left[T^a,T^b\right] = if^{abc}T^c \qquad\qquad \mathrm{tr}\left(T^aT^b\right) = \frac{1}{2}\delta^{ab} \tag{1.25}$$

gilt. An (1.24) ist zu erkennen, wie die Wechselwirkung zweier Quarks durch Gluonaustausch auf Farbniveau stattfindet. Die Farbfaktoren, die durch ffg-Vertices ins Spiel kommen, sorgen für eine Verbindung der Indices i, l und k, j, die jeweils verschiedenen Fermionlinien entspringen.
Die Subtraktion des mit $\frac{1}{N}$ unterdrückten hinteren Teils lässt sich physikalisch verstehen durch die Notwendigkeit, Farbsingulettwechselwirkungen, wie sie durch den vorderen Teil zustande kommen, auszuschließen [13]. Dieser Term wird im *large N_c limit* [14] vernachlässigt. Diagrammatisch bedeutet das die Zuordnung



(1.26)

Diese Näherung wird später bei der Festlegung der Farbflüsse als Ausgangszustände für die Partonschauersimulation genutzt werden.

Im Allgemeinen gibt es mehr als einen möglichen Farbfluss für ein gegebenes Feynman-Diagramm, was den verschiedenen Möglichkeiten entspricht, die Indices in (1.24) an den Vertices (1.20) und (1.21) mit anderen Gluonlinien zu kontrahieren. Stehen mehrere Farbflüsse bei einem Prozess mit gleichen Anfangs- und Endzuständen zur Verfügung, so müssen diese bei der Auswahl eines Anfangszustandes für einen Partonschauer als separate Subprozesse betrachtet werden.

1.3 Higgs-Physik jenseits des Standardmodells

Die Wahrheit kann warten: denn sie hat ein langes Leben vor sich.

Arthur Schopenhauer,
Über den Willen in der Natur

Das Standardmodell leidet unter dem Hierarchieproblem [15]. Die Higgs-Masse erhält große Korrekturen durch Fermionschleifen. Hieraus entsteht der Zwang zur

Feinabstimmung von Parametern um die elektroschwache Skala unterhalb einer Skala zu halten, bei der neue Physik jenseits des Standardmodells auftritt.

In supersymmetrischen (SUSY) Theorien werden diese durch Schleifendiagramme mit den zugehörigen Superpartnern teilweise aufgehoben und es ist somit möglich, das Higgs-Boson auf natürliche Weise relativ leicht zu belassen.

Es gibt auch andere Modelle mit niedriger elektroschwacher Skala, wie zum Beispiel Technicolor-Modelle, die eine Symmetriebrechung ohne elementares Higgs-Feld ermöglichen. In solchen Modellen wird die elektroschwache Symmetrie durch ein Fermionkondensat gebrochen. Allerdings muss erwähnt werden, dass einfache Technicolor-Modelle [16,17] Probleme damit bereiten, sie mit der Abwesenheit von Flavor-verändernden neutralen Strömen (*flavor changing neutral currents*, FCNCs) in Einklang zu bringen. Auch widersprechen sie den durch Präzisionsmessungen gewonnenen Daten für die S- und T-Parameter [18].

1.3.1 Zwei-Higgs-Dublett-Erweiterung des Standardmodells

Das in Abschnitt 1.1.2 besprochene Higgs-Modell stellt lediglich die einfachste mögliche Variante einer elektroschwachen Symmetriebrechung durch ein elementares Hintergrundfeld dar. Da diese in der Natur nicht unbedingt realisiert sein muss, ist es zum besseren Verständnis und im Hinblick auf alternative Theorien sinnvoll, die nächstgrößere Erweiterung des SM mit zwei Higgs-Dubletts (2HDM) zu betrachten. Es ist gekennzeichnet durch die Abwesenheit von FCNCs und die Anwesenheit von neuen physikalischen Higgsmoden. Bezeichnet man die beiden Higgs-Dubletts als Φ_1 und Φ_2, so lässt sich durch sie das Potential ausdrücken als [19]:

$$\begin{aligned} V(\Phi_1,\Phi_2) = {} & \lambda_1\big(\Phi_1^\dagger\Phi_1 - \frac{1}{2}v_1^2\big)^2 + \lambda_2\big(\Phi_2^\dagger\Phi_2 - \frac{1}{2}v_2^2\big)^2 \\ & + \lambda_3\Big[\big(\Phi_1^\dagger\Phi_1 - \frac{1}{2}v_1^2\big) + \big(\Phi_2^\dagger\Phi_2 - \frac{1}{2}v_2^2\big)\Big]^2 \\ & + \lambda_4\Big[\big(\Phi_1^\dagger\Phi_1\big)\big(\Phi_2^\dagger\Phi_2\big) - \big(\Phi_1^\dagger\Phi_2\big)\big(\Phi_2^\dagger\Phi_1\big)\Big] \\ & + \lambda_5\Big[\mathrm{Re}\big(\Phi_1^\dagger\Phi_2\big) - \frac{1}{2}v_1v_2\cos\xi\Big]^2 \\ & + \lambda_6\Big[\mathrm{Im}\big(\Phi_1^\dagger\Phi_2\big) - \frac{1}{2}v_1v_2\sin\xi\Big]^2. \end{aligned} \tag{1.27}$$

Die Vakuumerwartungswerte sind, für reelle $\lambda_i > 0$ in (1.27),

$$\langle\Phi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\ v_1\end{pmatrix} \qquad \text{und} \qquad \langle\Phi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\ v_2 e^{i\xi}\end{pmatrix}. \tag{1.28}$$

Der in (1.27) auftretende Parameter ξ führt bei Nichtverschwinden zu einer $\mathcal{CP}$-Verletzung im Higgs-Sektor. Eine solche Phase soll im Folgenden allerdings nicht betrachtet werden. Die Vakuumerwartungswerte sind daher als reell anzusehen. Das Verhältnis

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v_1} \tag{1.29}$$

wird zur Parametrisierung der sich ergebenden Phänomenologie in Modellen von Typ I und II (siehe unten) genutzt.

Die Higgs-Dubletts lassen sich mit Hilfe ihrer Vakuumerwartungswerte und reellen Feldern H_i und χ_i schreiben als

$$\Phi_{1,2}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_{1,2}^{+} \\ v_{1,2} + H_{1,2}(x) + i\chi_{1,2}(x) \end{pmatrix} . \tag{1.30}$$

Wie im SM erhält man drei Goldstone-Bosonen, die für die zusätzlichen Freiheitsgrade der W- und Z-Bosonen sorgen. Im 2HDM sind zwei davon elektrisch geladen und eines neutral:

$$G^{\pm} = \phi_1^{\pm} \cos\beta + \phi_2^{\pm} \sin\beta, \tag{1.31}$$
$$G^{0} = \chi_1 \cos\beta + \chi_2 \sin\beta \tag{1.32}$$

Damit verbleiben fünf Freiheitsgrade für physikalische Higgs-Moden der Felder. Aus der Forderung, dass sie senkrecht auf den jeweils gleich geladenen Goldstone-Bosonen stehen, ergeben sich

$$H^{\pm} = -\phi_1^{\pm} \sin\beta + \phi_2^{\pm} \cos\beta \tag{1.33}$$

im geladenen Sektor,

$$H^{0} = H_1 \cos\alpha + H_2 \sin\alpha, \tag{1.34}$$
$$h^{0} = -H_1 \sin\alpha + H_2 \cos\alpha. \tag{1.35}$$

im reellen ungeladenen (und somit $\mathcal{CP}$-geraden) Sektor sowie

$$A^{0} = -\chi_1 \sin\beta + \chi_2 \cos\beta \tag{1.36}$$

im imaginären ungeladenen Sektor. A^0 ist eine weitere Besonderheit gegenüber dem SM-Higgs, da es $\mathcal{CP}$-ungerade ist.

Es existieren verschiedene Möglichkeiten, in Modellen mit zwei Higgs-Dubletts die Higgs-Fermion-Kopplungen zu konstruieren. Es werden hierbei drei verschiedene Modelltypen unterschieden:

- Typ I: Eines der Higgs-Dubletts koppelt sowohl an up- als auch an down-artige Quarks. Die Quarkkopplungen des anderen Higgsdubletts verschwinden.

- Typ II: Eines der Higgs-Dubletts koppelt lediglich an up-artige Quarks während das andere nur an down-artige Quarks koppelt.

- Typ III: Der allgemeine Fall ist der, dass beide Higgs-Dubletts sowohl an up- als auch an down-artige Quarks koppeln.

Lagrangedichten von Modellen des Typs III besitzen einen Quark-Yukawa-Anteil

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_Y = {} & \eta_{ij}^{U,0}\, \bar{Q}_{iL}^{0}\, \tilde{\Phi}_1\, U_{jR}^{0} \;+\; \eta_{ij}^{D,0}\, \bar{Q}_{iL}^{0}\, \Phi_1 D_{jR}^{0} \\ & + \xi_{ij}^{U,0}\, \bar{Q}_{iL}^{0}\, \tilde{\Phi}_2\, U_{jR}^{0} \;+\; \xi_{ij}^{D,0}\, \bar{Q}_{iL}^{0}\, \Phi_2\, D_{jR}^{0} \\ & + \eta_{ij}^{E,0}\, \bar{l}_{iL}^{0}\, \tilde{\Phi}_1\, E_{jR}^{0} \;+\; \xi_{ij}^{E,0}\, \bar{l}_{iL}^{0}\, \Phi_2\, E_{jR}^{0} + \text{h.c.} \end{aligned} \tag{1.37}$$

mit nicht diagonalen 3×3 Matrizen $\eta^{U,D}$ und $\xi^{U,D}$. D_R^0 sind die drei down-artigen $SU(2)_L$-Singulett Quarkfelder $D_R^0 = (d_R^0, s_R^0, b_R^0)^T$, U_R^0 die up-artigen $SU(2)_L$-Singulett Quarkfelder $U_R^0 = (u_R^0, c_R^0, t_R^0)^T$ und E_R^0 die drei geladenen Leptonen. Q_L^0 und l_L^0 sind die $SU(2)_L$-Dubletts, die linkshändige Quark- bzw. Leptonfelder beinhalten. Der Index 0 steht dafür, dass die Felder keine Masseneigenzustände sind und abkürzend wurde die Notation $\tilde{\Phi}_i = i\sigma_2 \Phi_i^*$ verwendet. Im Folgenden soll lediglich auf den Quarksektor genauer eingegangen werden.

Modelle vom Typ III besitzen eine globale $SO(2)$ Symmetrie unter der Transformation

$$\begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1' \\ \Phi_2' \end{pmatrix} \tag{1.38}$$

die es gestattet, die Vakuumerwartungswerte zu

$$\langle \Phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v\sqrt{2} \end{pmatrix} \qquad \text{und} \qquad \langle \Phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{1.39}$$

zu setzen, ohne den physikalischen Inhalt der Theorie zu verändern [20]. Der Parameter (1.29) ist aufgrund dieser Symmetrie phänomenologisch nicht relevant und wird durch (1.39) zu 0 gewählt.

Ein solches Modell beinhaltet im allgemeinen FCNCs auf Baumgraphniveau. Da diese bisher, mit Ausnahme von Neutrinooszillationen [21], nicht beobachtet wurden, wurde von Glashow und Weinberg [22] vorgeschlagen, die Theorie durch die Forderung nach Symmetrie unter

$$\Phi_1 \to \Phi_1 \qquad \Phi_2 \to -\Phi_2 \tag{1.40}$$

$$D_{jR} \to \mp D_{jR} \qquad U_{jR} \to -U_{jR} \tag{1.41}$$

einzuschränken, die die $SO(2)$-Symmetrie des Higgs-Sektors bricht, woraus sich die Modelle der Typen I und II ergeben:

- $D_{jR} \to -D_{jR}$: $\eta^{U,D}$ fallen aus (1.37) heraus. Damit entkoppelt Φ_1 aus dem Quark-Sektor.
- $D_{jR} \to +D_{jR}$: η^U und ξ^D verschwinden. Es verbleiben damit nur noch Kopplungen von Φ_1 an den down-artigen Sektor und von Φ_2 an den up-artigen Sektor in (1.37).

Lediglich in Modellen der Typen I und II ist das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte (1.29) physikalisch relevant.

Eine andere Möglichkeit, die Abwesenheit von FCNCs zu erklären, ist das Postulat einer S_3-Symmetrie unter Vertauschung der Generationen. In [23] wurde gezeigt, dass sogar bei Anwesenheit einer S_3-brechenden Störung das Modell auf Baumgraphniveau keine FCNCs enthalten muss. Ausreichende Unterdrückung von FCNCs kann auch zu einer Übereinstimmung von Theorie und Experiment führen. In [24] wird präsentiert, dass dies im sogenannten *decoupling limit* der Fall ist. Es ist dadurch charakterisiert, dass es nur ein einziges leichtes Higgs Boson gibt, dessen Kopplungen dem des SM ähnlich sind. Die Massen der restlichen Higgs-Moden sind von der Größenordnung $\Lambda_{2HDM} \gg v_{SM} = 246\,\text{GeV}$ sehr viel höher, sie entkoppeln somit vom Niederenergieregime. Abweichungen des leichten Higgs von den SM-Vorhersagen sind dann um Potenzen von $\frac{v^2}{\Lambda^2_{2HDM}}$ unterdrückt, was auf Baumgraphniveau zu einer ebenso starken Unterdrückung von FCNCs führt.

Die Higgs-Kopplungen an Fermionen sind in 2HDM gegenüber denen des SM verändert. Hierdurch sind unter Umständen andere Produktions- oder Zerfallsmechanismen dominierend, was in Simulationen entsprechend zu berücksichtigen ist. Relativ zum SM-Higgs ergeben sich folgende Modifikationen der Quarkkopplungen der neutralen Higgs-Bosonen [20]:

- 2HDM Typ I:

$$\begin{aligned} H^0 t\bar{t}:&\quad \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} & H^0 b\bar{b}:&\quad \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} \\ h^0 t\bar{t}:&\quad \frac{\cos\alpha}{\sin\beta} & h^0 b\bar{b}:&\quad \frac{\cos\alpha}{\sin\beta} \\ A^0 t\bar{t}:&\quad -i\gamma_5 \cot\beta & A^0 b\bar{b}:&\quad i\gamma_5 \cot\beta \end{aligned} \tag{1.42}$$

- 2HDM Typ II:

$$\begin{aligned} H^0 t\bar{t}:&\quad \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} & H^0 b\bar{b}:&\quad \frac{\cos\alpha}{\cos\beta} \\ h^0 t\bar{t}:&\quad \frac{\cos\alpha}{\sin\beta} & h^0 b\bar{b}:&\quad -\frac{\sin\alpha}{\cos\beta} \\ A^0 t\bar{t}:&\quad -i\gamma_5 \cot\beta & A^0 b\bar{b}:&\quad -i\gamma_5 \tan\beta \end{aligned} \tag{1.43}$$

- 2HDM Typ III:

$$\begin{aligned} H^0 t\bar{t}:&\quad \cos\alpha + v\frac{\xi_{tt}\sin\alpha}{\sqrt{2}m_t} & H^0 b\bar{b}:&\quad \cos\alpha + v\frac{\xi_{bb}\sin\alpha}{\sqrt{2}m_b} \\ h^0 t\bar{t}:&\quad -\sin\alpha + v\frac{\xi_{tt}\cos\alpha}{\sqrt{2}m_t} & h^0 b\bar{b}:&\quad -\sin\alpha + v\frac{\xi_{bb}\cos\alpha}{\sqrt{2}m_b} \\ A^0 t\bar{t}:&\quad -i\gamma_5 v\frac{\xi_{tt}}{\sqrt{2}m_t} & A^0 b\bar{b}:&\quad -i\gamma_5 v\frac{\xi_{bb}}{\sqrt{2}m_b} \end{aligned} \tag{1.44}$$

α ist hierbei der Mischungswinkel zwischen den H^0 und h^0 Masseneigenzuständen. v ist durch (1.39) definiert und ξ_{ff} die Diagonalelemente der in (1.37) auftretenden Matrizen ξ^U und ξ^D in der Basis der Higgs-Masseneigenzustände sind. Die Kopplungen an Quarks der ersten und zweiten Fermiongeneration verändern sich ebenfalls entsprechend.

In Modellen des Typs III sind die relativen Higgs-Fermionkopplungen durch das Auftreten der Faktoren $\frac{\xi_{ff}}{m_f}$ generationsabhängig.

1.3.2 Minimal supersymmetrisches Standardmodell

Durch das Coleman-Mandula-Theorem (CMT) [25] war vor Entdeckung der Supersymmetrie die einzige Möglichkeit, die Poincaré-Algebra mit einer anderen Lie-Algebra zu einer Symmetrie der S-Matrix zu vereinigen, beide als direkte Summe zu kombinieren. Bezeichnet man die Generatoren der Poincaré-Algebra als P_μ (Erzeugende von Translationen) sowie $M_{\mu\nu}$ (Erzeugende von Rotationen) und die der mit ihr zu vereinigenden Algebra als T^a, so muss also

$$[T^a, P_\mu] = [T^a, M_{\mu\nu}] = 0 \tag{1.45}$$

gelten. Mit Hilfe von Z_2-graduierten Lie-Algebren ist es jedoch möglich, das CMT zu umgehen und Raumzeit-Symmetrien auf nichttriviale Art mit inneren Symmetrien zu kombinieren [26]. Es können so neue Generatoren Q_a definiert werden, die Antikommutatorrelationen befolgen und damit letzten Endes zu einer Relation zwischen Bosonen und Fermionen führen und es erlauben, beide in das gleiche Symmetriemultiplett zu schreiben.

Die Phänomenologie von supersymmetrischen Theorien beinhaltet gegenüber dem SM immer einen erweiterten Teilcheninhalt. Dieser kommt dadurch zustande, dass die SUSY-Generatoren Q_a zu jedem bosonischen Feld einen fermionischen Superpartner und umgekehrt zuordnen, die jedoch innerhalb des SM nicht vorhanden sind. Des weiteren gibt es erweiterte SUSY-Theorien, bei denen die Generatoren zusätzlich einen $SO(N)$-Index tragen, also als Q_a^i geschrieben werden [27]. Diese bieten gegenüber den minimal supersymmetrischen Theorien einen nochmals vergrößerten Teilcheninhalt.

Das minimal supersymmetrische Standardmodell (MSSM) besitzt keinen solchen zusätzlichen Index und beinhaltet die Eichgruppe des SM, also $U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C$. Die Superpartner von SM-Teilchen werden durch eine Tilde gekennzeichnet. Die neuen Superpartner der Eichfelder sind Bino ($\tilde{B}$), Wino ($\tilde{W}$) und Gluino ($\tilde{g}$), die der Materiefelder Squarks und Sleptonen. Die fermionischen Higgs-Partner bezeichnet man als Higgsinos ($\tilde{\Phi_1}$, $\tilde{\Phi_2}$).

Wegen Mischung der Felder sind die Verhältnisse nach elektroschwacher Symmetriebrechung komplizierter und es kann keine eindeutige Zuordnung von SM-Teilchen zu SUSY-Teilchen mehr gemacht werden. Die elektrisch neutralen Masseneigenzustände, von denen vier verschiedene vorhanden sind, werden Neutralinos genannt, wohingegen die beiden elektrisch geladenen als Charginos bezeichnet werden.

Auch der Higgs-Sektor des MSSMs ist gegenüber dem SM erweitert. SUSY erzwingt die Existenz von zwei Higgs Dubletts Φ_1 und Φ_2, da die Summe der Hyperladungen der Higgsinos andernfalls nicht verschwinden würde und das Modell somit nicht anomaliefrei wäre. Ebenfalls durch SUSY bedingt ist die Eigenschaft der Higgs-Dubletts, Fermionkopplungen vom 2HDM Typ II zu besitzen [8]. Die Vakuumerwartungswerte werden im MSSM üblicherweise auf

$$\langle \Phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad \text{und} \qquad \langle \Phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \tag{1.46}$$

rotiert, mit $v_{1,2}$ reell und positiv. $\tan\beta$ wird wie in (1.29) definiert und zusammen mit m_{A^0} zur Parametrisierung der Phänomenologie genutzt.

1.4 Partonschauer

Aufgabe von Kunst ist es heute, Chaos in die Ordnung zu bringen.

Theodor Adorno,
Minima Moralia

Die perturbative QCD liefert schon in erster Ordnung in α_S eine vorhersagekräftige Beschreibung von Reaktionen im Regime mit kleiner Kopplungskonstante. Allerdings führt die Emission von kollinearen oder weichen Gluonen zu großen Logarithmen

$$\ln \frac{Q^2}{\mu_F^2} \tag{1.47}$$

und deren Potenzen, wobei μ_F die Faktorisierungsskala ist. Die logarithmischen Faktoren können dafür verantwortlich sein, dass, trotz kleiner Kopplungskonstante α_S, Terme in höherer Ordnung nicht mehr zu vernachlässigen sind. Die grundlegende Idee der Partonschauernäherung ist es, dieses Manko der Entwicklung in α_S zu umgehen und eine Näherung zu machen, bei der große Terme jeder Ordnung in α_S approximiert werden.

Die untersuchten Gluonfusionsprozesse sind besonders interessant, wenn es um Schauersimulation geht, da es aufgrund ihrer Farbstruktur zu starken Emissionen kommen kann und sich somit die Rechnung allein auf Matrixelementniveau als nicht mehr ausreichend erweist.

Zur weiten Motivation der Partonschauer-Näherung sowie zur Klärung der Ursprünge der großen logarithmischen Korrekturen soll das folgende Beispiel dienen.

Gegeben sei eine externe Partonlinie mit Impuls p und Masse m eines n-Teilchen-Feynman-Diagrammes, von der eine Gluonlinie mit Impuls q abzweigt. Man erhält also einen Propagatorfaktor der Form

$$\frac{1}{(p \pm q)^2 - m^2} = \frac{\pm 1}{2\omega E(1 - v\cos\theta)}, \tag{1.48}$$

wobei ω die Energie des Gluons bezeichnet, sowie E und v die Energie bzw. Geschwindigkeit des emittierenden Partons angeben. Es gibt nun zwei Fälle, in denen der Nenner des Bruches klein wird:

1. Das Emitterparton ist leicht ($v \to 1$) und das emittierte Gluon zu diesem kollinear ($\theta \to 0$, kollineare Singularität).

2. Das emittierte Gluon ist weich ($\omega \to 0$, Infrarot-Singularität)

Der kollineare Grenzfall liefert eine Aussage, die für die Vorhersagekraft der pQCD von größter Bedeutung ist, namentlich die Abhängigkeit der emittierten Strahlung vom mit dem Emitter eingeschlossenen Winkel. Zunächst scheint der zweite Fall eine ähnliche Winkelabhängigkeit nicht zu liefern, doch eine genauere Betrachtung soll im Folgenden zeigen, dass es auch hier eine wichtige Beziehung gibt, die den Emissionswinkel begrenzt. In beiden Fällen gibt es ein Faktorisierungstheorem, das angibt, wie sich der $n+1$-Teilchen-Wirkungsquerschnitt aus dem unmodifizierten σ_n berechnen lässt, was vom Partonschaueralgorithmus genutzt wird, um iterativ Emissionen zu generieren.

Für kollineare Splittings $\tilde{ij} \to i + j$ ist es möglich, eine Entwicklung in der Virtualität t der emittierenden Partonlinie durchzuführen, da für kleine Abstrahlungswinkel θ die Verbindung

$$t = 2E_iE_j(1 - \cos\theta) = z(1 - z)E_{\tilde{ij}}^2\theta^2 \tag{1.49}$$

besteht. z ist eine Variable, die definiert ist durch

$$z = \frac{E_i}{E_{\tilde{ij}}} = 1 - \frac{E_j}{E_{\tilde{ij}}}, \tag{1.50}$$

daher also die Kinematik des Zerfalls bestimmt.

Das Faktorisierungstheorem kann zu

$$\mathrm{d}\sigma_{n+1} = \mathrm{d}\sigma_n \frac{\mathrm{d}t}{t}\mathrm{d}z\frac{\mathrm{d}\Phi}{2\pi}\frac{\alpha_S}{2\pi}CF \tag{1.51}$$

gewonnen werden [28]. Dabei steht C für einen Farbfaktor und F enthält die Polarisationsabhängigkeiten. Die Abhängigkeit vom Azimuthalwinkel Φ wird der Einfachheit halber im Folgenden zu

$$\int \frac{\mathrm{d}\Phi}{2\pi}CF = P_{\tilde{ij}\to ij}(z) \tag{1.52}$$

gemittelt, wobei $P_{\tilde{ij}\to ij}(z)$ Splittingfunktion genannt wird. Somit erhält man den $n + 1$-Teilchen-Wirkungsquerschnitt als

$$\mathrm{d}\sigma_{n+1} = \mathrm{d}\sigma_n \frac{\mathrm{d}t}{t}\mathrm{d}z\frac{\alpha_S}{2\pi}P_{\tilde{ij}\to ij}(z). \tag{1.53}$$

Weiche Splittings dagegen lassen sich in der Energie der Abstrahlung entwickeln, ω im oben angeführten Beispiel der Gluonemission. Lässt man Emission an jeder externen Partonlinie zu, dann muss man bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes eine Summation über alle Paare $\{i,j\}$ von externen farbgeladenen Linien durchführen. Der $n + 1$-Teilchen-Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann im Limes $\omega \to 0$ durch

$$d\sigma_{n+1} = d\sigma_n \frac{d\omega}{\omega}\frac{d\Omega}{2\pi}\frac{\alpha_S}{2\pi}\sum_{i,j} C_{ij}W_{ij} \tag{1.54}$$

(siehe [28]), wobei Ω den Raumwinkel der Abstrahlung des Gluons angibt und C_{ij} ein Faktor ist, der aus der $SU(3)_C$-Algebra stammt. Als solcher ist er mit der Farbladung des abstrahlenden Farbdipols eng verknüpft. Analog dazu, wie die elektrische, schwingende Ladung eines Hertzschen Dipoles die Intensität seiner Abstrahlung diktiert, zeigt sich hier die Farbladung eines $SU(3)_C$-geladenen Dipoles für die emittierten starken Feldquanten verantwortlich.

Die Funktion W_{ij} ist gegeben durch

$$W_{ij} = \frac{E_g^2 p_i \cdot p_j}{(p_i \cdot q)(p_j \cdot q)} = \frac{1 - v_iv_j\cos\theta_{ij}}{(1 - v_i\cos\theta_{iq})(1 - v_j\cos\theta_{jq})}. \tag{1.55}$$

In dieser Näherung, dass beide Emitter masselos sind, und damit $v_{i,j} \to 1$ gilt, lassen sich die Beiträge der beiden externen Teilchen i und j so umschreiben, dass gilt

$$W_{ij} = W_{ij}^{[i]} + W_{ij}^{[j]}, \tag{1.56}$$

mit

$$W_{ij}^{[i]} = \frac{1}{2}\left(W_{ij} + \frac{1}{1-\cos\theta_{iq}} - \frac{1}{1-\cos\theta_{jq}}\right). \tag{1.57}$$

Die in (1.57) definierte Funktion besitzt die Eigenschaft, dass sie, gemittelt über den Azimuthalwinkel des Vektors q um p_i, lediglich Abstrahlung in einen Kegel mit dem Öffnungswinkel θ_{ij} erlaubt. Um das zu sehen, muss das Integral

$$\int_0^{2\pi} \mathrm{d}\Phi_{iq}\, W_{ij}^{[i]} \tag{1.58}$$

ausgewertet werden. θ_{jq} hängt dabei implizit von Φ_{iq} ab. Die Integration in (1.58) kann ausgeführt werden, indem die Ersetzungen

$$1 - \cos\theta_{jq} = a - b\cos\Phi_{iq} \tag{1.59}$$

mit

$$a = 1 - \cos\theta_{ij}\cos\theta_{iq}, \tag{1.60}$$
$$b = \sin\theta_{ij}\sin\theta_{iq} \qquad \textit{und} \tag{1.61}$$
$$z = \exp(i\Phi_{iq}) \tag{1.62}$$

durchgeführt werden, um daraufhin den Term

$$\int_0^{2\pi} \mathrm{d}\Phi_{iq}\, \frac{1}{1-\cos\theta_{iq}} = \frac{1}{i\pi b}\oint \frac{\mathrm{d}z}{(z-z_+)(z-z_-)}, \tag{1.63}$$

zu

$$\int_0^{2\pi} \mathrm{d}\Phi_{iq}\, \frac{1}{1-\cos\theta_{iq}} = \sqrt{\frac{1}{a^2-b^2}} = \frac{1}{|\cos\theta_{iq} - \cos\theta_{ij}|}, \tag{1.64}$$

mit der Heavisideschen Stufenfunktion Θ, zu evaluieren. Dabei wurde der Residuensatz benutzt und es gilt

$$z_\pm = \frac{a}{b} \pm \sqrt{\frac{a^2}{b^2} - 1}. \tag{1.65}$$

Das gesamte Integral in (1.58) ergibt sich dann zu

$$\int_0^{2\pi} \mathrm{d}\Phi_{iq}\, W_{ij}^{[i]} = \frac{1}{2(1-\cos\theta_{iq})}\left[1 + \frac{(\cos\theta_{iq} - \cos\theta_{ij})}{|\cos\theta_{iq} - \cos\theta_{ij}|}\right] \tag{1.66}$$
$$= \frac{1}{1-\cos\theta_{iq}} \cdot \Theta(\theta_{ij} - \theta_{iq}). \tag{1.67}$$

Man bezeichnet die Eigenschaft (1.66) als Winkelordnung oder *angular ordering*. Durch sie wird die sukzessive Emission von weichen Gluonen auf immer kleinere Winkel beschränkt.

Um korrekt sowohl kollineare als auch weiche Abstrahlungen zu berücksichtigen, ist es geschickt, die Entwicklungsvariable so zu wählen, dass die Winkelordnung der weichen Emissionen berücksichtigt wird. Dieser Weg wird in Herwig++ gegangen [29]. Eine andere Möglichkeit die Winkelordnung zu berücksichtigen, wird im Ereignisgenerator PYTHIA [30] benutzt. Hier werden Emissionen nachträglich verboten, deren Winkel größer ist als der der vorhergehenden Emission.

1.4.1 Sudakov-Formfaktor

Die grundlegende Struktur des Partonschauers ist verwandt mit der des Zerfallsproblems, bei dem jedes von N Teilchen mit einer zeitunabhängigen Wahrscheinlichkeit c zerfallen kann. Die Differentialgleichung, die die Dynamik der Gesamtmenge bestimmt, ist dann

$$\mathcal{P}(t) = cN(t) = -\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t}, \tag{1.68}$$

mit $\mathcal{P}(t)$ als Wahrscheinlichkeit zum Zeitpunkt t einen Zerfall zu messen. Gelöst wird Gleichung (1.68) durch

$$\mathcal{P} = c \cdot e^{-c(t-t_0)}. \tag{1.69}$$

Obwohl die Wahrscheinlichkeit jedes einzelnen Teilchens zu zerfallen konstant ist, ist $\mathcal{P}(t)$ keine Konstante. Dadurch, dass ein Teilchen, das schon zerfallen ist, nicht erneut zerfallen kann, wird die Wahrscheinlichkeit eines Zerfalls für größere Zeiten exponentiell gedämpft.

Beim Partonschauer ist ebenfalls eine Dämpfung zu erwarten: Ist einmal ein Aufspalten erfolgt, wird das ursprüngliche Teilchen durch zwei neue ersetzt, die ihrerseits eine Entwicklung durchlaufen. Der Schauer wird durch eine Gleichung der Form

$$\mathcal{P}(\tilde{t}) = f(\tilde{t})N(\tilde{t}) = -\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\tilde{t}}, \tag{1.70}$$

geleitet. $\tilde{t}$ steht hierbei für die Schauervariablen, in denen die Entwicklung durchgeführt wird. Sie liefern eine geeignete Anordnung der Emissionen vom harten Matrixelement bis zu einem Cutoff.

Anstatt durch eine Konstante, wie in (1.68), wird die Splittingwahrscheinlichkeit beim Partonschauer durch eine $\tilde{t}$-abhängige Funktion f beschrieben. Sie besteht im wesentlichen aus den Splittingfunktionen, die sich aus der pQCD bestimmen lassen. Die Lösung lässt sich zu

$$\mathcal{P} = f(\tilde{t}) \exp\left[-\int_{\tilde{t}_0}^{\tilde{t}} \mathrm{d}\tilde{t}' f(\tilde{t}')\right] \tag{1.71}$$

finden. Wie schon zuvor beim Zerfallsproblem erwähnt, liefert die Exponentialfunktion die Wahrscheinlichkeit, dass zwischen $\tilde{t}_0$ und $\tilde{t}$ kein Aufspalten stattfindet. Man bezeichnet sie als *Sudakov-Formfaktor*:

$$\Delta(\tilde{t}_0,\tilde{t}) = \exp\left[-\int_{\tilde{t}_0}^{\tilde{t}} \mathrm{d}\tilde{t}' f(\tilde{t}')\right] \tag{1.72}$$

Die Aufgabe eines Partonschauer-Algorithmus ist es, zunächst die Skala der nächsten Abstrahlung zu bestimmen, bevor andere Variablen generiert werden, die die Kinematik des Splittings festlegen. Der Sudakov-Formfaktor spielt daher eine zentrale Rolle in der Simulation, denn die Wahrscheinlichkeit, ein Parton von $\tilde{t}_1$ nach $\tilde{t}_2$ ohne Aufspaltung zu evolvieren, beträgt $\Delta(\tilde{t}_0,\tilde{t}_1)/\Delta(\tilde{t}_0,\tilde{t}_2)$, d.h. der Algorithmus muss bei gegebenem $\tilde{t}_1$ die Gleichung

$$\frac{\Delta(\tilde{t}_0,\tilde{t}_1)}{\Delta(\tilde{t}_0,\tilde{t}_2)} = \mathcal{R}, \tag{1.73}$$

wobei $\mathcal{R}$ eine Zufallszahl ist, nach dem zu bestimmenden $\tilde{t}_2$ auflösen.

1.5 Hadronisierung

Kaum ist die Ernte einer Erfahrung glücklich eingebracht, so wird der Acker vom Schicksal neu umgepflügt.

Johann Nestroy,
Reserve und andere Notizen

Die Generierung eines vollständigen Ereignisses einer Hadronkollision beinhaltet auch die Simulation der Hadronisierung, also des Übergangs von farbgeladenen elementaren Teilchen zu gebundenen Zuständen, die Singuletts unter $SU(3)_C$-Transformationen sind. Diese Reaktion findet aufgrund des Laufens der Kopplungskonstante außerhalb des perturbativ in α_S zugänglichen Regimes statt, daher ist es nicht möglich, die Vorgänge mit Hilfe der pQCD vorherzusagen. Glücklicherweise erlauben es die Prozesse jedoch, mit Hilfe von einfachen Modellen den Zusammenbruch der perturbativen QCD zu überwinden und so die Bildung von Hadronen zu modellieren. Die Impulsüberträge, die bei der Hadronisierung ablaufen, sind weitaus geringer als die des Partonschauers.

Die prominentesten Beispiele für Klassen von Hadronisierungsmodellen sind

- *Modelle mit unabhängiger Fragmentierung:*
  Hierbei werden Quark-Antiquark-Paare aus dem Vakuum erzeugt, von denen jeweils ein Teilchen mit dem übrig gebliebenen Quark aus dem vorhergehenden Schritt zu einem Hadron kombiniert. Falls nach dem Partonschauer auslaufende Gluonen existieren, werden diese vor Beginn des Hadronisierungsprozesses in $q\bar{q}$-Paare aufgespalten.

- *String-Modelle:*
  Sie basieren auf der Annahme, dass Partonen Farbfeldschläuche (*Strings*) zueinander ausbilden, die durch Bildung weiterer farbgeladener Teilchen kollabieren. Gluonen wirken sich auf die Zerfallseigenschaften der Strings aus.

- *Cluster-Modelle*
  Diese Modelle fusionieren zunächst Partonen zu farbneutralen Clustern zusammen, um diese daraufhin in Baryonen und Mesonen zerfallen zu las-

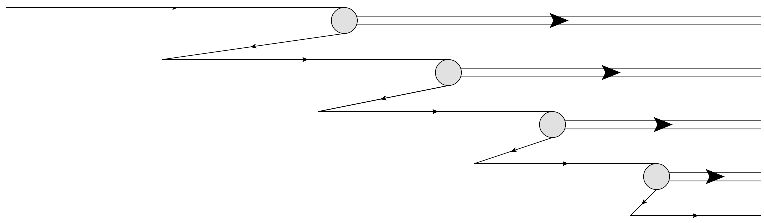


Abbildung 1.4: Hadronisierung durch unabhängige Fragmentierung: Kaskadenartig werden $q\bar{q}$-Paare aus dem Vakuum erzeugt. Außer den Bindungszuständen bleibt am Ende ein einzelnes Quark übrig, dessen Energie nicht für eine erneute Paarbildung ausreicht.

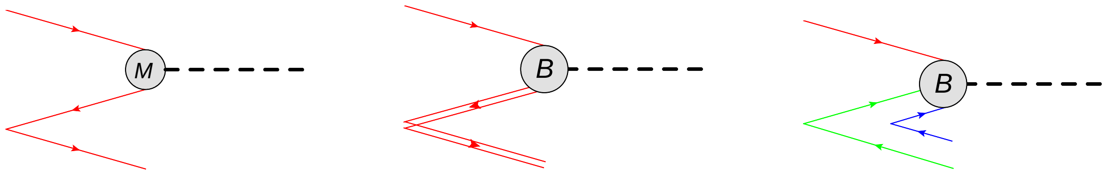


Abbildung 1.5: Die verschiedenen Möglichkeiten der Fusion von Quarks und Diquarks zu Farbsinguletts in Modellen mit unabhängiger Fragmentierung und String-Hadronisierung. Die Linien deuten den Fluss der $SU(3)_C$-Ladung an.

sen. Gluonen müssen wie bei Modellen mit unabhängiger Fragmentierung zunächst in $q\bar{q}$-Paare zerfallen.

Auf diese drei Klassen soll im Folgenden näher eingegangen werden.

1.5.1 Modelle mit unabhängiger Fragmentierung

Zunächst vorgeschlagen von Feynman und Field [31, 32], bieten sie nur eine sehr eingeschränkte Möglichkeit, die komplexen Vorgänge der Hadronisierung nachzubilden. Wie zuvor erwähnt, beinhalten sie die Aufspaltung aller ausgehenden Gluonen aus dem Partonschauer in $q\bar{q}$-Paare, so dass lediglich Farbtriplettzustände zur Hadronisierung vorliegen. Jedes dieser Quarks bildet unabhängig von den anderen einen eigenen Hadronjet aus. Hierzu werden kaskadenartig Teilchen-Antiteilchen-Paare (bestehend aus Quarks oder Diquarks) mit gaußverteilten Transversalimpulsen aus dem Vakuum erzeugt. Diese können dann mit dem Vorgängerquark zu einem Hadron kombinieren, wobei in jedem Schritt ein (Di-)Quark mit immer niedrigerer Energie übrig bleibt.

Gegenüber der Produktion von Mesonen ist die Baryonproduktion weniger offensichtlich. Es ist möglich, sie durch die Erzeugung von Diquarks (z. B. ein $\bar{q}\bar{q}$-Antidiquark anstelle eines Quarks) in die Simulation einzubauen. Eine Alternative hierzu bieten Popcorn-Modelle. Dabei lässt man, wie in Abbildung 1.5 im letzten Bild skizziert, hintereinander zwei $q\bar{q}$-Paare aus dem Vakuum erscheinen, um das nötige Farbsingulett zu erzeugen. Dabei können durch Überschussproduktion auch Baryon-Meson-Antibaryon-Konfigurationen ($BM\bar{B}$) entstehen (siehe Abbildung 1.6).

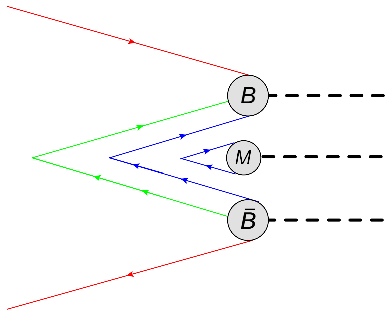


Abbildung 1.6: Erzeugung einer $BM\bar{B}$-Konfiguration durch Produktion eines überschüssigen $q\bar{q}$-Paares

.

Es gibt damit vier verschiedene Prozesstypen, mit denen Hadronen erzeugt werden können:

- $q_1 \longrightarrow q_2 + (q_1\bar{q}_2)$
- $q_1 \longrightarrow \bar{q}_2\bar{q}_3 + (q_1q_2q_3)$
- $q_1q_2 \longrightarrow \bar{q}_3 + (q_1q_2q_3)$
- $q_1q_2 \longrightarrow q_1q_3 + (q_2\bar{q}_3)$

Die Klammern deuten immer das im jeweiligen Prozess erzeugte Hadron an. Hinzu kommt jeweils der ladungskonjugierte Prozess.

Nachdem die Energie des verbliebenen Quarks unter eine Cutoff-Skala gefallen ist, wird der Prozess terminiert. Dies führt zu einem grundlegenden Fehler dieser Art von Hadronisierungsmodellierung: Nach dem Ende der Hadronisierung gibt es einen Rest von farbgeladenen Quarks, eines aus jedem Jet, die nachträglich entfernt werden müssen, um *color confinement* zu erzielen.

Ein weiteres Problem eines solch einfachen Modells ist die üblicherweise gemachte Annahme, dass die auftretenden Partonen *on-shell* sind sowie die damit verbundene Abhängigkeit der Fragmentierung von der Energie anstatt von der Virtualität. Hieraus ergeben sich Verletzungen der Impulserhaltung, die ebenfalls nachträglich korrigiert werden müssen. Modelle mit unabhängiger Fragmentierung führen außerdem zur Unterscheidbarkeit von zwei kollinearen hadronisierenden Partonen von einem einzelnen mit höherer Energie [28].

Trotz einfacher Grundannahmen, weniger Parameter und so gravierender Mängel sind Feynman-Field-Modelle allerdings durchaus in der Lage, Hadronisierung in Ereignissen niederer Energie und Jetmultiplizitäten in e^+e^--Kollisionen befriedigend nachzubilden.

1.5.2 String-Modelle

String-Modelle beschreiben das starke Eichfeld zwischen farbgeladenen Teilchen durch einen dünnen Feldschlauch, dessen Energiedichte seiner Länge proportional ist. In ihm können, bedingt durch die hohe Energiedichte, Quark-Antiquark-Paare

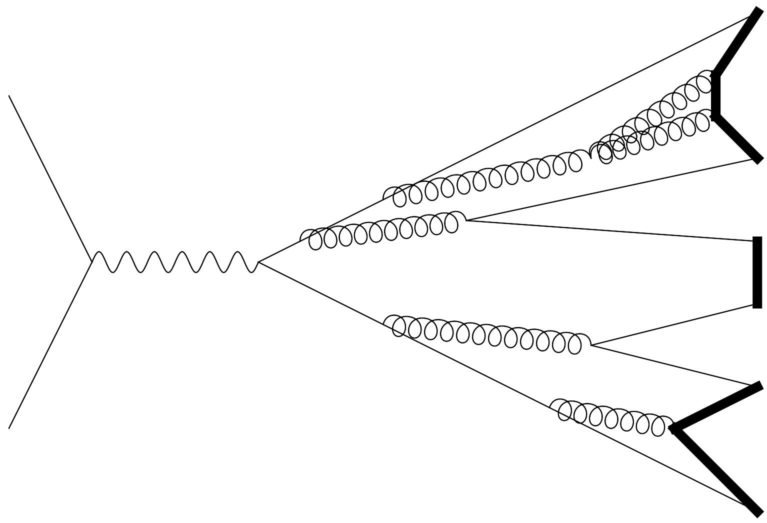


Abbildung 1.7: Hadronisierung in String-Modellen: Gluonen müssen nicht in $q\bar{q}$-Paare aufgespalten werden, sondern führen zu Knicken im Verlauf der Feldschläuche

aus dem Vakuum erschaffen werden, was zum Kollaps des Strings führt. Hadrogenese in einem $q\bar{q}$-System ist auf diese Weise sehr ähnlich derer in Modellen mit unabhängiger Fragmentierung. Bei der Anwesenheit von Gluonen wird jedoch bei String-Modellen anders verfahren. Diese werden nicht aufgespalten. Durch ihre zwei Farbindices, von denen jeder ein starkes Feld zu einem korrespondierenden Index eines anderen Teilchens ausbildet, führen sie zu Knicken in den Feldschläuchen. Hieraus ergibt sich eine veränderte Winkelverteilung der produzierten Hadronen, die mit experimentellen Daten besser übereinstimmt. Die Erzeugung von Baryonen lässt sich bei String-Modellen ebenso wie bei Modellen mit unabhängiger Fragmentierung im Diquark- sowie im Popcorn-Bild durchführen. Insgesamt ist die String-Beschreibung jedoch stärker physikalisch motiviert, da der String selbst Energie und Impuls trägt und diese auch zwischen den angebundenen Partonen übertragen kann.

Im Allgemeinen liegt nach dem Schauer ein Zustand mit mehr als einer möglichen Verbindung durch Strings vor. Allerdings lässt sich diese in führender Ordnung von $\frac{1}{N_c}$ stets auflösen, indem nur planare Diagramme betrachtet werden, in denen es keine sich überkreuzenden Farblinien gibt.

Ein wichtiges Modell der String-Klasse ist das Lund-String-Modell [33], das im Ereignisgenerator PYTHIA [30] verwendet wird. Andere String-Modelle sind das CalTech-II-Modell [34] und das UCLA-Modell [35].

1.5.3 Cluster-Modelle

Bei Cluster-Modellen, wie z. B. dem in Herwig++ implementierten von Webber [29, 36], werden Gluonen zunächst zu $q\bar{q}$-Paaren aufgespalten, um dann eine Eigenschaft auszunutzen, die als *color preconfinement* bekannt ist: Quarklinien, die den gleichen Farbindex tragen, bilden Cluster aus, deren Massenverteilung unabhängig von der Skala des harten Matrixelements ist. Damit liegen gebundene

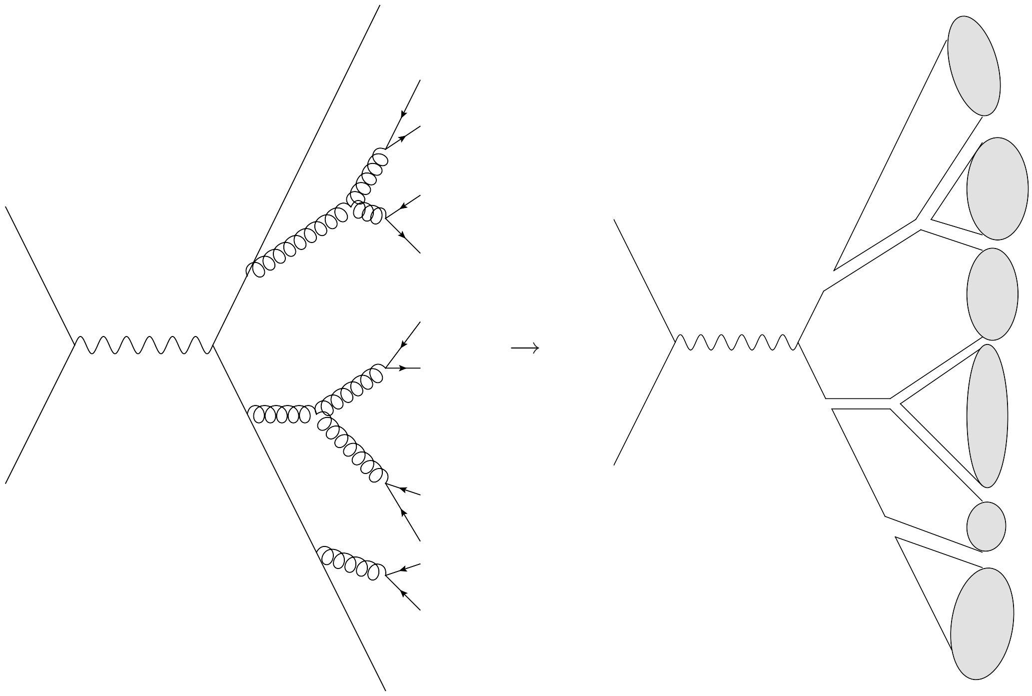


Abbildung 1.8: Hadronisierung in Cluster-Modellen: Für *color preconfinement* müssen zunächst vorhandene Gluonen aufgespalten werden.

Farbsingulettzustände noch einen Schritt vor der Entstehung von Hadronen vor. Das genaue Massenspektrum der Cluster hängt von der Cutoff-Skala des Partonschauers, der QCD-Skala und auch von dem Mechanismus der Gluonaufspaltung ab. Es hat jedoch ein Maximum bei niedrigen Massen von einigen GeV und fällt zu höheren Werten hin ab. Modelle mit Clusterbildung nutzen, ebenso wie String-Modelle, die planare Approximation.

Um aus den Clustern beobachtete Hadronen zu erhalten, wird auf eine sehr einfache Weise vorgegangen, indem angenommen wird, dass die Cluster Überlagerungen von hoch angeregten Hadronzuständen sind und durch isotrope Zweikörperzerfälle in Baryonen und Mesonen übergehen. Das ist möglich, solange die Clustermasse nicht zu hoch ist, daher müssen zu massive Cluster vorher in leichtere aufgespalten werden. Beim Zerfall eines Clusters in zwei leichtere Cluster oder zwei Mesonen wird dazu zunächst ein Quark-Antiquark-Paar aus dem Vakuum erzeugt. Beim Zerfall eines Clusters in zwei Baryonen wird stattdessen ein Diquark-Antidiquark-Paar benötigt. In allen Cluster-Modellen wird dann dem Zerfall in zwei Hadronen a und b ein Gewicht

$$W(a,b) = P_q w_a w_b s_a s_b p_{a,b} \tag{1.74}$$

zugeordnet. Der Faktor P_q liefert hier ein Gewicht für die Erzeugung eines bestimmten (Di)Quark-Anti(di)quark-Paares $(q,\bar{q})$. $w_{a,b}$ sind Gewichte für die Erzeugung einzelner Hadronen und $s_{a,b}$ sind Unterdrückungsfaktoren, mit deren Hilfe es möglich ist, die Produktionsraten der einzelnen Baryon- und Meson-Multipletts anzupassen. $p_{a,b}$ gibt die Phasenraumabhängigkeit an, die im Ruhesystem des Clusters durch

$$p_{a,b} = \frac{1}{2M}\sqrt{\left[M^2 - (m_a + m_b)^2\right]\left[M^2 - (m_a - m_b)^2\right]}, \tag{1.75}$$

mit M als Masse des Clusters, gegeben ist.

Ebenso wie ein Cluster zu schwer sein kann, um direkt hadronisch zu zerfallen, ist es auch möglich, dass Cluster erzeugt werden, deren Masse nicht ausreicht, um in zwei Hadronen zu zerfallen. Diese müssen dann direkt in einzelne Hadronen umgewandelt werden. Die Viererimpulserhaltung wird dabei zunächst verletzt, da der hadronische Endzustand eine festgelegte Masse besitzen muss. Sie kann jedoch rekonstruiert werden, indem vor dem Zerfall Impulsaustausch mit den benachbarten Clustern erzwungen wird.

Cluster-Modelle, wie zum Beispiel im Ereignisgenerator Herwig++ implementiert, reproduzieren unter anderem die Verteilungen der Hadronmultiplizitäten sowie die Winkelverteilungen von Drei-Jet-Ereignissen in e^+e^--Kollisionen korrekt.

Für die Schwerionenphysik von besonderem Interesse, jedoch nicht ausschließlich darauf beschränkt, sind Modelle mit statistischer Hadronisierung [37], die an dieser Stelle nur kurz erwähnt werden sollen. Diese Modelle basieren auf endlich ausgedehnten Clustern, die thermodynamischen Methoden zugänglich sind. In diesen existieren lokalisierte hadronische Zustände anstatt der üblichen asymptotischen, was die Beschreibung des Systems verändert. Unter der Annahme, dass beim Zerfall des Clusters jeder dort lokalisierte Zustand gleich wahrscheinlich ist, lässt sich so ein Modell des Hadronisierungsprozesses gewinnen.

1.6 Jets

Wissenschaft ist die Theorie des Wirklichen.

Martin Heidegger,
Wissenschaft und Besinnung

Die Confinement-Eigenschaften der QCD und die damit einhergehenden Partonschauer führen dazu, dass das Abstrahlverhalten in räumlich begrenzten Gebieten stattfindet. Es bilden sich *Jets* aus, die in einer visuellen Analyse zumeist leicht als Gebiet starker Aktivität zu erkennen sind.

Um eine Verbindung von den messbaren Endzuständen zum ablaufenden fundamentalen Prozess schaffen zu können, ist es zunächst einmal nötig, den Informationsgehalt der vorliegenden Daten zu reduzieren und die gemessenen oder simulierten Teilchen zu gruppieren. Es liegt dabei nahe, sich die natürliche Eigenschaft der Jetbildung zu Nutze zu machen und durch eine geeignete Definition die subjektiv existenten Jets zu objektivieren. Dies wird durch Jet-Algorithmen verschiedener Art geleistet.

Hinzu kommt der Bedarf, physikalische Größen für den gesamten Jet aus seinen Bestandteilen heraus festlegen zu können, also die für Teilchen im Jet definierten Größen, wie z. B. Energie und Impuls, zusammenzufassen. Hierzu werden sogenannte Rekombinationsschemata verwendet. Hierbei hat sich als Standard die einfachste Vorgehensweise, nämlich die Addition der Viererimpulse der im Jet enthaltenen Teilchen, durchgesetzt. Man bezeichnet dieses Rekombinationsschema als *E-Schema*.

Eine wichtige Anforderung, die ein Jet-Algorithmus neben seiner Wohldefiniertheit erfüllen soll, ist die der Infrarotsicherheit: Das Ergebnis soll sich nicht ändern, wenn ein zusätzliches weiches Teilchen abgestrahlt wird. Auch sollen die gleichen Jets gefunden werden, wenn ein Teilchen in zwei kollineare aufspaltet. Der Algorithmus soll also zusätzlich kollinear sicher sein. Hinzu kommen noch einige weitere erwünschte Eigenschaften, wie zum Beispiel Unanfälligkeit sowohl gegenüber Hadronisierungseffekten als auch Unsicherheiten durch Effekte höherer Ordnung.

Ein Jet-Algorithmus muss mit der Theorie (mit berechneten Endzuständen eines Ereignisgenerators) ebenso wie mit dem Experiment (mit Kalorimeterzellen, Spuren usw.) zurecht kommen, um der physikalischen Methodik von Vorhersage und Messung gewachsen zu sein.

Jet-Algorithmen für Hadronkollisionen müssen andere Anforderungen erfüllen als solche für e^+e^--Kollisionen. In letzteren liegt ein isotroper Ausgangszustand vor und das gesamte Ereignis ist eine Folge der Annihilation. Damit können prinzipiell alle Teilchen im Endzustand für die Signatur des Ereignisses wichtig sein. Dies ist eine sehr viel leichter zu beherrschende Situation als die einer pp-Kollision, bei der die Überreste der Protonen sehr hohe Energien besitzen, aber nicht an der Wechselwirkung teilgenommen haben, die Gegenstand der Untersuchung ist. Ein Jet-Algorithmus muss hier also die Effekte der Strahlüberreste minimieren. Da das Bezugssystem des harten Matrixelements gegenüber dem Laborsystem entlang der Strahlachse lorentztransformiert ist, ist es außerdem erforderlich, einen boostinvarianten Algorithmus zu konstruieren. Hierzu eignet sich die Abstandsmessung der Teilchen durch die Azimuthalwinkel- und Pseudorapiditätsdifferenzen.

1.6.1 Cone-Algorithmen

Cone-Algorithmen arbeiten mit Kreisen in der Azimuthalwinkel-Pseudorapiditätsebene (η-Φ-Ebene, Legoplot-Ebene). In einem einfachen Cone-Algorithmus, dem Snowmass-Algorithmus, wird so verfahren, dass zunächst alle Teilchen mit transversaler Energie oberhalb einer Grenze E_T^C als Ausgangspunkt gewählt werden. Teilchen mit einem Legoplot-Abstand $\Delta R < R_C$, mit R_C als Parameter des Algorithmus (typischerweise von der Größenordnung 1), zum Ausgangspunkt, werden dann zur Berechnung der transversalen Energie des Kegels E_T^{cone} herangezogen, indem ihre transversalen Energien addiert werden:

$$E_T^{cone} = \sum_i E_T^i, \tag{1.76}$$

wobei der Index i die einzelnen Teilchen unterscheidet. Der Schwerpunkt des Kreises in der Legoplot-Ebene wird berechnet, indem die E_T-gewichteten Summen

$$\eta_{CM}^{cone} = \sum_i \frac{E_T^i \eta_i}{E_T^{cone}} \tag{1.77}$$

$$\Phi_{CM}^{cone} = \sum_i \frac{E_T^i \Phi_i}{E_T^{cone}} \tag{1.78}$$

der in ihm liegenden Teilchen gebildet werden. Stimmen die Schwerpunktskoordinaten nicht mit denen des Kreismittelpunkts überein, so wird der Algorithmus von vorne begonnen, diesmal jedoch mit einem Kreis um $(\eta_{CM}^{cone}, \Phi_{CM}^{cone})$. Das ganze wird so oft iteriert, bis die Kegel ausreichend stabil sind, also die Koordinaten der Legoplot-Kreise mit ihrem Schwerpunkt nahe zusammenfallen oder aber eine festzulegende Höchstzahl an Iterationen durchlaufen wurde.

Am Ende können manche Kegel doppelt vorhanden sein oder auch Kegel mit zu niedrigen E_T^{cone} vorhanden sein, um als Jets gewertet zu werden. Diese müssen entfernt werden. Außerdem wird bei diesem Beispiel auch schon ein generelles Problem bei Cone-Algorithmen deutlich: Das gleiche Teilchen könnte durch Überlapp der Kegel in mehreren vorhanden sein. Es muss also eine geeignete Möglichkeit gefunden werden, bei der Rekombination die physikalischen Eigenschaften auf beide Kegel aufzuteilen. Wenn sich zwei Kegel viele Konstituenten teilen, dann kann es nötig sein, sie zu einem einzigen Jet zusammenzufassen. Nachdem solche Prozeduren durchlaufen wurden, muss auch der Legoplot-Radius des resultierenden Jets nicht mehr das anfängliche R_C betragen.

Der oben beschriebene Algorithmus ist nicht kollinear sicher. Das Aufspalten eines Teilchens in zwei kann dazu führen, dass beide die Grenze E_T^C nicht mehr überschreiten und daher nicht als Ausgangspunkt eines Kegels in Betracht gezogen werden. Zudem ist es möglich, dass weiche Strahlung in einem Gebiet zwischen zwei Kegeln dazu führt, dass sie zu einem Jet zusammengefasst werden. Der Algorithmus ist also, je nach Verfahren bei der Verschmelzung von Jets, nicht unbedingt infrarot sicher. Außerdem muss bei Verwendung jedes Teilchens als Ausgangspunkt eines Kegels sichergestellt sein, dass sich hierbei nichts an den gefundenen Jets ändert, wenn ein beliebig niederenergetisches Teilchen der Konfiguration hinzugefügt wird.

Der einzige Algorithmus, der ohne Auszeichnung von Anfangszuständen auf eine infrarot sichere Art exakt alle stabilen Kegel zu finden vermag, benötigt allerdings $\mathcal{O}(N2^N)$ Schritte bei N Teilchen. Dies ist bei Weitem zu viel für seine praktische Anwendung in Hadronkollisionen. Es existiert jedoch ein näherungsweiser, infrarot sicherer Algorithmus (SISCone [38]), der lediglich $\mathcal{O}(N^2 \ln N)$ Schritte benötigt.

1.6.2 Cluster-Algorithmen

Cluster-Algorithmen basieren nicht wie Cone-Algorithmen darauf, eine Gruppierung zu erzielen, indem sämtliche Endzustände zugleich bedacht werden. Stattdessen werden Schritt für Schritt weitere Teilchen zu Protojets zusammengefügt, bis der Algorithmus terminiert. Durch dieses Prinzip ergeben sich keine durch Überlapp entstehenden Probleme.

k_T-artige Cluster-Algorithmen mit sequenzieller Rekombination laufen wie folgt ab:

1. Alle Entfernungsmaße d_{ij} zwischen Objekten (Teilchen oder Protojets) i und j sowie d_{iB} zwischen Objekt i und der Strahlachse werden als
$$d_{ij} = min(k_{T,i}^{2p}, k_{T,j}^{2p}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R_C^2}, \qquad d_{iB} = k_{T,i}^2 \tag{1.79}$$
definiert und berechnet. ΔR_{ij} ist dabei der Legoplot-Abstand zwischen Teilchen i und j und $k_{T,i}$ der Transversalimpuls von Teilchen i. R_C ist ein freier Parameter der Größenordnung 1.

2. Das Minimum aller berechneten d_{ij} und d_{iB} wird gesucht. Wenn es ein d_{ij} ist, werden i und j zu einem Protojet kombiniert (nach einem gegebenen Rekombinationsschema) und i sowie j von der Liste entfernt. Ist es ein d_{iB}, dann wird i als Jet interpretiert und ebenfalls von der Liste entfernt.

3. Falls noch Teilchen auf der Liste stehen, wird mit Schritt 1 fortgefahren.

R_C und p sind Parameter des Algorithmus. Besondere Erwähnung verdienen der k_T-, der Cambridge/Aachen- sowie der Anti-k_T-Algorithmus in ihrer inklusiven Form, die man durch $p = 1, 0, -1$ in Gleichung (1.79) erhält. Der Anti-k_T-Algorithmus ist insbesondere deswegen interessant, da die Grenzen der durch ihn gefundenen Jets sehr resistent gegenüber weichen Abstrahlungen sind. Das liegt daran, dass durch den $1/k_T^2$-Anteil im Abstandsmaß Teilchen mit wenig Transversalimpuls, die einander in der Legoplot-Ebene nahe sind, eher dazu neigen, zunächst mit härteren Teilchen zu rekombinieren anstatt miteinander.

Der k_T-Algorithmus ist der bekannteste unter den drei genannten Algorithmen. Durch geometrische und andere Überlegungen lässt sich die Anzahl der benötigten Schritte in ihm stark reduzieren. In seiner ursprünglichen Formulierung [39] waren bei N Teilchen $\mathcal{O}(N^3)$ Schritte nötig, doch im FastJet-Paket [40] sind Algorithmen implementiert, die für große N lediglich $\mathcal{O}(N \ln N)$ Schritte benötigen. Hier sind auch optimierte Versionen der anderen beiden Cluster-Algorithmen zu finden.

1.7 Das Les-Houches-Dateiformat

Durch die fortschreitende Spezialisierung der in der theoretischen Teilchenphysik verwendeten Programme war es für die Gemeinschaft der Hochenergiephysiker nötig, ein Interface zwischen den beiden Komponenten Matrixelementgenerator sowie Schauer- und Hadronisierungsgenerator der Ereignissimulation zur Verfügung zu stellen.

Zunächst wurden hierzu 2001 zwei Fortran common blocks definiert [41], von denen der eine (HEPRUP) die Informationen enthalten soll, die alle Ereignisse eines Simulationslaufs gemein haben, wie z. B. Strahlenergie sowie -teilchen, PDFs, Wirkungsquerschnitt, und die Variable IDWTUP, die festlegt, ob die zugeführten Ereignisse schon vom Matrixelementgenerator entwichtet wurden oder nicht. Der zweite common block (HEPEUP) soll zur Übermittlung des eigentlichen Ereignisses auf Matrixelementniveau dienen und wird daher für jedes Ereignis erneut ausgefüllt. Er enthält spezifische Informationen wie die Art und Impulse der Teilchen, Informationen über ihre Spins, das Gewicht des Ereignisses und nicht zuletzt die Information, wie starke Ladung in Farbflüssen durch die am Prozess teilnehmenden Teilchen übertragen wird.

Die Anwendung dieses Formats in Form von Fortran common blocks war jedoch stark begrenzt, weswegen 2006 in Folge ein Dateiformat zur Informationsübermittlung vereinbart wurde [42]. Die grundlegende Struktur der ursprünglichen Übereinkunft blieb dabei erhalten und wurde in eine XML-artige Struktur eingebettet.

Das Les-Houches-Dateiformat wurde auch bei der vorliegenden Diplomarbeit genutzt, um ein Interface zwischen den beiden benutzten Programmen, dem Matrixelementgenerator VBFNLO und Herwig++, zu schaffen. Es sieht die folgende Formatierung der Daten vor:

```
<Les-HouchesEvents version=''1.0''>
  <!--
  optionale Zusatzinformationen ohne erzwungenes Format
  (z. B. Kommentare)
  -->
  <header>
  <!--optionale Zusatzinformationen in XML-Syntax-->
  </header>
  <init>
  Informationen aus dem HEPRUP common block
  </init>
  <event>
  Informationen aus einem HEPEUP common block
  </event>
  (pro weiterem Ereignis ein weiterer <event>...</event>-Block)
</Les-HouchesEvents>
```

Der `<init>`-Block enthält eine Zeile mit allgemeinen Informationen

```
IDBMUP(1) IDBMUP(2) EBMUP(1) EBMUP(2) PDFGUP(1) PDFGUP(2)
PDFSUP(1) PDFSUP(2) IDWTUP NPRUP
```

sowie `NPRUP` Zeilen mit Informationen, die für mehrere untersuchte Prozesse getrennt voneinander eingegeben werden müssen

```
XSECUP(IPR) XERRUP(IPR) XMAXUP(IPR) LPRUP(IPR)
```

Die einzelnen Variablen besitzen die folgenden Bedeutungen

- `IDBMUP(i)`: PDG-Nummer der Teilchen in Strahl `i`
- `EBMUP(i)`: Energie der Teilchen in Strahl `i` in GeV
- `PDFGUP(i)`: Cernlib-PDFlib-Nummer der Autorengruppe von PDF `i`
- `PDFSUP(i)`: Cernlib-PDFlib-Nummer der PDF `i`

- `IDWTUP`: Schalter zur Festlegung des verwendeten Gewichtungsmodus der Ereignisse (`IDWTUP`=3 für entwichtete Ereignisse in der Les-Houches-Datei)
- `NPRUP`: Anzahl verschiedener Prozesse in der Datei
- `IPR`: Index zur Unterscheidung der verschiedenen Prozesse
- `XSECUP(IPR)`: Wirkungsquerschnitt des Prozesses `i` in pb
- `XERRUP(i)`: Statistischer Fehler des Wirkungsquerschnitts `i` in pb
- `XMAXUP(i)`: Größtes vorhandenes Gewicht in den eingelesenen Ereignissen des Prozesses `i`
- `LPRUP(i)`: Vom Benutzer definierte Prozessnummer des Prozesses `i`

Im `<event>`-Block wird zunächst eine Zeile mit Informationen zum Gesamtereignis geschrieben

```
NUP IDPRUP XWGTUP SCALUP AQEDUP AQCDUP
```

bevor die Eigenschaften der im Ereignis vorhandenen Teilchen

```
IPDUP(IP) IPSTUP(IP) MOTHUP(1,IP) MOTHUP(2,IP)
IPCOLUP(1,IP) IPCOLUP(2,IP) PUP(1,IP) PUP(2,IP)
PUP(3,IP) PUP(4,IP) PUP(5,IP) VTIPMUP(IP) SPIPNUP(IP)
```

in je einer Zeile festgehalten werden. Der Block enthält damit die Informationen

- `NUP`: Anzahl der Teilchen im Ereignis
- `IDPRUP`: Die vom User definierte Prozessnummer für Ereignisse diesen Typs
- `XWGTUP`: Gewicht des Ereignisses
- `SCALUP`: Die Skala des Ereignisses in GeV
- `AQEDUP`: Die verwendete QED-Kopplungskonstante
- `AQCDUP`: Die verwendete QCD-Kopplungskonstante
- `IP`: Index zur Unterscheidung der verschiedenen Teilchen
- `IDUP(i)`: PDG-Nummer des Teilchens `i`
- `ISTUP(i)`: Status des Teilchens `i` (ein-/ausgehend, Strahlteilchen, Resonanz usw.)
- `MOTHUP(k,i)`: `IP`-Nummer des `k`-ten Mutterteilchens des Teilchens `i` (`k` $\in \{1,2\}$)
- `ICOLUP(k,i)`: Nummer zur Identifizierung der `k`-ten Farblinie, die von Teilchen `i` getragen wird

- `PUP(k,i)`: `k`-te Impulskomponente von $(P_x,P_y,P_z,E,M = E^2 - |\vec{p}|^2)^T$ des Teilchens `i`
- `VTIMUP(i)`: Vor dem Zerfall zurückgelegte Wegstrecke $c\tau$ des Teilchens `i` in mm
- `SPINUP(i)`: Cosinus des Winkels zwischen Spinvektor des Teilchens `i` und dem Dreierimpuls des zerfallenden Mutterteilchens im Laborsystem,

was zur Beschreibung des Ereignisses auf Matrixelementebene ausreicht.

Die Les-Houches-Datei wird vom Matrixelementgenerator geschrieben und kann dann in einem Schauer- und Hadronisierungsgenerator, der das Format unterstützt, als Ausgangspunkt weiterführender Simulationen genutzt werden.

Kapitel 2

VBFNLO

VBFNLO wurde für die nötige Rechnung auf Matrixelementniveau genutzt. Es ist ein in Fortran geschriebenes Programm zur Berechnung von LO- und NLO-Matrixelementen bei Vektorbosonfusionsprozessen, Doppel- und Dreifachvektorbosonproduktion sowie LO-Matrixelementen der Higgsproduktion durch Gluonfusion in Verbindung mit zwei Jets. Abgesehen von SM-Prozessen sind noch einige Matrixelemente jenseits des Standardmodells implementiert [43]. Die Spanne reicht hierbei von der Produktion $\mathcal{CP}$-gerader und -ungerader Higgsbosonen in einem 2HDM vom Typ II über anomale Higgs-Vektorboson-Kopplungen sowie Drei- und Viervektorboson-Kopplungen bis hin zur Berechnung der Fusion schwacher Eichbosonen in einem higgslosen Modell mit Kaluza-Klein-Resonanzen aus [44].

Hjj-Produktion via Gluonfusion ist in VBFNLO für die folgenden Prozesse implementiert:

- SM
  - Produktion des $\mathcal{CP}$-geraden SM-Higgs
- 2HDM
  - Produktion des $\mathcal{CP}$-ungeraden Higgs-Boson A
  - Produktion des $\mathcal{CP}$-geraden Higgs-Boson h
  - Produktion des $\mathcal{CP}$-geraden Higgs-Boson H

VBFNLO ist in der Lage, alle genannten Gluonfusionsprozesse mit t- und b-Quarkschleife inklusive Interferenzen zu berechnen. Außerdem können Rechnungen zu h und A-Produktion auch im Limes hoher Topmasse $m_t \to \infty$ durchgeführt werden.

Die Implementierung von Squarkschleifen befindet sich derzeit in Arbeit, so dass mit VBFNLO in Zukunft auch Berechnungen im MSSM stattfinden können.

Die Integration des Phasenraumes findet mit einem VEGAS-artigen (siehe [45, 46]) adaptiven Monte-Carlo-Algorithmus statt.

VBFNLO bietet dem Anwender die Möglichkeit, für alle implementierten Prozesse bei LO-Berechnungen Les-Houches-konforme Dateien sowohl mit gewichteten als auch entwichteten Ereignissen zu erstellen, um die Weiterverarbeitung mit Partonschauer- und Hadronisierungsprogrammen zu gewährleisten.

Kapitel 3

Herwig++

3.1 Grundlagen

Nachdem die Matrixelementrechnung durchgeführt und die entsprechenden Les-Houches-Dateien erzeugt waren, begannen die weiterführenden Simulationsschritte mit Herwig++, um die Effekte von Partonschauer und Hadronisierung auf den Signalprozess studieren zu können.

Herwig++ ist ein in C++ geschriebener Generator zur Simulation aller Prozesse, die um das harte Matrixelement bei hochenergetischen Teilchenkollisionen herum stattfinden, also von Partonschauern bis hin zu hadronischen Endzuständen. Es beinhaltet zwar auch den Code zur Berechnung einiger wichtiger Matrixelemente, aber eine Vielzahl von Prozessen muss über das implementierte Les-Houches-Interface zugeführt werden.

Herwig++ evolviert, ausgehend vom Partonniveau, in den Schritten

- *Partonschauer*,
- *Hadronisierung* und
- *Teilchenzerfälle*

jedes durch den Matrixelementgenerator gelieferte Ereignis zu einem vollständigen. Auf die einzelnen Schritte wird in den folgenden Abschnitten näher eingegangen.

Konkret implementiert sind diese in verschiedenen C++-Klassen, die in einem Speicher, dem `Repository`, unabhängig voneinander eingebunden werden. Sobald die Infrastruktur der Simulation festgelegt ist, wird vor dem eigentlichen Lauf aus dem `Repository` ein `EventGenerator` erzeugt. Dieser kann dann mit der gewünschten Anzahl zu produzierender Ereignisse als Argument aufgerufen werden. Auf diese Weise ermöglicht Herwig++ eine große Variabilität und leichte Modifizierbarkeit der Komponenten.

Um eine korrekte Simulation von Ereignissen an einem Hadroncollider zu gewährleisten, muss der harte Prozess auch in eine zugrundeliegende Teilchenkollision (*underlying event*) eingebettet werden. Hierfür stehen dem Nutzer zwei verschiedene Möglichkeiten zur Verfügung:

- *UA5-Modell*, benannt nach der UA5 Kollaboration, die auftretenden Ladungsmultiplizitäten und Massenverteilungen parametrisierte und an experimentelle Daten anpasste [47].
- *Multiple-Parton-Interactions-Modell*, (MPI), das durch die Einführung zusätzlicher perturbativer $2 \to 2$ QCD-Streuprozesse eine bessere Beschreibung der physikalischen Verhältnisse liefert [29].

Aufgrund der Tatsache, dass Jet-Algorithmen einen großen Bereich der hadronischen Aktivität eines Prozesses berücksichtigen, ist die Modellierung des zugrundeliegenden Ereignisses nicht nur eine Nebensächlichkeit, sondern geht direkt in die Berechnung der Observablen ein [48].

3.2 Partonschauer

3.2.1 Die Schauervariablen

Die Kinematik eines Schauers sei wie folgt in der sogenannten *Sudakov-Basis* gegeben:

$$q_i = \alpha_i \tilde{p} + \beta_i \tilde{n} + q_{\perp i}, \tag{3.1}$$

wobei p der Impulsvektor des den Schauer initiierenden harten Partons ist. n ist ein lichtartiger Vektor, der antikollinear zu p gewählt wird, so dass er $\tilde{n} \cdot \tilde{p}$ maximiert. $q_{\perp i}$ steht senkrecht auf $\tilde{p}$ und $\tilde{n}$ und stellt den Transversalanteil dar. Der Koeffizient β_i ergibt sich dann zu

$$\beta = \frac{\mathbf{q}_{\perp i}^2 + q_i^2 - \alpha_i^2 m^2}{2\alpha_i \tilde{p} \cdot \tilde{n}}. \tag{3.2}$$

Dabei wurde

$$q_{\perp i}^2 = -\mathbf{q}_{\perp i} \tag{3.3}$$

gesetzt und m ist die on-shell-Masse des den Schauer initiierenden Partons.

Die Variable

$$z_i = \frac{\alpha_i}{\alpha_{i-1}} \tag{3.4}$$

gibt an, wie sich der zum Schauerinitiator longitudinale Impuls eines Teilchens auf seine Strahlungsprodukte aufteilt.

Ein weiterer Parameter des Partonschauers ist der Azimuthalwinkel des relativen Transversalimpulses

$$p_{\perp i} = q_{\perp i} - z_i q_{\perp i-1} \tag{3.5}$$

gegenüber der p-Richtung. Dieser Winkel wird bei Herwig++ gegenwärtig zufällig gewählt.

Die letzte und wichtigste Variable, die an dieser Stelle eingeführt werden soll, ist die Entwicklungsskala des Schauers $\tilde{q}$. Sie beginnt bei der Skala des harten Prozesses $\tilde{q}_h$ und verringert sich durch jede weitere Abstrahlung bis zu einer Cutoff-Skala, bei der Hadronisierung stattfindet.

Wichtig bei der Schauerevolution ist die schon in Abschnitt 1.4 dargelegte Eigenschaft des *angular ordering*: Abstrahlung, gemittelt über den Azimuthalwinkel, findet bevorzugt innerhalb eines Kegels statt, dessen Achse kollinear zum Emitter liegt und dessen Öffnungswinkel durch den Winkel zwischen Emitter und dessen Farbpartner gegeben ist. Führt man die Partonschauerentwicklung in den Virtualitäten der aufspaltenden Partonen durch, dann erreicht man zunächst keine solche Ordnung. Dies ist zum Beispiel beim Ereignisgenerator Pythia so. Hier wird das Problem so gelöst, dass im Nachhinein der Winkel überprüft und gegebenenfalls die Abstrahlung verboten wird.

In Herwig++ wird anders vorgegangen und durch die Wahl der Entwicklungsvariable des Schauers bei Abstrahlung aus den Endzuständen zu

$$\tilde{q} = \frac{1}{z(1-z)}\left[-m_{\tilde{ij}^2} + \frac{m_i^2}{z} + \frac{m_j^2}{1-z} - \frac{p_\perp^2}{z(1-z)}\right] \tag{3.6}$$

beziehungsweise bei Abstrahlung aus den Anfangszuständen zu

$$\tilde{q} = \frac{1}{1-z}\left[-zm_{\tilde{ij}^2} + m_i^2 + \frac{zm_j^2}{1-z} - \frac{p_\perp^2}{1-z}\right] \tag{3.7}$$

schon bei der Generierung eine stetige Verringerung des Abstrahlwinkels von aufeinanderfolgenden Splittings erreicht.

Für eine Diskussion der Anfangsbedingungen des Schauers, zu denen die Aufteilung des verfügbaren Phasenraumes auf die beiden Emitter eines farbverbundenen Paares gehört, sei auf [29] verwiesen. Hier soll nur erwähnt werden, dass die Aufteilung standardmäßig möglichst symmetrisch erfolgt.

3.2.2 Abstrahlung aus den Endzuständen

Herwig++ legt zunächst das Abstrahlungsverhalten des Partonschauers, ausgedrückt durch spezielle Partonschauervariablen, fest, bevor den erzeugten Teilchen Viererimpulse zugeordnet werden. Letzteres bezeichnet man als kinematische Rekonstruktion des Ereignisses.

Entwicklung Um die Skala der ersten Aufspaltung eines Teilchen $\tilde{ij}$ in zwei andere, i und j, zu bestimmen, muss eine Gleichung der Form

$$\Delta(\tilde{q},\tilde{q}_h) = \mathcal{R} \tag{3.8}$$

nach $\tilde{q}$ aufgelöst werden. Anstatt dies, wie im ursprünglichen Herwig Programm, numerisch zu lösen, wird bei Herwig++ eine Monte Carlo Methode verwendet, die als Veto-Algorithmus bekannt ist [29, 30]. Hierbei wird zunächst ein überschätzter Sudakov- Formfaktor

$$\Delta^{over}_{\tilde{ij}\to ij} = \exp\left[-\int_{\tilde{q}}^{\tilde{q}_h} \mathcal{P}^{over}_{\tilde{ij}\to ij}\right] \tag{3.9}$$

mit der überschätzten Splittingwahrscheinlichkeit

$$\mathcal{P}^{over}_{\tilde{ij}\to ij} = \frac{\mathrm{d}\tilde{q}}{\tilde{q}} \int_{z_-^{over}}^{z_+^{over}} \mathrm{d}z' \, \frac{\alpha_s^{over}}{2\pi} P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z')\, \Theta\left(p_\perp^2(z') \geq 0\right) \tag{3.10}$$

angenommen, der den Vorteil bietet, invertierbar zu sein. Die Heaviside-Funktion ist als $\Theta\left(p_\perp^2(z') \geq 0\right)$ notiert, um anzudeuten, dass sie für den im Argument angeführten Bereich eine 1 liefert. Sie führt zu den erlaubten Integrationsgrenzen z_- und z_+. Für die überschätzte Splittingfunktion muss gelten, dass

$$P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z) > P_{\tilde{ij}\to ij}(z,\tilde{q}). \tag{3.11}$$

Außerdem soll sie eine analytisch zu findende und invertierbare Stammfunktion besitzen. α_s^{over} und $z_\pm^{over}$ sind überschätzte Werte der Kopplungskonstanten und des Integrationsbereichs.

Die Gleichung

$$\Delta^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(\tilde{q},\tilde{q}_h) = \mathcal{R} \tag{3.12}$$

lässt sich nun analytisch lösen und man erhält $\tilde{q}^2$ zu

$$\tilde{q}^2 = \tilde{q}_h^2 \mathcal{R}^{\frac{1}{r}}, \tag{3.13}$$

wobei

$$r = \frac{\mathrm{d}\mathcal{P}^{over}_{\tilde{ij}\to ij}}{\mathrm{d}\ln(\tilde{q})} \tag{3.14}$$

eine Konstante ist. Zu der Abstrahlung wird ein Impulsbruchteil

$$z = I^{-1}[I(z_-^{over}) + \mathcal{R}'(I(z_+^{over}) - I(z_-^{over}))] \tag{3.15}$$

generiert, in den die Stammfunktion $I(z)$ der Splittingfunktion $P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z)$ eingeht. $\mathcal{R}'$ ist eine Zufallszahl im Intervall [0,1].

Der Veto-Algorithmus sorgt nun für eine korrekte Sudakov-Unterdrückung der Abstrahlung, indem die erzeugten Wertepaare $(z,\tilde{q})$ abgelehnt und das Verfahren mit $\tilde{q}$ als neuer Anfangsskala erneut durchlaufen wird, wenn eine der drei Bedingungen

$$\mathbf{p}_\perp^2 < 0 \tag{3.16}$$

$$\frac{\alpha_S(z,\tilde{q})}{\alpha_S^{over}} < \mathcal{R}_1 \tag{3.17}$$

$$\frac{P_{\tilde{ij}\to ij}(z,\tilde{q})}{P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z)} < \mathcal{R}_2 \tag{3.18}$$

zutrifft, wobei $\mathcal{R}_1$ und $\mathcal{R}_2$ wieder Zufallszahlen im Intervall [0,1] sind und $P_{\tilde{ij}\to ij}$ die zur Abstrahlung gehörige Splittingfunktion ist.

Die Wahrscheinlichkeit, ein Wertepaar $(z_0,\tilde{q}_0)$ zu selektieren, das gleich im ersten Schritt akzeptiert wird, beträgt

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_0(z_0,\tilde{q}_0) &= \frac{1}{\tilde{q}_0}\frac{\alpha_S^{over}}{2\pi} P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z_0,\tilde{q}_0)\, \Delta^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(\tilde{q}_0,\tilde{q}_h) \\ &\quad \cdot \frac{\alpha_S(z_0,\tilde{q}_0)}{\alpha_S^{over}} \frac{P_{\tilde{ij}\to ij}(z_0,\tilde{q}_0)}{P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z_0)}\, \Theta\left(p_\perp^2(z_0) \geq 0\right) \\ &= \frac{1}{\tilde{q}_0}\frac{\alpha_S(z_0,\tilde{q}_0)}{2\pi} P_{\tilde{ij}\to ij}(z_0,\tilde{q}_0)\, \Theta\left(p_\perp^2(z_0) \geq 0\right) \\ &\quad \cdot \exp\left[-\int_{\tilde{q}}^{\tilde{q}_h} \frac{\mathrm{d}\tilde{q}'}{\tilde{q}'} \int_{z'_{0,-}}^{z'_{0,+}} \mathrm{d}z'' \, \frac{\alpha_s^{over}}{2\pi} P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z'')\right]. \end{aligned} \tag{3.19}$$

Die Wahrscheinlichkeit, zunächst ein Wertepaar abzulehnen, bevor das zweite, $(z_1,\tilde{q}_1)$, akzeptiert wird, beläuft sich auf

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}_1(z_1,\tilde{q}_1) = &\int_{\tilde{q}_1}^{\tilde{q}_h} \frac{\mathrm{d}\tilde{q}_0}{\tilde{q}_0} \int_{z'^{over}_{0,-}}^{z'^{over}_{0,+}} \mathrm{d}z''_0 \, \frac{\alpha_S^{over}}{2\pi} \, P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z''_0,\tilde{q}_0) \, \Delta^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(\tilde{q}_0,\tilde{q}_h) \, \Theta\left(p_\perp^2(z''_0) \geq 0\right) \\
&\cdot \left[1 - \frac{\alpha_S(z''_0,\tilde{q}_0)}{\alpha_S^{over}} \cdot \frac{P_{\tilde{ij}\to ij}(z''_0,\tilde{q}_0)}{P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z''_0)}\right] \\
&\cdot \frac{1}{\tilde{q}_1} \frac{\alpha_S^{over}}{2\pi} \, P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z_1,\tilde{q}_1) \Delta^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(\tilde{q}_1,\tilde{q}_0) \cdot \frac{\alpha_S(z_1,\tilde{q}_1)}{\alpha_S^{over}} \cdot \frac{P_{\tilde{ij}\to ij}(z_1,\tilde{q}_1)}{P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z_1)} \\
= \mathcal{W}_0(\tilde{q}_1) &\int_{\tilde{q}_1}^{\tilde{q}_h} \frac{\mathrm{d}\tilde{q}_0}{\tilde{q}_0} \int_{z'_{0,-}}^{z'_{0,+}} \mathrm{d}z''_0 \left(\frac{\alpha_S^{over}}{2\pi} \, P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z''_0) - \frac{\alpha_S(z''_0,\tilde{q}_0)}{2\pi} P_{\tilde{ij}\to ij}(z''_0,\tilde{q}_0)\right),
\end{aligned} \tag{3.20}$$

wobei in der ersten Zeile die Wahrscheinlichkeit gegeben ist, das erste Wertepaar zu selektieren. Der Term in eckigen Klammern in der zweiten Zeile ist die Wahrscheinlichkeit, dieses zu verwerfen. Für die Umformung wurde die Tatsache genutzt, dass die beiden Sudakov-Formfaktoren benachbarte Integrationsgrenzen besitzen und sich daher zu einem einzelnen Integral zusammenfassen lassen. Per Induktion folgt nun für die Wahrscheinlichkeit, ein Wertepaar nach einem beliebigen Schritt anzunehmen

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}(z,\tilde{q}) &= \sum_{i=0}^{\infty} \mathcal{W}_i(z,\tilde{q}) \\
&= \mathcal{W}_0(z,\tilde{q}) \sum_{i=0}^{\infty} \frac{1}{i!} \\
&\quad \cdot \left[\int_{\tilde{q}}^{\tilde{q}_h} \frac{\mathrm{d}\tilde{q}'}{\tilde{q}'} \int_{z'_-}^{z'_+} \mathrm{d}z'' \left(\frac{\alpha_S^{over}}{2\pi} \, P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z'') - \frac{\alpha_S(z'',\tilde{q}')}{2\pi} \, P_{\tilde{ij}\to ij}(z'',\tilde{q}')\right)\right]^i \\
&= \frac{1}{\tilde{q}} \frac{\alpha_S(z,\tilde{q})}{2\pi} \, P_{\tilde{ij}\to ij}(z,\tilde{q}) \cdot \exp\left[-\int_{\tilde{q}}^{\tilde{q}_h} \frac{\mathrm{d}\tilde{q}'}{\tilde{q}'} \int_{z'_-}^{z'_+} \mathrm{d}z'' \, \frac{\alpha_s^{over}}{2\pi} \, P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z'')\right] \\
&\qquad \cdot \exp\left[\int_{\tilde{q}}^{\tilde{q}_h} \frac{\mathrm{d}\tilde{q}'}{\tilde{q}'} \int_{z'_-}^{z'_+} \mathrm{d}z'' \left(\frac{\alpha_S^{over}}{2\pi} \, P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z'') - \frac{\alpha_S(z'',\tilde{q}')}{2\pi} \, P_{\tilde{ij}\to ij}(z'',\tilde{q}')\right)\right] \\
&= \frac{1}{\tilde{q}} \frac{\alpha_S(z,\tilde{q})}{2\pi} \cdot P_{\tilde{ij}\to ij}(z,\tilde{q}) \cdot \exp\left[-\int_{\tilde{q}}^{\tilde{q}_h} \mathrm{d}\tilde{q}' \int_{z'_-}^{z'_+} \mathrm{d}z'' \, \alpha_S(z'',\tilde{q}') \, P_{\tilde{ij}\to ij}(z'',\tilde{q}')\right].
\end{aligned} \tag{3.21}$$

Der Symmetriefaktor $\frac{1}{i!}$ resultiert aus der Zeitordnung der multiplen Integrale, die bei mehr als einem Verwerfen von Werten auftreten. Wie zu sehen ist, wird durch den Algorithmus der richtige, im Allgemeinen nicht invertierbare Sudakov-Formfaktor, rekonstruiert. Das beschriebene Verfahren wird für jedes abgestrahlte Teilchen so oft wiederholt, bis die Skala der nächsten Abstrahlung unterhalb der Cutoff-Skala von standardmäßig 1 GeV liegt.

Rekonstruktion der Viererimpulse Nachdem alle Abstrahlungsskalen $\tilde{q}$ und alle Impulsverhältnisse z bestimmt wurden, beginnt die Rekonstruktion der Viererimpulse aller Teilchen im Schauer damit, dass die Massen der ausgehenden Teilchen *on-shell* gesetzt werden. Die α_i, β_i und $q_{\perp,i}$ der Sudakov-Basis werden iterativ mit Hilfe von Impulserhaltungsbedingungen

$$\alpha_{\tilde{ij}} = \alpha_i + \alpha_j \tag{3.22}$$

$$\beta_{\tilde{ij}} = \beta_i + \beta_j \tag{3.23}$$

$$q_{\perp,\tilde{ij}} = q_{\perp,i} + q_{\perp,j} \tag{3.24}$$

und den definierenden Gleichungen für z und $\tilde{q}$ berechnet. Da die Rekonstruktion nicht zwischen Partonen, die durch den Schauer entstanden sind, und solchen, die aus dem harten Matrixelement stammen, unterscheidet, wird durch diese Vorgehensweise allerdings die Masse der Letzteren verändert. Sie besitzen nun *off-shell*-Massen. Um trotzdem die Gesamtenergie der Kollision zu erhalten, werden alle Impulse der Teilchen im Endzustandsschauer kollinear zur $\tilde{p}$-Achse der zugehörigen Sudakov-Basis lorentztransformiert. Das heißt, der Impuls des harten Vorgängerpartons des Schauers wird um einen Faktor k reskaliert, der so gewählt wird, dass die Gesamtenergie im Schwerpunktssystem vor und nach dem Schauer die gleiche ist, dass also gilt

$$\sum_{J=1}^{n} \sqrt{\mathbf{p}_J^2 + m_J^2} = \sum_{J=1}^{n} \sqrt{k^2 \mathbf{q}_J^2 + q_J^2} = \sqrt{s}, \tag{3.25}$$

wobei als p_j die Impulse vor und als q_J diejenigen nach dem Schauer bezeichnet wurden, der Index J die ausgehenden Partonen des Matrixelements durchnummeriert, und m_J die *on-shell*-Masse des J-ten Teilchens ist. Die Reskalierungsfaktoren k liegen typischerweise nahe bei 1.

3.2.3 Abstrahlung aus den Anfangszuständen

Die einlaufenden Partonen des harten Matrixelementes erfahren, gleich den auslaufenden, eine Entwicklung von der harten Skala $\tilde{q}_h$ bis zu einer Cutoff-Skala, bei der nichtperturbative Effekte eine dominante Rolle spielen und die Partonen nicht länger als quasifreie Teilchen angesehen werden können.

Entwicklung Die Aufspaltungen der eingehenden Partonen des Matrixelementes werden rückwärts entwickelt, um jeweils das Eltern- und Geschwisterteilchen zu erhalten. Die Entwicklung beginnt also wieder bei der Skala des harten Prozesses. Um den korrekten Partoninhalt der kollidierenden Protonen zu reproduzieren, werden zur Rückwärtsentwicklung die gemessenen PDFs zur Hilfe genommen. Die Alternative wäre eine Vorwärtsentwicklung der Protonen, die die PDFs dynamisch generieren sollte. Solch eine Entwicklung lässt sich allerdings nicht darauf beschränken, in die vom selektierten harten Ereignis festgelegten Variablen zu münden und wäre daher höchst ineffizient.

Der für die Abstrahlung aus den Anfangszuständen maßgebliche Sudakov-Formfaktor ist gegeben durch

$$\Delta_{\tilde{ij}\to ij}(x,\tilde{q},\tilde{q}_h) = \exp\Bigg[-\int_{\tilde{q}}^{\tilde{q}_h} \frac{\mathrm{d}\tilde{q}'}{\tilde{q}'} \int_x^{z'_+} \mathrm{d}z'' \tag{3.26}$$

$$\cdot \frac{\alpha_S(z'',\tilde{q}')}{2\pi} P_{\tilde{ij}\to ij}(z'',\tilde{q}') \frac{\frac{x}{z''} f_{\tilde{ij}}(\frac{x}{z''},\tilde{q}')}{x f_i(x,\tilde{q}')} \Theta(\mathbf{p}_\perp^2 > 0)\Bigg]. \tag{3.27}$$

Die Anfangszustandsentwicklung findet durch den Veto-Algorithmus analog zu der der Endzustände statt, jedoch mit dem zusätzlichen PDF-Faktor

$$\mathrm{PDF}^{over}(z) \geq \frac{\frac{x}{z} f_{\tilde{ij}}(\frac{x}{z},\tilde{q}')}{x f_i(x,\tilde{q}')} \; \forall z,\tilde{q},x \tag{3.28}$$

im überschätzten Sudakov-Formfaktor

$$\Delta^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(x,\tilde{q},\tilde{q}_h) = \exp\left[-\int_{\tilde{q}}^{\tilde{q}_h} \frac{\mathrm{d}\tilde{q}'}{\tilde{q}'} \int_x^{z'+} \mathrm{d}z'' \frac{\alpha_S^{over}}{2\pi} P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z'')\, \mathrm{PDF}^{over}(z'')\right]. \tag{3.29}$$

Der PDF-Faktor wirkt sich so auf die Lösung aus, dass nun

$$r = \frac{\alpha_S^{over}}{2\pi} \int_x^{z_+} \mathrm{d}z'\, P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z')\, \mathrm{PDF}^{over}(z') \tag{3.30}$$

definiert wird. Analog zu der zuvor beschriebenen Entwicklung der Endzustände können nun eine Skala und ein zugehöriger Impulsbruchteil

$$\tilde{q}^2 = \tilde{q}_h^2 \mathcal{R}^{\frac{1}{r}} \tag{3.31}$$

und

$$z = I^{-1}[I(x) + \mathcal{R}'(I(z_+^{over}) - I(x))] \tag{3.32}$$

mit zwei Zufallszahlen $\mathcal{R}$ und $\mathcal{R}'$ sowie der Stammfunktion

$$I(z) = \int \mathrm{d}z\, P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z)\, \mathrm{PDF}^{over}(z) \tag{3.33}$$

und ihrer Inversen, I^{-1}, generiert werden. Um mittels Veto-Algorithmus auch aus dem überschätzen PDF-Faktor den tatsächlichen rekonstruieren zu können, wird bei der Rückwärtsentwicklung eine weitere Vetobedingung gestellt. Die generierten Werte für $\tilde{q}$ und z werden abgelehnt, wenn einer der vier Fälle

$$\mathbf{p}_\perp^2 < 0 \tag{3.34}$$

$$\frac{\alpha_S(z,\tilde{q})}{\alpha_S^{over}} < \mathcal{R}_1 \tag{3.35}$$

$$\frac{P_{\tilde{ij}\to ij}(z,\tilde{q})}{P^{over}_{\tilde{ij}\to ij}(z)} < \mathcal{R}_2 \tag{3.36}$$

$$\frac{\frac{\frac{x}{z} f_a(\frac{x}{z},\tilde{q}')}{x f_b(x,\tilde{q}')}}{\mathrm{PDF}^{over}(z)} < \mathcal{R}_3 \tag{3.37}$$

eintritt. Es lässt sich wie im vorhergehenden Abschnitt zeigen, dass eine solche Wahl zu einer Entwicklung mit dem korrekten, tatsächlichen Sudakov-Formfaktor führt. Am Ende der Entwicklung, wenn die Entwicklungsskala die Cutoffskala erreicht, wird das zuletzt entstandene Vorgängerteilchen *on-shell* gesetzt.

Alle durch die Rückwärtsentwicklung der Anfangszustände entstandenen Geschwisterteilchen können auch wieder Ausgangspunkte einer Schauerkaskade sein. Als solche werden sie, gleich den Endzuständen der farbgeladenen ausgehenden Teilchen im Matrixelement, durch den Partonschauer evolviert. Dadurch werden in der Abstrahlung aus den Anfangszuständen Jets im Endzustand generiert.

Sobald die Entwicklung unter die kritische Skala von 1 GeV fällt, wird das zuletzt generierte Elternteilchen *on-shell* gesetzt und die Impulsrekonstruktion kann beginnen.

Die Skala der PDF-Entwicklung wird schon bei etwas höheren Werten beendet, damit, falls nötig, genügend Phasenraum für zusätzliche, nichtperturbative Splittings verbleibt. In den meisten Fällen wird allerdings schon durch den in die Partonschauer-Entwicklung eingehenden PDF-Faktor ein Terminieren des Algorithmus bei einem Valenzquark veranlasst.

Rekonstruktion der Viererimpulse Bei der Abstrahlung aus den Anfangszuständen verläuft die Impulsrekonstruktion etwas anders als bei der aus den Endzuständen, da sichergestellt werden soll, dass trotz Reskalierungen der Impulse das harte Matrixelement möglichst unangetastet bleibt. Es wird unterschiedlich vorgegangen, je nachdem, ob der Farbpartner des Ausgangsteilchens des Schauers ein aus- oder einlaufendes Teilchen im Matrixelement ist.

Im ersten Fall werden die Impulse der Schauerteilchen so reskaliert, dass der Impulsübertrag des Systems im Matrixelement konstant bleibt, also dass gilt:

$$Q^2 = -(p_{in} - p_{out})^2 = const. \tag{3.38}$$

Hierzu muss gegebenenfalls auch der Jet im Endzustand lorentztransformiert werden.

Im zweiten Fall, bei einer einfachen Farblinie zu einem anderen einlaufenden Teilchen des Matrixelements, werden die Viererimpulse des Schauers unter der Prämisse, dass die Energien und Rapiditäten der kollidierenden Partonen im Matrixelement nicht verändert werden, geboostet. Hier muss der Schauer aus den Endzuständen lediglich generierte Transversalimpulse absorbieren.

3.3 Hadronisierung

Herwig++ nutzt ein Cluster-Modell zur Hadronisierung der Endzustände des Partonschauers. Zu schwere Cluster werden gespalten, wenn für die Clustermasse M gilt

$$M^{Cl_{pow}} \geq Cl_{max}^{Cl_{pow}} + (m_1 + m_2)^{Cl_{pow}}, \tag{3.39}$$

mit $m_{1,2}$ als Massen der partonischen Konstituenten des Clusters und $Cl_{max} = 3{,}15$ sowie $Cl_{pow} = 1{,}28$ als Parametern des Modells für leichte Cluster aus u-, d- und

s-Quarks. Für Cluster aus massiveren Quarks werden andere Parameter gewählt. Die Massen der neuen Cluster M_1 und M_2 werden als

$$M_1 = m_1 + (M - m_1 - m_q)\mathcal{R}_1^{1/P} \tag{3.40}$$

$$M_2 = m_2 + (M - m_2 - m_q)\mathcal{R}_2^{1/P} \tag{3.41}$$

erzeugt, wobei m_q die Masse des zum Zerfall aus dem Vakuum erzeugten (Di-)Quarks ist, $\mathcal{R}_{1,2}$ Zufallszahlen sind und P wieder ein Parameter des Modells ist, der für leichte Quarks als $P = 1{,}2$ gewählt wird.

Um die Zerfallsprodukte eines Clusters zu bestimmen, der schwer genug ist, um sowohl mesonisch als auch baryonisch zu zerfallen, wird zunächst mittels eines eigenen Parameters festgelegt, welche der beiden Zerfallsarten durchgeführt werden soll. Hierdurch wird verhindert, dass aufgrund der großen Anzahl an verschiedenen Mesonen ein im Widerspruch zum Experiment stehendes, unnatürlich großes mesonisches Verzweigungsverhältnis entsteht.

In neutralen Mesonen, in denen nur leichte Quarks vorliegen, findet Mischung der Flavoreigenzustände statt, was bei der Auswahl eines Zerfallskanals im in Herwig++ implementierten Hadronisierungsmodell berücksichtigt wird.

3.4 Teilchenzerfälle

Zerfälle instabiler Teilchen können in Herwig++ an zwei Stellen der Simulation geschehen. Zum einen zerfallen instabile fundamentale Teilchen im Endzustand des harten Matrixelementes, bevor der Partonschaueralgorithmus durchlaufen wird. Zum anderen müssen selbstverständlich auch instabile Hadronen, die nach dem Clusterzerfall vorhanden sind, weiter zerfallen. Beide Arten von Zerfällen werden auf die gleiche Weise mit dem Algorithmus aus [49–51] gehandhabt, um sicherzustellen, dass Spin-Korrelationen korrekt berücksichtigt werden. Hinzu kommen einige Modelle für einzelne Zerfälle, die zumeist durch Anpassung an experimentelle Daten gewonnen wurden. Die zumeist sehr komplizierten Phasenräume, die bei den Zerfallsprozessen auftreten, werden im Großteil der Fälle mit dem MAMBO-Algorithmus [52] generiert.

3.5 Underlying event

Für die vollständige Simulation einer Kollision zweier Hadronen spielen nicht nur das harte Matrixelement und der Partonschauer eine Rolle. Neben ihnen existiert zusätzliche hadronische Aktivität. Die Quelle dieser Aktivität ist letzten Endes in den nicht am harten Matrixelement teilnehmenden Partonen der kollidierenden Hadronen zu suchen. Diese gehen bei den in den vorherigen Abschnitten beschriebenen Vorgängen keinerlei Wechselwirkung miteinander ein. Eine solche Näherung ist bei hohen Energien nicht mehr möglich. Daher ist es nötig, neben dem harten Subprozess und den mit ihm verbundenen Abstrahlungen, weitere Möglichkeiten der Teilchenproduktion einzuführen, bekannt als *underlying event* (UE).

Im einfachsten Modell, dem UA5-Modell, geschieht dies durch eine Anzahl zusätzlicher Cluster, die mit exponentiell gedämpfter Transversalimpuls- und gleichmäßiger Rapiditätsverteilung erzeugt werden. Sie zerfallen, wie im Abschnitt 3.3 beschrieben, und sorgen so für zusätzliche Hadronen. Lange Zeit war das UA5-Modell der Standard in Herwig.

Als weitaus geeigneter für die UE-Modellierung hat sich ein Modell mit mehreren voneinander unabhängigen Partonwechselwirkungen gezeigt (*multiple parton interactions*, MPI). In Herwig++ hat es das UA5-Modell als Standard abgelöst. Es ist hier durch zusätzliche $2 \to 2$ Streuprozesse, die durch perturbative QCD berechnet werden, sowie durch weiche Wechselwirkungen repräsentiert.

Der Anfangspunkt der Überlegungen, die zur Einführung eines MPI-Modells führen, ist die Tatsache, dass der QCD-Wirkungsquerschnitt für Jetproduktion den Gesamtwirkungsquerschnitt der zugrundeliegenden pp- oder $p\bar{p}$-Kollision schon bei mittleren Schwerpunktsenergien übersteigen kann [48]. Um diese Unitaritätsverletzung aufzulösen, muss bedacht werden, dass die Partonverteilungsfunktionen der Hadronen inklusiver Natur sind, also alle anderen partonischen Anteile als die gesuchte ausintegriert werden. Um ein solches Vorgehen zu rechtfertigen, ist es Voraussetzung, dass die gesuchte Partonverteilung von den restlichen unabhängig ist. Für niedrige Longitudinalimpulsanteile x ist diese Näherung jedoch nicht mehr zulässig. Da mit zunehmender Schwerpunktsenergie die sichtbaren x-Werte immer weiter abnehmen, wäre es nötig, Multipartonverteilungsfunktionen einzuführen, über die jedoch kaum experimentelle Daten existieren. Glücklicherweise bietet das Bild der MPIs jedoch eine adäquate Möglichkeit, den Wirkungsquerschnitt zu unitarisieren.

Für das Einfügen zusätzlicher $2 \to 2$-Streuprozesse in eine bereits vorgegebene Hadronkollision ist es nötig, sich noch einmal vor Augen zu führen, welche Situation dort nach dem Partonschauer vorherrscht. Die Rekonstruktion des Anfangszustandes durch den Partonschauer wird zwingend bei einem Valenzquark beendet, welches also für weitere Streuprozesse nicht mehr zur Verfügung steht. Die beiden übrigen Valenzquarks bilden den Hadronüberrest, daher ist es erforderlich, dass die Rückwärtsentwicklung der aus den MPIs stammenden Streuprozesse mit einem Gluon beendet wird. Sie findet daher mit modifizierten PDFs statt, die ohne Valenzquarkanteile auskommen. Die Farblinien des Gluons, bei dem die Rückwärtsentwicklung terminiert wird, werden auf geeignete Weise mit denen des Hadronüberrests verbunden. Auf diese Weise lassen sich beliebig viele zusätzliche QCD-Streuprozesse in den vorhandenen Rahmen des geschauerten harten Matrixelements einbauen.

Der perturbative Anteil der starken Wechselwirkung ist jedoch nicht die vollständige Antwort auf die Frage, wie ein möglichst vorhersagekräftiges Modell des UE auszusehen hat. In Herwig++ sind zudem noch weiche Streuprozesse von Gluonen implementiert, die aus den Hadronresten stammen. Ihre p_T-Verteilung wird als gaußverteilt angenommen und sie werden aufgrund der Pomeron-artigen Struktur der weichen Streuprozesse so in das generierte Ereignis eingefügt, dass sie mit dem übrigen Prozess *nicht* farbverbunden sind.

Die konkrete Berechnung von MPIs wird in Herwig++ wie folgt durchgeführt. Zunächst werden die Multiplizitäten h der harten und w der weichen Streuprozesse durch

$$P_{h,w}(s) = \frac{\int \mathrm{d}^2\mathbf{b}\, \mathcal{P}_{h-1,w}(\mathbf{b},s) A(\mathbf{b}) \sigma_M \mathrm{e}^{A(\mathbf{b})\sigma_M}}{\int \mathrm{d}^2\mathbf{b}\, A(\mathbf{b})\sigma_M} \tag{3.42}$$

bestimmt. Hierbei ist $\mathbf{b}$ der Stoßparameter der Hadronkollision, $A(b)$ der Überlapp der Partonwellenfunktionen (der aus dem elektromagnetischen Formfaktor bestimmt wird), σ_M der Wirkungsquerschnitt des harten Matrixelementes und der Faktor $\mathcal{P}_{h-1,w}(\mathbf{b},s)$ die stoßparameterabhängige Wahrscheinlichkeit für $h-1$ *zusätzliche* harte und w weiche Streuprozesse, die jeweils als poissonverteilt angenommen wird. Da der Wirkungsquerschnitt des harten Matrixelements im allgemeinen kleiner ist als der Wirkungsquerschnitt für Jetproduktion, wird die Näherung

$$P_{h,w}(s) \approx \int \mathrm{d}^2\mathbf{b}\, \mathcal{P}_{h-1,w}(\mathbf{b},s) A(\mathbf{b}) \tag{3.43}$$

$$= \frac{h}{\sigma_{part}} \int \mathrm{d}^2\mathbf{b}\, \mathcal{P}_{h-1,w}(\mathbf{b},s) \tag{3.44}$$

durchgeführt, wobei σ_{part} der inklusive Wirkungsquerschnitt für die Produktion zweier Partonen oberhalb eines gegebenen Cutoffs ist, der die perturbative Berechnung ihrer Wechselwirkung zulässt. Nachdem bestimmt wurde, wie viele zusätzliche Streuungen zu generieren sind, werden diese unabhängig vom harten Matrixelement generiert und geschauert. Die initiierenden Gluonen werden aus den Hadronresten extrahiert, was zu einer Verletzung der Viererimpulserhaltung führen kann. Sollte dies der Fall sein, wird die Berechnung des Streuprozesses erneut durchgeführt, bis ein erlaubter Prozess zustande kommt. Dies wird solange wiederholt, bis die geforderte Multiplizität erreicht ist. Sollte es nach einer gegebenen maximalen Anzahl an Versuchen vorkommen, dass kein Streuprozess generiert werden kann, ohne die Viererimpulserhaltung zu verletzen, dann wird abgebrochen und die Anzahl der Streuungen reduziert.

Kapitel 4

Implementierung des LesHouches-Interface

Um Partonschauer mit Herwig++ bei Prozessen mit Hjj-Signatur simulieren zu können, war es zunächst nötig, im Matrixelementgenerator VBFNLO für die zu untersuchenden Prozesse eine Les-Houches-konforme Ausgabe zu implementieren, da hier die Möglichkeit der Erzeugung von Les-Houches-Dateien bisher nur für Vektorbosonprozesse geboten wurde.

Für Gluonfusionsprozesse spielt dabei der Farbfluss eine wichtige Rolle. Der Gluonaustausch im t-Kanal führt dazu, dass bei den meisten Subprozessen mehr als ein Farbfluss möglich ist. Die Farbstrukturen sind damit komplizierter, als es von WBF-Prozessen bekannt ist.

Farbflüsse sind auf Ebene der Amplitude definiert

$$\mathcal{A} = \sum_i c_i \mathcal{A}_i^C, \tag{4.1}$$

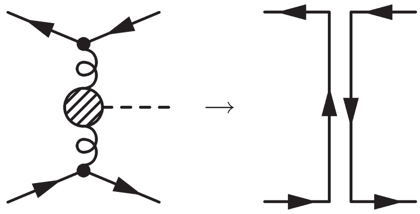
wobei $\mathcal{A}_i^C$ die Amplitude des Farbflusses i angibt und c_i ein gruppentheoretischer Faktor ist. Eine Auswahl des Farbflusses nach dessen Wahrscheinlichkeit ist daher zunächst nicht möglich, da es bei der Bildung des Absolutquadrates zu Interferenztermen der verschiedenen Farbamplituden kommt. Im *large N_c limit* sind diese jedoch unterdrückt.

Für das Füllen des `HEPEUP`-Blocks muss also zunächst auf geeignete Weise aus dem *exakten* Amplitudenquadrat einer der möglichen *large-N_c*-Farbflüsse ausgewählt werden. Bevor beschrieben wird, wie dabei vorgegangen wird, sollen die führenden Farbflüsse bei Amplituden der untersuchten Prozesse ohne sowie mit zwei oder vier externen Gluonen kurz klassifiziert werden.

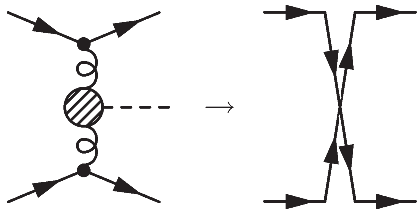
4.1 Farbflüsse bei Hjj-Ereignissen durch Gluonfusion

4.1.1 $qq \to qqH$

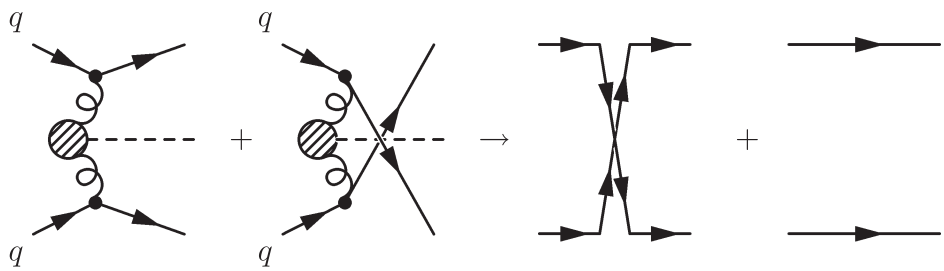
Die Prozesse mit Quark-Antiquark-induzierter Gluonfusion tragen mit einem möglichen Farbfluss bei:



Dies ist ebenso der Fall, wenn die externen Linien aus zwei unterschiedlichen Quarkflavors bestehen.



Bei der Streuung identischer Quarkflavors existieren jedoch Interferenzterme, die durch Pauli-Interferenz von Diagrammen mit identischen Quarkflavors zustande kommen. Es wird nötig, bei einem solchen Prozess auf geeignete Weise den favorisierten der beiden Farbkanäle auszuwählen. Wie das geschieht, wird in Abschnitt 4.2 beschrieben.



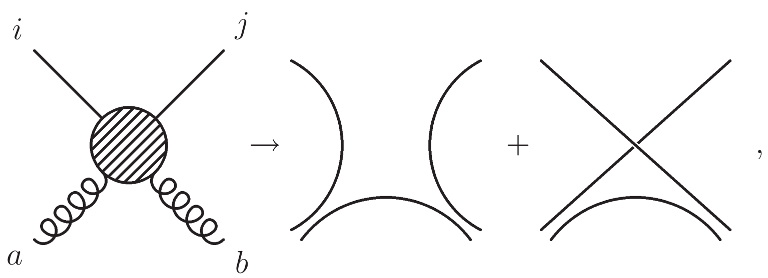
Das farbsummierte Absolutquadrat der Amplitude beträgt

$$\sum_{\text{Farben}} |\mathcal{A}^{qq}|^2 = \frac{N_c^2-1}{4}\left(|\mathcal{A}_t|^2 + |\mathcal{A}_u|^2\right) + 2\frac{N_c^2-1}{4N_c} Re\left(\mathcal{A}_t\mathcal{A}_u^*\right), \qquad (4.2)$$

wobei $\mathcal{A}_t$ und $\mathcal{A}_u$ die Amplituden für t- bzw. u-Kanal sind.

4.1.2 $qg \to qgH$

Jedes Diagramm enthält in führender Ordnung zwei Farbflüsse. Schematisch gilt also



wobei die Richtungen der Linien zu Gunsten der Allgemeingültigkeit unterdrückt wurden. Sie werden durch die Richtung der Fermionlinie des zugehörigen Feynmandiagramms bestimmt.

Die gesamte Amplitude lässt sich mit den Amplituden $\mathcal{A}_1^{qg}$ und $\mathcal{A}_2^{qg}$ der beiden Farbflusstypen schreiben als

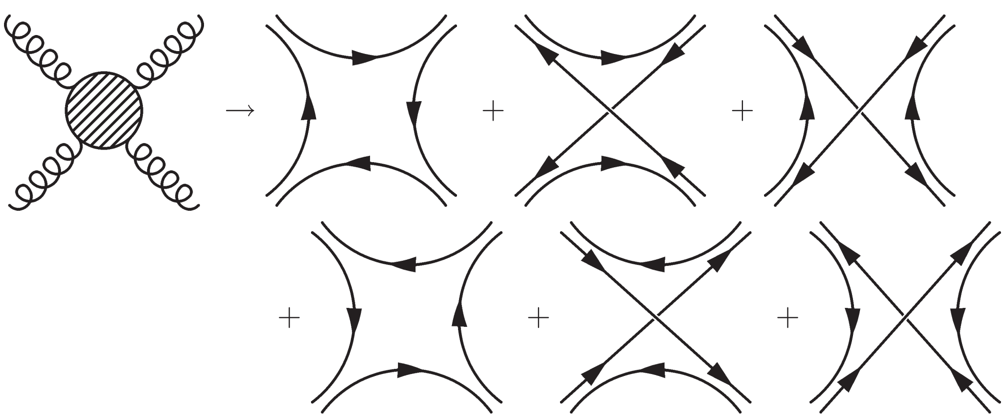
$$\mathcal{A}^{qg} = \left(T^a T^b\right)_{ij} \mathcal{A}_1^{qg} + \left(T^b T^a\right)_{ij} \mathcal{A}_2^{qg}. \tag{4.3}$$

Das Amplitudenquadrat ist dann gegeben durch

$$\sum_{\text{Farben}} |\mathcal{A}^{qg}|^2 = \frac{(N_c^2-1)^2}{4} \left(|\mathcal{A}_1^{qg}|^2 + |\mathcal{A}_2^{qg}|^2\right) - 2\frac{N_c^2-1}{4N_c} Re\left(\mathcal{A}_1^{qg}\mathcal{A}_2^{*qg}\right). \tag{4.4}$$

4.1.3 $gg \to ggH$

Es treten insgesamt sechs verschiedene Farbflüsse auf. Um diese schematisch darzustellen, soll



dienen. Das Absolutquadrat der Amplitude lässt sich schreiben als

$$\begin{aligned}\sum_{\text{Farben}} |\mathcal{A}^{gg}|^2 = {} & \frac{(N_c^2-1)(N_c^4-2N_c^2+6)}{8N_c^2} \left(|\mathcal{A}_1^{gg}|^2 + |\mathcal{A}_2^{gg}|^2 + |\mathcal{A}_3^{gg}|^2\right) \\ & - 2\frac{(N_c^2-1)(N_c^2-3)}{4N_c^2} Re\left(\mathcal{A}_1^{gg}\mathcal{A}_2^{*gg} + \mathcal{A}_2^{gg}\mathcal{A}_3^{*gg} + \mathcal{A}_3^{gg}\mathcal{A}_1^{*gg}\right), \end{aligned} \tag{4.5}$$

wobei aufgrund der $\mathcal{C}$-Invarianz der QCD lediglich drei verschiedene Teilamplituden vorkommen, die jeweils die Anteile der oben skizzierten Farbflüsse sammeln, die sich durch Ladungskonjugation unterscheiden. Das bedeutet, dass lediglich die Richtung der Flüsse, nicht aber die Topologie der Diagramme unterschiedlich ist. In der obigen Abbildung stehen Farbflüsse mit einer solchen Verbindung jeweils untereinander.

4.2 Auswahl eines Farbkanals

Um bei gegebener Kinematik eines Prozesses dessen wahrscheinlichsten Farbfluss auszuwählen, muss das Amplitudenquadrat auf die einzelnen Farbflüsse aufgeteilt werden. Hierzu würde man naiv zunächst Gewichte zu

$$w_j = \frac{|\mathcal{A}_j|^2}{\sum\limits_i |\mathcal{A}_i|^2} \tag{4.6}$$

wählen. Dies funktioniert auch gut für die Subprozesse mit externen Gluonlinien, da bei diesen die Interferenzterme der verschiedenen Farbamplituden hier $\propto \frac{1}{N_c^2}$ sind. Bei dem Subprozess $qq \to qqH$ ist der Interferenzterm jedoch lediglich $\propto \frac{1}{N_c}$ unterdrückt. Daher werden hier Gewichte zu

$$w_t = \frac{|\mathcal{A}_t + \frac{1}{2N_c}\mathcal{A}_u|^2}{|\mathcal{A}_t + \frac{1}{2N_c}\mathcal{A}_u|^2 + |\mathcal{A}_u + \frac{1}{2N_c}\mathcal{A}_t|^2} \tag{4.7}$$

$$w_u = \frac{|\mathcal{A}_u + \frac{1}{2N_c}\mathcal{A}_t|^2}{|\mathcal{A}_t + \frac{1}{2N_c}\mathcal{A}_u|^2 + |\mathcal{A}_u + \frac{1}{2N_c}\mathcal{A}_t|^2} \tag{4.8}$$

gewählt, was den Interferenzterm im Amplitudenquadrat (4.2) rekonstruiert.

Um einen einzelnen Subprozess inklusive eines zugehörigen Farbflusses festzulegen, wurde für VBFNLO die zusätzliche Subroutine `fcput` geschrieben. Sie ist Teil der Datei `m2s_ggfh.F`, die den Code für das Summieren der Amplitudenquadrate enthält. Sie besitzt als Argumente die PDG-Nummern der externen Teilchen des Prozesses $AB \to XYH$, eine ganze Zahl zur Identifizierung des Farbflusses i sowie das zugehörige Amplitudenquadrat $\left|\mathcal{A}_i^{AB\to XYH}\right|^2 = w_i \left|\mathcal{A}^{AB\to XYH}\right|^2$. A, B, X und Y bestimmen zusammen mit i den Farbfluss eindeutig. Die Impulse der Teilchen werden daher an anderer Stelle im Programm dem `HEPEUP`-Block hinzugefügt, da hierfür allgemeinere Subroutinen genutzt werden können.

Pro Aufruf der Subroutine wird eine mögliche Farb- und Flavorstruktur des `HEPEUP`-Blocks geschrieben. Es war also nötig, pro Konfiguration der externen Teilchenarten sowie pro Farbfluss, einen Aufruf in den vorhandenen Code einzufügen. Um sicher zu stellen, dass eventuelle $\mathcal{CP}$-Varianz von Folgesimulationen korrekt berücksichtigt wird, finden in Prozessen mit vier externen Gluonen sechs Aufrufe entsprechend den sechs möglichen Farbflüssen statt. Zusätzlich ist ein Zähler implementiert, der die Gesamtzahl der Aufrufe protokolliert. Er ist nötig, um später dem Aufruf des Phasenraumpunktes einen der möglichen Subprozesse inklusive Farbfluss zuzuordnen. Die Auswahl findet zufallsgesteuert, gewichtet nach den $\left|\mathcal{A}_i^{AB\to XYH}\right|^2$, statt.

Kapitel 5

Vorbemerkungen zur Analyse

5.1 Schnitte

Um zu verstehen, wie genau die Schnitte, die für die Analyse erforderlich sind, angewendet werden, ist es zunächst nötig zu wissen, dass es prinzipiell drei Instanzen gibt, in denen Schnitte erfolgen können, nämlich:

1. In VBFNLO bei der Erzeugung der Les-Houches-Datei
2. Beim Einlesen der Les-Houches-Datei in Herwig++
3. Nach der Rekombination der Endzustände zu Jets

Die ersten beiden Schnittinstanzen führen eine Auswahl der Partonen im harten Matrixelement aus. Auf Grund der Dauer der Matrixelementgenerierung wurden sehr inklusive Les-Houches-Dateien erzeugt, um diese später bei möglichst vielen verschiedenartigen Schnitten beim Einlesen sowie auf Jetniveau verwenden zu können. Nachteile dieses Vorgehens sind die Dauer des Einlesens der Dateien in Herwig++ sowie die Tatsache, dass es zunächst nicht bekannt ist, wie viele Ereignisse auf Matrixelementlevel tatsächlich vorhanden sind, die gegebene Schnitte erfüllen.

Aufgrund der Konstanz der Schnitte beim Erzeugen der Les-Houches-Dateien sollen im Folgenden unter Schnitten auf Partonniveau stets Schnitte verstanden werden, die beim Einlesen der Datei in Herwig++ erfolgen.

5.2 Die Azimuthalwinkelobservable

Die Verteilung der Azimuthalwinkeldifferenz $d\sigma/d|\Delta\Phi_{jj}|$ der beiden führenden Jets ist eine Möglichkeit, die $\mathcal{CP}$-Eigenschaften von Higgs-Bosonen durch den Produktionsprozess nachzuweisen. $|\Delta\Phi_{jj}|$ liegt dabei im Intervall $[0,\pi)$ und kann durch

$$\cos\Delta\Phi_{jj} = \frac{\vec{p}_{T_1}\cdot\vec{p}_{T_2}}{|\vec{p}_{T_1}|\,|\vec{p}_{T_2}|} \tag{5.1}$$

definiert werden.

Um bei Anwesenheit sowohl $\mathcal{CP}$-gerader als auch $\mathcal{CP}$-ungerader Kopplungen die Tensorstruktur der effektiven Hgg-Kopplung, die sich im Grenzfall hoher Topmasse ergibt, messen zu können, ist es nötig, der Verteilung ein Vorzeichen zu geben. Andernfalls existieren Mehrdeutigkeiten, die nicht aufgelöst werden können. Die Situation macht zunächst den Eindruck, als sei es nicht möglich, eine Definition zu finden, die das Vorzeichen der Azimuthalwinkeldifferenz festlegt, da bei Betrachtung des Ereignisses aus der anderen Strahlrichtung jede Definition der Differenz ihr Vorzeichen zu wechseln scheint. Glücklicherweise ist jedoch

$$\Delta\Phi_{jj} = \begin{cases} \Phi_{j_1} - \Phi_{j_2} & \text{if } \eta_{j_1} \geq \eta_{j_2} \\ \Phi_{j_2} - \Phi_{j_1} & \text{if } \eta_{j_2} > \eta_{j_1} \end{cases} \tag{5.2}$$

invariant unter einer solchen Betrachtungsänderung, da hierbei gleichzeitig die Vorzeichen der Pseudorapiditäten wechseln. (5.2) legt damit das Vorzeichen der Azimuthalwinkeldifferenz fest.

Zur Untersuchung der Azimuthalwinkelobservablen ist es nötig, Ereignisse zu selektieren, deren Pseudorapiditätsdifferenz $\Delta\eta_{jj}$ einen Mindestwert übersteigt. Ohne diese Forderung zeigt die $\Delta\Phi_{jj}$-Verteilung keine ausgeprägte Modulation. Der Grund hierfür liegt wahrscheinlich daran, dass sonst Phasenraumbereiche für das Matrixelement ausschlaggebend sind, in denen der t-Kanal Gluonaustausch nicht dominant ist [53].

Mit steigendem Mindestwert für

$$\Delta\eta_{jj} = |\eta_{j_1} - \eta_{j_2}| \tag{5.3}$$

wird zwar die Azimuthalwinkelasymmetrie stärker, doch der Gesamtwirkungsquerschnitt fällt rapide ab. Man steht vor dem Problem, einen möglichst optimalen Wert zu finden, der einerseits den Gesamtprozess nicht zu stark unterdrückt und andererseits aber noch eine ausreichend starke Modulation der Azimuthalwinkelverteilung bietet. Um die Signifikanz der Messung zu optimieren, hat sich ein Wert von

$$\Delta\eta_{jj}^{min} = 3{,}0 \tag{5.4}$$

als geeignet erwiesen [6].

Die gemessene Asymmetrie in der Azimuthalwinkelverteilung lässt sich für den Fall rein $\mathcal{CP}$-gerader oder $\mathcal{CP}$-ungerader Kopplung durch

$$A_\Phi = \frac{\sigma(|\Delta\Phi_{jj}| < \pi/4) - \sigma(\pi/4 < |\Delta\Phi_{jj}| < 3\pi/4) + \sigma(3\pi/4 < |\Delta\Phi_{jj}|)}{\sigma(|\Delta\Phi_{jj}| < \pi/4) + \sigma(\pi/4 < |\Delta\Phi_{jj}| < 3\pi/4) + \sigma(3\pi/4 < |\Delta\Phi_{jj}|)} \tag{5.5}$$

quantifizieren. Es ergeben sich positive Werte für A_Φ bei $\mathcal{CP}$-gerader und negative Werte bei $\mathcal{CP}$-ungeraden Higgs-Kopplungen. Da die Azimuthalwinkel der Schaueremissionen gemäß einer flachen Verteilung generiert werden, wird erwartet, dass ein Auswaschen der Azimuthalwinkelasymmetrie stattfindet, also dass $|A_\Phi|$ kleiner wird.

Bei der Verwendung inklusiver Schnitte auf Partonniveau und des $\Delta\eta_{jj}^{min}$-Selektionsschnitts auf Jetniveau wird ebenfalls eine Abnahme des Signals erwartet. Der Grund hierfür ist darin zu suchen, dass Ereignisse, deren hartes Matrixelement den

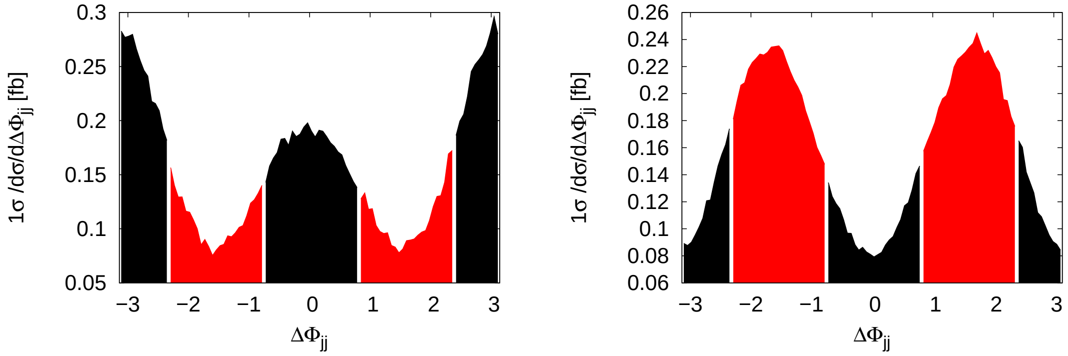


Abbildung 5.1: Die zu erwartenden Verteilungen der Azimuthalwinkeldifferenz sind für $\mathcal{CP}$-gerade (links) und -ungerade Kopplung (rechts) schematisch dargestellt. Für die Quantifizierung der Asymmetrie durch A_Φ werden Schwarz gezeichnete Bereiche addiert, rote subtrahiert.

$\Delta\eta_{jj}$-Schnitt nicht zu erfüllen vermag, die also keine Azimuthalwinkelasymmetrie aufweisen, durch Schaueremissionen in andere $\Delta\eta_{jj}$-Bereiche migrieren und dann den Selektionsschnitt auf Jetlevel erfüllen.

Dieser und andere Effekte mit Auswirkungen auf die Azimuthalwinkelasymmetrie und den Wirkungsquerschnitt sollen in den nächsten Kapiteln untersucht werden.

5.3 Zusammenfassung der Schritte der Simulation

Mit VBFNLO in Version 2.0 wurden Les-Houches-Dateien erzeugt, die entwichtete Ereignisse enthalten. Die Schnitte waren hierbei

$$p_T > 15\,\mathrm{GeV} \qquad |\eta_j| < 7 \qquad R_{jj} > 0{,}3, \tag{5.6}$$

wobei R_{jj} den Abstand der beiden auslaufenden Partonen in der Legoplot-Ebene bezeichnet. p_T und η_j bezeichnen Transversalimpuls und Pseudorapidität. Alle Matrixelementberechnungen fanden in effektiver Theorie mit $m_t \to \infty$ statt. Die Higgs-Masse wurde sowohl für $\mathcal{CP}$-gerade als auch für $\mathcal{CP}$-ungerade Resonanzen auf einen Wert von

$$m_\Phi = 120\,\mathrm{GeV} \tag{5.7}$$

gesetzt und die Faktorisierungsskala dynamisch zu

$$\mu_f = \sqrt{p_{T_1} p_{T_2}} \tag{5.8}$$

gewählt. Die Rechnungen wurden mit 2^{30} Phasenraumpunkten ausgeführt, wobei für den $\mathcal{CP}$-geraden als auch für den $\mathcal{CP}$-ungeraden Fall je vier Les-Houches-Dateien mit verschiedenen Seeds für den Zufallsgenerator erzeugt wurden.

Die Les-Houches-Dateien wurden dann mit Herwig++ weiterverarbeitet. Beim Einlesen werden dabei zufällig Ereignisse ausgewählt. Die Anzahl der geschauerten Ereignisse kann hierbei die Gesamtzahl der Ereignisse in der Les-Houches-Datei übersteigen (*oversampling*). Da Herwig++ bei mehrmaligem Auswählen des gleichen Ereignisses stets andere Zufallszahlen generiert, sind die entstehenden Endzustände unterschiedlich.

In Herwig++ wurden den meisten Simulationsläufen alle der möglichen Schritte

1. Partonschauer
2. Hadronisierung
3. Zerfälle instabiler Teilchen

auf das harte Matrixelement unter der Berücksichtigung von Partonniveau-Schnitten angewendet. Diese waren ähnlich denen bei der Erzeugung der Les-Houches-Datei beschaffen, also

$$p_T > p_{T,min}^{Part} \qquad |\eta_j| < 7 \qquad R_{jj} > 0{,}3. \tag{5.9}$$

An manchen Stellen der Analyse wurde zudem ein Schnitt auf die Rapiditätsdifferenz der Partonen angewendet.

Die Auswirkungen verschiedener $p_{T,min}$ wurden untersucht. Zusätzlich wurden die Reste der kollidierenden Protonen rekonstruiert und eine der drei Möglichkeiten

- MPI
- UA5
- UE deaktiviert

für das underlying event gewählt. Die entstehenden Endzustände wurden, sofern es sich nicht um Neutrinos handelte oder sie eine Energie unterhalb von 1 GeV besaßen, zumeist mit dem FastJet k_T-Algorithmus zu Jets kombiniert, wobei $R_C = 1$ gesetzt wurde. Die verwendete Version hierbei war 2.4.0. An den Stellen der Analyse, wo ein anderer Algorithmus benutzt oder R_C anders gewählt wurde, um die Auswirkungen auf Observable zu studieren, soll dies gesondert aufgeführt werden. Alle Jets mit einem Transversalimpuls größer als 15 GeV gingen in die Analyse ein.

Auf die beiden führenden rekonstruierten Jets, also die mit den größten Transversalimpulsen, wurden unterschiedliche Jetniveau-Schnitte angewandt. Unter inklusiven Schnitten sind dabei

$$p_T > 30\,\mathrm{GeV} \qquad |\eta_j| < 5 \qquad R_{jj} > 0{,}6 \tag{5.10}$$

zu verstehen. Wurde besonderes Augenmerk auf die Azimuthalwinkelasymmetrie gelegt, so wurde zusätzlich als Selektionsschnitt

$$|\eta_{j_1} - \eta_{j_2}| > 3 \tag{5.11}$$

gefordert.

Im folgenden Analyseteil dieser Diplomarbeit wurden für die Läufe mit inklusiven Schnitten auf Jetniveau stets 10^6 Ereignisse generiert. Da bei zusätzlichem Selektionsschnitt (5.11) die Effizienz sank, wurden bei Samples dieser Art nur $5 \cdot 10^5$ Ereignisse erzeugt.

Die folgenden Kapitel sind so organisiert, dass zunächst das Verhalten der Simulation bei $\mathcal{CP}$-geradem Higgs-Boson untersucht wird, bevor am Ende der Frage nachgegangen wird, wie sich Azimuthalwinkelasymmetrien bei $\mathcal{CP}$-geraden und $\mathcal{CP}$-ungeraden Kopplungen durch den Schauer verändern.

5.4 Nomenklatur der Histogramme

In den folgenden Kapiteln mit Ergebnissen der durchlaufenen Simulationen sind verschiedene Diagramme enthalten, die die Verhältnisse vor und nach Herwig++ wiedergeben. Da es keine 1:1-Entsprechung von Partonen im harten Matrixelement und Jets gibt und somit auf Partonniveau andere Ereignisse durch die Schnitte kommen als auf Jetniveau, ist die Frage, welche Größen genau für den Vergleich dienen können. Als geeignet haben sich im Laufe dieser Diplomarbeit folgende Selektionen erwiesen:

- *Jetlevel (JL):* Graphen dieser Art spiegeln die Eigenschaften der zu Jets kombinierten Endzustände wieder. Ereignisse finden sich hier nur wieder, wenn die Partonen auf Matrixelementebene die geforderten Partonlevel-Schnitte und die beiden in p_T führenden Jets die auf Jetniveau geforderten Schnitte erfüllen.

- *Partonlevel (PL):* Beim Auswählen der Ereignisse für den Partonschauer erfahren Histogramme diesen Typs genau dann einen Eintrag, wenn die Partonen des Matrixelementes die Schnitte auf Jetlevel erfüllen. PL-Kurven entsprechen also denen der Ausgabe eines Matrixelementgenerators, der mit den gleichen Schnittparametern gestartet wird, wie sie an die rekombinierten Jets gestellt werden. Die Anzahl der Ereignisse, die in Partonlevel-Kurven eingehen, ist im Allgemeinen ungleich der Anzahl an Ereignissen, die nach dem Schauerprogramm Jetniveau-Schnitte erfüllen. Erstere spiegelt den Wirkungsquerschnitt auf Matrixelementniveau wieder, letztere den nach Herwig++.

- *Assoziierte Partonen (AP):* Bei der Auswertung der Simulationen trat die Frage auf, wie sehr sich die Observablen des einzelnen Ereignisses durch den Schauer verändern und wie die Schnitte auf Partonniveau gewählt werden müssen, um akzeptable Ergebnisse auf Jetniveau zu erhalten. Zur Untersuchung wurden in diesen Histogrammen Partonen aufgetragen, aus deren Schauerprodukten Jets entstehen, die die Schnitte auf Jetniveau erfüllen. An die Partonen selbst wurden, außer den Partonlevel-Schnitten zur Einbeziehung in den Schauerprozess, keine weiteren Schnittbedingungen gestellt! Graphen mit assoziierten Partonen enthalten somit gleich viele Ereignisse wie Kurven mit Jets und lassen eine Beobachtung von Migrationseffekten zu.

Wird das gleiche Ereignis mehrmals geschauert, so tritt es mehrmals identisch in PL und AP-Histogrammen auf, daher sind diese sehr anfällig für Oversampling-Effekte. Obwohl ein leichtes Oversampling beim Anwenden des Selektionsschnitts erst auf Jetniveau nicht zu vermeiden war, zeigen sich die Partonkurven jedoch ausreichend glatt, so dass große Effekte auf das Ergebnis der Simulation nicht anzunehmen sind.

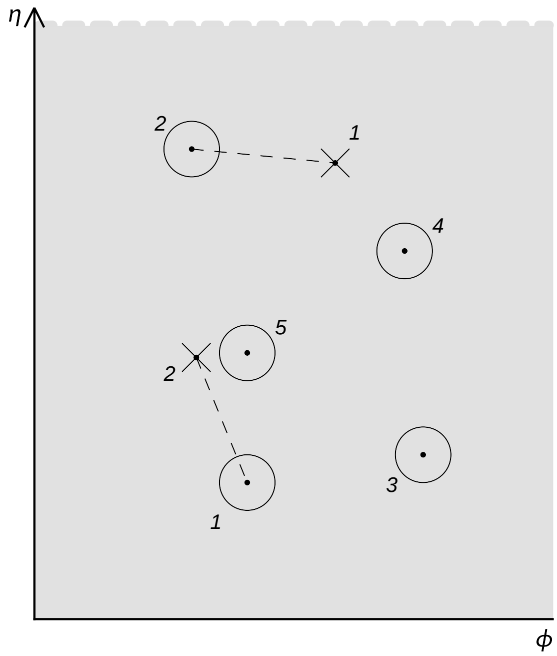


Abbildung 5.2: Nächster Abstand zwischen Jets (Kreise) und ausgehenden Partonen (Kreuze): Nummern deuten die Reihenfolge in p_T an. In Histogrammen werden die beiden Abstände R_{pj_1} und R_{pj_1} festgehalten, die oben mit gestrichelten Linien eingezeichnet sind.

5.5 Größen zur Untersuchung der Korrelation zwischen Parton- und Jetniveau

Um erkennen zu können, inwiefern sich die Richtung der auslaufenden Partonen der Matrixelemente von denen der kombinierten Jets unterscheidet, bietet sich der Legoplot-Abstand als bestimmende Größe an. Da es im Allgemeinen mehr Jets als ausgehende Partonen auf Matrixelementebene gibt, stellt sich jedoch die Frage, welcher Jet zur Abstandsmessung zu einem gegebenen Parton herangezogen werden soll. Es wurden zwei verschiedene Ansätze herausgearbeitet, die unterschiedliche Beobachtungen zulassen.

Der offensichtlichste Ansatz ist es, den Legoplot-Abstand eines der führenden Jets zum nächsten Parton zu betrachten. Die Größe ist definiert durch

$$R_{pj_n} = \min(R_{p_1 j_n}, R_{p_2 j_n}), \tag{5.12}$$

mit festem n, wobei $R_{p_k j_n}$ den Abstand zwischen ausgehendem Parton k und Jet n angibt (siehe auch Abb. 5.2). Idealerweise sollte sich das Histogramm für R_{pj_n} mit einem scharf ausgeprägten Maximum bei 0 präsentieren und zu höheren Werten schnell abfallen, entsprechend der Erwartung, dass die Simulation von Partonschauer und Hadronisierung wenig an den Ergebnissen der Matrixelementrechnung ändert.

Sollte der Partonschauer gerade die Ordnung in Transversalimpuls der beiden führenden Teilchen vertauschen, also das härteste Parton den zweithärtesten Jet produzieren und umgekehrt, so sorgt die Definition über das Minimum noch für das

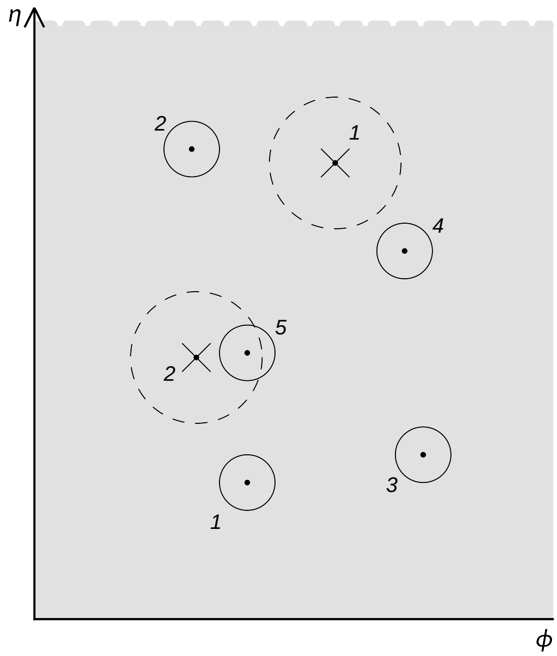


Abbildung 5.3: Korrelierter Jet: Befindet sich im Abstand $R = 0{,}6$ ein Jet, so wird dessen Ordnungszahl in p_T festgehalten. Die skizzierte Situation bedeutet demnach eine Korrelation zwischen Parton 2 und Jet 5. Für Parton 1 ist kein korrelierter Jet festzustellen.

gewünschte Resultat. Für den Fall, dass die Simulation mit Herwig++ jedoch darin resultieren sollte, dass die Ordnung mehr durcheinander gebracht wird, ist die in (5.12) definierte Größe kein geeignetes Instrument mehr. Insbesondere wenn einer der beiden führenden Jets kein Äquivalent auf Matrixelementniveau besitzt, lässt R_{pj} nur die Beobachtung einer vorhandenen Dekorrelation zu. Ob im Legoplot-Bereich um das ursprünglich vorhandene Parton noch p_T vorhanden ist oder nicht (entsprechend den Möglichkeiten zu harte ausschließlich vom Schauer generierter Strahlung bzw. Migration des p_T in andere Legoplot-Bereiche), lässt sich mit ihrer Hilfe nicht entscheiden.

Anstatt nur einen festen Jet zu wählen und die Abstände zum nächsten Parton zu untersuchen, kann auch die Frage gestellt werden: Mit welchem Jet ist ein festes Parton auf Matrixelementniveau korreliert? Hierdurch kann auch untersucht werden, ob ein gegebenes Parton keinen korrelierten Jet im Endzustand besitzt, allerdings muss erst festgelegt werden, was genau unter Korrelation zu verstehen ist. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde dabei Parton k mit Jet n als korreliert gesehen, wenn für ihren Legoplot-Abstand

$$R_{p_k j_n} < 0{,}6 \tag{5.13}$$

gilt. In Abb. 5.3 findet sich ein Skizze zur Erläuterung. Diese Definition entbehrt zwar nicht einer gewissen Willkür, doch zum qualitativen Verständnis ist sie durchaus geeignet. Es wurden für die beiden ausgehenden Partonen auf Matrixelementebene jeweils die korrelierten Jets festgestellt und deren Ordnungszahl in p_T festgehalten. Wurden dabei mehrere korrelierte Jets zu einem gegebenen Parton gefunden, so wurde stets lediglich der härteste eingetragen. Falls kein Jet die Bedingung (5.13) erfüllte, so erfuhr dies ebenfalls einen Eintrag im zugehörigen Histogramm.

Ereignisse, die eine unzureichende Korrelation zum harten Matrixelement zeigen, stellen ein großes Problem dar, da es nicht mehr möglich ist, eine Vorhersage für den Wirkungsquerschnitt zu treffen, wenn Jets vorwiegend vom Partonschauer und nicht vom Matrixelement herrühren. Auch andere Observablen verlieren an Bedeutung, da sie nicht mehr prozessspezifisch sind. Andererseits ist zu erwarten, dass tatsächlich einige der Informationen, die auf Matrixelementniveau vorhanden sind, durch den Schauer verloren gehen. Es ist die Frage, wie weit diese Dekorrelation bei Gluonfusionsprozessen stattfindet und ob die in Matrixelementrechnungen vielversprechende Azimuthalwinkelobservable bei Simulation der Endzustände noch ein ausreichend klares Signal liefert.

Kapitel 6

Vetoskalen

Es war nötig, das in Herwig++ implementierte Veto auf Schaueremissionen zu modifizieren. In seiner ursprünglichen Version verbot es Schaueremissionen, deren transversale Masse

$$m_T = m^2 + p_x^2 + p_y^2 \tag{6.1}$$

größer ist als die des ausgehenden Partons aus dem harten Matrixelement mit größter transversaler Masse:

$$m_T^{Schauer} < m_{T,max}^{ME} = p_{T,max}^{ME} \tag{6.2}$$

Ein solches Veto erwies sich für den Gluonfusionsprozess als zu schwach, da zu harte Emissionen generiert wurden. Somit ging die Verbindung der Endzustände zum ursprünglich generierten Matrixelement verloren, da in vielen Fällen der zweithärteste Jet aus Schaueremissionen stammte.

Ein Problem des ursprünglichen Vetos ist außerdem eine Mehrfachzählung von Ereignissen. Die Situation, die durch Emission eines Partons in den m_T-Bereich oberhalb des weichsten Partons des Matrixelementes entsteht, ist schon durch den Matrixelementgenerator erzeugt worden und sollte durch den Schauer nicht erneut produziert werden.

Als Modifikation bot sich nun an, härtere Emissionen als die des weichsten Partons des Matrixelements zu verbieten:

$$m_T^{Schauer} < p_{T,min}^{ME} \tag{6.3}$$

Die Situationen vor und nach der Veränderung des Vetos sind in Abb. 6.1 skizziert. Als Ergebnis gab es nun deutlich mehr Korrelation mit dem Matrixelement des harten Subprozesses, wenn auch immer noch Jets in signifikanter Zahl nicht in Richtung des initiierenden Partons zeigen. Dies ist in gewissem Maße den Eigenschaften des Gluonfusionsprozesses zuzuschreiben, da dieser durch den Gluonaustausch im t-Kanal zu erheblicher Abstrahlung in den Rapiditätsbereich zwischen den ausgehenden Partonen des Matrixelements führt.

Neben der Möglichkeit, Herwig++ die Vetoskala intern berechnen zu lassen, kann sie auch aus der Les-Houches-Datei mit der `SCALUP`-Variable eingelesen werden. Dies entspricht der Wahl der Faktorisierungsskala als Vetoskala. In Gluonfusion ist sie durch (5.8) gegeben, liegt also zwischen den beiden bisher diskutierten

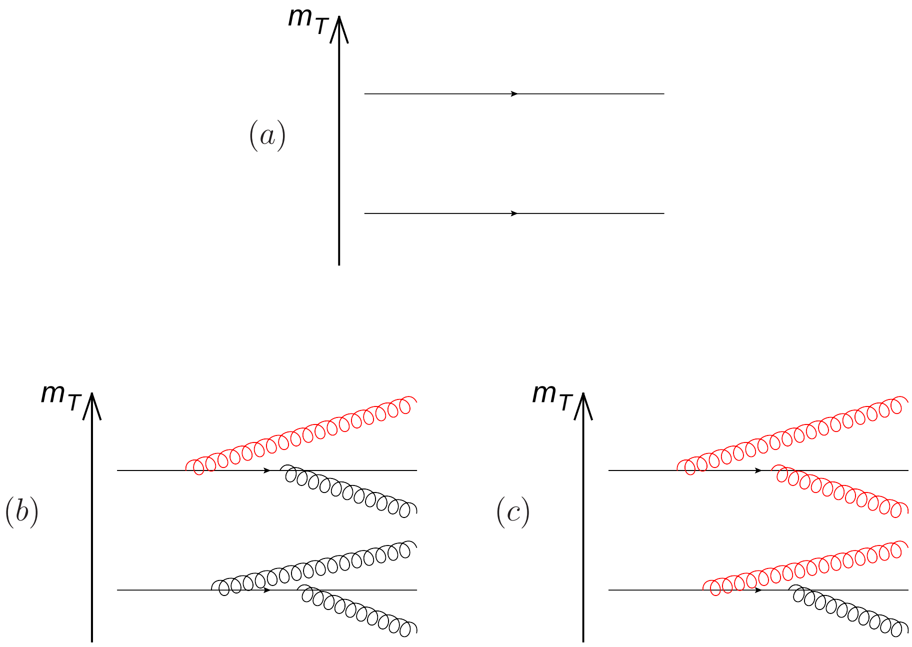


Abbildung 6.1: Schauer-Veto: (a): Die Situation auf Matrixelementniveau mit zwei auslaufenden Partonen; (b): Ursprüngliches Veto: Emissionen mit höherer m_T als die des härtesten Partons wird verboten; (c): Modifiziertes Veto: Verboten werden nun Emissionen, deren m_T höher ist als die des weichsten Partons

Vetoskalen. Wie daher zu erwarten ist, liegen die Ergebnisse mit externem Veto zwischen denen des modifizierten und des unmodifizierten internen Vetos.

Zur Untersuchung der Auswirkungen der Vetomodifikation wurden alle auf Matrixelementebene vorhandenen Ereignisse, deren ausgehende Partonen die Schnitte (5.9) mit einem Transversalimpuls oberhalb von

$$p_T^{min} = 20\,\mathrm{GeV} \tag{6.4}$$

erfüllen, mit Herwig++ durch alle möglichen Schritte der Simulation evolviert, wobei aus Gründen der Rechenzeit das underlying event abgeschaltet wurde. Der Parameter des Jetalgorithmus wurde zu $R_C = 1$ gewählt. Wie später noch gezeigt werden wird, hat die Wahl des Parameters nahezu ausschließlich Auswirkungen auf den vorhergesagten Wirkungsquerschnitt und nicht auf die Form der Observablen

In Abb. 6.2 sind Transversalimpulse und Pseudorapiditäten für inklusive Schnitte (5.10) gezeigt. Es ist ersichtlich, dass sich das veränderte Veto stark auf den Wirkungsquerschnitt auswirkt, da der unmodifizierte Schauer zu härteren Emissionen neigt. An den p_T-Verteilungen ist daher auch zu sehen, dass das Transversalimpulsspektrum des modifizierten Partonschauers leicht hin zu niedrigeren Werten verschoben ist. Auf die Form der Rapiditätsverteilung lässt sich keine Auswirkung der Vetomodifikation erkennen.

Abb. 6.3 sind die gleichen Verhältnisse noch einmal für zusätzlichen Selektionsschnitt (5.11) auf Jetebene dargestellt. Hier hat die Vetoänderung die gleichen Effekte wie bei inklusiven Schnitten.

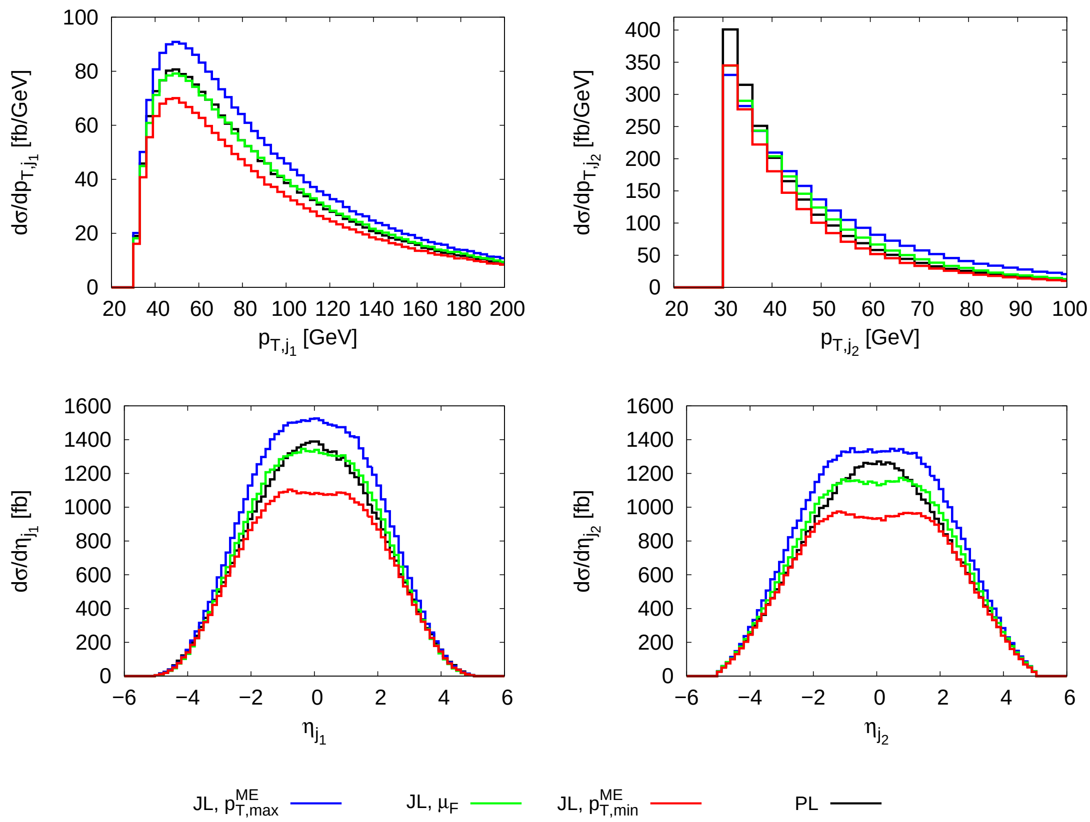


Abbildung 6.2: Transversalimpuls- und Pseudorapiditätsverteilungen des härtesten (linke Spalte) und zweithärtesten Jets (rechte Spalte) mit inklusiven Schnitten auf Partonlevel (PL) und auf Jetlevel (JL) mit unmodifiziertem sowie modifiziertem Veto.

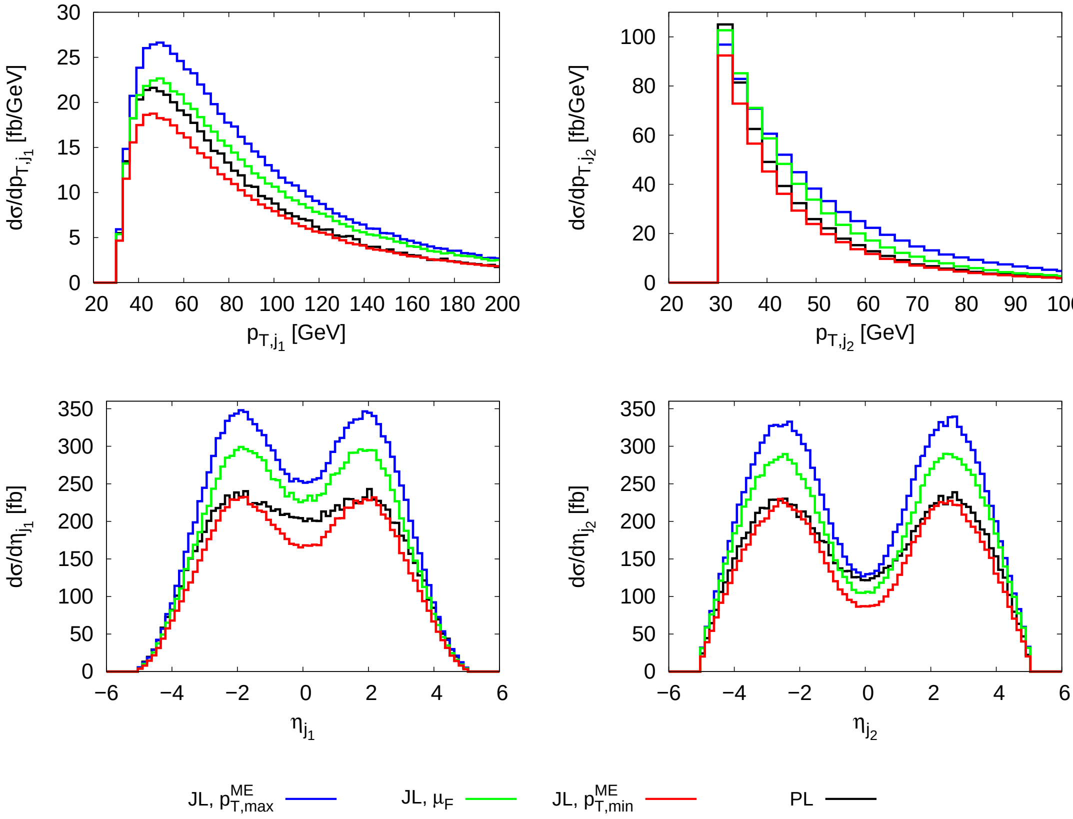


Abbildung 6.3: Transversalimpulse und Pseudodorapiditäten der härtesten (links) und zweithärtesten Jets (rechts) mit zusätzlichem Selektionsschnitt $|\eta_{j_1} - \eta_{j_2}| > 3$.

Wirkungsquerschnitte		
Vetoskala	Inklusiv	Selektion
$p_{T,max}^{ME}$	8,21 pb	2,23 pb
μ_F	7,19 pb	1,93 pb
$p_{T,min}^{ME}$	6,23 pb	1,49 pb
PL	7,11 pb	1,67 pb

Tabelle 6.1: Ergebnisse für verschiedene Vetoskalen und Schnitte.

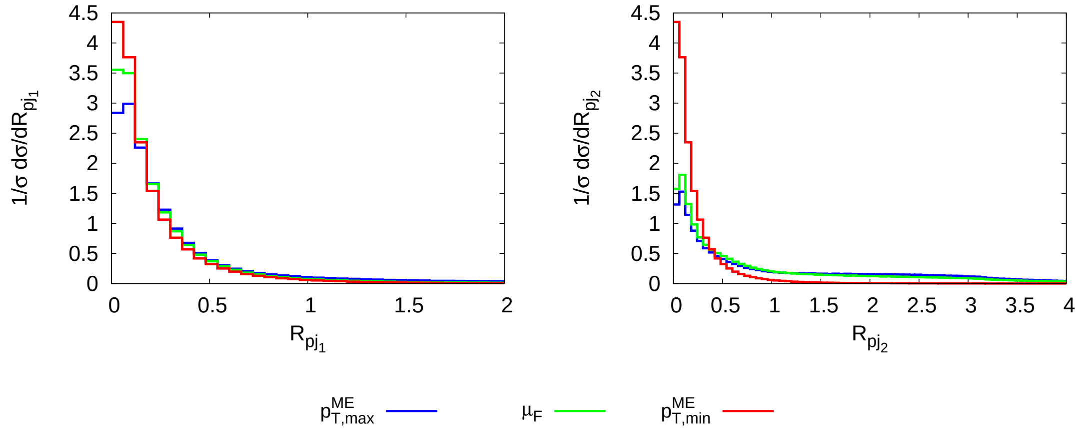


Abbildung 6.4: Die in (5.12) definierte Größe R_{pj_n} für inklusive Schnitte auf Jetniveau. Um eine bessere Vergleichbarkeit zu erreichen, wurden die Graphen auf 1 normiert.

Die Wirkungsquerschnitte nach der Simulation mit Herwig++ sind gemeinsam mit den Ergebnissen auf Partonlevel in Tab. 6.1 zusammengestellt.

Betrachtet man die Korrelationen zwischen Matrixelement und Jetniveau, so wird deutlich, dass die Vetomodifikation gerechtfertigt ist, da sonst besonders der zweite Jet keine Verbindung mehr zum harten Matrixelement zeigt. Man kann bei der Wahl von $p_{T,max}^{ME}$ als Vetoskala deutlich die Bildung eines langen Schwanzes der R_{pj_2}-Verteilung erkennen. Außerdem besitzen Verteilungen sowohl für den härtesten als auch den zweithärtesten Jet ihr Maximum dann nicht mehr bei null.

Auch bei der zweiten in Abschnitt 5.5 definierten Größe bietet sich ein eindeutiges Bild. Die Modifikation des Vetos hat sehr starke Auswirkungen auf die Korrelation des zweithärtesten Jets mit dem zweithärtesten Parton. Es ist zu erkennen, dass die Anzahl an Ereignissen, bei denen sich in der Nähe des ursprünglichen Partons kein Jet mit $p_T > 15\,\text{GeV}$ befindet, durch das neue Veto auf fast die Hälfte des ursprünglichen Wertes sinkt. Offenbar findet ohne Vetoänderung harte Abstrahlung unter großen Winkeln durch den Partonschauer statt, die dazu führt, dass der zweithärteste Jet in vielen Fällen erst durch den Schauer erzeugt wird.

Man mag sich fragen, ob die modifizierte Vetoskala nicht zu gering angesetzt ist und Partonschauer so unnatürlich stark unterdrückt. Anhand Abb. 6.5 lässt

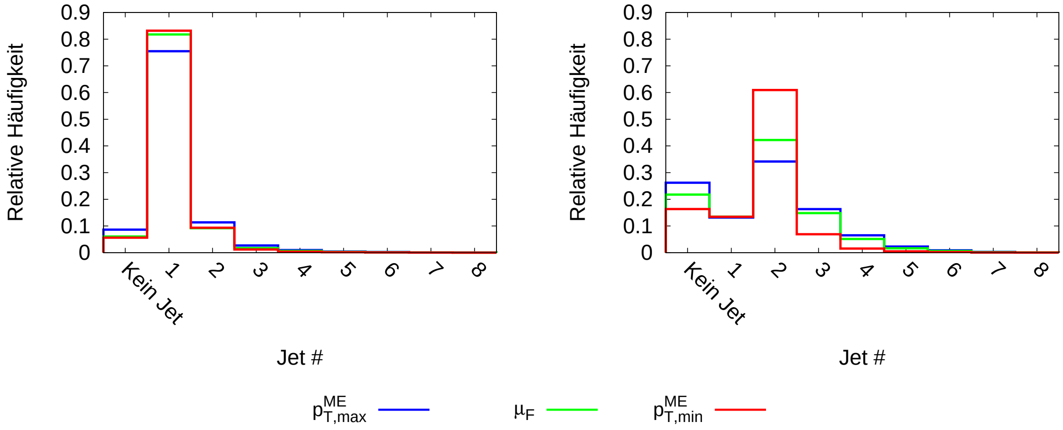


Abbildung 6.5: Ordnungsnummer in p_T des korrelierten Jets des härtesten (links) und zweithärtesten (rechts) Partons auf Matrixelementebene für inklusive Schnitte auf Jetniveau.

sich jedoch erkennen, dass selbst mit der Modifikation noch Ereignisse existieren, bei denen kein Jet nahe dem zweithärtesten Parton gefunden werden kann. Somit bleibt noch ausreichend Raum für Emissionen, um die Schauersimulation zu rechtfertigen.

Bei zusätzlicher Anwendung des Selektionsschnittes (5.11) zeigt sich ein ähnliches Bild. Die zugehörigen Graphen finden sich in Abb. 6.6. Das Auftreten eines zweiten, kleineren Maximums beim Abstand des zweithärtesten Jets zum nächsten Parton R_{pj_2} bei Verwendung von $m_{T,max}^{ME}$ oder μ_F als Vetoskala lässt sich dadurch erklären, dass der partonische Wirkungsquerschnitt bei niedrigen $\Delta\eta_{jj}$ ansteigt und der Selektionsschnitt auf die Rapiditätsdifferenz erst nach dem Schauer stattfindet. Es werden somit viele Ereignisse mit nahe benachbarten Partonen geschauert und die Simulation ist in der Lage, in Bereiche zu emittieren, in denen die führenden Jets beliebige Rapiditätsdifferenzen besitzen. Es kann nun folgende Situation auftreten: Die kombinierte Abstrahlung beider Partonen führt zur Bildung des härtesten Jets. Der zweithärteste Jet, der in diesem Fall unkorreliert zum Matrixelement emittiert wird, muss durch den Selektionsschnitt aber einen Mindestabstand zum härtesten und damit zu den beiden Partonen wahren, damit das Ereignis durch die Schnitte kommt. Daher fällt die Verteilung R_{pj_2} bei mittleren Werten ab.

Für die korrekte Wiedergabe der Azimuthalwinkelasymmetrie nach dem Partonschauer spielt es eine Rolle, in welchem Maß die Korrelationen

$$j_1 \sim p_1 \wedge j_2 \sim p_2 \tag{6.5}$$

oder

$$j_1 \sim p_2 \wedge j_2 \sim p_1, \tag{6.6}$$

definiert über (5.13), vorhanden sind. In Tabelle 6.2 sind diese und andere relevante Möglichkeiten für die verschiedenen Vetoskalen zusammengestellt.

Es wurde außerdem untersucht, wie stark die Ergebnisse für die Korrelationen vom geforderten Abstand zwischen Parton und Jet (5.13) abhängen. Hierzu wurde anstatt einer Legoplot-Separation von 0,6 eine Entfernung von $R_{p_k j_n} < 1{,}0$

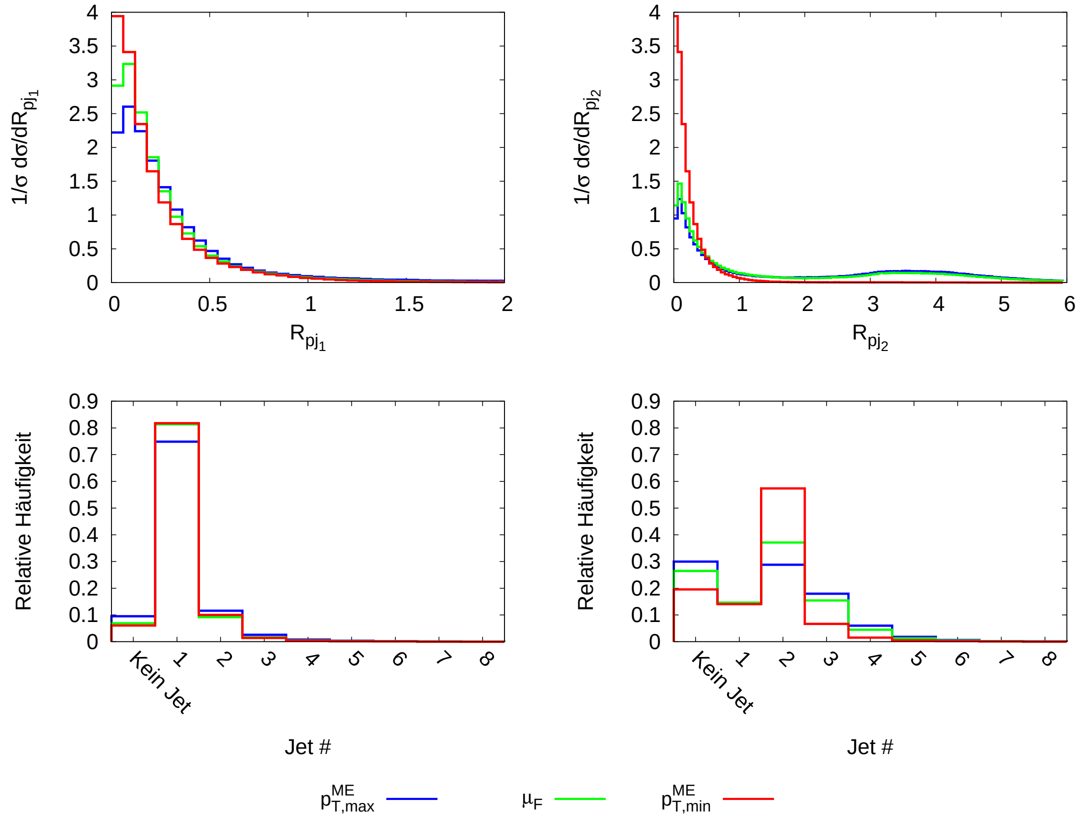


Abbildung 6.6: R_{pj} (oben) und korrelierte Jets (unten) zu den ausgehenden Partonen auf Matrixelementniveau für zusätzlichen Selektionsschnitt $\Delta\eta_{jj} > 3$.

Vetoskala	$j_1 \sim p_1$ $\wedge j_2 \sim p_2$	$j_1 \sim p_2$ $\wedge j_2 \sim p_1$	$j_1 \sim p_1$ $\wedge j_2 \nsim p_2$	$j_1 \nsim p_1$ $\wedge j_2 \sim p_2$	$j_1 \nsim p_{1,2}$ $\wedge j_2 \nsim p_{1,2}$
$m_{T,max}^{ME}$	25,8%	4,2%	49,0%	3,0%	8,1%
μ_F	34,3%	5,1%	47,0%	2,8%	4,3%
$m_{T,min}^{ME}$	54,3%	6,7%	27,5%	3,1%	2,6%

Tabelle 6.2: Zusammenstellung der wichtigsten Korrelationsmöglichkeiten. In den ersten beiden Spalten finden sich die für die Azimuthalwinkelverteilung wichtigen Anteile. Klar ersichtlich ist die deutliche Auswirkung der erniedrigten Vetoskala.

Vetoskala	$j_1 \sim p_1$ $\wedge j_2 \sim p_2$	$j_1 \sim p_2$ $\wedge j_2 \sim p_1$	$j_1 \sim p_1$ $\wedge j_2 \nsim p_2$	$j_1 \nsim p_1$ $\wedge j_2 \sim p_2$	$j_1 \nsim p_{1,2}$ $\wedge j_2 \nsim p_{1,2}$
$m_{T,max}^{ME}$	37,9%	6,5%	43,9%	1,8%	3,4%
μ_F	43,3%	7,0%	43,6%	1,2%	1,3%
$m_{T,min}^{ME}$	66,1%	8,7%	21,0%	0,9%	0,7%

Tabelle 6.3: Die wichtigsten Korrelationsmöglichkeiten. Anstatt (5.13) wurde hier jedoch ein Abstand von $R_{p_k j_n} < 1{,}0$ gefordert, damit Parton k und Jet n zueinander in Relation stehen.

gefordert, damit Parton k und Jet n als korreliert angesehen werden, d. h. damit $j_n \sim p_k$ gilt. In Tab. 6.3 ist zu sehen, dass dann zwar deutlich häufiger die Korrelationen (6.5) und (6.6) vorhanden sind, jedoch die Verhältnisse beim Vergleich der Vetoskalen ähnlich ausfallen wie zuvor.

In den folgenden Kapiteln wird stets die interne, modifizierte Vetoskala zu $m_{T,min}^{ME}$ benutzt werden.

Kapitel 7

Partonlevel-Schnitte und Migrationseffekte

7.1 Inklusive Schnitte auf Jetlevel

Wie die Schnitte auf Partonniveau zu wählen sind, hängt davon ab, wie stark die Größe, auf die geschnitten wird, durch den Partonschauer verändert wird. Diese Information liegt apriorisch nicht vor, daher wurde die Simulation mit variierten Schnitten mehrmals durchlaufen. Das underlying event wurde hierzu wieder abgeschaltet und der Parameter des Jet-Algorithmus wurde als $R_C = 1$ beibehalten.

Bei der Simulation mit inklusiven Schnitten auf Jetebene bietet sich vor allem die Variation des Minimums an Transversalimpuls $p_{T,min}^{Part}$ aus (5.9) an, den ausgehende Partonen des Matrixelements aufzuweisen haben. Die Schnitte auf Jetebene waren dabei stets auf die in (5.10) gegebenen Werte gesetzt. Für die beiden führenden Jets wurde also ein minimaler Transversalimpuls von 30 GeV verlangt, während für die Partonen ein geringerer Wert gefordert war. Anhand Abb. 7.1 ist ersichtlich, dass die Form der p_T- und η-Verteilungen nicht sensibel auf die Wahl des Schnittparameters ist. Auch die Wirkungsquerschnitte auf Jetlevel zeigten sich durch die Simulation hindurch als stabil für inklusive Schnitte auf Jets.

Betrachtet man, aus welchen Transversalimpulsbereichen sich die Matrixelementpartonen der Ereignisse, welche auf Jetniveau die Schnitte erfüllen, rekrutieren (assoziierte Partonen, siehe Abschnitt 5.4), so wird klar, weshalb die Wahl

Wirkungsquerschnitte	
JL, $p_{T,min}^{Part} = 15\,\mathrm{GeV}$	6,34 pb
JL, $p_{T,min}^{Part} = 20\,\mathrm{GeV}$	6,23 pb
JL, $p_{T,min}^{Part} = 25\,\mathrm{GeV}$	5,92 pb
PL, Schnitte 5.10	7,11 pb

Tabelle 7.1: Auswirkungen verschiedener Partonlevel-Schnitte $p_{T,min}^{Part}$ bei inklusiven Schnitten (5.10) auf Jets.

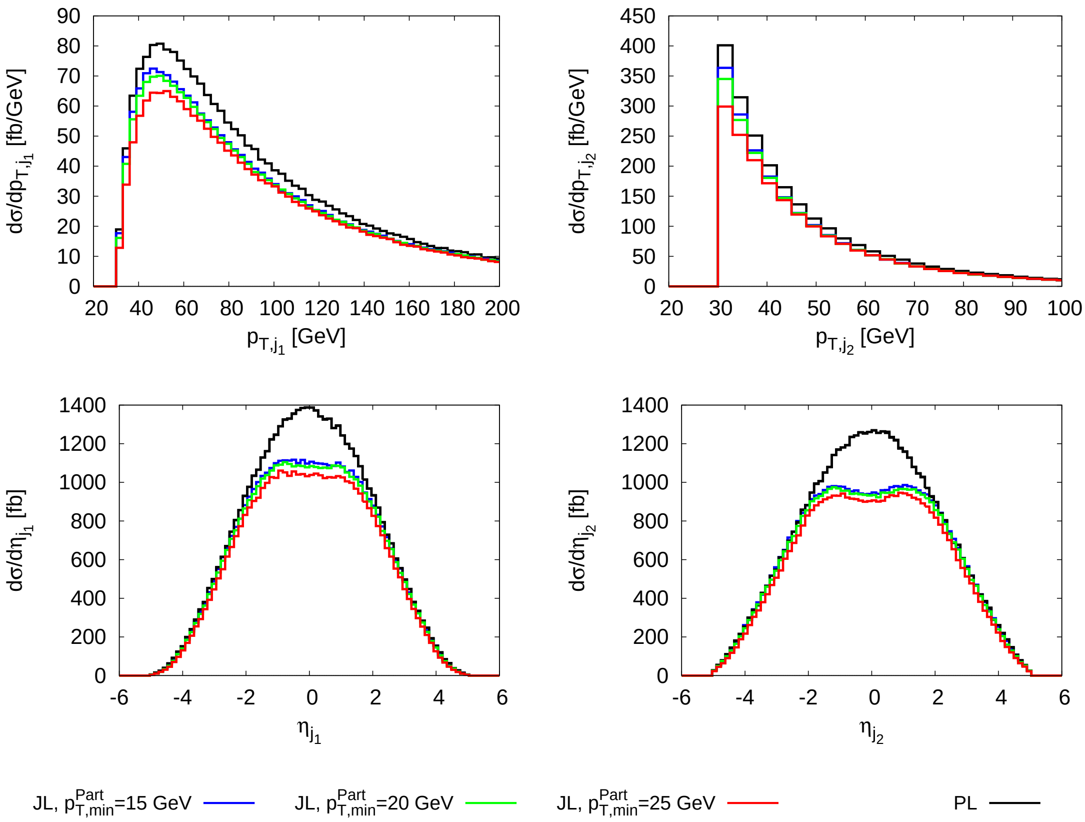


Abbildung 7.1: Transversalimpuls- und Pseudorapiditätsverteilungen des härtesten (linke Spalte) und zweithärtesten Jets (rechte Spalte) mit inklusiven Schnitten (5.9) auf Partonlevel mit verschiedenen $p_{T,min}^{Part}$ und Schnitten (5.10) auf Jetlevel.

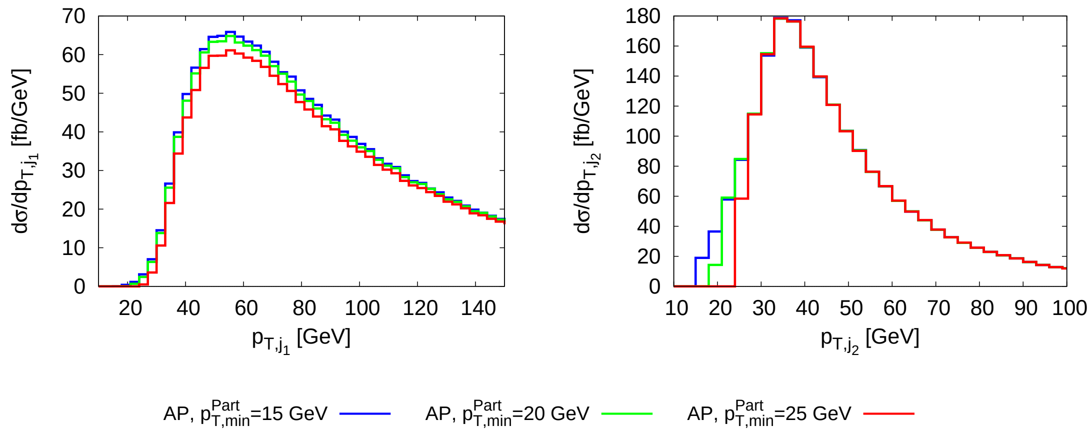


Abbildung 7.2: Transversalimpulse der assoziierten Partonen bei verschiedenen $p_{T,min}^{Part}$ und inklusiven Schnitten auf Jetniveau.

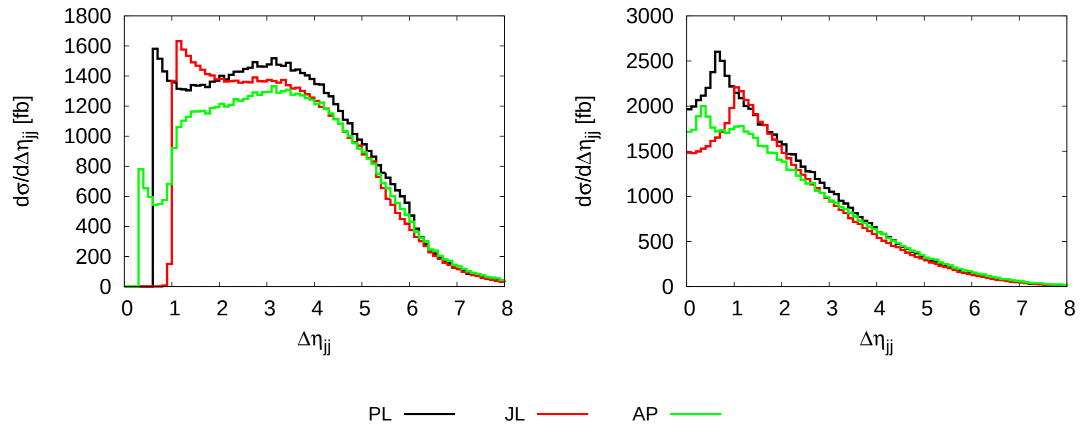


Abbildung 7.3: Legoplot-Abstände und Rapiditätsdifferenzen der führenden Jets bei $p_{T.min}^{Part} = 20\,\text{GeV}$.

eines anderen $p_{T,min}^{Part}$ auf Matrixelementebene so wenig Auswirkungen auf Observable nach dem Schauer besitzt: Die Verteilungen der assoziierten Partonen fallen bei niedrigen Transversalimpulsen schnell ab, d. h. nur bei wenigen Ereignissen führen Schauereffekte zur Migration über die nötige p_T-Schwelle.

Offenbar erfährt also der Transversalimpuls keine große Steigerung durch den Schauer. Durch den Vergleich von assoziierten Partonen und Jetniveau wird dies noch deutlicher. In Abb. 7.4 erkennt man, dass das p_T-Spektrum des führenden Jets gegenüber dem härtesten Parton des Matrixelements leicht hin zu niedrigeren Transversalimpulsen verschoben ist. Bei dem zweithärtesten Jet zeichnet sich kein ganz so deutliches Bild ab, wobei auch hier der Mittelwert des Transversalimpulses durch die Simulation mit Herwig++ sinkt.

Bei Betrachtung der vorliegenden Legoplotabstände ist ersichtlich, dass durch den auf Partonniveau geforderten Wert von $R_{jj} = 0{,}3$ tatsächlich auch Ereignisse mit derart niedrigen Partonabständen für den Schauer genutzt werden. Auf Jetlevel

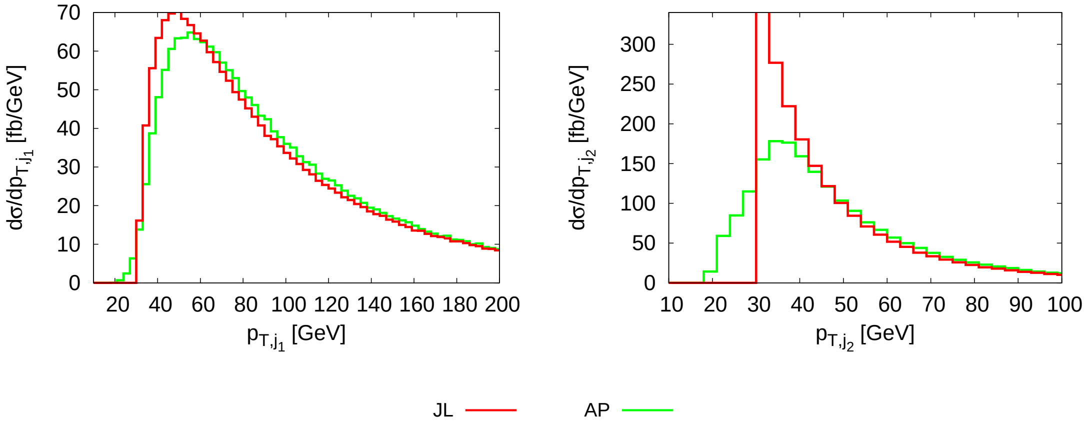


Abbildung 7.4: Vergleich der p_T-Spektren assoziierter Partonen und Jets bei $p_{T,min}^{Part} = 20\,\mathrm{GeV}$.

gibt es dagegen kaum Ereignisse, bei denen sich die führenden Jets in der Legoplot-Ebene näher sind als $R = 1$, obwohl hier ein Mindestabstand von lediglich $R_{jj} = 0{,}6$ gefordert wurde. Das ist ein Effekt des Jet-Algorithmus, der bei Abständen unterhalb von R_C kaum mehr in der Lage ist, die dortigen Emissionen in separate Jets aufzuteilen. Da sich die Legoplot-Abstände neben Azimuthalwinkeldifferenzen auch aus Rapiditätsdifferenzen berechnen, zeigen diese ein gleichartiges Verhalten.

Es ist möglich, die p_T-Verschiebung von Matrixelementebene zu Jetniveau direkt zu untersuchen. Die absolute Änderung

$$\Delta p_{T,n} = p_{T,j_n} - p_{T,p_n} \tag{7.1}$$

zwischen Jets und assoziierten Partonen der gleichen Ordnungszahl in p_T dient zum Vergleich. Der Quotient $p_{T,j_n}/p_{T,p_n}$ wurde ebenfalls betrachtet, da sichergestellt werden sollte, dass hohe absolute Verschiebungen des Transversalimpulses auch nur bei ausreichend harten Jets auftreten. In Abb. 7.5 sind die Ergebnisse zusammengestellt. Daraus ist zu erkennen, dass die Jets gegenüber dem Matrixelement dazu tendieren, weicher als ihr Pendant auf Matrixelementebene zu sein. Da es durch den Partonschauer zu zusätzlichen Jets kommt, ist dieses Abfließen von Transversalimpuls aus den führenden beiden Jets nachzuvollziehen. Die relativen p_T-Änderungen stellen sich an den Flanken als stark abfallend heraus. Insbesondere gibt es kaum Ereignisse, deren führende Jets einen Transversalimpuls den 1,5-fachen Wert auf Partonlevel übersteigen. Dieses Verhalten zeigt sich auch bei den anderen untersuchten $p_{T,min}^{Part}$.

Im Hinblick auf Untersuchungen, die den Selektionsschnitt (5.11) beinhalten, ist es von Interesse, wie stark sich Pseudorapiditäten durch den Schauer ändern. Die Differenz

$$\Delta\eta_n = \eta_{j_n} - \eta_{p_n} \tag{7.2}$$

ist ebenfalls in Abb. 7.5 gezeigt. Die Verteilung fällt bei weitem flacher ab als die der Transversalimpulsverschiebungen. Es muss allerdings hinzugefügt werden, dass $\Delta\eta_n$, so wie oben definiert, unter Umständen auch dann einen großen Wert annimmt, wenn die p_T-Ordnung durch den Schauer gestört wird.

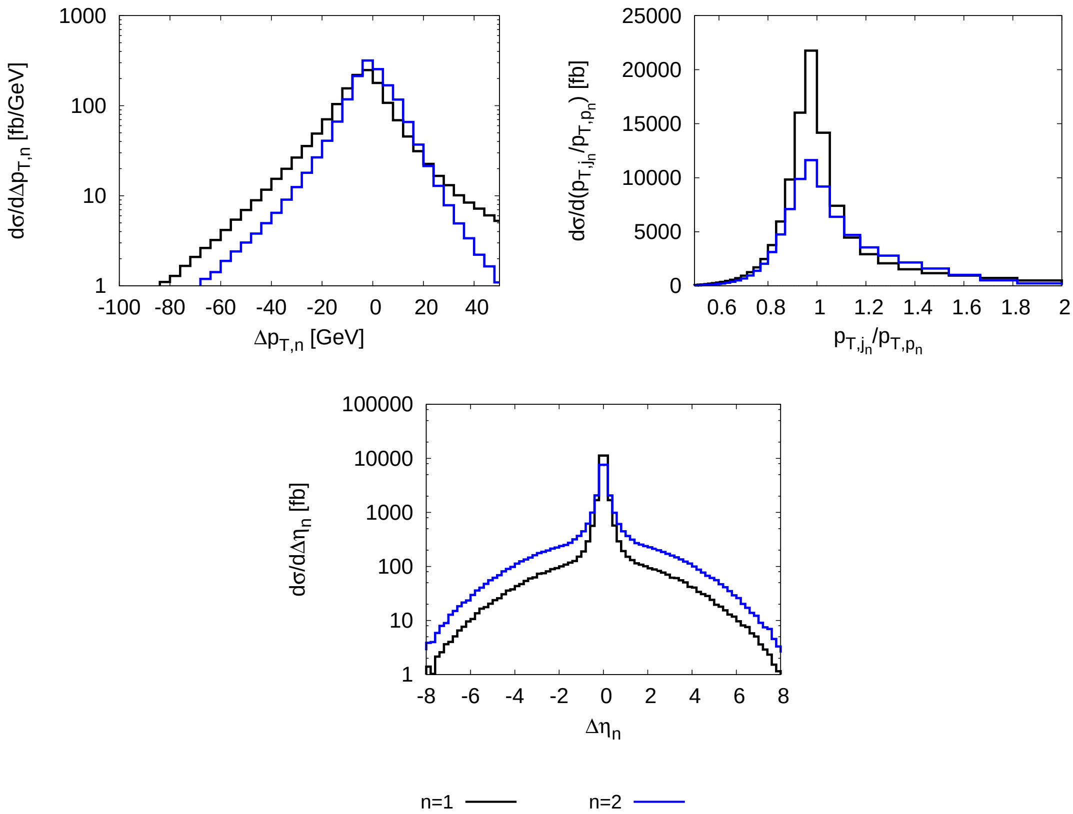


Abbildung 7.5: p_T-Änderung für den härtesten (n=1) und zweithärtesten (n=2) Jet (obere Zeile) sowie η-Änderung (untere Zeile) bei $p_{T,min}^{Part} = 20\,\mathrm{GeV}$.

Es kann z. B. folgender Fall eintreten: Die ursprünglichen Partonen besitzen eine große Rapiditätsdifferenz, die auf Jetniveau erhalten bleibt, wohingegen das zweithärteste Parton den härtesten Jet produziert und umgekehrt. Die Rapiditätsverschiebung von Parton- zu Jetniveau wäre in diesem Beispiel dann die Rapiditätsdifferenz der beiden Partonen. Daher spiegelt sich in dem langsamen Abfallen an den Flanken zum Teil auch die $\Delta\eta_{jj}$-Verteilung wieder.

Aus den Ergebnissen der Analyse mit verschiedenen Transversalimpulsschnitten auf Partonniveau lässt sich erkennen, dass der Schauer hiervon nur wenig Abhängigkeit zeigt. Um genügend Raum für die Partonschauerentwicklung zu lassen, ist es ausreichend, einen geringfügig niedrigeren Wert für den p_T-Schnitt auf Partonlevel zu wählen als auf Jetlevel.

7.2 Zusätzlicher Selektionsschnitt auf Jetlevel

Mit dem Schnitt zur Herausarbeitung der Azimuthalwinkelasymmetrie wird gefordert, dass die beiden führenden Jets weit auseinander liegen. Um auf Partonniveau den gleichen Selektionsschnitt wie auf Jetniveau anwenden zu dürfen, muss die Pseudorapidität eines Jets durch den Schauer erhalten sein. Nun ist allerdings die Richtung eines Jets viel eher Veränderungen unterworfen als sein Transversalimpuls, daher wurden auch hier Simulationen mit unterschiedlichen Schnitten auf die partonische Rapiditätslücke durchlaufen.

Zunächst wurden jedoch wieder verschiedene Transversalimpulsschnitte auf Partonniveau betrachtet. Anhand Abb. 7.6 ist zu erkennen, dass die Abhängigkeit vom $p_{T,min}^{Part}$ ähnlich gering ist, wie bei inklusiven Schnitten auf Partonniveau.

Der zusätzliche Selektionsschnitt auf die Pseudorapiditätsdifferenz ist jedoch ein Problem. Es zeigt sich, dass das Schauern von Ereignissen, deren Matrixelement zwei nahe beieinander liegende Partonen beinhaltet, zu zwei weit auseinander liegenden Jets führen kann und umgekehrt. In Abb. 7.7 sieht man, dass assoziierte Partonen aus dem gesamten $\Delta\eta_{jj}$-Gebiet stammen und dass die Nichterhaltung der Pseudorapiditätsdifferenz von Matrixelement hin zum Jetniveau keine Frage des minimalen Transversalimpulses ist, den man auf Partonniveau fordert.

Der Selektionsschnitt führt zu Migrationen über die Schnittgrenze, da nach dem Schauer eventuell Emissionen, die nicht in Richtung der Partonen auf Matrixelementniveau zeigt, zur Rekombination eines der härtesten Jets führt. Dieser hat dann eine Pseudorapidität, die keine Korrelation zu der auf Partonlevel vorhandenen besitzt.

Die Rapiditätsdifferenzen von Partonlevel und Jetlevel zeigen kein einfach abfallendes Verhalten mehr, wie in Abb. 7.8 zu erkennen ist. Bei $\Delta\eta_n = 3$ steigen die Verteilungen plötzlich stark an. Wie im vorherigen Abschnitt schon erwähnt wurde, spiegelt sich in $\Delta\eta_n$ zum Teil die Verteilung der Rapiditätsdifferenz der führenden Jets wieder. Da diese bei bei $\Delta\eta_{jj} = 3$ ansteigt, geschieht das Gleiche in $\Delta\eta_n$.

Migrationseffekte in Pseudorapiditäten sind von großer Bedeutung für die Azimuthalwinkelobservable: Schauert man ein Sample inklusiver Ereignisse, so ist die Azimuthalwinkelasymmetrie A_Φ niedriger als bei Anwendung des Selektionsschnitts schon auf Partonniveau: Im ersten Fall kommt es zur Immigration von

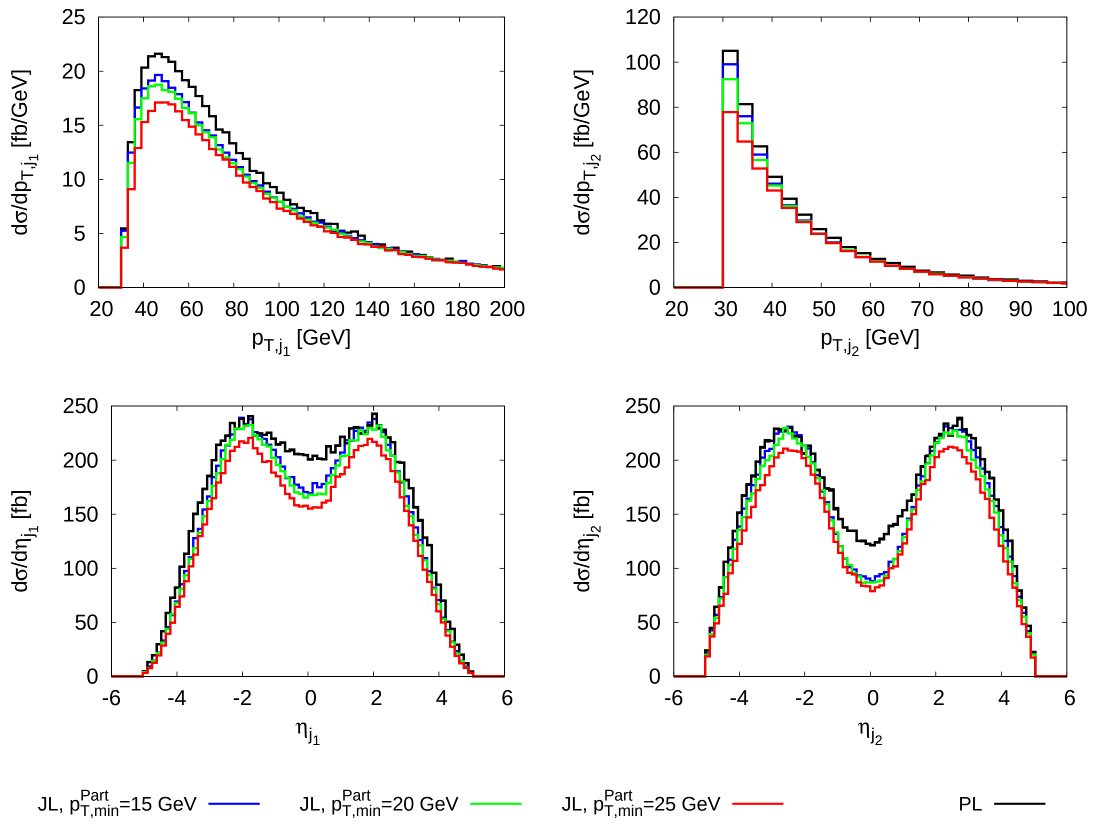


Abbildung 7.6: Transversalimpuls- und Pseudorapiditätsverteilungen des härtesten (linke Spalte) und zweithärtesten Jets (rechte Spalte) bei Anwendung des Selektionsschnitts (5.11) auf rekombinierte Jets mit verschiedenen $p_{T,min}^{Part}$ der geschauerten Partonen auf Matrixelementniveau.

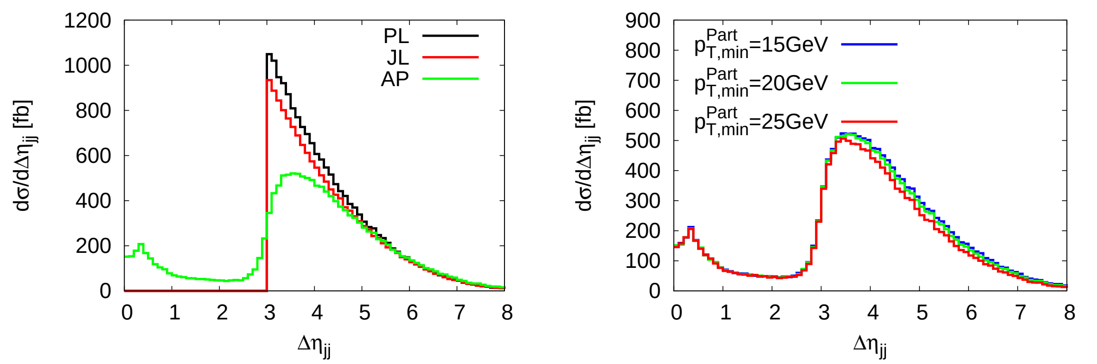
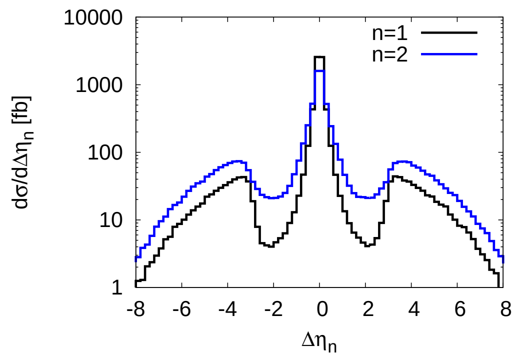


Abbildung 7.7: $\Delta\eta_{jj}$-Verteilungen bei Anwendung des Selektionsschnitts auf Jetniveau für festes $p_{T,min}^{Part} = 20\,\text{GeV}$ (links) und assoziierte Partonen mit verschiedenen Transversalimpulsschnitten auf Partonlevel (rechts).



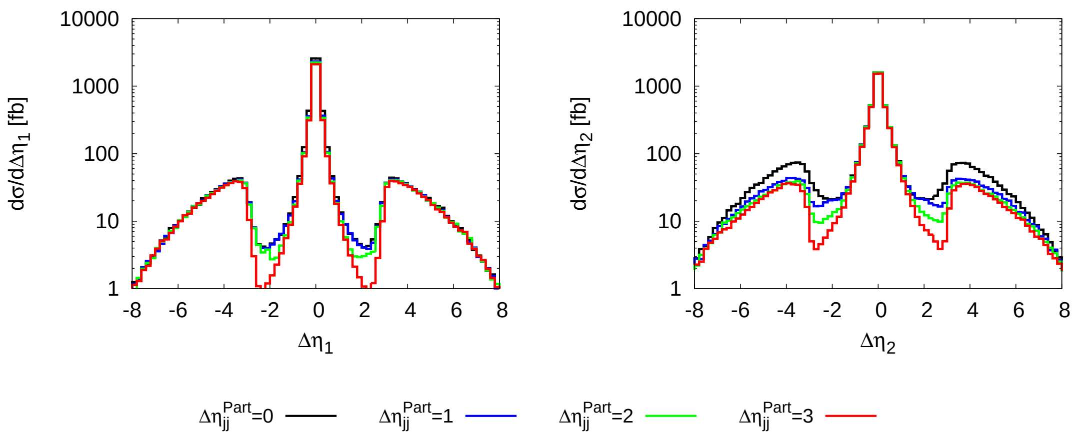


Abbildung 7.8: Änderung der Pseudorapidität zwischen Parton- und Jetlevel der beiden führenden Jets für $\Delta\eta_{jj}^{Part} = 0$ (oben). Die unteren beiden Bilder zeigen die Änderung für verschiedene Rapiditätsdifferenzen auf Partonniveau getrennt für den härtesten (links) und zweithärtesten Jet (rechts).

$\Delta\eta_{jj}^{Part}$	A_Φ, AP	A_Φ, JL
3	0,34	0,26
2	0,33	0,25
1	0,32	0,24
0	0,33	0,22

Tabelle 7.2: Azimuthalwinkelasymmetrien für verschiedene partonische Rapiditätslücken.

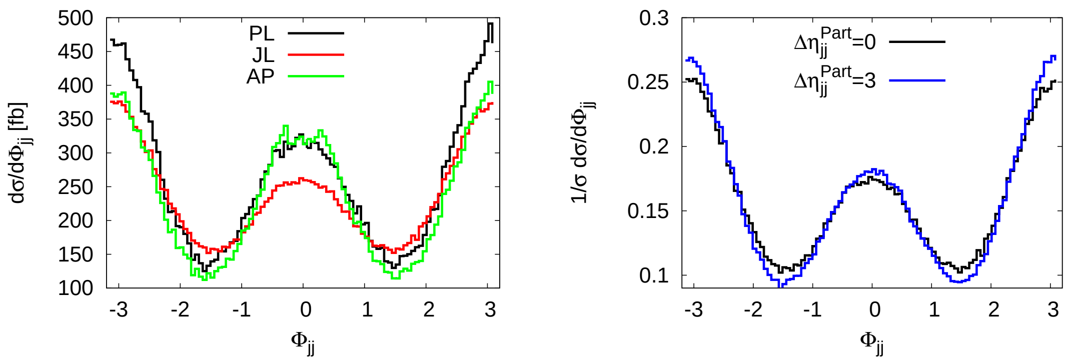


Abbildung 7.9: Azimuthalwinkelverteilungen für inklusive Schnitte auf Partonlevel (links) sowie auf 1 normierte Verteilungen für zwei verschiedene $\Delta\eta_{jj}^{Part}$ (rechts).

Ereignissen ohne die charakteristische Φ_{jj}-Verteilung in den für die Analyse relevanten $\Delta\eta_{jj}$-Bereich.

Wendet man verschiedene Schnitte $\Delta\eta_{jj}^{Part}$ auf Partonniveau an, dann ist es möglich, die Verringerung des Azimuthalwinkelsignals zu verfolgen (siehe Tabelle 7.2).

Es kommt hierbei auch zu einer Verringerung des Wirkungsquerschnitts, da die Zahl der immigrierenden Ereignisse abnimmt, diejenige der emigrierenden jedoch konstant bleibt. Schon die Verteilungen der assoziierten Partonen in Abb. 7.7 lassen die starke Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts auf Jetniveau von $\Delta\eta_{jj}^{Part}$ erkennen. Quantifiziert wird dies in Tabelle 7.3.

Ob es eher zu Emission in Bereiche kleiner Rapiditätslücke oder aus solchen heraus kommt, lässt sich in Abhängigkeit von $\Delta\eta_{jj}$ und R_{jj} angeben. Hierzu muss durch Schnitte (5.9) und (5.11) auf Partonniveau sowie inklusiven Schnitten (5.10) auf Jets die Emission $\mathrm{d}\sigma_{in}$ bestimmt werden. Die Abstrahlung $\mathrm{d}\sigma_{out}$ aus dem durch den Selektionsschnitt verbotenen Bereich ist durch die Verteilung der assoziierten Partonen gegeben, die sich bei Anwendung der Schnitte (5.10) und dem Selektionsschnitt auf Jetniveau beim Schauern eines inklusiven Partonsamples ergibt.

Bei Betrachtung der Differenz

$$\mathrm{d}\Delta\sigma = \mathrm{d}\sigma_{out} - \mathrm{d}\sigma_{in} \tag{7.3}$$

in Abhängigkeit von Rapiditätslücke und Legoplot-Separation in Abb. 7.10 fällt auf, dass bei Abständen unterhalb von $R_{jj} < 1$ sprunghaft mehr Ereignisse zu-

Wirkungsquerschnitte	
JL, $\Delta\eta_{jj}^{Part} = 0$	1,49 pb
JL, $\Delta\eta_{jj}^{Part} = 1$	1,32 pb
JL, $\Delta\eta_{jj}^{Part} = 2$	1,29 pb
JL, $\Delta\eta_{jj}^{Part} = 3$	1,21 pb
PL, Schnitte (5.10) + (5.11)	1,67 pb

Tabelle 7.3: Ergebnisse für verschiedene zusätzliche Selektionsschnitte auf Partonniveau und Schnitten (5.10) + (5.11) auf rekombinierte Jets.

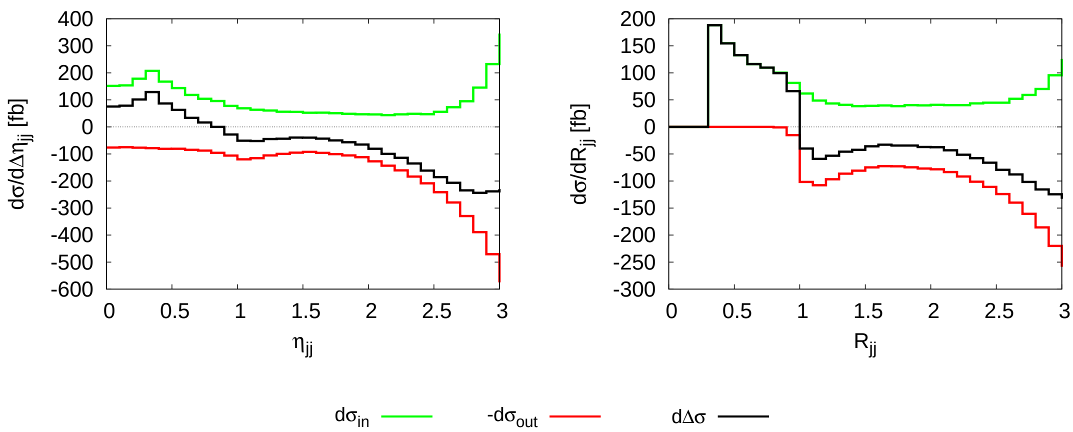


Abbildung 7.10: Migrationen in den Bereichen, die durch den Schnitt (5.11) ausgeschlossen werden.

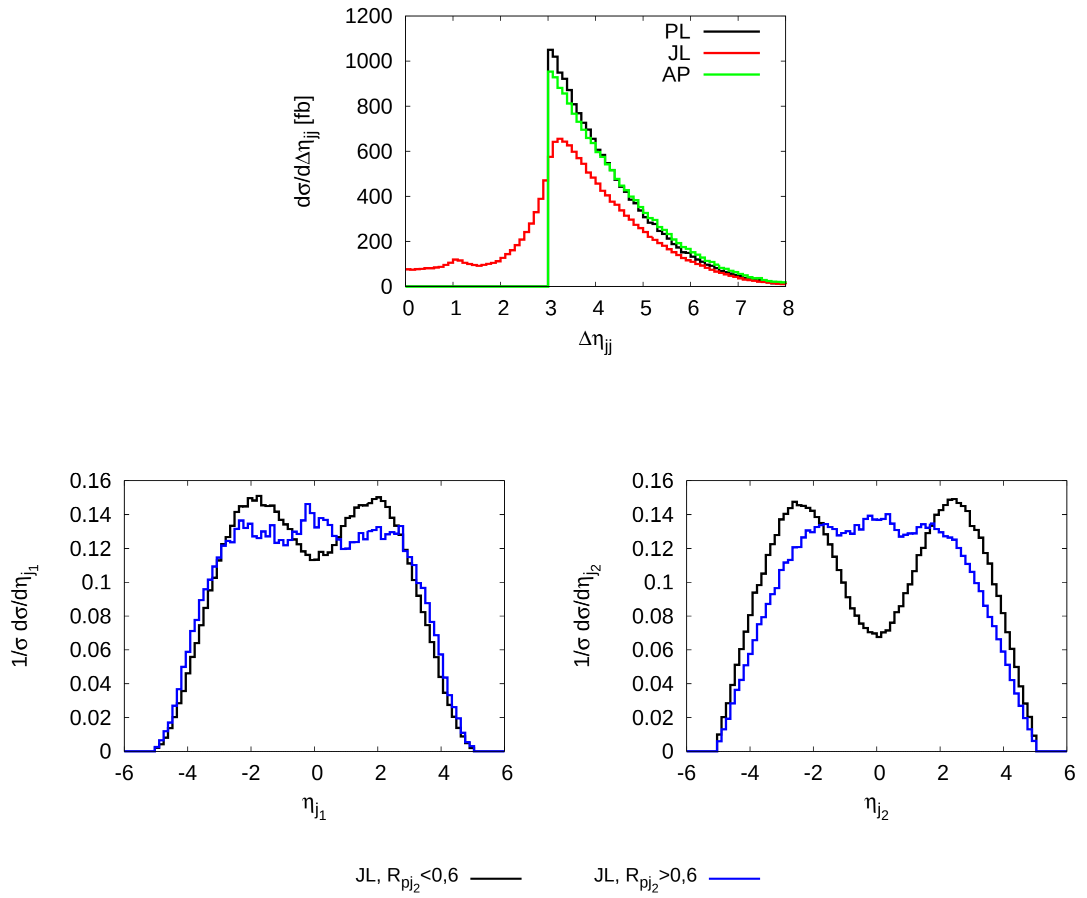


Abbildung 7.11: Rapiditätsdifferenz (oben) und auf eins normierte Rapiditätsverteilungen für Ereignisse unterschiedlich starker Korrelation zum Matrixelement (unten). Alle Verteilungen entstanden mit zusätzlichem Selektionsschnitt auf das Matrixelement und inklusiven Schnitten auf Jetniveau.

wandern, als dorthin abgestrahlt werden. Geht man davon aus, dass bei diesen Ereignissen Abstrahlung in Richtung der Partonen im Matrixelement existiert, dann würde diese vom Jet-Algorithmus zu einem einzelnen Jet zusammengefasst werden, da er nicht mehr in der Lage ist, diese getrennt aufzulösen. Der zweithärteste Jet würde dann ausschließlich dem Schauer entstammen, was erklärt, wieso die Rapiditätslücke nach Partonschauer und Hadronisierung so viel größer ist als davor.

Hinzu kommt die Reduktion von Ereignissen einer Konfiguration, bei der Abstrahlung in einem Bereich nahe bei nur einem der beiden Partonen zur Bildung sowohl des härtesten als auch des zweithärtesten Jets führt.

Die Rapiditätsdifferenzen, die bei der Bestimmung von $d\sigma_{out}$ auftraten, sind in Abb. 7.11 oben gezeigt. Wie dort zu sehen ist, stellt man bei der Emigration kein Abfallen hin zu kleineren Rapiditätslücken fest, was die These stützt, dass es bei Gluonfusionsprozessen, vermutlich aufgrund der Farbstrukturen, keinen Mechanismus gibt, der den Schauer auf einen Rapiditätsbereich um das ausgehende Parton begrenzt. Betrachtet man Ereignisse mit $R_{pj_n} > 0{,}6$, also solche, bei denen

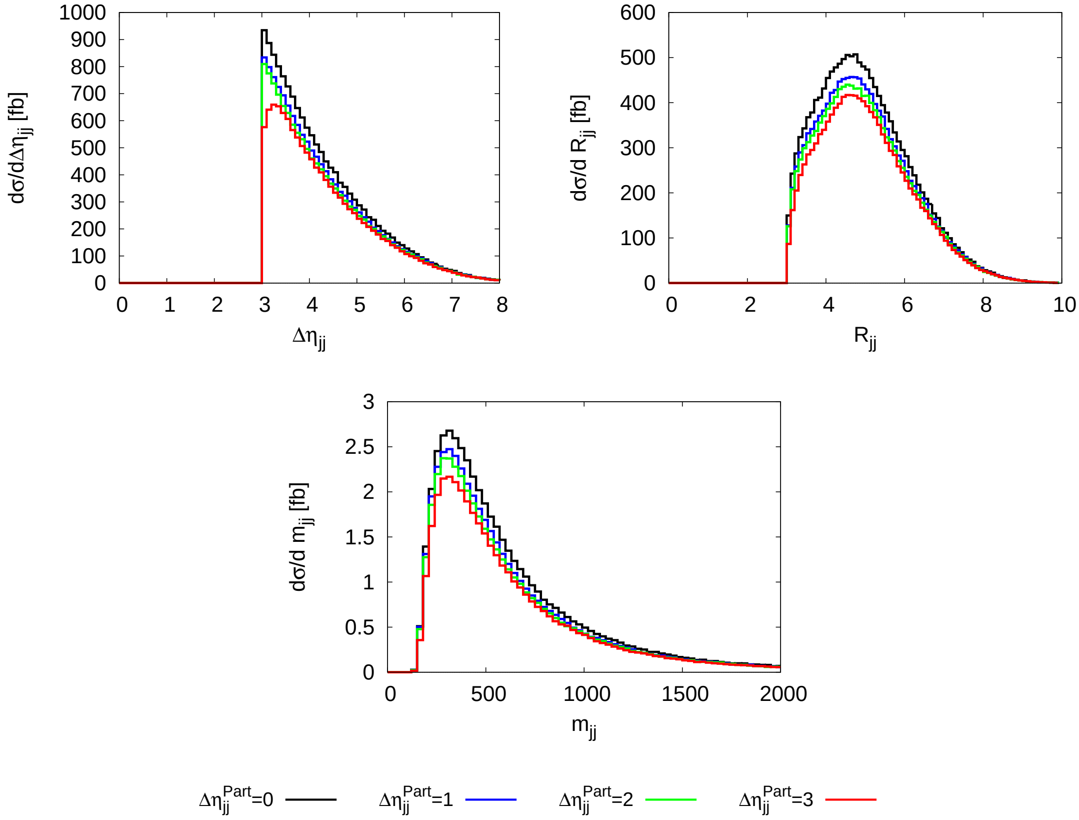


Abbildung 7.12: $\Delta\eta_{jj}$-, R_{jj}- und m_{jj}-Spektren bei verschiedenen partonischen Selektionsschnitten $\Delta\eta_{jj}^{Part}$.

der n-t härteste Jet kein ausgehendes Parton im Matrixelement in der Nähe hat und daher lediglich durch Schaueremissionen zustande kommt, dann ist zu sehen, dass unkorrelierte Schaueremissionen mit einer sehr flachen Rapiditätsverteilung generiert werden.

Sowohl der Wirkungsquerschnitt als auch die Azimuthalwinkelobservable hängen also sehr von der Wahl des partonischen Selektionsschnitts ab. Die Formen anderer Observablen haben sich jedoch als nur wenig sensitiv dafür gezeigt. Lediglich beim Spektrum der Rapiditätsdifferenz beider führenden Jets lässt sich ein Aufweichen der Kante bei $\Delta\eta_{jj} = 3$ erkennen, wenn der Selektionsschnitt schon auf Partonniveau angewendet wird. Das Spektrum der invarianten Masse der beiden Jets bleibt ebenso unverändert wie das ihres Abstands in der Legoplot-Ebene (siehe Abb. 7.12).

Kapitel 8

Jet-Algorithmen

8.1 Der Parameter R_C im k_T-Algorithmus

Der k_T-Jet-Algorithmus besitzt einen einzigen freien Parameter R_C, der gewöhnlich in der Größenordnung von 1 gewählt wird. Dabei gilt, dass eine Erhöhung von R_C dazu führt, dass die rekonstruierten Jets eine vergrößerte Fläche in der Legoplot-Ebene abdecken.

Die Auswirkungen eines veränderten k_T-Parameters wurden überprüft, indem bei festem minimalem Transversalimpuls von $p_{T,min}^{Part} = 20\,\text{GeV}$ ausgehender Partonen auf Matrixelementebene und abgeschaltetem UE die Simulation mit verschiedenen R_C durchlaufen wurde. Die Formen verschiedener Observablen zeigten sich größtenteils unverändert, lediglich der Wirkungsquerschnitt stieg mit Erhöhung von R_C an (siehe Tab. 8.1).

Betrachtet man die Endergebnisse des inklusiven Samples, so stellt man fest, dass die führenden Jets mit erhöhtem Parameter weiter auseinander liegen. An den Formen der Histogramme für $\Delta\eta_{jj}$, ϕ_{jj} und insbesondere R_{jj} in Abb. 8.1 kann man die Entstehung eines toten Zentralbereiches erkennen, den der Jet-Algorithmus nicht auflösen kann. Wo ein Algorithmus mit niedrigerem R_C noch zwei Jets zu lokalisieren vermag, werden diese bei höherer Parameterwahl zu einem einzelnen verschmolzen.

Hieraus ergibt sich auch das leichte Sinken der Pseudorapiditätsverteilung des zweithärtesten Jets im zentralen Bereich, das bei $R_C = 1{,}2$ zu erkennen ist. Da sich

Wirkungsquerschnitte		
R_C	Inklusiv	Selektion
0,8	5,92 pb	1,31 pb
1,0	6,23 pb	1,49 pb
1,2	6,45 pb	1,67 pb
PL	7,11 pb	1,67 pb

Tabelle 8.1: Ergebnisse für verschiedene k_T-Jet-Parameter.

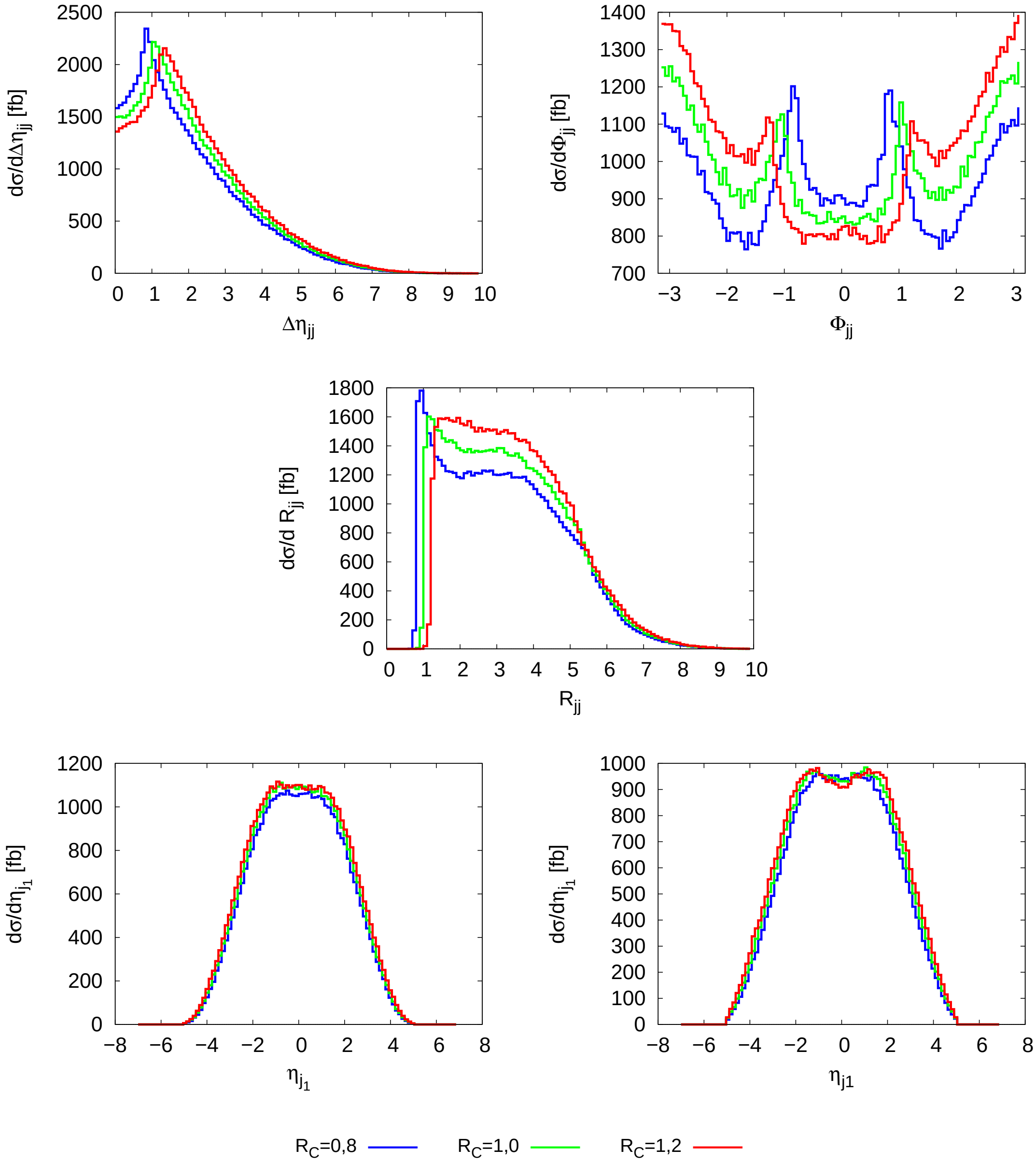


Abbildung 8.1: Änderung des k_T-Jet-Parameters bei inklusiven Schnitten auf rekombinierte Jets.

der härteste Jet mit hoher Wahrscheinlichkeit ebenfalls im Zentralbereich befindet, werden beide bei steigendem R_C eher zu einem einzelnen Jet verschmolzen.

Wurde auf Jetniveau der Selektionsschnitt (5.11) gefordert, so führte das zu einer verringerten Formabhängigkeit der Observablen von R_C (siehe Abb. 8.2). Offenbar sind also Ereignisse mit nicht benachbarten Jets nur unwesentlich R_C-abhängig. Durch den Selektionsschnitt erhöhte sich jedoch die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom k_T-Jet-Parameter. Dies ist durch den schon im Abschnitt 7 dargelegten Sachverhalt zu verstehen, dass bei größerem R_C vermehrt die Abstrahlung in Richtung der beiden Partonen im Matrixelement zu einem einzelnen Jet zusammengefasst wird. Damit erhöht sich also die Chance, den zweithärtesten Jet ausschließlich durch den Schauer zu bilden und ihn somit in einem weiter entfernten Pseudorapiditätsbereich zu finden.

Um diese These zu bestätigen, wurde die in (7.3) definierte Größe $d\Delta\sigma$ erneut betrachtet, diesmal jedoch bei verschiedenen R_C. Deutlich sichtbar ist in Abb. 8.3, wie bei größeren k_T-Jet-Parametern mehr Ereignisse mit niedriger Legoplot-Separation hinzukommen.

8.2 Andere Jet-Algorithmen

Um abschätzen zu können, wie sensitiv die Histogrammformen auf die Wahl des Jet-Algorithmus sind, wurde die Simulation außer mit dem k_T-Algorithmus noch mit dem Anti-k_T- und dem Cambridge-Algorithmus durchlaufen. Der R_C-Parameter wurde dabei ausnahmsweise zu 0,7 gewählt, da sich herausstellte, dass sich die Unterschiede erst bei kleinen Abständen der Jets herauskristallisierten. Der minimale partonische Transversalimpuls betrug $p_{T,min}^{Part} = 20$ GeV.

Die Histogramme waren sehr stabil unter dem Austausch des Jet-Algorithmus. Die größten Auswirkungen ergaben sich beim Legoplot-Abstand der führenden Jets zueinander mit inklusiven Schnitten. In Abb. 8.4 zeigt der Anti-k_T-Algorithmus ein weicheres Abfallen hin zum Bereich kollinearer Jets. Cambridge- und k_T-Algorithmus unterscheiden sich hier kaum.

Das R_{jj}-Spektrum der assoziierten Partonen blieb jedoch gleich. Keiner der Algorithmen besitzt gegenüber den anderen Vorteile, wenn es darum geht, die auftretenden kollinearen Abstrahlungen besser aufzulösen.

Auch der Wirkungsquerschnitt variierte nur im Bereich von 0,1 pb für inklusive Schnitte. Bei Schnitten zur Verstärkung der Azimuthalwinkelasymmetrie war die Veränderung lediglich halb so groß. Auch die Asymmetrie selbst, A_Φ, blieb gleich. Die Wahl des Algorithmus spielt folglich keine wesentliche Rolle bei der Analyse. Im Folgenden wird daher weiter der k_T-Jet-Algorithmus benutzt.

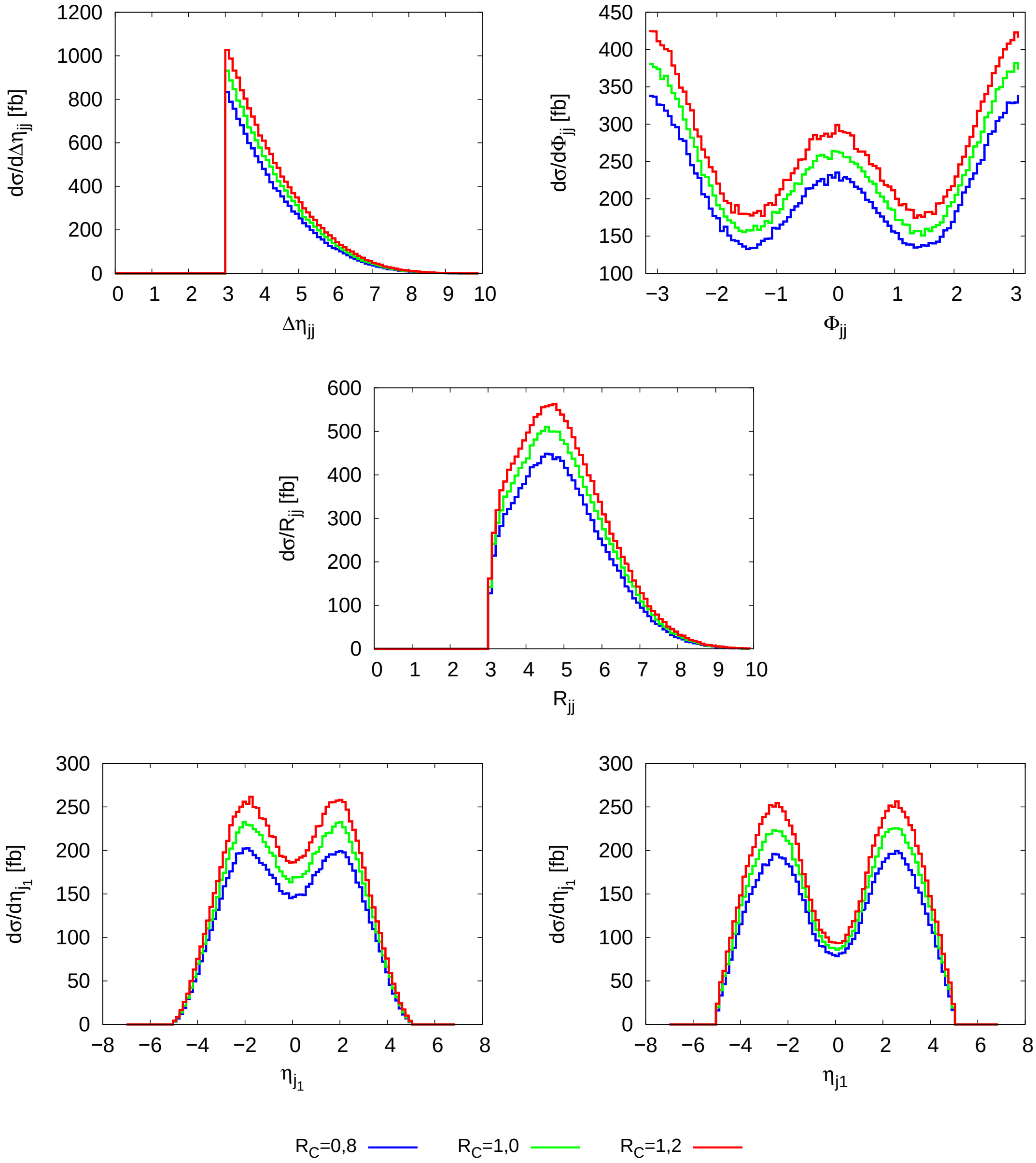


Abbildung 8.2: Die gleichen Spektren wie in 8.1 bei zusätzlichem Selektionsschnitt auf Jetniveau.

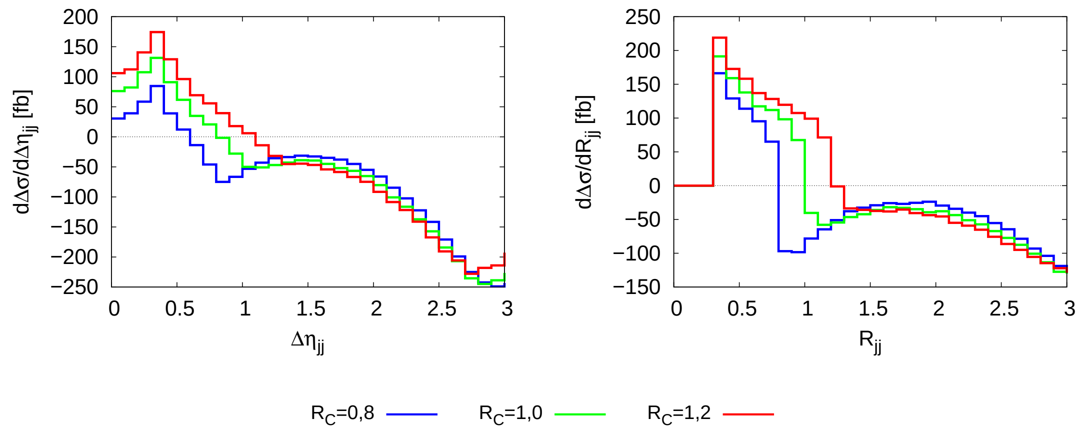


Abbildung 8.3: Migrationen für verschiedene R_C.

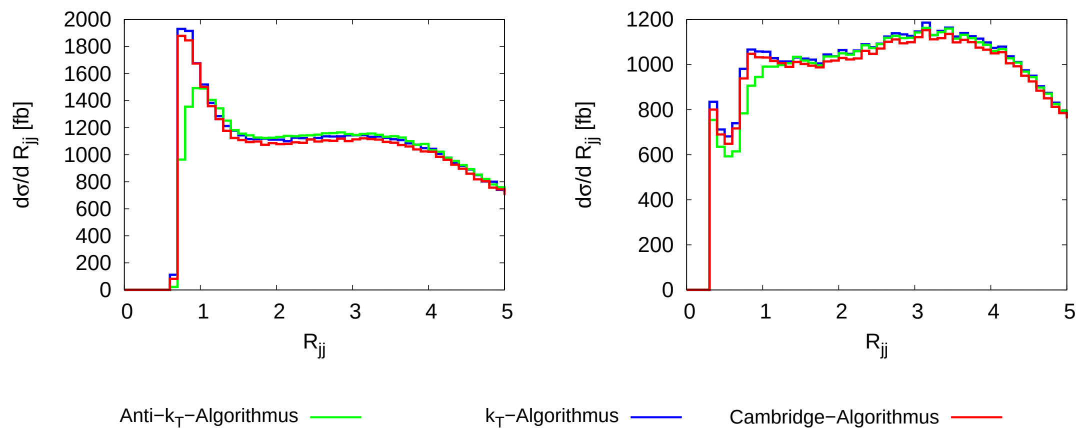


Abbildung 8.4: Legoplot-Abstände der führenden Jets bei verschiedenen Jet-Algorithmen.

Kapitel 9

Underlying Event

Wie schon im Einführungskapitel zu Herwig++ erwähnt wurde, werden drei verschiedene Möglichkeiten geboten, den harten Subprozess in eine Teilchenkollision einzubetten. Darunter sind underlying events entweder nach der UA5-Kollaboration oder mit mehrfachen Partonwechselwirkungen (MPI). In den bisherigen Untersuchungen wurde keine der beiden gewählt, sondern das underlying event komplett abgeschaltet, um Rechenzeit zu sparen. Da für die realistische Vorhersage von Observablen dies jedoch nicht ausreichend ist, sollen in diesem Abschnitt die Auswirkungen der beiden Modelle studiert werden. Der Parameter des k_T-Jet-Algorithmus wurde wieder zu $R_C = 1$ gewählt und $p_{T,min}^{Part}$ wurde auf 20 GeV gesetzt.

9.1 Inklusive Schnitte

Die Spektren der p_T-Verteilungen erfahren durch das MPI-Modell gegenüber der Simulation ohne UE keine großen Veränderungen. Anders ergibt es sich für die Pseudorapiditäten: In Abb. 9.1 sieht man, dass sowohl der härteste als auch der zweithärteste Jet im MPI-Modell weniger stark dazu neigen, in zentrale Detektorregionen emittiert zu werden. Der Vergleich mit den Formen der Kurven auf Partonlevel in Abb. 7.1 zeigt, dass es sich hierbei um eine recht große Änderung durch den Schauer handelt.

Betrachtet man in Abb. 9.3 die Anzahl an Jets mit Transversalimpulsen oberhalb von 15 GeV, die die Ereignisse nach Schnitten (5.10) besitzen, dann ist zu sehen, dass das MPI-Modell zu deutlich höheren Jet-Multiplizitäten führt. Im Durchschnitt sind bei deaktiviertem UE nur 3,3 Jets vorhanden, bei MPI-UE dagegen 4,0.

Die Härte der Wechselwirkungen im MPI-Modell legen die Vermutung nahe, dass es auch die Menge an führenden Jets, die ohne ausreichende Korrelation zum harten Matrixelement produziert werden, nochmals vergrößert. Unterstützt wird dies durch die Verschiebungen in Transversalimpulsen, die, wie in Abb. 9.2 zu sehen ist, bei Aktivierung der zusätzlichen Streuprozesse verstärkt wird.

Durch die Aktivierung eines der underlying events wird also auch die Korrelation zum harten Matrixelement verändert, wobei die Änderung beim weichen UA5-Modell praktisch kaum nachweisbar ist. Erst durch das MPI-Modell entsteht

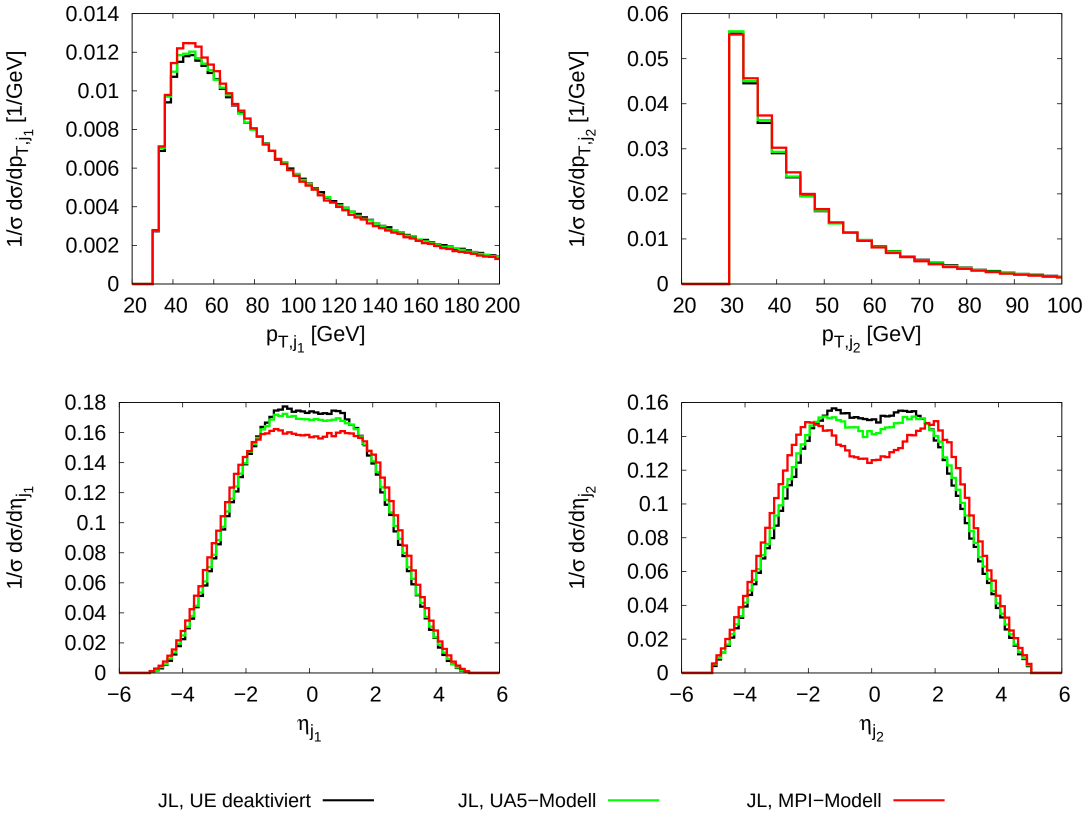


Abbildung 9.1: Spektren der Transversalimpulse und der Pseudorapiditäten für verschiedene underlying events bei inklusiven Schnitten.

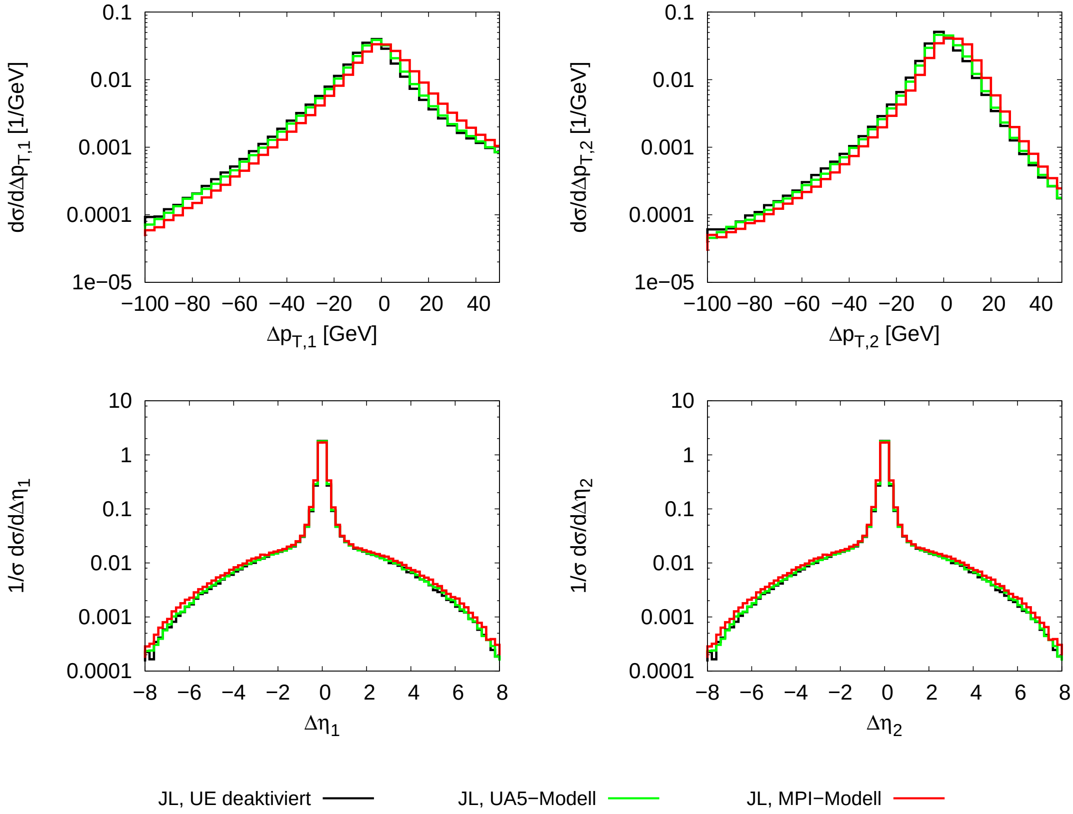


Abbildung 9.2: Verschiebungen in Transversalimpulsen und Pseudorapiditäten von Parton- zu Jetniveau bei inklusiven Schnitten.

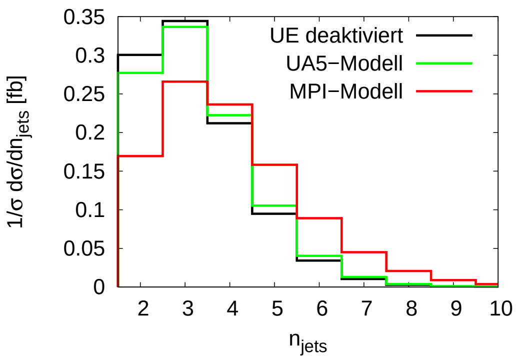


Abbildung 9.3: Anzahl rekonstruierter Jets bei inklusiven Schnitten (5.10).

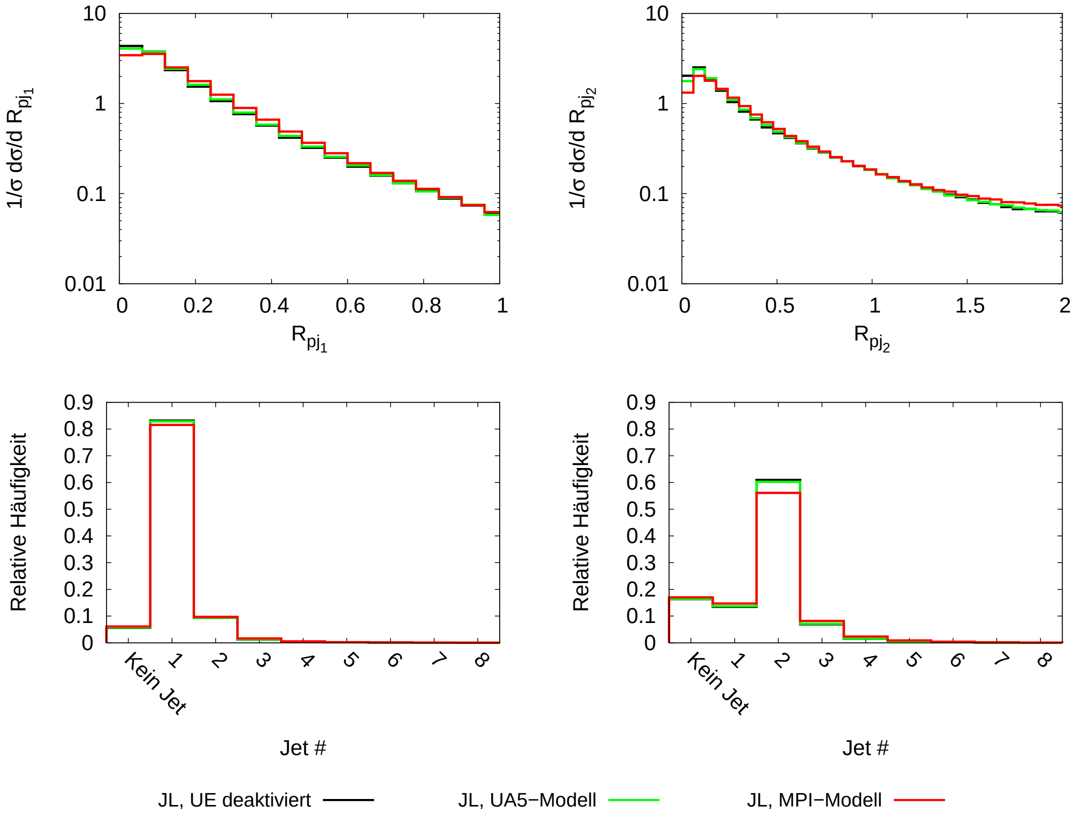


Abbildung 9.4: Korrelationskenngrößen bei inklusiven Schnitten.

Wirkungsquerschnitte	
JL, UE aus	6,22 pb
JL, UA5	6,68 pb
JL, MPI	8,00 pb
PL, Schnitte (5.10)	7,11 pb

Tabelle 9.1: Auswirkungen verschiedener underlying events bei inklusiven Schnitten.

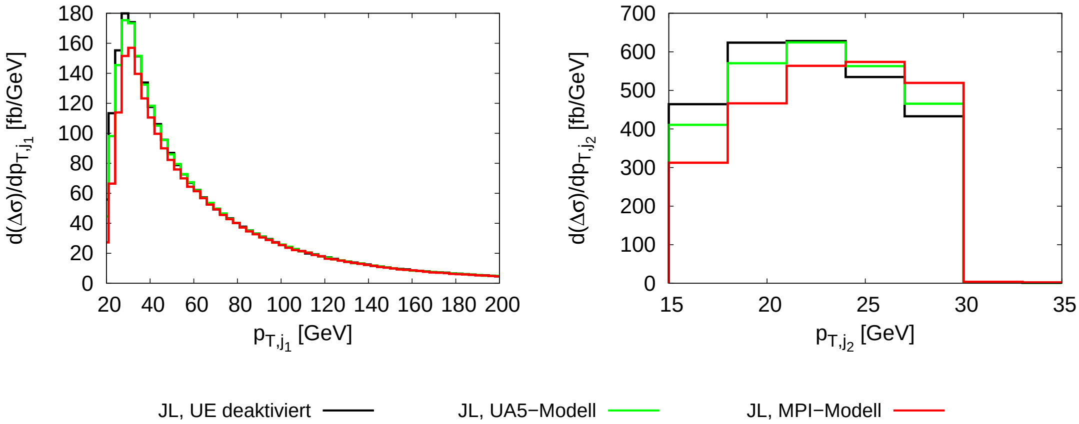


Abbildung 9.5: Verschiebungen der Transversalimpulse bei Ereignissen, die die Schnitte auf Jetlevel nicht passieren.

ein etwas größerer Effekt, wobei hier, wie man anhand Abb. 9.4 erkennt, hauptsächlich die Korrelation des zweithärtesten Jets betroffen ist.

In Tabelle 9.1 wurden die Wirkungsquerschnitte für inklusive Schnitte und verschiedene underlying events zusammengestellt. Die Ergebnisse zeigen, dass der vorhergesagte Wirkungsquerschnitt stark vom benutzten Modell abhängt. Eine Antwort auf die Frage, wieso derart viele ohne UE geschauerte Ereignisse nicht durch die Schnitte auf Jetniveau kommen, ist implizit schon durch die gezeigten Verschiebungen der Transversalimpulse und die Anzahlen rekombinierter Jets enthalten.

Noch etwas deutlicher wird der Sachverhalt jedoch, wenn man die Transversalimpulsspektren in Abb. 9.5 betrachtet. Sie stammen aus den Ereignissen, die durch Schnitte auf Jetniveau ausgesondert wurden. Es ist zu erkennen, dass in fast allen Fällen der zweithärteste Jet es nicht schafft, über die Schwelle von $p_{T,min} = 30\,\text{GeV}$ zu kommen. Das Maximum der Verteilung liegt beim MPI-Modell bei höheren Impulsen. Es kann also gefolgert werden, dass aufgrund der zusätzlichen Streuprozesse mehr Transversalimpuls in den führenden Jets akkumuliert wird und deswegen die Wahrscheinlichkeit steigt, dass der zweithärteste Jet über die Schnittschwelle in p_T gehoben wird.

UE	$j_1 \sim p_1 \wedge j_2 \sim p_2$	$j_1 \sim p_2 \wedge j_2 \sim p_1$	$j_1 \sim p_1 \wedge j_2 \nsim p_2$	$j_1 \nsim p_1 \wedge j_2 \sim p_2$	$j_1 \nsim p_{1,2} \wedge j_2 \nsim p_{1,2}$
deaktiviert	58,8%	6,9%	24,4%	2,2%	3,1%
UA5	58,0%	6,9%	24,8%	2,3%	3,1%
MPI	53,8%	7,0%	27,8%	2,4%	3,8%

Tabelle 9.2: Zusammenstellung der Korrelationshäufigkeiten bei inklusiven Schnitten (5.10).

UE	$j_1 \sim p_1 \wedge j_2 \sim p_2$	$j_1 \sim p_2 \wedge j_2 \sim p_1$	$j_1 \sim p_1 \wedge j_2 \nsim p_2$	$j_1 \nsim p_1 \wedge j_2 \sim p_2$	$j_1 \nsim p_{1,2} \wedge j_2 \nsim p_{1,2}$
deaktiviert	54,3%	6,7%	27,5%	3,1%	2,6%
UA5	53,4%	6,8%	28,2%	3,0%	2,6%
MPI	48,3%	6,7%	32,1%	3,1%	3,2%

Tabelle 9.3: Korrelationsmöglichkeiten bei Schnitten (5.10) und (5.11) auf Jetniveau.

Hinzu kommt, dass beim MPI-Modell durch die höheren Jet-Multiplizitäten weniger Ereignisse existieren, die aus dem Grund ausgesondert werden, dass der Jet-Algorithmus nur einen einzigen Jet zu finden vermag.

9.2 Zusätzlicher Selektionsschnitt

Mit dem Selektionsschnitt auf den Rapiditätsabstand der beiden führenden Jets blieben die Formen der Observablen bei Veränderung des underlying events relativ stabil (siehe Abb. 9.6). Die Korrelationen zum harten Matrixelement verschlechterten sich, wie zu erwarten war, allerdings nur leicht.

Da die meisten Ereignisse, die die Schnitte auf Jetniveau nicht passieren, aufgrund des Selektionsschnittes (5.11) aussortiert werden, ist die Verschiebung in der Pseudorapidität ausschlaggebend für den Wirkungsquerschnitt. Es zeigt sich, dass diese für das MPI-Modell am größten ist. Am deutlichsten wird die Lage beim Betrachten der Rapiditätslücke der assoziierten Partonen in Abb. 9.7: Mit MPI generierte Ereignisse entstammen häufiger aus dem verbotenen Bereich unterhalb von $\Delta\eta_{jj} = 3$.

In der Gegenüberstellung der verschiedenen Korrelationsmöglichkeiten in Tab. 9.3 kann man erkennen, dass das UA5-Modell wenig Veränderung gegenüber dem Fall mit deaktiviertem underlying event bietet. Das MPI-Modell sorgt hauptsäch-

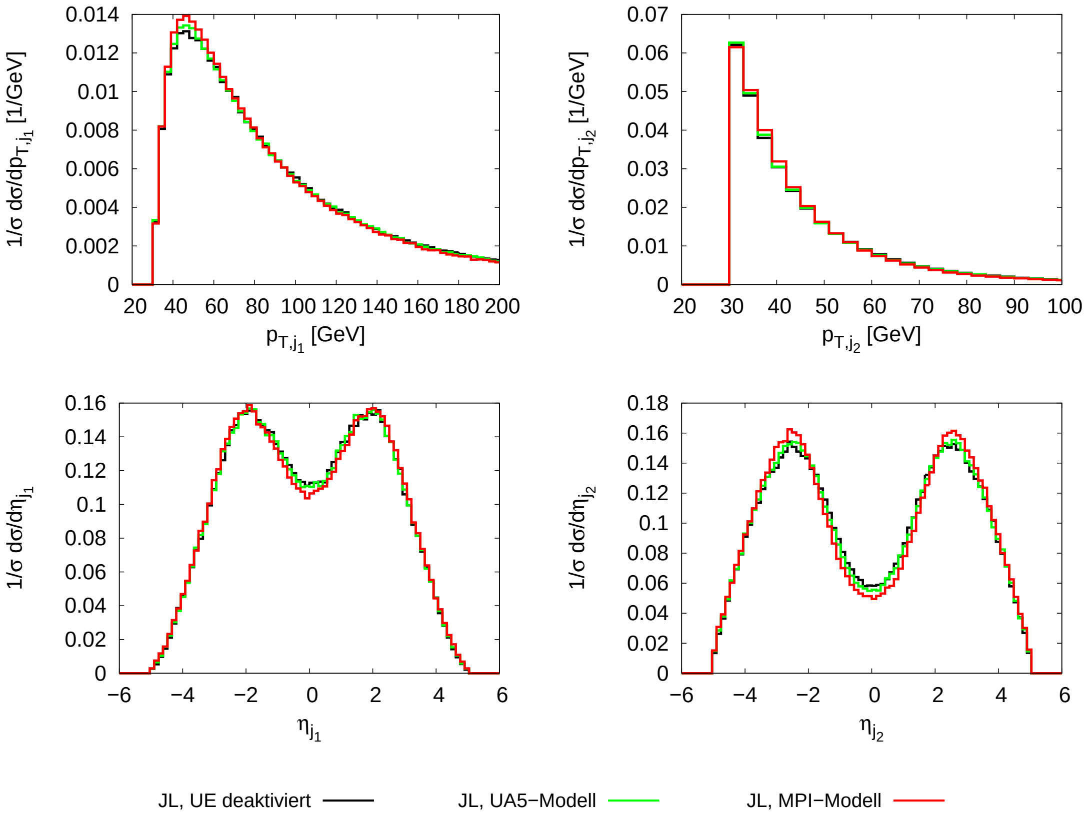


Abbildung 9.6: Spektren der Transversalimpulse und der Pseudorapiditäten für verschiedene underlying events bei zusätzlichem Selektionsschnitt auf rekombinierte Jets.

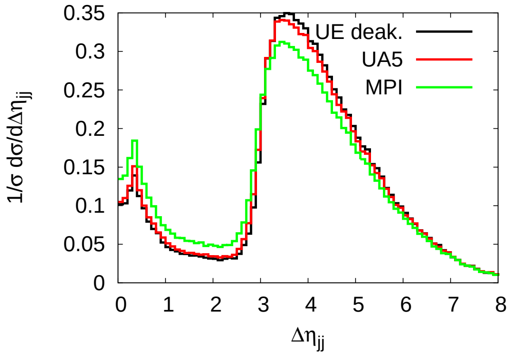


Abbildung 9.7: Rapiditätslücke zwischen assoziierten Partonen bei Ereignissen mit zusätzlichem Selektionsschnitt auf Jetebene.

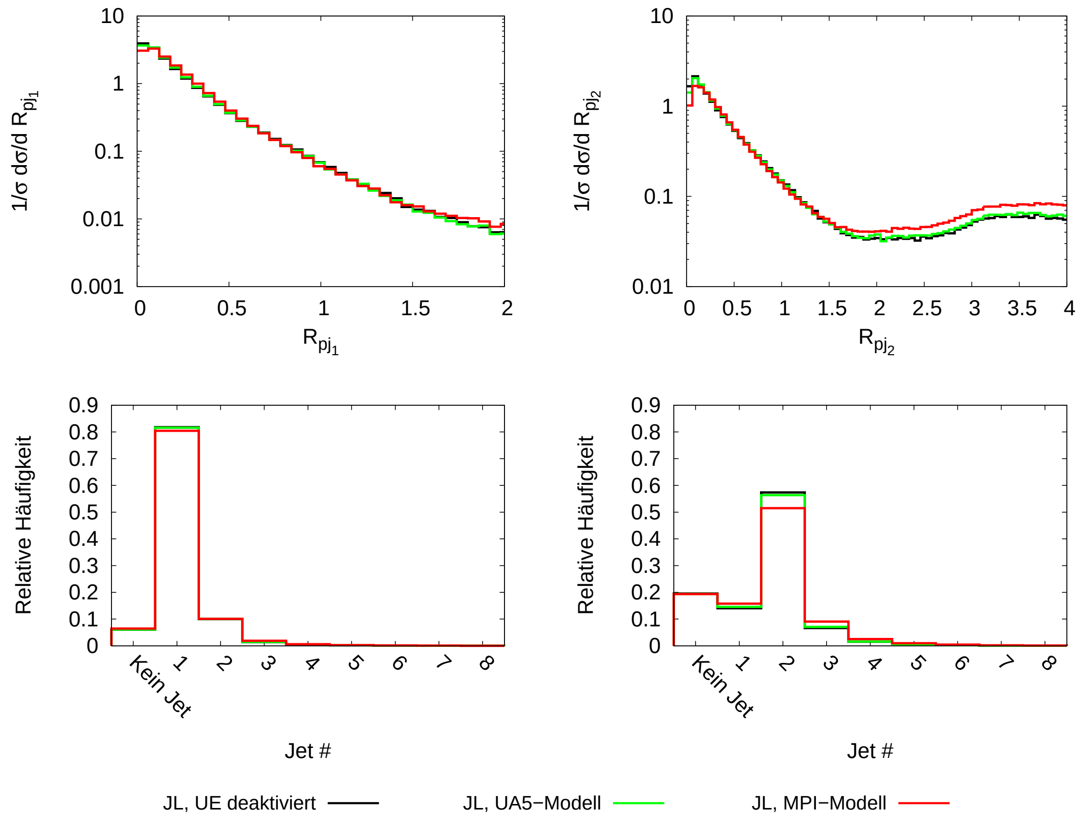


Abbildung 9.8: Korrelationskenngrößen bei zusätzlichem Selektionsschnitt auf Jetniveau.

lich für eine Verschlechterung der Korrelation des zweithärtesten Jets zum Matrixelement. Das ist auch in Abb. 9.8 zu sehen, wo die Korrelationskenngrößen sich für den härtesten Jet kaum und für den zweithärtesten Jet erst durch das MPI-Modell merklich ändern.

Kapitel 10

Einzelne Schritte im Vergleich

In diesem Abschnitt soll verglichen werden, wie sich Observable durch die einzelnen Simulationsschritte verändern. Hierzu wurden nacheinander die Schritte Zerfälle instabiler Teilchen, Hadronisierung und Partonschauer abgeschaltet, um Vergleichswerte zu erhalten. Bei abgeschaltetem Partonschauer sind dabei nur noch Effekte des Jet-Algorithmus zu verzeichnen, der zu nahe benachbarte Partonen zu einem einzelnen Jet kombiniert. Solche Ereignisse würden ausgesondert werden, da nur noch ein einzelner Jet vorhanden wäre.

Die Pseudorapiditäten sind in Abb. 10.1 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass bei inklusiven Schnitten der Partonschauer selbst nur wenig an der Verteilung ändert. Hadronisierungseffekte und Zerfälle spielen hier eine weitaus bedeutendere Rolle. Erst durch die Forderung einer Rapiditätslücke zwischen den Jets erhält der Schauer eine wichtigere Rolle, da er dazu neigt, zentrale Emissionen zwischen den beiden in p_T führenden Partonen zu produzieren.

Bei inklusiven Schnitten ist durch den Partonschauer alleine kaum eine Reduktion des Wirkungsquerschnittes vorhanden, was erneut zeigt, dass der Schauer Transversalimpulse recht gut erhält.

Bei den p_T-Spektren in Abb. 10.2 ist wenig Veränderung zu erkennen. Eine genauere Überprüfung zeigt, dass bei aktivierter Hadronisierung die Verschiebung der Transversalimpulse des zweiten Jets etwas stärker hin zu kleineren Werten geschieht, was dafür sorgt, dass durch diesen Schritt der Wirkungsquerschnitt abfällt.

Fordert man den Selektionsschnitt (5.11) für die rekombinierten Jets, dann ist zu sehen, dass der Wirkungsquerschnitt schon beim Partonschauer abfällt. Der Grund hierfür ist die Tatsache, dass die meisten Ereignisse nun nicht mehr wegen Veränderungen im Transversalimpuls aussortiert werden, sondern wegen mangelnder Rapiditätslücke. Diese wird offenbar durch Schauer, Hadronisierung und Zerfälle in ähnlichem Maße modifiziert.

Bei der Anzahl der emittierten Jets zeichnet sich das Bild ab, dass Hadronisierungs- und Zerfallseffekte die Tendenz besitzen, zu weniger Jets zu führen. Ist nur der Schauer eingeschaltet, so sind stets mehr Jets vorhanden als bei aktivierten weiterführenden Simulationsschritten (siehe Abb. 10.3). Der Effekt lässt sich folgendermaßen verstehen: Da bei vollständig durchlaufener Simulation wesentlich mehr Teilchen vorhanden sind als nur nach dem Schauer, werden die Emissionsspitzen in der Legoplot-Ebene immer unschärfer. Sind sich zwei Spitzen zu nahe,

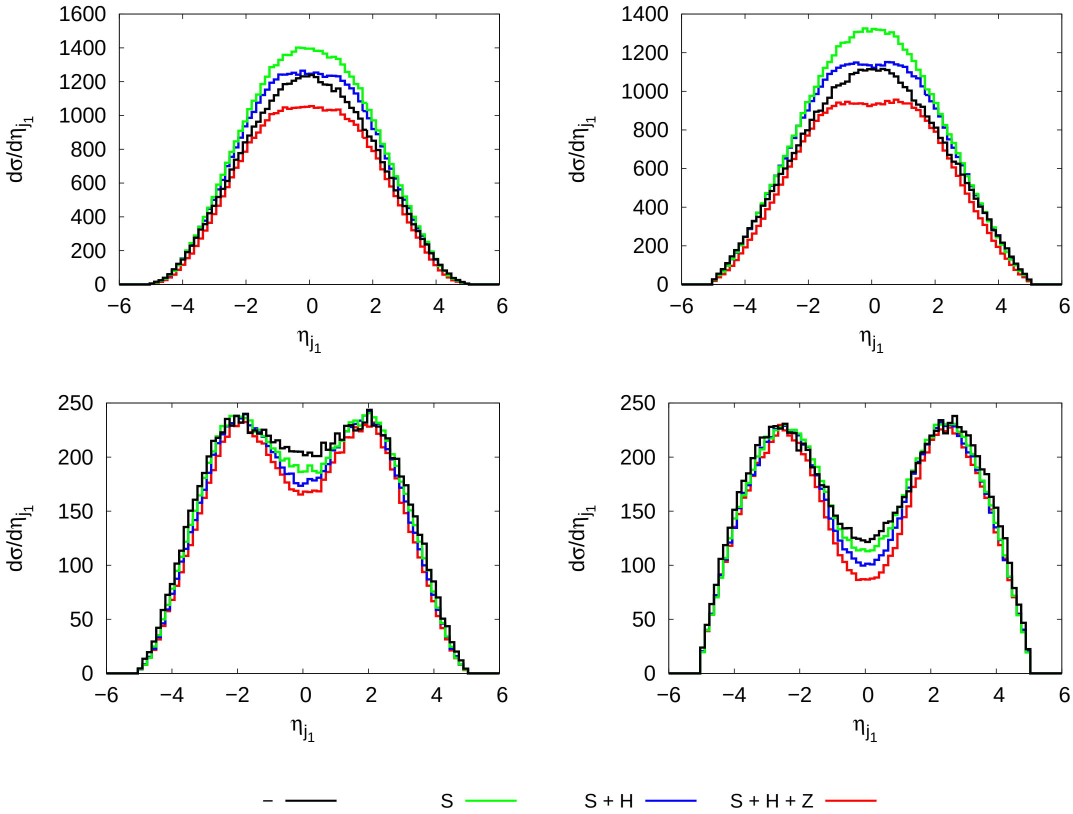


Abbildung 10.1: Pseudorapiditäten bei inklusiven Schnitten (oben) sowie zusätzlichem Selektionsschnitt (unten) auf Jetniveau. In der Legende ist angegeben, welche der Schritte Schauer (S), Hadronisierung (H) und Zerfälle instabiler Teilchen (Z) im jeweiligen Lauf aktiviert waren.

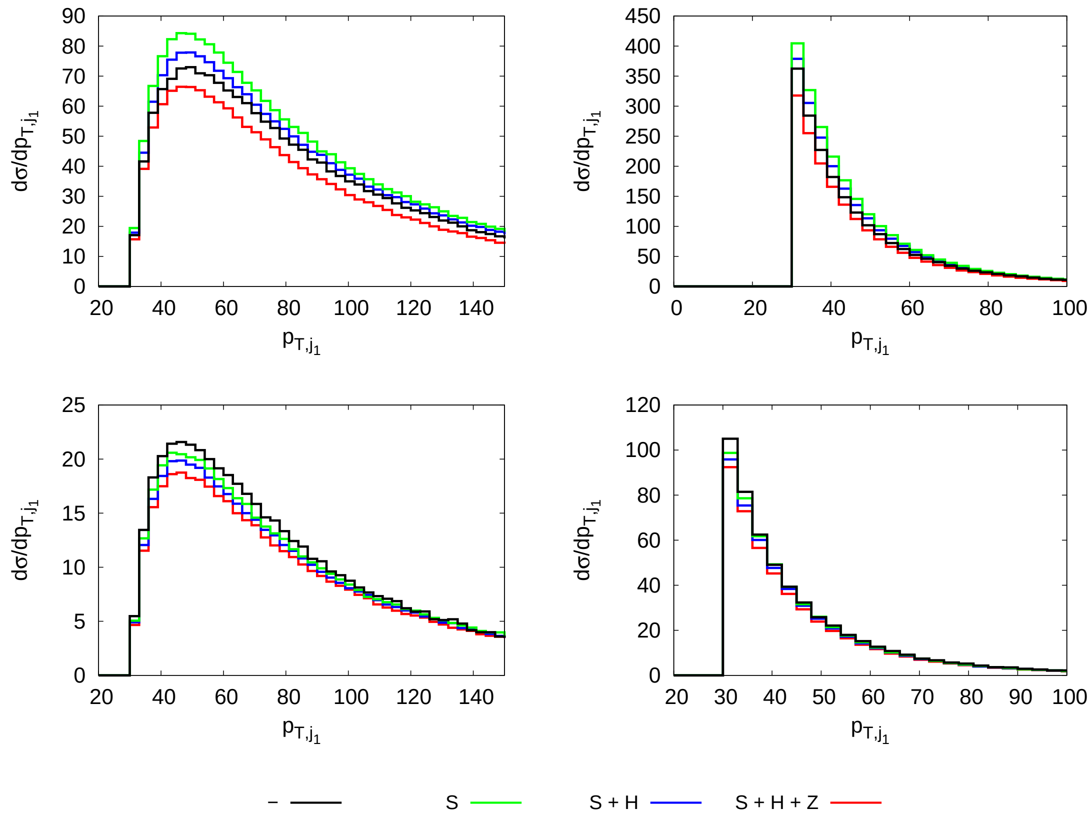


Abbildung 10.2: Transversalimpulse bei inklusiven Schnitten (oben) sowie zusätzlichem Selektionsschnitt $\Delta\eta_{jj} > 3$ auf Jetniveau (unten).

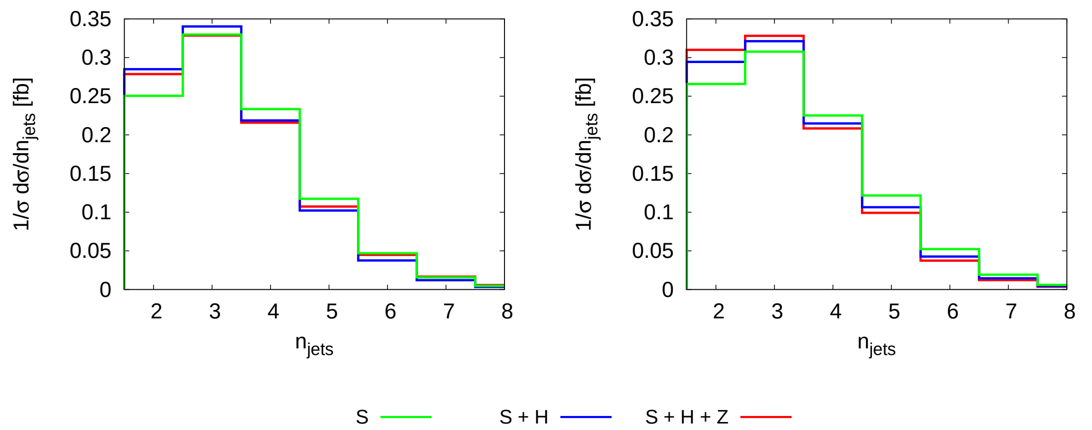


Abbildung 10.3: Anzahl der emittierten Jets oberhalb von 15 GeV nach den einzelnen Simulationsschritten für inklusive Schnitte (links) und zusätzlichem Schnitt (5.11) auf die beiden führenden Jets.

so bedeutet das für sie die Rekombination zu einem einzelnen Jet. Es ist ebenfalls möglich, dass die zusätzlichen Emissionen zur Rekombination von Jets führen, die zu wenig Transversalimpuls besitzen, um als Jet interpretiert zu werden (unter 15 GeV).

Kapitel 11

Dritte Jets

Um die Partonschaueremissionen besser zu verstehen, wurden Spektren der dritthärtesten Jets, die auf Matrixelementebene nicht vorhanden sind und erst durch den Partonschaueralgorithmus entstehen können, aufgenommen. An die beiden führenden Jets wurden dabei inklusive Schnitte (5.10) gestellt.

Der dritthärteste Jet aus einem Ereignis mit drei oder mehr Jets wurde lediglich dann in die Histogramme aufgenommen, wenn er die Bedingungen

$$p_T > 30\,\text{GeV} \qquad\qquad |\eta| < 5 \tag{11.1}$$

erfüllte, d. h. wenn er ausreichend hart war und im detektierbaren Bereich lag.

Aufgrund der Farbstrukturen, die bei Gluonaustausch im t-Kanal auftreten, wird bei Higgsproduktion durch Gluonfusion die Emission der dritten Jets hauptsächlich in den Rapiditätsbereich zwischen den beiden führenden Jets erwartet. Wird ein Higgs-Boson dagegen durch die Fusion schwerer Vektorbosonen erzeugt, dann werden dritte Jets nahe bei den beiden härtesten abgestrahlt. Ein Veto auf die Emission von zentralen Jets lässt sich daher nutzen, um u. A. Gluonfusionsprozesse als Hintergrund gegenüber den WBF-Kanälen abzuschwächen.

Bei Betrachtung des η-Spektrums in Abb. 11.1 der dritten Jets ist abermals auffällig, dass die Emission eines ausreichend harten dritten Jets beim MPI underlying event häufiger geschieht, als bei der UA5-Parametrisierung oder ohne UE.

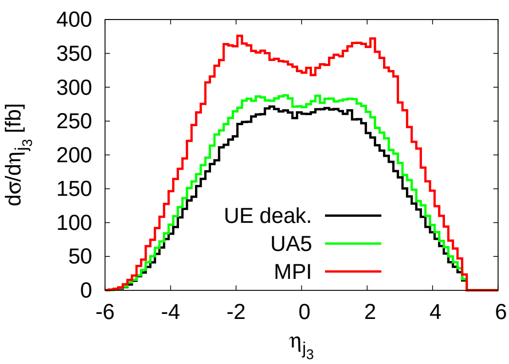


Abbildung 11.1: Spektrum der Pseudorapiditäten dritter Jets bei Produktion des $\mathcal{CP}$-geraden SM-Higgs.

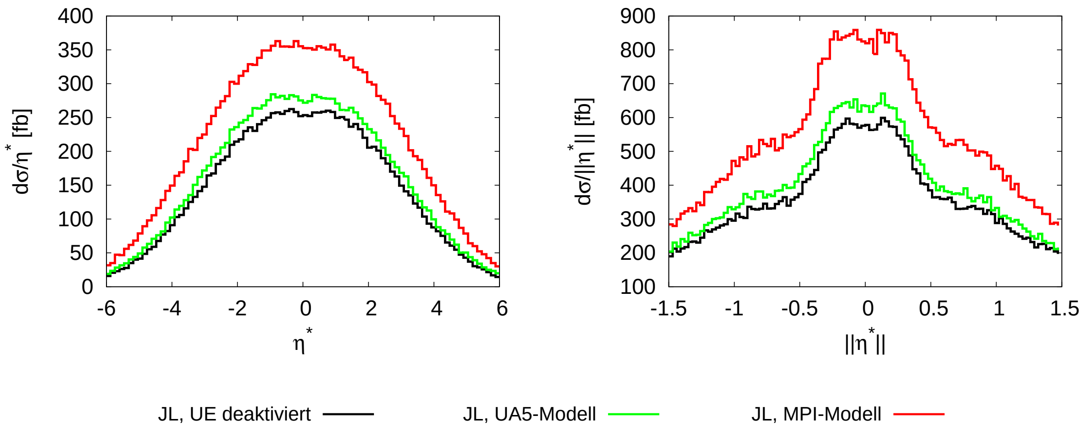


Abbildung 11.2: η^* und $\|\eta^*\|$ bei $\mathcal{CP}$-gerader Higgskopplung.

Die Frage, ob dritte Jets hauptsächlich aus dem Schauer oder dem underlying event stammen, lässt sich beantworten, indem man die Vergleichskurve mit abgeschaltetem UE zu Rate zieht. Es ist ersichtlich, dass das MPI-Modell einen großen Teil zum Spektrum beiträgt, das UA5-Modell jedoch fast keine zusätzliche Aktivität erbringt. Der wesentliche Teil der Emissionen entspringt jedoch der Evolution durch den Partonschauer.

Das Spektrum der Pseudorapiditäten weist bei aktiviertem MPI-Modell eine Abnahme im Zentralbereich auf. Wie schon im Abschnitt 8.1 dargelegt wurde, handelt es sich um einen Effekt, der durch den Jet-Algorithmus zustande kommt, da dieser einen Mindestabstand von ungefähr R_C zwischen Jets fordert. Da die Rapiditätsverteilung des härtesten Jets bei aktiviertem MPI-Modell ein breiteres Maximum entwickelt (gezeigt in Abb. 9.1), werden die weicheren Jets zunehmend aus dem Zentralbereich verdrängt.

Um zu untersuchen, wo der dritte Jet relativ zu den beiden führenden liegt, wird die Observable

$$\eta^* = \eta_{j_3} - \frac{1}{2}\left(\eta_{j_1} + \eta_{j_2}\right) \tag{11.2}$$

eingeführt, die die Rapiditätsdifferenz des dritten Jets und dem Mittel der Rapiditäten der beiden führenden Jets angibt. Bildet man die Pseudonorm

$$\|\eta^*\| = \frac{\eta^*}{|\eta_{j_1} - \eta_{j_2}|}, \tag{11.3}$$

dann erhält man eine Observable, die die Emissionsrichtung relativ zur Rapiditätslücke der beiden führenden Jets zeigt. $\|\eta^*\|$ ist nahe bei $\pm\frac{1}{2}$, wenn der dritte Jet in der Nähe eines der beiden führenden Jets abgestrahlt wird und 0, wenn er genau in deren Mitte liegt.

Die Verteilungen in Abb. 11.1 und 11.2 zeigen, dass die Emission wie erwartet bevorzugt zentral sowohl im Detektorbereich als auch in der Rapiditätslücke der führenden Jets stattfindet.

In einem Bereich der Größe

$$d \approx \frac{R_C}{|\eta_{j_1} - \eta_{j_2}|} \tag{11.4}$$

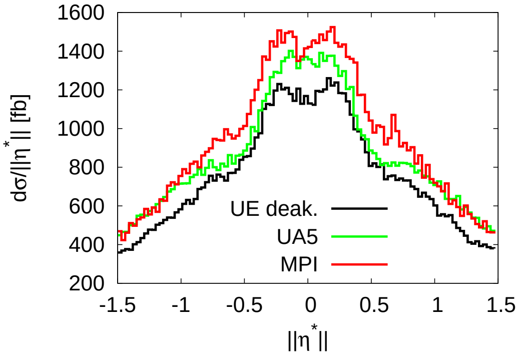


Abbildung 11.3: $\|\eta^*\|$-Verteilung bei Produktion des $\mathcal{CP}$-ungeraden A.

um die beiden härtesten Jets ist der Jet-Algorithmus nicht immer in der Lage, zusätzliche Jets aufzulösen. Ob dies gelingt, hängt von der Azimuthalwinkeldifferenz der Emissionen zum nahen härteren Jet ab. Die Verteilung von $\|\eta^*\|$ sollte daher bei Werten um $\pm\frac{1}{2}$ unterdrückt sein. Dass dies in 11.2 kaum der Fall ist, lässt sich dadurch erklären, dass bei Gluonfusionsprozessen der Wert der Rapiditätslücke der beiden führenden Jets dazu tendiert, klein zu sein und d damit groß wird. Hinzu kommt, dass die Rapiditätslücke keine typischen Werte annimmt, was zu einem Verschmieren des unterdrückten Bereichs führt.

Bei der Produktion des $\mathcal{CP}$-ungeraden Higgs-Bosons A sind die partonischen Rapiditätsabstände ähnlich verteilt wie im Fall mit $\mathcal{CP}$-gerader Kopplung, daher ergeben sich praktisch keine Veränderungen zum SM-Fall, wie in 11 zu sehen ist.

Kapitel 12

Azimuthalwinkelasymmetrie

Von großem Interesse ist die Frage, ob und in welchem Maße die in Abschnitt 5.2 vorgestellte Azimuthalwinkelasymmetrie nach Partonschauer, Hadronisierung und Zerfällen noch vorhanden ist. In den vorangegangenen Kapiteln wurden die verschiedenen Abhängigkeiten der Simulation von Schnitten auf Partonniveau und dem underlying event untersucht. Hier soll nun im Rahmen der daraus entstehenden Unsicherheiten versucht werden, eine Antwort auf diese Frage sowohl für den Fall einer rein $\mathcal{CP}$-geraden als auch einer $\mathcal{CP}$-ungeraden Kopplung zu geben.

Die Azimuthalwinkelasymmetrie kann aus verschiedenen Gründen durch die Simulation mit Herwig++ sinken. Zum einen können Emissionen aus dem MPI-UE zu einem der beiden härtesten Jets rekombiniert werden oder zu Richtungsänderungen von Jets aus dem harten Subprozess führen. Weiterhin kann der Azimuthalwinkel selbst durch die Simulation verändert werden. Im übrigen kommt es, wie schon im Abschnitt 7 beschrieben, zu Migration von Ereignissen, deren Matrixelement keine ausgeprägte Rapiditätsdifferenz der ausgehenden Partonen aufweist, die zu Jets rekombinierten Endzustände aber schon.

In den vorangegangenen Kapiteln hatte der Wert eines eventuellen Schnittes auf die Rapiditätsdifferenz der Partonen im Matrixelement die größten Auswirkungen auf Richtungsänderungen hin zu den nach Selektionsschnitt vorhandenen Jets. Auch wenn das underlying event zu einem Teil zur Dekorrelation beiträgt, liegt der Hauptgrund in Abstrahlungen durch den Partonschauer. Es ist somit nur natürlich, dass die Dekorrelation eingeschränkt wird, wenn die zur Verfügung gestellten Anfangszustände eingeschränkt werden.

Insgesamt zeigt sich, dass die Azimuthalwinkelasymmetrie durch den Partonschauer sehr viel stärker absinkt, als NLO-Rechnungen [54] vermuten lassen. Eine mit Herwig durchgeführte Analyse [55], bei der jedoch nur $gg \to h/A$ den harten Subprozess bildete, kommt allerdings ebenfalls zu einem starken Rückgang der Winkelkorrelation.

12.1 $\mathcal{CP}$-gerades Higgs

In Abb. 12.2 sind die Änderungen der Azimuthalwinkel

$$\Delta\Phi_n = \Phi_{j_n} - \Phi_{j_n} \tag{12.1}$$

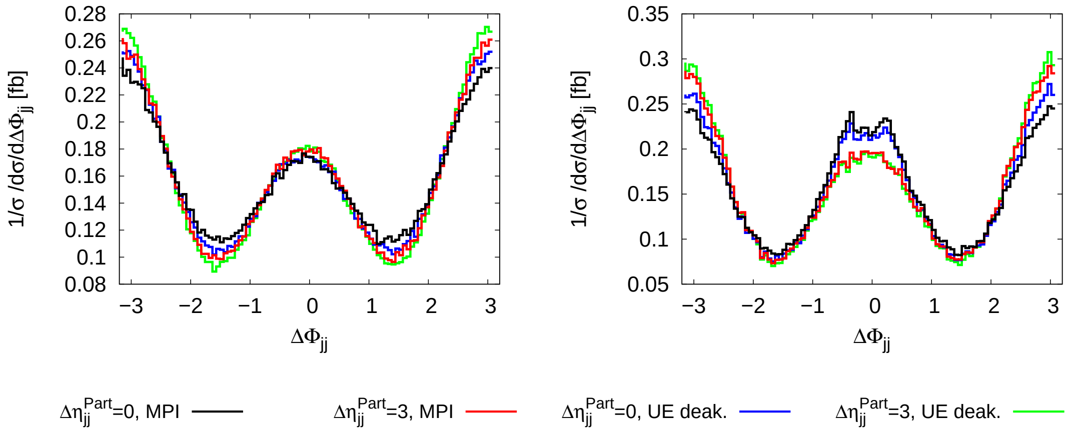


Abbildung 12.1: Azimuthalwinkeldifferenzen mit verschiedenen UEs und Partonlevel-Schnitten für $\mathcal{CP}$-gerade Higgs-Kopplung.

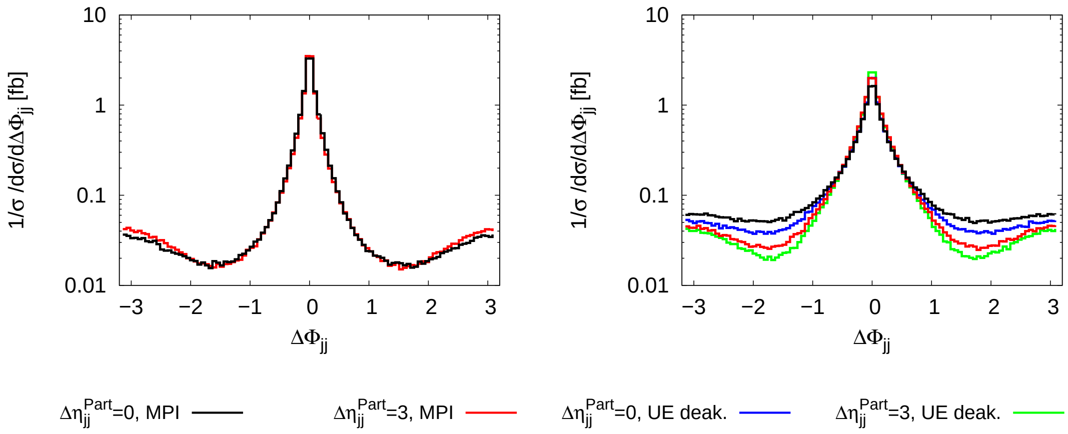


Abbildung 12.2: Azimuthalwinkeländerung des zweithärtesten Jets mit verschiedenen UE und Partonlevel-Schnitten bei Produktion eines $\mathcal{CP}$-geraden Higgs. Links sind die Verteilungen der rekonstruierten Jets zu sehen, rechts die der assoziierten Partonen.

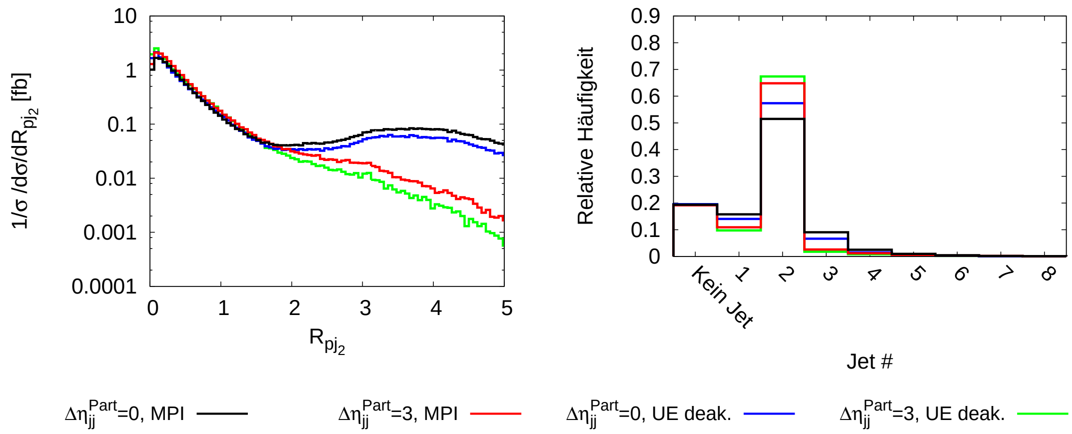


Abbildung 12.3: $\mathcal{CP}$-gerade Kopplung: R_{pj_2} (links) und korrelierter Jet zum zweithärtesten Parton des Matrixelements. Beide Größen zeigen eine deutliche Dekorrelation bei Lockerung der Bedingungen, die an die Rapiditätslücke auf Matrixelementebene gestellt werden.

der führenden Jets aufgetragen. Sie zeigen ein leichtes Ansteigen bei hohen Werten, was, ähnlich dem Ansteigen von $\Delta\eta_n$ in Abschnitt 7, damit zusammenhängt, dass bei falscher Korrelation zum Matrixelementparton die Definition (12.1) dazu neigt, die Φ_{jj}-Verteilung zu reproduzieren.

Für den härtesten Jet ist nahezu kein Unterschied für unterschiedliche partonische Rapiditätslücken vorhanden. Die Kurven ohne UE verlaufen sehr ähnlich denen mit MPI-UE, so dass sie nicht gezeigt sind. Damit zeigt sich der führende Jet sehr unempfindlich, was Voreinstellungen der Simulation betrifft.

Der zweithärteste Jet zeigt eine ausgeprägtere Abhängigkeit vom $\Delta\eta_{jj}^{Part}$-Schnitt und dem verwendeten UE. Klar ersichtlich ist, dass die Verschiebung im Azimuthalwinkel deutlich mehr von der Variation des Rapiditätsschnitts auf Partonniveau als vom UE abhängt.

Auch in den Korrelationen in Abb. 12.3 bietet sich das gleiche Bild. Zwar sinkt die Anzahl der Fälle, bei denen sich der zweithärteste Jet nahe dem zweithärtesten Parton im Matrixelement befindet auch durch das MPI-Modell, jedoch ist auch hier der Effekt geringer als bei Veränderung des Schnittes auf die Rapiditätsdifferenz der Partonen.

Es ist interessant, dass die Wahrscheinlichkeit, nicht einmal einen 15 GeV-Jet in der Nähe des ursprünglichen Partons zu finden, bei Veränderung der Simulationsparameter konstant bleibt. Es zeigt sich auch, dass sie sich bei Abschalten von Hadronisierung und Zerfällen nicht ändert. Zusammen mit der in Abschnitt 8.2 gemachten Beobachtung der nur geringen Variation durch Wählen eines anderen Jet-Algorithmus oder R_C-Parameter scheint die völlige Migration von Ereignissen in weiter entfernte Legoplot-Gebiete tatsächlich eine Eigenschaft des Partonschauer-Algorithmus zu sein.

Es ist zu erwarten, dass die Abnahme der Azimuthalwinkelasymmetrie A_Φ ähnliche Abhängigkeiten zeigt, wie die Korrelationen und $\Delta\Phi_2$. In Tab. 12.1 ist zu

	Asymmetrie		Abnahme	
	A_Φ, AP	A_Φ, JL	AP→ JL	PL→ JL
$\Delta\eta_{jj}^{Part} = 0$, MPI	0,31	0,19	39%	41%
$\Delta\eta_{jj}^{Part} = 3$, MPI	0,33	0,24	27%	16%
$\Delta\eta_{jj}^{Part} = 0$, UE aus	0,34	0,22	33%	31%
$\Delta\eta_{jj}^{Part} = 3$, UE aus	0,34	0,26	24%	19%

Tabelle 12.1: Azimuthalwinkelasymmetrien und deren Reduktionen bei Produktion des $\mathcal{CP}$-geraden Higgs.

sehen, dass A_Φ erwartungsgemäß bei Anwendung eines $\Delta\eta_{jj}$-Schnittes erst auf die rekombinierten Jets am meisten sinkt.

Der Wert von A_Φ beträgt auf Partonniveau 0,32. Die Werte der assoziierten Partonen in Tab. 12.1 liegen etwas höher, was für $\Delta\eta_{jj}^{Part} = 3$ dadurch zu verstehen ist, dass die assoziierten Partonen hier mit höherer Wahrscheinlichkeit aus Bereichen größerer Rapiditätslücke stammen, als es beim Partonniveau der Fall ist. Der Grund dafür ist, dass Ereignisse, deren Partonen nahe an der Schwelle des Selektionsschnittes liegen, eher durch den Schauer in den verbotenen Bereich migrieren und damit verloren gehen.

Für $\Delta\eta_{jj}^{Part} = 0$ stammen die Jetlevel-Ereignisse jedoch vermehrt aus Partonen mit niedriger Rapiditätsdifferenz. Da diese keine ausgeprägte Azimuthalwinkelasymmetrie besitzen, wäre zunächst zu vermuten, dass dies das Sinken von A_Φ der assoziierten Partonen zur Folge hat. Dem ist jedoch nicht so. Der Jet-Algorithmus sorgt in diesem Fall nämlich zu einer Selektion von Ereignissen, deren Partonen sich auch im Azimuthalwinkel nahe sind. Die Ergebnisse aus Abschnitt 8.1 haben gezeigt, dass das Ansteigen der Verteilung der assoziierten Partonen bei niedrigen Rapiditätsabständen daher kommt, dass der Jet-Algorithmus sie bei geringen Abständen nicht mehr getrennt auflösen kann und ihre Emissionen zu einem einzelnen Jet zusammenfasst. Nun bedeutet das aber, dass sich die Partonen nicht nur nahe in η, sondern auch im Azimuthalwinkel sein müssen. Die Selektion von Ereignissen mit niedriger partonischer Rapiditätsdifferenz findet daher nicht unspezifisch in der Azimuthalwinkeldifferenz statt, sondern mit erhöhter Wahrscheinlichkeit für den Bereich um $\Phi_{jj} = 0$. Zu sehen ist das auch in Abb. 12.1, wo rechts die auf eins normierte Verteilung der assoziierten Partonen dargestellt ist. Für die Samples ohne Schnitt auf die Parton-Rapiditätslücke werden vermehrt Ereignisse mit $\Phi_{jj} \approx 0$ auf Partonniveau selektiert.

Die Korrelationshäufigkeiten der Partonen zu den führenden Jets sind in Tab. 12.2 zusammengestellt. Betrachtet man lediglich die Ereignisse mit korrekter Korrelation zum Matrixelement, also solche, bei denen entweder $j_1 \sim p_1 \wedge j_2 \sim p_2$ oder $j_1 \sim p_2 \wedge j_2 \sim p_1$ gilt, dann beschränkt man die Verschiebung in Φ_{jj} für jedes Ereignis auf maximal $\Delta\Phi_{jj} = 2 \cdot 0{,}6 = 1{,}2$. Hierdurch lässt sich abschätzen, wie stark die Azimuthalwinkelasymmetrie durch Partonschauer und die darauf folgenden Simulationsschritte mindestens sinkt. Die Ergebnisse bei einem solchen Vorgehen variieren für verschiedene Schnitte auf $\Delta\eta_{jj}$ auf Partonniveau kaum und hängen

	$j_1 \sim p_1$ $\wedge j_2 \sim p_2$	$j_1 \sim p_2$ $\wedge j_2 \sim p_1$	$j_1 \sim p_1$ $\wedge j_2 \nsim p_2$	$j_1 \nsim p_1$ $\wedge j_2 \sim p_2$	$j_1 \nsim p_{1,2}$ $\wedge j_2 \nsim p_{1,2}$
$\Delta\eta_{jj} > 0$, MPI	48,2%	6,7%	32,0%	3,1%	3,2%
$\Delta\eta_{jj} > 3$, MPI	61,4%	8,5%	18,1%	3,3%	2,7%
$\Delta\eta_{jj} > 0$, UE aus	54,3%	6,7%	27,5%	3,1%	2,6%
$\Delta\eta_{jj} > 3$, UE aus	64,1%	7,9%	17,0%	3,2%	2,3%

Tabelle 12.2: Korrelationsmöglichkeiten bei $\mathcal{CP}$-gerader Higgskopplung.

	Asymmetrie		Abnahme	
	A_Φ, AP	A_Φ, JL	AP→ JL	PL→ JL
$\Delta\eta_{jj}^{Part} = 0$, MPI	−0,18	−0,16	11%	47%
$\Delta\eta_{jj}^{Part} = 3$, MPI	−0,31	−0,22	29%	26%
$\Delta\eta_{jj}^{Part} = 0$, UE aus	−0,22	−0,19	14%	37%
$\Delta\eta_{jj}^{Part} = 3$, UE aus	−0,33	−0,24	28%	20%

Tabelle 12.3: Azimuthalwinkelasymmetrien bei Produktion des $\mathcal{CP}$-ungerade A.

nur noch wenig vom underlying event ab. Es ergeben sich Azimuthalwinkelasymmetrien von $A_\Phi \approx 0{,}30$ für das MPI-Modell und $A_\Phi \approx 0{,}31$ bei deaktiviertem UE.

12.2 $\mathcal{CP}$-ungerades Higgs

Beim Fall einer $\mathcal{CP}$-ungeraden Higgskopplung resultieren die Hauptunterschiede der Simulation daraus, dass die Emission in niedrige Azimuthalwinkeldifferenzen auf Partonniveau unterdrückt ist. Daraus ergibt sich ein vergrößerter Abstand der Schaueremissionen und der Jet-Algorithmus ist in der Lage, diese besser aufzulösen.

Auf Partonlevel beträgt die Azimuthalwinkelasymmetrie $A_\Phi = -0{,}30$. Die Ergebnisse nach Verarbeitung mit Herwig++ sind in Tab. 12.3 zu sehen. Die Abnahmen von Partonlevel zu Jetlevel liegen bei identischen Simulationsparametern in den gleichen Bereichen, wie im vorhergehenden Abschnitt bei der Produktion eines $\mathcal{CP}$-geraden Higgs-Bosons festgestellt wurde.

Wo jedoch das im vorherigen Abschnitt beschriebene Verhalten des Jet-Algorithmus, Ereignisse mit niedriger Azimuthalwinkeldifferenz zuzulassen, bei $\mathcal{CP}$-geradem Higgs-Boson noch zu erhöhten Azimuthalwinkelasymmetrie von assoziierten Partonen führte, so tritt nun der umgekehrte Fall ein. Ohne die Anwendung eines Schnittes auf die partonische Rapiditätsdifferenz ergeben sich sehr niedrige Beträge von A_Φ.

	$j_1 \sim p_1$ $\wedge j_2 \sim p_2$	$j_1 \sim p_2$ $\wedge j_2 \sim p_1$	$j_1 \sim p_1$ $\wedge j_2 \nsim p_2$	$j_1 \nsim p_1$ $\wedge j_2 \sim p_2$	$j_1 \nsim p_{1,2}$ $\wedge j_2 \nsim p_{1,2}$
$\Delta\eta_{jj} > 0$, MPI	47,8%	6,7%	32,4%	3,1%	3,3%
$\Delta\eta_{jj} > 3$, MPI	61,1%	8,5%	18,4%	3,3%	2,8%
$\Delta\eta_{jj} > 0$, UE aus	53,3%	6,7%	27,9%	3,1%	2,6%
$\Delta\eta_{jj} > 3$, UE aus	63,8%	7,8%	17,4%	3,2%	2,3%

Tabelle 12.4: Korrelationsmöglichkeiten bei $\mathcal{CP}$-ungerader Higgsproduktion.

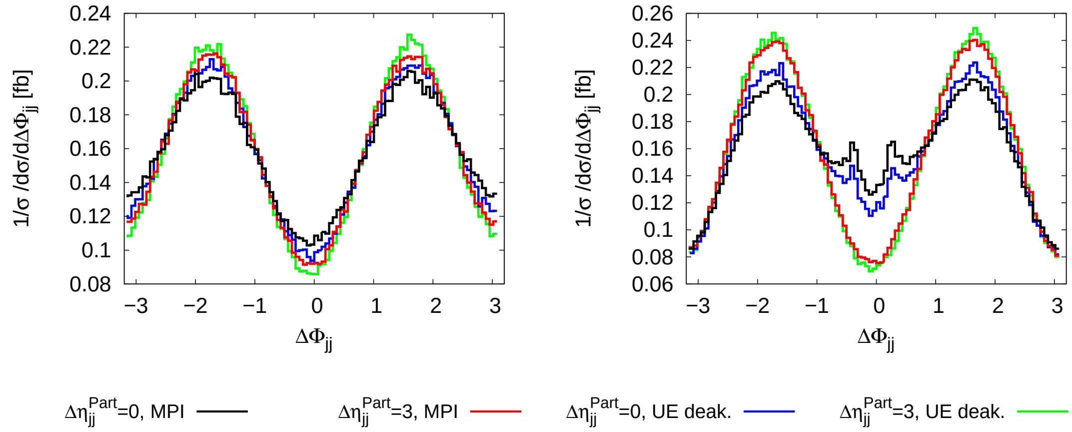


Abbildung 12.4: Azimuthalwinkeldifferenzen bei Produktion eines $\mathcal{CP}$-ungeraden Higgs-Bosons A.

Die Korrelationsmöglichkeiten sind in Tab. 12.4 zusammengestellt. Sie unterscheiden sich nur unwesentlich von denen, die bei $\mathcal{CP}$-geraden Kopplungen auftreten.

Die Verschiebungen im Azimuthalwinkel sind in Abb. 12.5 zu sehen. Deutlich ist das gegenüber $\mathcal{CP}$-gerader Kopplung andersartige Verhalten bei höheren Werten von $\Delta\Phi_n$ zu sehen, das dem Abfallen der Φ_{jj}-Verteilung bei $\pm\pi$ entspricht.

Die Korrelationsgrößen in 12.6 zeigen dagegen gegenüber dem $\mathcal{CP}$-geraden Fall praktisch keine Veränderungen.

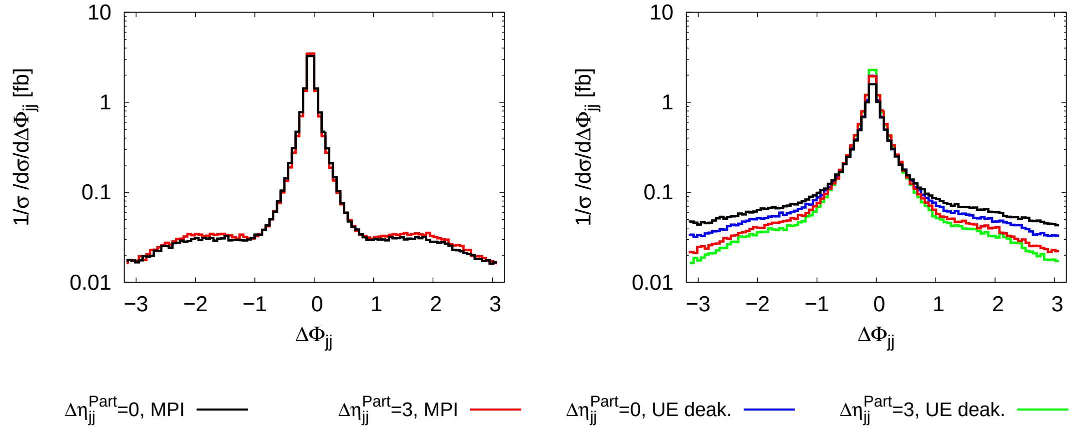


Abbildung 12.5: Azimuthalwinkelverschiebungen bei A-Produktion.

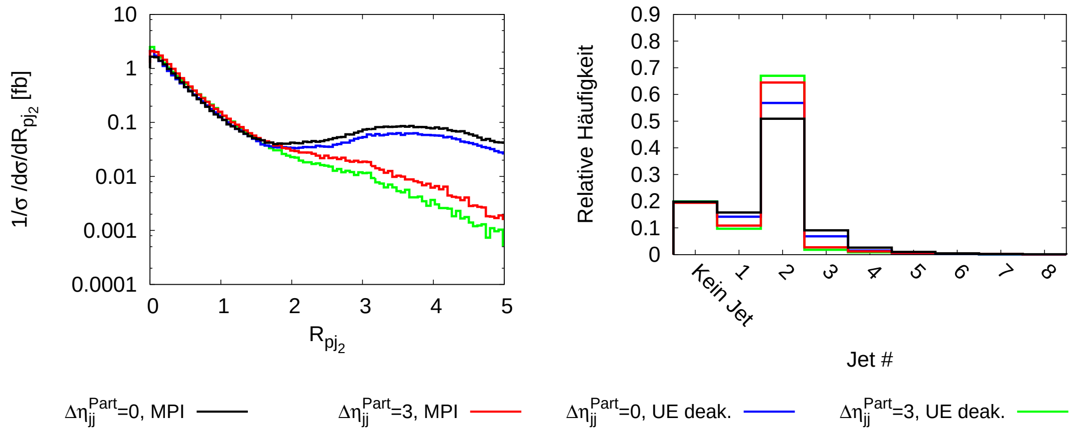


Abbildung 12.6: Korrelationen des zweithärtesten Jets bei A-Produktion.

Kapitel 13

Interpretation der Ergebnisse

Im Laufe der Arbeit an der Simulation von Partonschauern bei Higgs-Produktion durch Gluonfusion kristallisierten sich mehrere bedeutsame Ergebnisse heraus, die hier noch einmal kurz zusammengefasst werden sollen.

Zunächst muss betont werden, dass die Lösung von Problemen der Hochenergiephysik zumeist nur näherungsweise erfolgen kann. Bei der Interpretation von Ergebnissen, die durch approximative Verfahren gewonnen wurden, sollte stets die Frage gestellt werden, inwiefern die durchgeführte Näherung im entsprechenden Fall gültig ist.

Im vorliegenden Fall ist hierzu zu sagen, dass die Partonschauer-Näherung für inklusive Observablen keine großen Neuerungen gegenüber der Rechnung in fester Ordnung der starken Kopplungskonstanten bringt. Sowohl Wirkungsquerschnitte als auch Formen der auf den beiden führenden Jets basierenden Observablen geben auf Jetniveau nahezu unverändert die Verhältnisse auf Partonniveau wieder.

Dieses Verhalten zeigte sich größtenteils unbeeindruckt von der Variation der verschiedenen Parameter, die die Simulation und auch die Auswertung ihrer Ergebnisse bieten. Die größte Abhängigkeit bestand hierbei seitens der Vorhersage des Wirkungsquerschnitts von der veranschlagten Vetoskala auf Schaueremissionen (siehe Kapitel 6). Die Veränderungen des Wirkungsquerschnitts lagen dabei in einem nicht mehr zu vernachlässigbaren Bereich, was die Wichtigkeit der Vetoskala verdeutlicht. Nur wenn hier eine sinnvolle Wahl getroffen wird, lassen sich durch den Partonschauer aussagekräftige Ergebnisse produzieren.

Bei inklusiven Schnitten findet die Auswahl von Ereignissen im Wesentlichen über die Transversalimpulse der führenden Jets statt. Diese sind, wie gezeigt wurde, in guter Näherung durch den Schauer erhalten. Bei der Verwendung eines Schnittes auf die Rapiditätsdifferenz der rekombinierten Jets wendet sich jedoch das Blatt. Die Eigenschaft der Gluonfusionsprozesse, die beiden Matrixelementpartonen bevorzugt in zentrale Rapiditäten zu emittieren, führt dazu, dass der Schauer beginnt, eine für die Selektion wichtige Signatur zu bestimmen, wofür er nur bedingt geeignet ist.

Sichtbar ist dieses Verhalten an der Anzahl der Ereignisse, die aus Bereichen mit kleinen partonischen Rapiditätslücken entstammen (siehe Abb. 7.7). Bei solchen Ereignissen wird die Rapiditäts- und Azimuthalwinkeldifferenz der führenden Jets dadurch geprägt, dass einer dieser beiden durch Schaueremissionen entstanden ist.

Es ist nötig, sich die Kinematik einer solchen Abstrahlung vor Augen zu führen. Die Schaueremission muss in eine von den Matrixelementpartonen weit entfernte Richtung gehen, um durch den Selektionsschnitt nicht ausgesondert zu werden. Sie findet also abseits des kollinearen Grenzfalls statt. Hinzu kommt, dass sie ausreichend hart sein muss, um zu einem der beiden härtesten Jets zu führen. Die Verwendung des Schnittes auf die Rapiditätsdifferenz erst auf Jetniveau führt daher also zu einer verstärkten Selektion von Ereignissen, die in einem Bereich harter Abstrahlungen mit großen Emissionswinkeln generiert wurden, für die die Partonschauer-Näherung unvorteilhaft ist. Wird kein Selektionsschnitt auf die Rapiditätsdifferenz der Partonen veranschlagt, dann bedeutet das also eher ein Überschätzen der Auswirkungen des Partonschauers. Die Azimuthalwinkelasymmetrie zeigt sich dementsprechend niedrig in den vorliegenden Simulationen mit $\Delta\eta_{jj}^{Part} = 0$ (siehe z. B. Tab. 12.1).

Für den Fall, dass schon auf Partonniveau die gleiche Rapiditätsdifferenz gefordert wird wie nach der Rekombination auf die führenden Jets, werden dagegen Schauereffekte eher unterschätzt. Hier werden alle Ereignisse, bei denen sich die Partonen auf Matrixelementebene auch nur knapp unterhalb der Schwelle befinden, weggeschnitten. Damit kann es nicht zu einer Zuwanderung von Ereignissen mit auf Partonniveau weniger ausgeprägter Azimuthalwinkelasymmetrie kommen. Im Übrigen sind bei einem solchen Vorgehen deutlich Schwelleneffekte zu verzeichnen, die die $\Delta\eta_{jj}$-Verteilung auf Jetniveau verändern (siehe Abb. 7.12).

Tatsächlich ist also ein Absinken der Azimuthalwinkelasymmetrie zu erwarten, das zwischen den beiden Fällen mit $\Delta\eta_{jj}^{Part} = 0$ und $\Delta\eta_{jj}^{Part} = 3$ liegt. Anhand Tabelle 7.2 ist zu erkennen, dass sich die Asymmetrie für partonische Rapiditätslücken zwischen den beiden Extremwerten 0 und 3 stetig ändert.

Die Vorhersage ließe sich durch NLO-Matching deutlich verbessern. Hierdurch würde sich die Möglichkeit bieten, eine weitere harte Emission schon auf Matrixelementniveau zu generieren. Es könnte so die volle Kinematik der Emission respektiert werden, inklusive der Korrelationen in Azimuthalwinkeln. Die Aufgabe der dritthärtesten Emission würde dann nicht mehr vom Partonschauer-Algorithmus in fragwürdiger Näherung übernommen werden. Die Effekte harter Abstrahlung durch den Schauer in weit entfernte Rapiditätsbereiche ließen sich hierdurch minimieren.

Abschließend lässt sich daher sagen, dass die Untersuchung der Azimuthalwinkelasymmetrie bei Gluonfusionsprozessen mit Hjj-Signatur ein spannendes Betätigungsfeld bleibt, in dem eine präzise Vorhersage der zu erwartenden Ergebnisse am LHC noch aussteht. Die vorliegende Arbeit liefert nur eine erste, grobe Näherung der zu erwartenden Dekorrelation, die jedoch nicht so stark ausfällt, dass das Signal nicht mehr zu beobachten wäre.

Zusammenfassung

Die erneute Inbetriebnahme des LHC steht kurz bevor. In Folge ist zu erwarten, dass der Mechanismus der elektroschwachen Symmetriebrechung aufgeklärt wird. Eine theoretisch sehr ansprechende Idee ist dabei die spontane Brechung durch den Vakuumerwartungswert eines Higgs-Feldes. Im einfachsten Fall, der im Standardmodell realisiert ist, wird dabei eine elektrisch neutrale, skalare Anregungsmode, das Higgs-Boson, erwartet.

Die Aufgabe der Experimente am LHC wird es sein, die Existenz von Higgs-Bosonen nachzuweisen. Weiterhin soll bestimmt werden, ob es sich tatsächlich um die im Standardmodell realisierte Symmetriebrechung durch ein einzelnes Higgs-Dublett handelt. Wenn dem nicht so ist, müssen Hinweise darauf gefunden werden, welche andere, erweiterte Theorie den neuen Standard der Teilchenphysik zu bilden hat.

Um diese Informationen aus den am LHC produzierten Daten gewinnen zu können, ist genauestes Verständnis der in den verschiedenen Modellen zu erwartenden Signale nötig. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit derjenige Higgs-Produktionskanal mit dem größten Wirkungsquerschnitt betrachtet, der der Gluonfusion. Bei Ereignissen mit zwei Jets wurde untersucht, wie stark sich auf Matrixelementniveau erhaltene Ergebnisse von denen, die nach Partonschauer, Hadronisierung und den Zerfällen instabiler Teilchen vorliegen, unterscheiden.

Im ersten Kapitel wurden hierzu zunächst die nötigen theoretischen Mittel beschrieben. Dabei wurde Wert darauf gelegt, einen Überblick über die Symmetriebrechung zu geben, wie sie im Standardmodell realisiert ist. Weiterhin fanden verschiedene Möglichkeiten der Erweiterung durch ein zweites Higgs-Dublett Erwähnung. Die Quantenchromodynamik wurde beschrieben, da sie sowohl auf Matrixelementniveau als auch für die folgende Partonschauersimulation die bestimmende Theorie bildet.

In Hinblick auf den Partonschauer-Algorithmus wurde kurz der Begriff des Sudakov-Formfaktors erläutert, bevor auf verschiedene Modelle zur Hadronisierung eingegangen wurde. Es handelt sich hierbei um den perturbativ nicht zugänglichen Übergang von farbgeladenen fundamentalen Teilchen zu farbneutralen Objekten. Für die Auswertung der Daten, die durch die vollständige Ereignissimulation erzeugt werden, sind Jet-Algorithmen ein unverzichtbares Werkzeug, daher wurde ihre Funktionsweise erläutert. Den Abschluss des ersten Kapitels bildete eine Beschreibung der Informationsübermittlung zwischen Matrixelementgenerator und Schauer- und Hadronisierungsgenerator in Form von Les-Houches-Dateien.

Im zweiten Kapitel wurde der verwendete Matrixelementgenerator VBFNLO kurz beschrieben, um einen Überblick über die von ihm unterstützen Prozesse zu gewähren.

Das dritte Kapitel widmete sich dem verwendeten Ereignisgenerator Herwig++. Im Detail wurde dabei beschrieben, wie mit Hilfe des Veto-Algorithmus die bestimmenden Variablen der Abstrahlungen des Partonschauers erzeugt werden. Auch die konkrete Realisierung der auf den Schauer folgenden Simulationsschritte der Hadronisierung und Zerfälle instabiler Teilchen wurde vermittelt. Die Modellierung des underlying events und seine Bedeutung für das Gesamtereignis wurde hier ebenfalls dargelegt.

Das darauf folgende vierte Kapitel diente der Beschreibung der Implementierung des Les-Houches-Interfaces für Gluonfusionsprozesse in VBFNLO. Die möglichen Farbflüsse der untersuchten Prozesse wurden skizziert und darüber informiert, wie das Amplitudenquadrat in verschiedene Farbkanäle aufgeteilt wurde.

Im fünften Kapitel wurden vorbereitende Bemerkungen betreffend der durchgeführten Analyse gemacht. Dabei wurde über die verschiedenen Schnitte unterrichtet. Die Azimuthalwinkelobservable wurde beschrieben und demonstriert, auf welche Weise sie eine Unterscheidungsmöglichkeit zwischen $\mathcal{CP}$-gerader und -ungerader Higgs-Kopplung bietet. Die einzelnen Schritte der Simulation wurden nochmals kurz zusammengefasst und die in der Auswertung verwendete Nomenklatur eingeführt.

Das nächste, sechste Kapitel war das erste, welches sich der Auswertung widmete. Dabei wurde die Verwendung einer veränderten Vetoskala motiviert. Diese Modifikation von Herwig++ war nötig, da andernfalls zu harte Emissionen generiert wurden, was zu unvernünftig wenig Korrelation zum harten Subprozess führte. Die Wahl der Vetoskala als Transversalimpuls des weichsten ausgehenden Partons auf Matrixelementniveau wurde in der gesamten folgenden Auswertung beibehalten.

Im siebten Kapitel erfolgte eine Beschreibung der Auswirkungen, welche sich durch variierte Partonlevel-Schnitte auf die Ergebnisse der Simulation ergaben. Dabei wurde festgestellt, dass der Schnitt auf den Transversalimpuls auslaufender Partonen des Matrixelements nur wenig am prognostizierten Wirkungsquerschnitt und Formen anderer Observablen ändert. Bei der Verwendung eines Selektionsschnittes auf die Pseudorapiditätsdifferenz der führenden rekombinierten Jets wurde untersucht, ob schon auf Partonniveau eine Rapiditätsdifferenz gefordert werden kann. Aufgrund der starken Schauerabstrahlungen finden sich jedoch große Differenzen zwischen $\Delta\eta_{jj}$-Werten auf Parton- und Jetlevel. Daher ist nicht klar, ob und wie weit ein Schnitt auf die Rapiditätsdifferenz der Partonen zu erfolgen hat.

Die folgenden Kapitel befassten sich mit weiteren Abhängigkeiten der Simulation. Angefangen wurde dabei im achten Kapitel mit der Untersuchung der Auswirkungen eines veränderten R_C-Parameters im k_T-Jet-Algorithmus. Die Effekte, die sich bei erhöhtem R_C zeigten, ließen sich durch die verringerte Möglichkeit, Emissionen getrennt aufzulösen, erklären. Weiterhin wurden der Anti-k_T- und der Cambridge-Algorithmus erprobt, wobei nur erster ein vom k_T-Algorithmus abweichendes Verhalten bei nahe benachbarten Jets zeigte. Da dies als nicht kritisch für die Ergebnisse erachtet wurde, wurde für den Rest der Analyse weiterhin ausschließlich der k_T-Algorithmus verwendet.

Im neunten Kapitel wurde betrachtet, wie sich die Ergebnisse durch die Verwendung eines der in Herwig++ implementierten underlying events änderten. Das MPI-Modell zeigt hier eine deutliche Abweichung gegenüber der Simulation ohne UE, wohingegen sich die UA5-Parametrisierung kaum vom Fall des deaktivierten UE unterscheidet. Daraus wird geschlossen, dass die zusätzlichen, harten Wechselwirkungen im MPI-Modell eine nicht zu vernachlässigende Quelle hadronischer Aktivität liefern. Wo es um vorhersagekräftige Ergebnisse geht, ist der MPI-Modus daher unbedingt zu aktivieren.

Im zehnten Kapitel wurde beschrieben, wie sich die Observablen verhalten, wenn nacheinander die verschiedenen Schritte der Simulation abgeschaltet werden. Dabei zeigt sich aufgrund der hohen Impulsüberträge erwartungsgemäß der Schauer als die Phase mit den größten Auswirkungen auf die Ergebnisse.

Das elfte Kapitel widmete sich kurz der Frage, in welche Richtung der dritthärteste Jet relativ zu den ersten beiden emittiert wird, da dies eine wichtige Möglichkeit ist, Hintergründe für die Higgs-Produktion durch Fusion schwerer Vektorbosonen zu unterdrücken, zu denen auch die untersuchten Gluonfusionsprozesse gehören. Dabei wurde festgestellt, dass dritte Jets bevorzugt zentral emittiert werden, was auch den Erwartungen entspricht.

Die wichtigste Observable zur Bestimmung der $\mathcal{CP}$-Eigenschaften entdeckter Higgs-Bosonen, die Azimuthalwinkelasymmetrie, und ihr Absinken durch die Schaueremissionen wurde im zwölften Kapitel beschrieben. Dabei zeigten sich starke Dekorrelationseffekte, die sehr vom Schnitt auf die Rapiditätsdifferenz auf Partonniveau abhängen. Das Signal wird jedoch in keinem der untersuchten Fälle völlig ausgewaschen. Präzise Vorhersagen dafür, wie stark ein Absinken der Azimuthalwinkelasymmetrie tatsächlich zu erwarten ist, konnten jedoch im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit nicht geliefert werden. Als weitere Maßnahme zur Untersuchung der Azimuthalwinkeldekorrelation würde sich NLO-Matching anbieten.

Literaturverzeichnis

[1] S. L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22:579–588, 1961.

[2] Steven Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19(21):1264–1266, Nov 1967.

[3] Abdus Salam. Weak and Electromagnetic Interactions. Originally printed in *Svartholm: Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden*, Stockholm 1968, 367-377.

[4] Steven Weinberg. The quantum theory of fields. Vol. 2: Modern applications. Cambridge, UK: Univ. Pr. (1996) 489 p.

[5] V. Hankele, G. Klämke, and D. Zeppenfeld. Higgs + 2 jets as a probe for CP properties. 2006, hep-ph/0605117.

[6] G. Klämke and D. Zeppenfeld. Higgs plus two jet production via gluon fusion as a signal at the CERN LHC. *JHEP*, 04:052, 2007, hep-ph/0703202.

[7] Abdelhak Djouadi. The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model. *Phys. Rept.*, 457:1–216, 2008, hep-ph/0503172.

[8] Abdelhak Djouadi. The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. II. The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model. *Phys. Rept.*, 459:1–241, 2008, hep-ph/0503173.

[9] I. Tsukerman. Discovery potential at the LHC: channels relevant for SM Higgs. 2008, 0812.1458.

[10] J. Greensite. The confinement problem in lattice gauge theory. *Prog. Part. Nucl. Phys*, 51:1, 2003, hep-lat/0301023.

[11] M. Kaku. Quantum field theory: A Modern introduction. pages 483–485. New York, USA: Oxford Univ. Pr. (1993) 785 p.

[12] Michelangelo L. Mangano and Stephen J. Parke. Multi-Parton Amplitudes in Gauge Theories. *Phys. Rept.*, 200:301–367, 1991, hep-th/0509223.

[13] F. Maltoni, K. Paul, T. Stelzer, and S. Willenbrock. Color-flow decomposition of QCD amplitudes. *Phys. Rev.*, D67:014026, 2003, hep-ph/0209271.

[14] Gerard 't Hooft. A planar diagram theory for strong interactions. *Nucl. Phys.*, B72:461, 1974.

[15] Leonard Susskind. The gauge hierarchy problem, technicolor, supersymmetry, and all that. (talk). *Phys. Rept.*, 104:181–193, 1984.

[16] Steven Weinberg. Implications of Dynamical Symmetry Breaking: An Addendum. *Phys. Rev.*, D19:1277–1280, 1979.

[17] Leonard Susskind. Dynamics of Spontaneous Symmetry Breaking in the Weinberg- Salam Theory. *Phys. Rev.*, D20:2619–2625, 1979.

[18] Michael Edward Peskin and Tatsu Takeuchi. A New constraint on a strongly interacting Higgs sector. *Phys. Rev. Lett.*, 65:964–967, 1990.

[19] John F. Gunion, Howard E. Haber, Gordon L. Kane, and Sally Dawson. The higgs hunter's guide. SCIPP-89/13.

[20] Rodolfo Alexander Diaz. Phenomenological analysis of the two Higgs doublet model. 2002, hep-ph/0212237.

[21] U. Dore and D. Orestano. Experimental results on neutrino oscillations. *Rept. Prog. Phys.*, 71:106201, 2008, 0811.1194.

[22] Sheldon L. Glashow and Steven Weinberg. Natural Conservation Laws for Neutral Currents. *Phys. Rev.*, D15:1958, 1977.

[23] Chi-long Lin, Chein-er Lee, and Yeou-wei Yang. Feynman rules in the type III natural flavor conserving two Higgs doublet model. *Phys. Rev.*, D50:558–564, 1994, hep-ph/9311272.

[24] John F. Gunion and Howard E. Haber. The CP-conserving two-Higgs-doublet model: The approach to the decoupling limit. *Phys. Rev.*, D67:075019, 2003, hep-ph/0207010.

[25] Sidney Coleman and Jeffrey Mandula. All possible symmetries of the s matrix. *Phys. Rev.*, 159(5):1251–1256, Jul 1967.

[26] Rudolf Haag, Jan T. Lopuszanski, and Martin Sohnius. All Possible Generators of Supersymmetries of the S-Matrix. *Nucl. Phys.*, B88:257, 1975.

[27] M. Drees, R. Godbole, and P. Roy. Theory and phenomenology of sparticles: An account of four-dimensional N=1 supersymmetry in high energy physics. Hackensack, USA: World Scientific (2004) 555 p.

[28] Richard Keith Ellis, William James Stirling, and Bryan R Webber. *QCD and Collider Physics*. Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics, and cosmology. Photography by S. Vascotto.

[29] M. Bähr, S. Gieseke, M. A. Gigg, D. Grellscheid, K. Hamilton, O. Latunde-Dada, S. Plätzer, P. Richardson, M. H. Seymour, A. Sherstnev, J. Tully, and B. R. Webber. Herwig++ Physics and Manual. *Eur. Phys. J*, C58:639–707, 2008, arXiv:0803.0883v3[hep-ph].

[30] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 05:026, 2006, hep-ph/0603175.

[31] R. D. Field and R. P. Feynman. Quark Elastic Scattering as a Source of High Transverse Momentum Mesons. *Phys. Rev.*, D15:2590–2616, 1977.

[32] R. D. Field and R. P. Feynman. A parametrization of the properties of quark jets. *Nucl. Phys.*, B136:1, 1978.

[33] Bo Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjöstrand. Parton Fragmentation and String Dynamics. *Phys. Rept.*, 97:31–145, 1983.

[34] Thomas D. Gottschalk and Duncan A. Morris. A new model for hadronization and e^+e^- annihilation. *Nucl. Phys.*, B288:729, 1987.

[35] C. Buchanan and S. Chun. A simple plausible path from QCD to successful prediction of $e^+e^- \rightarrow$ hadronization data. *Phys. Rept.*, 292:239–317, 1998.

[36] B. R. Webber. A QCD Model for Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference. *Nucl. Phys.*, B238:492, 1984.

[37] F. Becattini. An introduction to the Statistical Hadronization Model. 2009, 0901.3643.

[38] Gavin P. Salam and Gregory Soyez. A Practical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm. *JHEP*, 05:086, 2007, 0704.0292.

[39] Stephen D. Ellis and Davison E. Soper. Successive combination jet algorithm for hadron collisions. 1993, hep-ph/9305266.

[40] Matteo Cacciari. FastJet: A Code for fast k_t clustering, and more. 2006, hep-ph/0607071.

[41] E. et al. Boos. Generic user process interface for event generators. 2001, hep-ph/0109068.

[42] Johan et al. Alwall. A standard format for Les Houches event files. *Comput. Phys. Commun.*, 176:300–304, 2007, hep-ph/0609017.

[43] K. et al. Arnold. VBFNLO: A parton level Monte Carlo for processes with electroweak bosons. 2008, 0811.4559.

[44] Csaba Csaki, Christophe Grojean, Luigi Pilo, and John Terning. Towards a realistic model of Higgsless electroweak symmetry breaking. *Phys. Rev. Lett.*, 92:101802, 2004, hep-ph/0308038.

[45] G.P. Lepage. A New Algorithm for Adaptive Multidimensional Integration. *Journal of Computational Physics*, 27:192–203, 1978.

[46] G.P. Lepage. VEGAS: An Adaptive Multi-dimensional Integration Program. *Cornell University preprint CLNS 80/447*, 1980.

[47] G. J. Alner et al. The UA5 High-Energy $p\bar{p}$ Simulation Program. *Nucl. Phys. B*, 291:445, 1987.

[48] M. Bähr. Underlying Event Simulation in the Herwig++ Event Generator. http://www-itp.particle.uni-karlsruhe.de/prep/phd/PSFiles/Diss_Baehr.pdf.

[49] Peter Richardson. Spin correlations in Monte Carlo simulations. *JHEP*, 11:029, 2001, hep-ph/0110108.

[50] I. G. Knowles. Spin Correlations in Parton - Parton Scattering. *Nucl. Phys.*, B310:571, 1988.

[51] I. G. Knowles. A Linear Algorithm for Calculating Spin Correlations in Hadronic Collisions. *Comput. Phys. Commun.*, 58:271–284, 1990.

[52] Ronald Kleiss and W. James Stirling. Massive multiplicities and Monte Carlo. *Nucl. Phys.*, B385:413–432, 1992.

[53] G. Klämke. Higgs plus 2 Jet Produktion in Gluonfusion. http://www-itp.particle.uni-karlsruhe.de/prep/phd/PSFiles/Diss_Klaemke.pdf.

[54] John M. Campbell, R. Keith Ellis, and Giulia Zanderighi. Next-to-leading order Higgs + 2 jet production via gluon fusion. *JHEP*, 10:028, 2006, hep-ph/0608194.

[55] Kosuke Odagiri. On azimuthal spin correlations in Higgs plus jet events at LHC. *JHEP*, 03:009, 2003, hep-ph/0212215.

Danksagung

Zunächst geht mein herzlicher Dank an Herrn Prof. Dr. Dieter Zeppenfeld, der es verstand, mir ein Thema schmackhaft zu machen, welches sich als sehr spannend herausstellte. Herrn Prof. Dr. Steinhauser möchte ich für die Bereitschaft danken, das Korreferat zu übernehmen.

Ein sehr großes Dankeschön geht an Dr. Stefan Gieseke, der immer bereit war Fragen zu beantworten und mir außerdem durch neue Anregungen und seine Bereitschaft zum Korrekturlesen sehr geholfen hat. Für letzteres danke ich ebenfalls Herrn Prof. Dr. Dieter Zeppenfeld, Cornelius Rampf und Michael Kubocz, der mir außerdem noch während der Implementierung des Les-Houches-Interfaces zur Seite stand, sowie meinem Vater.

Im Übrigen möchte ich mich bei den anderen Diplomanden für interessante Diskussionen sowie bei allen Mitarbeitern des ITP für die freundliche Arbeitsatmosphäre bedanken. Ein Dank geht auch an meine Eltern, Großeltern und Freunde für die Unterstützung während der letzten Jahre.