

Implementierung von Triggeralgorithmen  
und  
Studien zur Messung der  
Higgs-Boson-Selbstkopplung  
im ATLAS-Experiment am LHC

DISSERTATION  
zur  
Erlangung der Doktorwürde  
der Fakultät für Mathematik und Physik  
der Albert-Ludwigs-Universität in Freiburg i.Br.

vorgelegt von  
Andrea Dahlhoff  
geb. in Oelde

Dezember 2006



Dekan: Prof. Dr. J. Flum  
1. Gutachter: Prof. Dr. K. Jakobs  
2. Gutachter: Prof. Dr. K. Königsmann  
Tag der Disputation: 02. April 2007



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Das Standardmodell der Elementarteilchen . . . . .	3
2.1.1	Die QuantenElektroDynamik (QED) . . . . .	4
2.1.2	Die QuantenChromoDynamik (QCD) . . . . .	5
2.1.3	Die Elektroschwache Theorie ( $\mathbf{SU}(2)_L \otimes \mathbf{U}(1)_Y$ ) . . . . .	8
2.2	Der Higgs-Mechanismus . . . . .	10
2.2.1	Das Higgs-Potential und die Selbstwechselwirkung des Higgs-Feldes . . . . .	11
2.2.2	Die Massenerzeugung . . . . .	14
2.3	Eigenschaften des Higgs-Bosons . . . . .	15
2.3.1	Zerfallsbreiten des SM Higgs-Bosons . . . . .	16
2.3.2	Produktionsquerschnitte des SM Higgs-Bosons . . . . .	18
2.3.3	Masse des Higgs-Bosons . . . . .	20
2.4	Etablierung des Higgs-Mechanismus . . . . .	23
2.4.1	Entdeckungspotential für das SM-Higgs-Boson . . . . .	23
2.4.2	Charakterisierung des Higgs-Bosons . . . . .	24
2.4.3	Nachweis der Selbstwechselwirkung des Higgs-Feldes . . . . .	26
2.5	Mögliche Erweiterung des SM . . . . .	28
2.5.1	Zwei Higgs Dublett Modell (2HDM) . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Das ATLAS-Experiment am LHC</b>	<b>30</b>
3.1	Large Hadron Collider . . . . .	31
3.2	ATLAS-Detektor . . . . .	33
3.2.1	Magnetsysteme . . . . .	35
3.2.2	Innerer Detektor . . . . .	35
3.2.3	Elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter-System . . . . .	36
3.2.4	Myonspektrometer . . . . .	38
3.3	ATLAS-Triggerkonzept . . . . .	38
3.3.1	Architektur des ATLAS-Triggers . . . . .	39
3.3.2	Level-1 Trigger . . . . .	39
3.3.3	High-Level Trigger . . . . .	44
3.4	LHC Grid-Computing . . . . .	46

<b>4</b>	<b>ATLAS Level-1 Kalorimeter-Trigger</b>	<b>47</b>
4.1	Level-1 Kalorimeter-Trigger-Objekte . . . . .	47
4.2	Prozessorsysteme des Level-1 Kalorimeter-Triggers . . . . .	49
4.2.1	PreProzessor (PPr) . . . . .	50
4.2.2	Cluster-Prozessor (CP) . . . . .	52
4.2.3	Jet/Energiesummen-Prozessor (JEP) . . . . .	54
4.2.4	Einheitliche Subsysteme der Prozessoren . . . . .	59
<b>5</b>	<b>Implementation und Funktionstests des Jet/Energiesummen-Prozessors</b>	<b>63</b>
5.1	Jet/Energiesummen-Modul (JEM) . . . . .	63
5.1.1	Grundfunktionen des JEM-Prototyps . . . . .	64
5.1.2	Architektur des JEM-Prototyps . . . . .	66
5.2	Implementation des Echtzeitdatenpfads vom Energie-Algorithmus	68
5.2.1	Echtzeitdatenpfad im InputFPGAs . . . . .	68
5.2.2	Echtzeitdatenpfad im MainProzessor . . . . .	71
5.2.3	Echtzeitdatenpfad im Energy-CMM . . . . .	73
5.3	Implementierung des Kontrollpfads . . . . .	77
5.3.1	VME-CPLD und SelectMAP-CPLD . . . . .	77
5.3.2	ControlFPGA . . . . .	79
5.3.3	Playback- und Spy-Funktionalität . . . . .	84
5.4	Implementierung der Auslesefunktionen . . . . .	85
5.4.1	ReadOutController (ROC-FPGA) . . . . .	85
5.4.2	ReadOut-Sequenzier (ROS) . . . . .	88
5.5	Tests der implementierten Algorithmen mit dem JEM-Prototyp .	88
5.5.1	Standalone Tests des JEM . . . . .	89
5.5.2	Verifikation der Implementierung des JEM innerhalb einer erweiterten Testumgebung . . . . .	93
5.5.3	Verifikation der Implementierung des CMM-RTDP . . . . .	96
5.5.4	Schlußfolgerung aus den vorliegenden Testergebnissen des JEM . . . . .	100
<b>6</b>	<b>Ereignissimulation</b>	<b>102</b>
6.1	Proton-Proton-Kollisionen . . . . .	103
6.1.1	Parton-Modell . . . . .	103
6.1.2	Überlagerte Ereignisse . . . . .	104
6.2	Partonschauer, Fragmentation und Hadronisierung . . . . .	105
6.2.1	Korrekturen höherer Ordnungen - K-Faktoren . . . . .	107
6.3	Monte-Carlo-Generatoren . . . . .	107
6.3.1	PYTHIA . . . . .	107
6.3.2	AcerMC . . . . .	108
6.3.3	MC@NLO . . . . .	108
6.4	Detektorsimulation . . . . .	109

6.4.1	ATLFAST	109
6.5	Analyse-Umgebung	111
<b>7</b>	<b>Monte-Carlo Studie zur Messung der Higgs-Boson-Selbstkopplung</b>	<b>113</b>
7.1	Mögliche Signaltopologien	114
7.2	Untergrundprozesse	117
7.3	Signal- und Untergrund-Ereignissimulation	119
7.3.1	Signal-Ereignissimulation	120
7.3.2	Untergrund-Ereignissimulation	120
7.3.3	MC-Datensatz	123
7.4	Ereignisselektion	124
7.4.1	Selektionsschnitte	124
7.4.2	Kombinatorische Likelihood zur Rekonstruktion des Signals	126
7.4.3	Weitere Selektionsschnitte	131
7.4.4	Lepton-Isolationskriterien zur Unterdrückung von $t\bar{t}$ -Ereignissen	136
7.5	Extrahierung der Higgs-Selbstkopplung $\lambda_{\text{HHH}}$	138
7.5.1	Methode zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\text{HH}}$	141
7.5.2	Bestimmung des Higgs-Paarproduktionsquerschnitts	147
7.5.3	Nachweis der Higgs-Paarproduktion am SLHC	150
7.6	Bestimmung der Sensitivitätsgrenzen auf die trilineare Higgs-Selbstkopplung $\lambda$	150
7.7	Systematische Unsicherheiten	156
7.7.1	Unsicherheiten in der Ereignisrekonstruktion	156
7.7.2	Unsicherheiten auf die Wirkungsquerschnitte der Unter- grundprozesse	160
7.7.3	Schlußfolgerung aus der Systematikstudie	164
7.8	Weitere Szenarien	166
7.9	Vergleich mit bereits existierenden MC-Studien	168
7.9.1	Theorie-Studie auf Parton-Ebene	168
7.9.2	Vorläufige ATLAS-Studie	170
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>172</b>
<b>A</b>	<b>Beschreibung elektronischer Systeme mittels VHDL</b>	<b>i</b>
A.1	Grundlagen von VHDL	i
A.2	Design Flow	iii
A.3	Programmierbare Logikbausteine - FPGAs und CPLDs	iv
A.3.1	FPGA	iv
A.3.2	CPLD	v
A.3.3	Performance-Vergleich - CPLD und FPGA	vi

---

<b>B Jet/Energiesummen-Modul</b>	<b>vii</b>
B.1 Der JEM-Prototype . . . . .	vii
B.2 VME <sup>--</sup> . . . . .	vii
B.2.1 Adressierungsschema und VME-Zugriffsrichtlinien . . . . .	x
<b>C Methoden der statistischen Datenanalyse</b>	<b>xi</b>
C.1 Die Methode der Fisher-Diskriminante . . . . .	xi
C.2 Das Likelihood-Verhältnis als Test-Statistik zur Selektion von Ereignissen . . . . .	xii
C.3 $\chi^2$ -Test . . . . .	xii
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>xiv</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>xxii</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>xxiv</b>





# 1 Einleitung

Die Elementarteilchen und ihre fundamentalen Wechselwirkungen untereinander werden durch das Standardmodell (SM) beschrieben. Das SM beruht auf einer  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  Eichtheorie. Die Präzision mit der das SM durch experimentelle Messungen wie z.B. am LEP<sup>1</sup> oder am Tevatron<sup>2</sup> bestätigt wurde, ist sehr überzeugend. Der große Durchbruch des SM war die Entdeckung der  $W$ - und  $Z$ -Bosonen am SPS<sup>3</sup> am CERN<sup>4</sup> 1983. Die gemessenen Eigenschaften dieser Teilchen stimmten sehr präzise mit den Vorhersagen aus dem Glashow-Salam-Weinberg-Modell der Elektroschwachen Vereinigung überein.

Die Erklärung für die Generierung der Massen dieser massiven Eichbosonen ( $W, Z$ ) sowie aller Fermion-Massen im SM liefert der sogenannte *Higgs-Mechanismus*. Dieser postuliert ein weiteres Teilchen, das Higgs-Boson, welches bis heute noch nicht entdeckt wurde. Im Rahmen des Higgs-Mechanismus sind die Eigenschaften des Higgs-Bosons, zu denen neben Spin und Parität insbesondere die Kopplungen an die Fermionen und Bosonen sowie die Higgs-Selbstkopplung zählen, vorgegeben, während die Masse des Higgs-Bosons unbestimmt ist.

Dennoch wird vermutet, daß das SM nicht die ultimative Lösung ist, da z.B. eine einheitliche Beschreibung aller vier fundamentalen Wechselwirkungen, einschließlich der Gravitation, im Rahmen des SM nicht gegeben ist. Auch für die große Anzahl von freien Parametern im SM sowie für die spezielle Form der Eichsymmetrie konnte noch kein tieferer Grund gefunden werden.

Mit der Inbetriebnahme des Large Hadron Collider (LHC), eines Proton-Proton-Speicherringes am CERN, die für das Jahr 2007 geplant ist, wird aufgrund der bisher nie erreichten Schwerpunktsenergie von 14 TeV und der hohen Luminosität der gesamte Higgs-Sektor zugänglich sein. Eines der geplanten Experimente am LHC ist ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), ein Universaldetektor, der aktuellen Studien zu Folge sehr gute Voraussetzungen besitzt, das Higgs-Boson in kürzester Zeit zu entdecken, sollte es existieren. Dabei ist der Detektor extremen Bedingungen ausgesetzt. Bei der noch nie dagewesenen Datenrate von 40 MHz ist ein sehr schnelles und zuverlässiges System zur Selektion interessanter phy-

---

<sup>1</sup>Large Electron Positron Collider am CERN in Genf

<sup>2</sup>Das Tevatron ist ein Proton-Antiproton-Beschleuniger am Fermi National Laboratory (FNAL) in Chicago (USA).

<sup>3</sup>Super Proton Synchrotron

<sup>4</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucleaire, europäisches Forschungszentrum für Elementarteilchenphysik in Genf

sikalischer Ereignisse erforderlich. Zur sukzessiven Reduzierung der Datenrate wurde ein dreistufiges Triggerkonzept bei ATLAS entwickelt, wobei die erste Stufe, der Level-1-Trigger, auf digitalen Prozessoreinheiten beruht.

Im Rahmen der Arbeit wurden wichtige Beiträge zur Implementierung von Triggeralgorithmen für den Jet/Energiesummen-Prozessor, der eine wesentliche Funktion innerhalb des Level-1 Kalorimeter Triggers innehat, geleistet. Diese Prozessoreinheit ist für die Lokalisierung und Klassifizierung von Jet-Kandidaten sowie für die Berechnung der gesamten und fehlenden transversalen Energiesumme zuständig. Die Implementierung wurde gemäß den Anforderungen an die endgültige Version für den LHC-Betrieb entwickelt. Für die Erstellung der Konfiguration für die Logikbausteine wurden die Algorithmen in der Hardwarebeschreibungssprache VHDL implementiert. Zudem wurden erste Tests zur Verifikation der Implementierung durchgeführt.

Um den Higgs-Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung vollständig zu etablieren, ist die Vermessung aller Eigenschaften des Higgs-Bosons nach seiner Entdeckung eine der nächsten Herausforderungen am LHC. Im zweiten Teil dieser Arbeit wird untersucht, inwieweit der LHC beziehungsweise sein Upgrade, der SuperLHC, zur Bestimmung der Higgs-Selbstkopplung beitragen kann. In die Form des Higgs-Potentials geht zum einen die trilineare und zum anderen die quartische Higgs-Selbstkopplung ein. Der Fokus in dieser Arbeit ist auf die trilineare Higgs-Selbstkopplung gerichtet. Dazu wird die Higgs-Paarproduktion mit dem vielversprechendsten Zerfallskanal  $HH \rightarrow WWWW \rightarrow l^\pm \nu jj l^\pm \nu jj$  auf der Basis von Monte-Carlo-Simulationen detailliert analysiert. Über die Higgs-Paarproduktionsrate wird die Information über die Stärke der trilinearen Higgs-Selbstkopplung extrahiert, um so die Sensitivitätsgrenzen auf die trilineare Higgs-Selbstkopplung am SLHC zu bestimmen.

## 2 Theoretische Grundlagen

Im sogenannten *Standardmodell (SM)* der Elementarteilchenphysik ist der heutige Kenntnisstand der fundamentalen Bausteine der Materie zusammengefaßt. Dabei wird die bekannte Materie auf die Existenz von sehr wenigen elementaren Teilchen (Fermionen) zurückgeführt die über sogenannte Eichbosonen miteinander wechselwirken. Eichfeldtheorien erlauben die präzise mathematische Beschreibung dieser Teilchen und ihrer Wechselwirkungen.

In diesem Kapitel wird zunächst in das Standardmodell der Elementarteilchen eingeführt. Anschließend wird der Higgs-Mechanismus vorgestellt, der im Rahmen des Standardmodells verschiedene Inkonsistenzen der Theorie mit der experimentellen Beobachtung beseitigt und die Existenz eines weiteren Teilchens, des Higgs-Bosons, voraussagt. Abschließend folgt eine Beschreibung der benötigten experimentellen Schritte um dieses Modell vollständig zu etablieren.

### 2.1 Das Standardmodell der Elementarteilchen

Nach heutiger Erkenntnis lassen sich die Elementarteilchen aufgrund ihrer charakteristischen Eigenschaften unterscheiden in Fermionen und Eichbosonen. Da die Fermionen die Grundlage für die Materie bilden, werden diese oftmals auch als Materieteilchen bezeichnet. Die Eichbosonen werden hingegen den im SM beschriebenen Wechselwirkungen zugeordnet.

Es sind heute vier fundamentale Wechselwirkungen bekannt: Die starke Wechselwirkung, die mit Hilfe der Gluonen beschrieben wird, die schwache Wechselwirkung, die durch die massiven  $W^\pm$ - und  $Z^0$ -Bosonen vermittelt wird, die elektromagnetische Wechselwirkung, die auf dem Austausch von masselosen Photonen beruht und als vierte Wechselwirkung die Gravitation, die in der Elementarteilchenphysik aufgrund ihrer geringen Kopplungsstärke jedoch keine Rolle spielt.

Innerhalb des SM ergeben sich die Eigenschaften dieser Wechselwirkungen mit Ausnahme der Gravitation im Rahmen von Eichtheorien aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz. Desweiteren werden sie anhand der zugrundeliegenden Symmetriegruppe charakterisiert. Die Eichgruppe des SM ist das direkte Produkt  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , welches an der elektroschwachen Skala spontan zu  $SU(3)_C \times U(1)_{em}$  heruntergebrochen wird.

Bei den fundamentalen Fermionen differenziert man zwischen den Leptonen und den Quarks, die im Gegensatz zu den Leptonen auch an der starken Wechsel-

wirkung teilnehmen. Die Eigenschaften der einzelnen Fermionen definieren sich über die dazugehörigen Quantenzahlen für Farbladung, schwache Hyperladung bzw. elektrische Ladung und Isospin. Der schwache Isospin  $\vec{T}$  ist unter Transformationen der Symmetriegruppe  $SU(2)_L$  invariant. Fermionen mit linkshändiger Chiralität werden in Isospin-Dubletts mit  $T = 1/2$  und  $T^3 = \pm\frac{1}{2}$  zusammengefaßt. Die rechtshändigen Fermionen verbleiben in Singulettzuständen mit  $|\vec{T}| = T^3 = 0$ .

Die heutigen experimentellen Ergebnisse sind in exzellenter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des SM. So konnte basierend auf den Vorhersagen des SM im Jahr 1995 die Existenz des letzten der sechs Quarks, des Top-Quarks, experimentell an den Experimenten CDF und D0 am Proton-Antiproton-Speicherring am FNAL<sup>1</sup> nachgewiesen werden [CDF95, D095]. Zur Zeit wird am FNAL an den beiden Experimenten CDF und D0 die Top-Quark-Masse und die Masse des  $W$ -Bosons mit hoher Präzision vermessen.

Im folgenden werden nun die im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen diskutiert.

### 2.1.1 Die QuantenElektrodynamik (QED)

Die QED beschreibt die elektromagnetische Wechselwirkung aller geladenen Fermionen (Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen) mit einer äußerst hohen Präzision.

Ausgehend von der nicht-relativistischen Wellengleichung der klassischen Quantenmechanik, der *Schrödinger-Gleichung*, formulierte Dirac erstmals die relativistische Wellengleichung für freie Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen ohne Wechselwirkung, die sogenannte *Dirac-Gleichung*

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi(x) = 0 \quad . \quad (2.1)$$

Im Rahmen der Quantenfeldtheorie läßt sich die Dirac-Gleichung mit Hilfe der Euler-Lagrange-Gleichung aus der Lagrangedichte eines freien Dirac-Teilchens

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu \partial_\mu \psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x) \quad (2.2)$$

ableiten. Dabei steht  $\psi$  für den Dirac-Spinor mit der Beziehung  $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$  für den adjungierten  $\psi$ -Spinor.

Die Lagrangedichte  $\mathcal{L}_0$  ist invariant unter einer globalen  $U(1)$ -Transformation:

$$\psi(x) \xrightarrow{U(1)} \psi(x)' \equiv e^{iQ\theta} \psi(x) \quad , \quad (2.3)$$

wobei  $\theta$  eine willkürliche reelle Konstante ist (d.h. an jedem Ort wird die Phase um den gleichen Betrag  $\theta$  verändert). Bei einer lokalen Phasentransformation

---

<sup>1</sup>FNAL Fermi National Laboratory

$\theta = \theta(x)$  ist die Phasenänderung von Ort zu Ort verschieden. Es gilt:

$$\partial_\mu \psi(x) \xrightarrow{U(1)} e^{iQ\theta(x)} (\partial_\mu + iQ\partial_\mu\theta(x)) \psi(x) \quad . \quad (2.4)$$

Das fundamentale Prinzip der Eichinvarianz fordert, daß die Dirac-Gleichung (2.1) und alle physikalischen Meßgrößen unter einer orts- und zeitabhängigen Phasenänderung der Wellenfunktion unverändert bleiben. Dieses ist in einem feldfreien Raum nicht möglich. Aufgrund der Forderung nach Eichinvarianz wird ein zusätzlicher Term hervorgerufen, der die Phasenänderung  $\partial_\mu\theta(x)$  in der Gleichung (2.4) gerade wieder kompensiert. Dies impliziert die Existenz eines Feldes  $A_\mu(x)$  mit dem folgenden Verhalten unter einer  $U(1)$ -Transformation:

$$A_\mu(x) \xrightarrow{U(1)} A'_\mu(x) \equiv A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\theta(x) \quad . \quad (2.5)$$

Wird anstelle der konventionellen Ableitung  $\partial_\mu$  die kovariante Ableitung verwendet

$$D_\mu \psi(x) \equiv [\partial_\mu - ieQA_\mu(x)] \psi(x) \quad , \quad (2.6)$$

erhält man den gewünschten Effekt der Eichinvarianz unter einer lokalen  $U(1)$ -Transformation

$$\mathcal{D}_\mu \psi(x) \xrightarrow{U(1)} (\mathcal{D}_\mu \psi)'(x) \equiv \exp\{iQ\theta(x)\} \mathcal{D}_\mu \psi(x) \quad . \quad (2.7)$$

Die Lagrangedichte

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + eQA_\mu(x)\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x) \quad (2.8)$$

läßt sich nun in zwei Terme unterteilen. Der erste Term  $\mathcal{L}_0$  beschreibt weiterhin die kinetische Energie und die Masse des Dirac-Teilchens, während der neu hinzugefügte Term die bekannte Wechselwirkung eines Fermions der Ladung  $e \cdot Q$  mit einem äußeren elektromagnetischen Feld  $A_\mu$  beschreibt. Für gewöhnlich wird ein dritter Term

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (2.9)$$

zur Lagrangedichte (2.8) hinzugefügt, der das freie Photonenfeld beschreibt. Die Eichinvarianz der QED erlaubt allerdings keinen Massenterm für das Photonfeld,  $\mathcal{L}_m = \frac{1}{2}m^2A^\mu A_\mu$ , da dieser Term die Eichinvarianz verletzen würde. Die obere Schranke für die Photonmasse liegt derzeit bei  $m_\gamma < 6 \times 10^{-17} \text{eV}$  [PDG04].

### 2.1.2 Die QuantenChromodynamik (QCD)

Die QCD beschreibt Quarks und Gluonen und deren Wechselwirkungen untereinander. Der Dirac-Spinor für ein Quark setzt sich aufgrund dessen Farbladung aus drei Farbeigenzuständen zusammen. Die  $SU(3)_C$ -Eichtransformation wirkt ausschließlich auf Quarks, die im Farbraum ein Triplet

$$q_f^T \equiv (q_f^1, q_f^2, q_f^3) \quad (2.10)$$

bilden. Hingegen lassen sich die übrigen Teilchen bezüglich der  $SU(3)_C$  in Singletts einordnen.

Auch hier wird von der Lagrangedichte freier Quarks

$$\mathcal{L}_0 = \sum_f \bar{q}_f (i \gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f \quad (2.11)$$

und der fundamentalen Forderung nach der Invarianz der Lagrangedichte unter der lokalen  $SU(3)_C$ -Phasentransformation

$$U = e^{i \frac{\lambda_a}{2} \theta_a(x)} \quad (2.12)$$

ausgegangen. Dabei stellen die  $\lambda_a$  die acht Generatoren (Erzeugenden) der  $SU(3)_C$ -Gruppe dar. Die Matrizen  $\lambda_a$  sind spurlos ( $\text{Tr}(\lambda_a) = 0$ ) und erfüllen die folgende Vertauschungsrelation

$$\left[ \frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2} \right] = i f^{abc} \frac{\lambda^c}{2} \quad (2.13)$$

mit den reellen und antisymmetrischen Strukturkonstanten  $f^{abc}$  der  $SU(3)_C$ -Gruppe.

Zur Erhaltung der Eichinvarianz der Dirac-Gleichung (2.11) werden aufgrund der acht unabhängigen Eichtransformationen analog zur QED auch hier acht Vektorfelder impliziert, an die die Dirac-Spinoren koppeln können. Diese acht Vektorfelder entsprechen den acht masselosen Eichbosonen der starken Wechselwirkung, auch *Gluonen* genannt.

Eine Konsequenz der Forderung nach Eichinvarianz ist die Modifikation der Ableitungen der  $\partial^\mu$  in eine kovariante Ableitung

$$\mathcal{D}^\mu \equiv \partial^\mu - i g_s \frac{\lambda_a}{2} G_a^\mu(x) \quad . \quad (2.14)$$

Durch die Nicht-Kommutativität der  $SU(3)_C$ -Matrizen treten bei der Eichtransformation der 8 verschiedenen Gluonfelder  $G_a^\mu$  zusätzliche Terme auf, aus denen die Wechselwirkungen der Gluonfelder untereinander hervorgehen. Mit der kovarianten Ableitung (2.14) und dem Feldstärketensor der Gluonfelder

$$G_a^{\mu\nu}(x) = \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu + g_s f^{abc} G_b^\mu G_c^\nu \quad (2.15)$$

lautet die Lagrangedichte der QCD:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a + \sum_f \bar{q}_f (i \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu - m_f) q_f \quad . \quad (2.16)$$

In der vollständig ausgeschriebenen Version

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{QCD} = & - \frac{1}{4} (\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu) (\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a) + \sum_f \bar{q}_f (i \gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f \\
 & + g_s G_a^\mu \sum_f \bar{q}_f^\alpha \gamma_\mu \left( \frac{\lambda^a}{2} \right)_{\alpha\beta} q_f^\beta \\
 & - \frac{g_s}{2} f^{abc} (\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu) G_\mu^b G_\nu^c - \frac{g_s^2}{4} f^{abc} f_{ade} G_b^\mu G_c^\nu G_\mu^d G_\nu^e
 \end{aligned} \tag{2.17}$$

sind die drei wesentlichen Bestandteile der eichinvarianten Lagrangedichte der QCD deutlich erkennbar. Die erste Zeile beschreibt die kinetische Energie der Quarks und der Gluonenfelder sowie die Massen der Quarks, während die zweite Zeile die Wechselwirkung der Quarks mit dem Gluonenfeld definiert (siehe Abb. 2.1 a). Da die Gluonen ein Farboktett bilden, können diese mit sich selbst wechselwirken. Diese Selbstwechselwirkung der Eichbosonen ist in der QED wegen der Ladungsneutralität der Photonen nicht erlaubt.

Die Selbstkopplung der Gluonen (siehe Abb. 2.1 b) und c)) geht aus der letzten Zeile der Gleichung (2.17) hervor und ist eine Folge der nicht-abelschen Struktur der Eichgruppen. Die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s = g_s^2/4\pi$  zeigt aufgrund der Selbstwechselwirkung der Gluonen eine Energieabhängigkeit [Gro73]. Diese bewirkt bei großen Abständen zweier miteinander wechselwirkenden Quarks, also bei kleinen Energieüberträgen, eine Zunahme der starken Kopplungskonstante. Dieser Effekt, auch als *Confinement* bezeichnet, ist zugleich die Erklärung dafür, daß keine freien Quarks der Beobachtung zugänglich sind, sondern nur farbneutrale Zusammenschlüsse wie Mesonen ( $q\bar{q}$ ) oder Baryonen ( $qqq$ ). Eine weitere charakteristische Eigenschaft der starken Kopplungskonstante  $\alpha_s$  ist bei extrem kleinen Abständen gegeben, wo die Kopplungsstärke asymptotisch gegen 0 geht. Dieser Effekt wird als *asymptotische Freiheit* bezeichnet [Pol74]. Eine detailliertere Diskussion der QCD befindet sich z.B. in [Pich04].

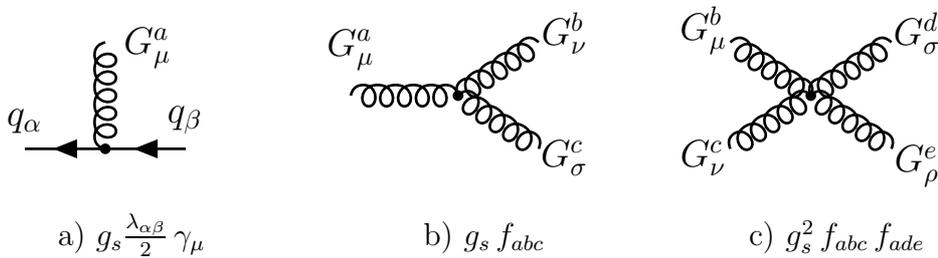


Abbildung 2.1: Kopplungen der Quarks und Gluonen in der QCD

### 2.1.3 Die Elektroschwache Theorie ( $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ )

Die elektroschwache Theorie beschreibt die Vereinigung der schwachen mit der elektromagnetischen Wechselwirkung. Sie basiert auf dem direkten Produkt beider Symmetriegruppen, der  $SU(2)$  und der  $U(1)$ :

$$G \equiv SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad . \quad (2.18)$$

Die zugehörige lokale Phasentransformation  $G$

$$\psi(x) \xrightarrow{G} \psi'(x) \equiv \exp\{iY\beta(x)\} U_L \psi(x) \quad (2.19)$$

mit

$$U_L \equiv \exp\left\{i\frac{\sigma_j}{2}\alpha^j(x)\right\} \quad (j = 1, 2, 3) \quad (2.20)$$

bewirkt eine Drehung im Raum des schwachen Isospins  $T$  für die linkshändigen Felder und eine zur QED äquivalente Phasentransformation der schwachen Hyperladung  $Y$ . Sie verknüpft die elektrische Ladung mit der dritten Isospinkomponente  $T^3$  über die *Gell-Mann-Nishijima-Gleichung*

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2} \quad . \quad (2.21)$$

Zudem bestimmt die schwache Hyperladung  $Y$  die Kopplungsstärke der durch die  $U(1)_Y$  beschriebenen Wechselwirkung. Sowohl die Hyperladung als auch die restlichen Quantenzahlen sind in der Tabelle 2.1 für die fundamentalen Teilchen des SM aufgeführt.

In der elektroschwachen Theorie führt die fundamentale Forderung nach Invarianz der Lagrangedichte unter der lokalen Eichtransformation (2.19) mit der dazugehörigen kovarianten Ableitung

$$\mathcal{D}_\mu \psi(x) \equiv \left[ \partial_\mu - ig\frac{\sigma_j}{2}W_\mu^j(x) - ig'YB_\mu(x) \right] \psi(x) \quad (2.22)$$

auf die Lagrangedichte der elektroschwachen Theorie

$$\mathcal{L}_{EW} = \sum_{j=1}^3 i\bar{\psi}_j(x)\gamma^\mu D_\mu \psi_j(x) - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^j W_j^{\mu\nu} \quad . \quad (2.23)$$

Der erste Term der Lagrangedichte  $\mathcal{L}_{EW}$  beschreibt sowohl die kinetische Energie der Fermionen als auch deren Wechselwirkungen untereinander. Auffallend ist die Abwesenheit des zugehörigen Massenterms der Fermionen. Dieser würde eine Mischung der linkshändigen Multipletts und rechtshändigen Singletts verursachen und somit die zugrundeliegende Symmetrie der elektroschwachen Theorie verletzen. Desweiteren beinhaltet der erste Term über die kovariante Ableitung (2.22) die Wechselwirkung der Vektorfelder mit den Fermionen, deren jeweilige

Leptonen			$s$	$T$	$T^3$	$Q$	$Y$	
$L_f =$	$\begin{pmatrix} \nu_L^e \\ e_L^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_L^\mu \\ \mu_L^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_L^\tau \\ \tau_L^- \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	-1
	$\nu_R^e$	$\nu_R^\mu$	$\nu_R^\tau$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0
	$e_R^-$	$\mu_R^-$	$\tau_R^-$	$\frac{1}{2}$	0	0	-1	-2
Quarks			$s$	$T$	$T^3$	$Q$	$Y$	
$Q_f =$	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L' \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L' \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L' \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$
	$u_R$	$c_R$	$t_R$	$\frac{1}{2}$	0	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$
	$d_R$	$s_R$	$b_R$	$\frac{1}{2}$	0	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$

Tabelle 2.1: Die fundamentalen Teilchen des Standardmodells:

Bedeutung der Quantenzahlen:  $s$  = Spin,  $T$  = schwacher Isospin,  $T^3 = 3$ . Isospinkomponente,  $Q$  = elektrische Ladung,  $Y$  = schwache Hyperladung. Der Index  $R$  bzw.  $L$  steht für rechtshändigen oder linkshändigen Chiralitätszustand. Die Zustände  $d_L'$ ,  $s_L'$  und  $b_L'$  sind Linearkombinationen der Masseneigenzustände  $d_L$ ,  $s_L$  und  $b_L$ .

Kopplungsstärke mit  $g$  und  $g'$  gegeben sind.

Die Feldstärketensoren

$$B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad , \quad (2.24)$$

$$W_{\mu\nu}^j = \partial_\mu W_\nu^j - \partial_\nu W_\mu^j + g\epsilon^{jkl}W_\mu^k W_\nu^l \quad . \quad (2.25)$$

sind im zweiten und dritten Term der Lagrangedichte  $\mathcal{L}_{EW}$  enthalten. Durch die Nicht-Kommutativität der  $SU(2)$ -Gruppe werden Selbstwechselwirkungsterme der Vektorfelder impliziert. Diese Eigenschaft nicht-abelscher Eichtheorien ist bereits aus der QCD bekannt. Die zugehörigen Vertizes der Selbstkopplungen sind in Abb. 2.2 aufgeführt.

Die Eichbosonen der elektroschwachen Theorie werden durch Linearkombinationen aus den vier Vektorfeldern  $(W_\mu^i, B_\mu)$  beschrieben. Die Felder der geladenen Eichbosonen mischen sich aus den Feldern  $W_\mu^1$  und  $W_\mu^2$  folgendermaßen zusammen:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp i W_\mu^2) \quad (2.26)$$

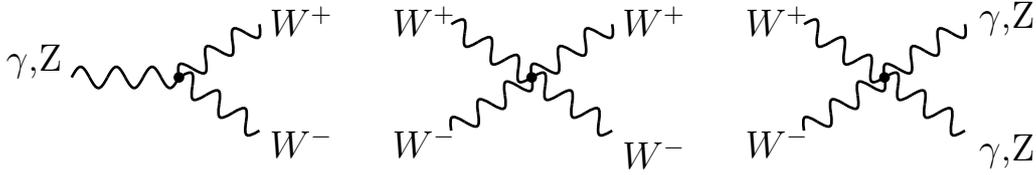


Abbildung 2.2: Vertizes der Eichboson-Selbstkopplungen

Die ungeladenen Eichbosonen entsprechen einer Mischung aus der neutralen Komponente des  $SU(2)_L$ -Eichfeldes  $W_\mu^3$  und des  $U(1)_Y$ -Eichfeldes  $B_\mu$ :

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W \quad (2.27)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W \quad . \quad (2.28)$$

Durch die Beimischung des  $U(1)_Y$ -Eichfeldes  $B_\mu$  koppeln die ungeladenen Vektorbosonen sowohl an linkshändige als auch an rechtshändige Fermionen, während die geladenen nur an Felder mit Isospin koppeln.

Das Verhältnis der Mischung ist über einen experimentell zu bestimmender Parameter gegeben, den *Mischungswinkel*  $\theta_W$

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \frac{e}{g} \quad . \quad (2.29)$$

Dieser verknüpft die elektromagnetische Kopplungsstärke  $e$  mit den schwachen Kopplungsstärken  $g$  und  $g'$ . Die  $W^\pm$ - und  $Z^0$ -Bosonen tragen nun selbst eine schwache Ladung und unterscheiden sich darin wesentlich von den elektrisch neutralen Photonen. Damit die Lagrangedichte unter der lokalen  $SU(2)_L$ -Transformation invariant bleibt, sind keine Massenterme für die massiven  $W^\pm$ - und  $Z^0$ -Bosonen erlaubt, was offensichtlich im direkten Widerspruch zu den experimentellen Resultaten [PDG04] steht. Im nächsten Abschnitt (2.2) wird der Higgs-Mechanismus diskutiert, mit dessen Hilfe sowohl den Fermionen als auch den massiven Bosonen eine Masse verliehen werden kann, ohne die Kopplungen zu beeinflussen und die Eichinvarianz zu zerstören.

## 2.2 Der Higgs-Mechanismus

In der oben beschriebenen elektroschwachen Theorie dürfen die durch das Postulat der Invarianz gegenüber lokalen Eichtransformationen implizierten Felder  $W_\mu^\pm$ ,

$Z_\mu$  und  $A_\mu$  keine Masse besitzen. Da aber die Reichweite der schwachen Wechselwirkung sehr kurz ist, würde man sehr große Massen für die Vektorbosonen  $W^\pm$  und  $Z$  erwarten. Dies wurde erstmals am CERN an den Experimenten UA1 und UA2 bestätigt. Um die heutigen experimentell gemessenen Massen [PDG04] der Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z$  von

$$M_W = (80.426 \pm 0.034) \text{ GeV}/c^2 \quad (2.30)$$

$$M_Z = (91.1876 \pm 0.0021) \text{ GeV}/c^2 \quad (2.31)$$

dennoch beschreiben zu können, wird im Rahmen des sogenannten *Higgs-Mechanismus* ein komplexes skalares Higgs-SU(2)-Dublett

$$\phi(x) \equiv \begin{pmatrix} \phi^{(+)}(x) \\ \phi^{(0)}(x) \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \phi_1(x) + i\phi_2(x) \\ \phi_3(x) + i\phi_4(x) \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

mit der Hyperladung  $Y = +1$  und einem Potential  $V(\phi)$  eingeführt

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.33)$$

Die Wahl des Potentials  $V(\phi)$  und dessen Parametern  $\mu^2$  und  $\lambda$  ist dabei entscheidend, wie im folgenden diskutiert wird.

### 2.2.1 Das Higgs-Potential und die Selbstwechselwirkung des Higgs-Feldes

Um für die schweren Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z$  einen Massenterm der Form  $\frac{1}{2}M^2 V^\mu V_\mu$  unter der Beibehaltung der Eichinvarianz zu generieren, müssen die freien Parameter  $\mu^2$  und  $\lambda$  des Higgs-Potentials  $V(\phi)$  (2.33) entsprechend gewählt sein:

#### 1.) $\mu^2 > 0, \lambda > 0$ :

Für diese Wahl der Parameter ist das Potential in Abb. 2.3 dargestellt und ist ersichtlich eichinvariant mit dem trivialen Grundzustand  $\phi = 0$ . In diesem Fall würde ein massives skalares Teilchen der Masse  $\mu$  und eine Viererselbstkopplung  $\lambda$  auftreten. Diese Wahl hätte allerdings nicht den gewünschten Effekt, daß die Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z$  eine Masse erhalten.

#### 2.) $\mu^2 \neq 0, \lambda < 0$ :

Diese Wahl würde eine Instabilität des Vakuums erzeugen, da das Potential nicht von unten beschränkt wäre.

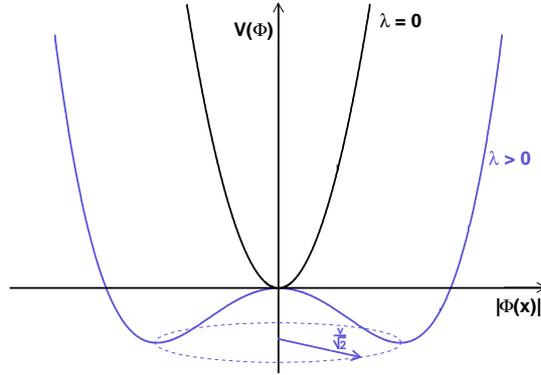


Abbildung 2.3: Das Higgs-Potential im eichsymmetrischen Fall (schwarze Linie)  $\mu^2 > 0, \lambda = 0$  und im Fall der spontanen Symmetriebrechung (blaue Linie)  $\mu^2 < 0, \lambda > 0$ .

**3.)  $\mu^2 < 0, \lambda > 0$ :**

Dieser Fall repräsentiert die spontane Symmetriebrechung, die auch oftmals als *verborgene Symmetrie* bezeichnet wird. Die Feldamplitude im Zustand mit der tiefsten Energie ist hierbei von Null verschieden (siehe Abb. 2.3). Die Minima liegen auf der Hyperebene derjenigen Felder  $\phi_i(x)$ , für die gilt:

$$|\langle 0 | \phi(x) | 0 \rangle| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} > 0 \quad , \quad V(\phi) = -\frac{\lambda}{4}v^4 \quad (2.34)$$

Dabei ist  $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$  der Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes und  $|0\rangle$  der Grundzustand. Infolge der SU(2)-Phasentransformation der Lagrangedichte besitzt dieses Modell unendlich viele, energetisch entartete Grundzustände. Die Wahl des Grundzustandes ist damit bezüglich einer Phasendrehung beliebig und man kann ihn mit  $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$  und  $\phi_3 = v$  bei

$$\phi_0(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

fixieren. Dabei wurde die Komponente des neutralen Higgs-Feldes verschieden gewählt, während der Erwartungswert des geladenen Higgs-Feldes  $\phi^{(+)}(x)$  verschwindet. Entwickelt man  $\phi(x)$  um den Erwartungswert  $\phi_0(x)$  so erhält man als komplexes skalares Feld

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

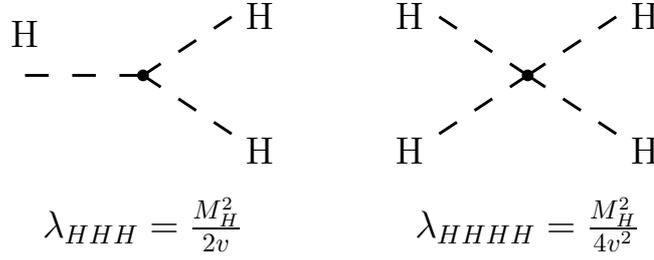


Abbildung 2.4: Selbstkopplungsvertizes des Higgs-Bosons

Die explizite Wahl des Higgsfeldes zerstört die zugrundeliegende Eichsymmetrie des Potentials. Dies wird als *spontane Symmetriebrechung (SSB)* bezeichnet. Lediglich die  $U(1)_{em}$ -Symmetrie bleibt erhalten und infolgedessen bleibt das Photon masselos.

Mit dem komplexen, skalaren Higgs-Dublett wurden vier weitere Freiheitsgrade in die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung eingeführt. Drei davon werden durch die mögliche longitudinale Polarisation der Eichbosonen absorbiert, während sich der vierte Freiheitsgrad in der Existenz eines weiteren physikalischen Teilchens  $H(x)$ , dem Higgs-Boson, manifestiert.

Bei der Entwicklung des Higgs-Feldes  $\phi(x)$  um den Erwartungswert  $\phi_0$  treten im Higgs-Potential  $V(\phi)$

$$V(\phi) = V(\phi_0) - \mu^2 H(x)^2 + \lambda v H(x)^3 + \frac{\lambda}{4} H(x)^4 \quad (2.37)$$

zusätzliche Terme auf, die eine Selbstwechselwirkung des Higgs-Feldes  $H(x)$  implizieren. Der dritte Term beschreibt eine kubische Selbstkopplung des Higgs-Bosons, während der vierte Term für eine quartische Selbstkopplung steht. Der zweite Term in (2.37) entspricht dem Massenterm des Higgs-Bosons mit  $-\mu^2 = M_H^2$ . In Abb. (2.4) sind die Selbstkopplungsvertizes des Higgs-Bosons mit den zugehörigen Selbstkopplungskonstanten für die kubische  $\lambda_{HHH}$  und quartische  $\lambda_{HHHH}$  Selbstkopplung dargestellt. Wie (2.37) zeigt, sind die Selbstkopplungsterme direkt proportional zu dem Parameter  $\lambda$ . Im SM ist  $\lambda$  über den freien Massenparameter  $M_H$  definiert:

$$\lambda_{SM} = \frac{M_H^2}{2v^2} \quad . \quad (2.38)$$

Unter der Annahme der spontanen Symmetriebrechung ( $\mu^2 < 0$  und  $\lambda > 0$ ) ist die Lagrangedichte  $\mathcal{L}_H$  für ein Higgs-Feld, mit der kovarianten Ableitung (2.22),

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2} \mathcal{D}_\mu H \mathcal{D}^\mu H - \frac{1}{2} M_H^2 H^2 - \frac{M_H^2}{2v} H^3 - \frac{M_H^2}{8v^2} H^4 \quad (2.39)$$

invariant gegenüber lokalen Eichtransformationen. Die Lagrangedichte (2.39) läßt sich unterteilen in einem kinetischen Energieterm des Higgs-Feldes, einem Higgs-Massenterm und in die Selbstwechselwirkungsterme des Higgs-Feldes.

Mit dem experimentellen Nachweis, daß sowohl die trilineare als auch die quartische Higgs-Selbstkopplungskonstante von Null verschieden ist, wäre ein Indiz für die Realisierung der spontanen Symmetriebrechung gegeben. Aber erst mit der Bestätigung der Relation (2.38) wäre die Etablierung des Higgs-Mechanismus im SM vollständig. Die diskutierte MC-Studie im Kapitel 7 beschäftigt sich mit der Fragestellung, inwieweit die Möglichkeit einer experimentellen Vermessung von  $\lambda$  am zukünftigen Proton-Proton-Collider (LHC) am CERN gegeben ist.

### 2.2.2 Die Massenerzeugung

Massenterme in der Lagrangedichte sind stets quadratisch in den Feldern und werden durch die Form  $\frac{1}{2}M^2V^\mu V_\mu$  bzw.  $\frac{1}{2}m_f\bar{\psi}\psi$  beschrieben. Indem man (2.36) in die Lagrangedichte  $\mathcal{L}_{Higgs}$  (2.39) einsetzt, entstehen aus dem ersten Teil von (2.39) Terme, die in den Feldern quadratisch sind und von zusätzlichen Termen begleitet werden, die die Wechselwirkungen zwischen dem Higgs-Feld und den Eichboson-Feldern beschreiben.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{HG} &= \left(\frac{1}{2}vg\right)^2 W_\mu^\dagger W^\mu \left\{1 + \frac{2}{v}H + \frac{H^2}{v^2}\right\} \\ &+ \frac{1}{4}v^2(g^2 + g'^2)Z_\mu Z^\mu \left\{1 + \frac{2}{v}H + \frac{H^2}{v^2}\right\} \end{aligned} \quad (2.40)$$

Aus (2.40) lassen sich die Massenterme der Eichbosonen entnehmen, die zwangsläufig durch die spontane  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Symmetriebrechung aufgrund der Wahl eines bestimmten Vakuumzustandes in der Lagrangedichte auftreten:

$$M_\gamma^2 = 0 \quad M_W^2 = \frac{1}{4}v^2g^2 \quad M_Z^2 = \frac{1}{4}v^2(g^2 + g'^2) \quad (2.41)$$

Da die  $U(1)_{em}$ -Symmetrie erhalten bleibt, ist die Masselosigkeit des Photons weiterhin gewährleistet.

Über den schwachen Mischungswinkel (2.29) ist das Verhältnis der Massen von Z- und W-Boson durch den Higgs-Mechanismus festgelegt:

$$\cos\theta_W = \frac{M_W}{M_Z} \quad . \quad (2.42)$$

Diese Relation ist in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen [PDG04]. Der Vakuumerwartungswert kann mit Hilfe der experimentellen Resultate der Bosonmassen und Kopplungsstärken bestimmt werden:

$$v^2 = 4\frac{M_W^2}{g^2} = \frac{1}{\sqrt{2}G_F} \quad . \quad (2.43)$$

Bei kleinen Impulsüberträgen ( $q^2 \ll M_W^2$ ) in schwachen Wechselwirkungen z.B. Neutrino-Elektron-Streuung, ist das Fermi-Modell eine gute Näherung. Daraus ergibt sich eine wichtige Relation zwischen der Fermi-Konstante und der Masse des W-Bosons, die in (2.43) zur Bestimmung des Vakuumerwartungswertes verwendet wird. Die Fermi-Konstante  $G_F = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  kann aus der gemessenen Lebensdauer des Myons bestimmt werden, so daß der Vakuumerwartungswert  $v$  etwa  $250 \text{ GeV}/c^2$  beträgt.

Die Massenterme der Eichbosonen gehen direkt aus dem Higgs-Mechanismus hervor, im Gegensatz zu den Massentermen der Fermionen. Für die Generierung der Fermionmassen ist das Hinzufügen von zusätzlichen Wechselwirkungstermen zwischen Fermionen und dem Higgs-Dublett notwendig. Die Kopplungen des Higgs-Bosons an die Fermionen sind durch die Yukawa-Kopplungen

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = & \frac{m_d}{v} (\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} d_R + \frac{m_u}{v} (\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(0)} \\ -\phi^{(-)} \end{pmatrix} u_R \\ & + \frac{m_e}{v} (\bar{\nu}, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ -\phi^{(0)} \end{pmatrix} e_R + h.c., \end{aligned} \quad (2.44)$$

gegeben. Aus (2.44) geht hervor, daß die Kopplungsstärke proportional zur Masse des jeweiligen Fermions ist.

Die Wechselwirkungsvertizes des Higgs-Bosons mit den Eichbosonen und Fermionen sind in Abb. 2.5 dargestellt.

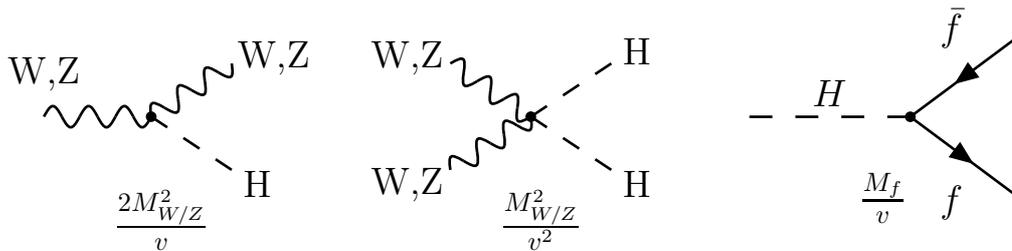


Abbildung 2.5: Die Kopplung des Higgs-Bosons an die Vektorbosonen und Fermionen

## 2.3 Eigenschaften des Higgs-Bosons

Unter der Annahme, daß die Higgs-Masse bekannt ist, legt die Theorie des SM alle Kopplungen des Higgs-Bosons fest. Die Kopplungseigenschaft des Higgs-Bosons an die schweren Eichbosonen und Fermionen (siehe Abb. 2.5) hat zur Folge, daß

die Zerfallsprodukte des Higgs-Bosons bevorzugt massive Teilchen sind. Basierend auf der präzisen Kenntnis der Bosonen- und Fermionenmassen lassen sich die Zerfallsbreiten und Produktionsquerschnitte des Higgs-Bosons vorhersagen. Diese Eigenschaft ist von unschätzbarem Wert bei der Suche nach dem SM Higgs-Boson.

### 2.3.1 Zerfallsbreiten des SM Higgs-Bosons

Da das Higgs-Boson ein skalares Teilchen ist und somit den Spin 0 besitzt, sind Zerfälle des Higgs-Bosons nur in zwei Fermionen  $f\bar{f}$  mit entgegengesetzter Helizität erlaubt. Für die Berechnung der Zerfallsbreite des Higgs-Bosons in ein Vektorbosonpaar  $VV$  muß der Beitrag zweier longitudinal polarisierter Vektorbosonen mit der Helizität 0 berücksichtigt werden. Die Zerfallsbreiten [Ber02] ergeben sich zu

$$\Gamma_{Hf\bar{f}} = \frac{G_F m_f^2 M_H}{4\pi\sqrt{2}} N_C (1 - \varrho_f)^{3/2} \quad (2.45)$$

$$\Gamma_{HV V} = \frac{G_F M_H^3}{8\pi\sqrt{2}} (1 - \varrho_V + \frac{3}{4}\varrho_V^2) \sqrt{1 - \varrho_V} \quad , \quad (2.46)$$

wobei  $N_C$  der Farbfaktor ist, der zwischen Leptonen ( $N_C = 1$ ) und Quarks ( $N_C = 3$ ) unterscheidet. Die Abkürzung  $\varrho_f$  bzw.  $\varrho_V$  steht für  $\frac{4m_f^2}{M_H^2}$  bzw.  $\frac{4M_V^2}{M_H^2}$ . Obwohl das Higgs-Boson an Masse koppelt, sind auch die Zerfälle in  $H \rightarrow gg$ ,  $H \rightarrow \gamma\gamma$  und  $H \rightarrow \gamma Z$  prinzipiell über Schleifenbeiträge mit massiven Quarks und Vektorbosonen möglich [Djo05].

$$\Gamma_{Hgg} = \frac{G_F \alpha_s M_H^3}{36\pi^3 \sqrt{2}} \left| \frac{3}{4} \sum_Q A_{1/2}^H(\tau_Q) \right|^2 \quad (2.47)$$

$$\Gamma_{H\gamma\gamma} = \frac{G_F \alpha^2 M_H^3}{128\pi^3 \sqrt{2}} \left| \sum_f N_C Q_f^2 A_{\frac{1}{2}}^H(\tau_f) + A_1^H(\tau_W) \right|^2 \quad (2.48)$$

In (2.47) und (2.48) wird anhand des Formfaktors  $A_j^H$  ( $j = \frac{1}{2}, 1$ ) zwischen Spin-1/2- und Spin-1-Teilchen als Kopplungspartner unterschieden. Zusätzlich fließt durch den Formfaktor  $A_j^H$  die Masse des involvierten Kopplungspartnerteilchens  $M_i$  ( $i = f, W$ ) über dessen Abhängigkeit von  $\tau_i = \frac{M_H^2}{4M_i^2}$  ( $i = f, W$ ) in das Verzweigungsverhältnis mit ein.

Aus den Zerfallsbreiten ergeben sich nun die Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons in Abhängigkeit von  $M_H$ , die in Abb. 2.7 für den Massenbereich  $50 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 1 \text{ TeV}/c^2$  zu sehen sind. Im unteren Massenbereich dominiert mit nahezu 90% das Verzweigungsverhältnis  $H \rightarrow b\bar{b}$ , gefolgt von den Zerfällen in  $\tau\bar{\tau}$  und  $c\bar{c}$ . Ein signifikanter Beitrag von etwa 7% kommt vom Higgs-Zerfall in  $gg$  für eine

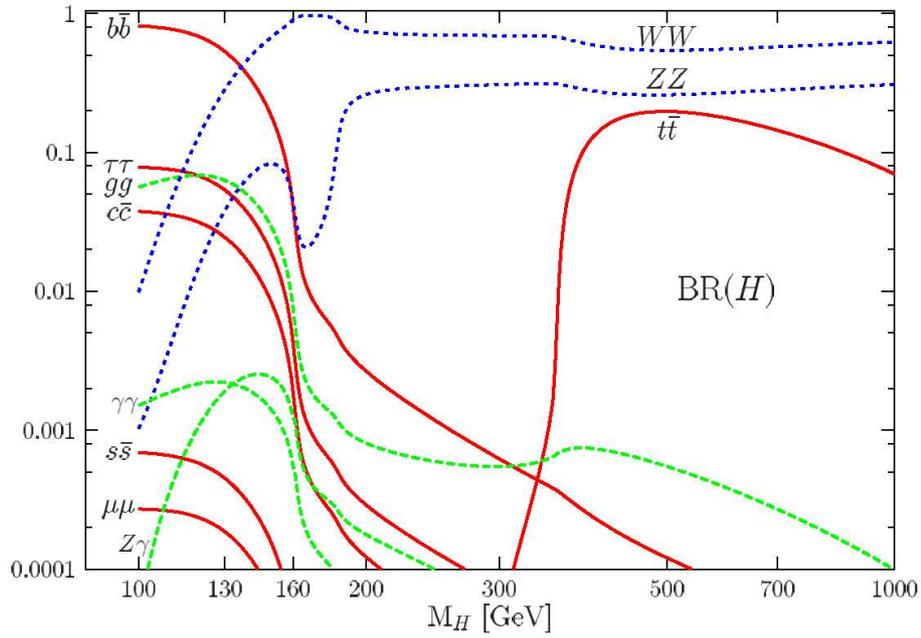


Abbildung 2.6: SM Higgs-Boson-Verzweilungsverhältnisse als Funktion von  $M_H$  [Djo97];

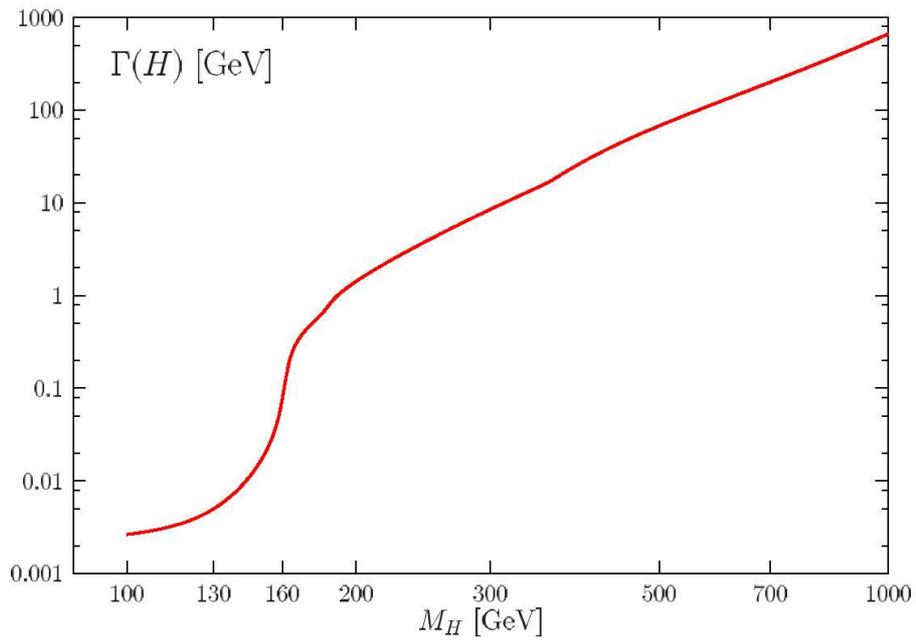


Abbildung 2.7: SM Higgs-Boson-Breite in Abhängigkeit von  $M_H$  [Djo97]

Higgs-Masse von etwa  $120 \text{ GeV}/c^2$ , während die Zerfälle in  $\gamma\gamma$  und  $\gamma Z$  mit einem Verzweigungsverhältnis im Promillebereich eher selten sind. Ab  $130 \text{ GeV}/c^2$  zerfällt das Higgs-Boson bevorzugt in  $WW^{(*)}$  mit einem virtuellen  $W$ -Boson.

Im mittleren Massenbereich des Higgs-Bosons von  $130$  bis  $180 \text{ GeV}/c^2$  ist der Zerfall in ein  $W$ -Bosonenpaar von großer Bedeutung, aber auch der Zerfall in  $ZZ^{(*)}$  wird relevant. Oberhalb der doppelten  $Z$ -Bosonmasse zerfällt das Higgs-Boson nahezu ausschließlich in ein Vektorbosonpaar mit einem Verzweigungsverhältnis  $\sim 2/3$  für  $H \rightarrow WW$  und  $\sim 1/3$  für  $H \rightarrow ZZ$ .

Für  $M_H > 350 \text{ GeV}/c^2$  wird allmählich der Zerfall in ein Top-Quark-Paar zugänglich. Da aber die Zerfallsbreite  $\Gamma_{Hf\bar{f}}$  nur linear mit  $M_H$  wächst, während  $\Gamma_{HVV}$  mit der dritten Potenz von  $M_H$  ansteigt, bleibt der Zerfall in  $WW$  weiterhin dominant.

Die totale Breite des Higgs-Bosons setzt sich aus der Summe der einzelnen Zerfallsbreiten zusammen. Diese ist im unteren Massenbereich hauptsächlich über den Zerfall  $H \rightarrow b\bar{b}$  bestimmt mit einer Größenordnung von etwa  $10 \text{ MeV}/c^2$ . Für  $M_H > 130 \text{ GeV}/c^2$  steigt die Breite des Higgs-Bosons an bis zu  $\sim 1 \text{ GeV}/c^2$ . Für extrem hohe Higgs-Massen,  $M_H > 500 \text{ GeV}/c^2$ , zerfällt das Higgs-Boson zu  $100\%$  in zwei longitudinal polarisierte  $W$ - und  $Z$ -Bosonen, weshalb die Breite des Higgs-Bosons auf die Größenordnung der Higgs-Masse ansteigt. Die totale Breite des Higgs-Bosons als Funktion der Masse  $M_H$  ist in Abb. 2.7 dargestellt.

### 2.3.2 Produktionsquerschnitte des SM Higgs-Bosons

Für die Berechnung der Produktionsquerschnitte ist die Proportionalität der Kopplungen des SM Higgs-Bosons an Fermionen und Bosonen zur jeweiligen Masse des Kopplungspartners und die daraus resultierenden Zerfallsbreiten der entscheidende Faktor. Als mögliche Produktionsprozesse des SM Higgs-Bosons in hadronischen Kollisionen, wie sie am zukünftigen LHC stattfinden werden, kommen die folgenden vier Prozesse in Frage:

1. Gluon-Fusion  $gg \rightarrow H$
2. Vektorboson-Fusion (VBF)  $q_i q_j \rightarrow q_i q_j H$
3. assoziierte Quark-Produktion  $gg \rightarrow q\bar{q}H$
4. assoziierte  $W$ - bzw.  $Z$ -Produktion  $q_i \bar{q}_j \rightarrow W(Z)H$

Die Prozesse sind in Abb. 2.8 als Feynmangraphen dargestellt. Die zugehörigen Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse sind in Abhängigkeit der Higgs-Masse in Abb. 2.9 gezeigt.

Aufgrund der hohen Gluondichte im Proton bei kleinen  $x$ -Werten überwiegt die Gluon-Fusion über den gesamten Massenbereich von  $100 \text{ GeV}/c^2$  bis  $1 \text{ TeV}/c^2$ .

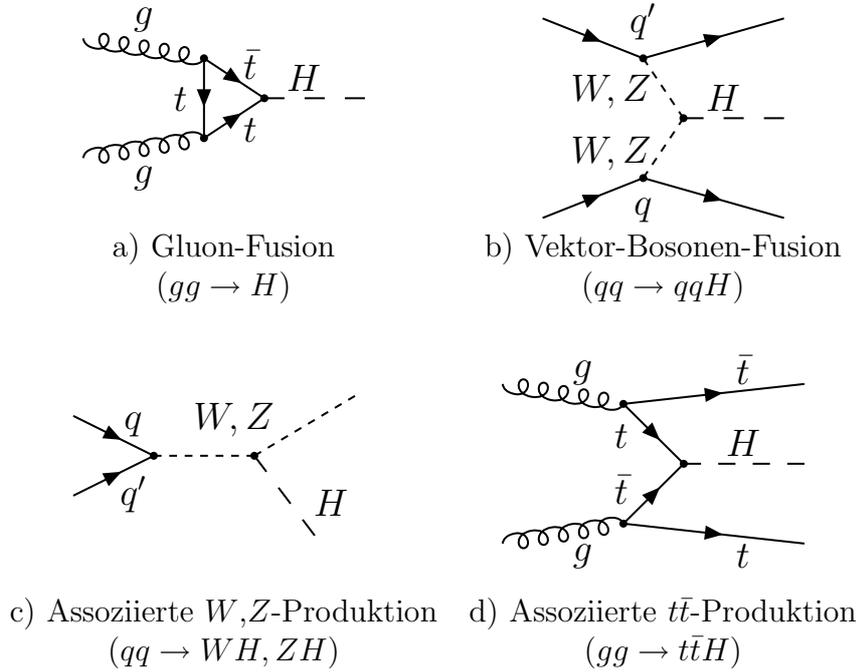


Abbildung 2.8: Feynmangraphen für die verschiedenen Prozesse der Higgs-Produktion: a) Gluon-Fusion, b)  $W, Z$ -Fusion, c) assoziierte  $W, Z$ -Produktion, d) assoziierte  $t\bar{t}$ -Produktion.

Da das Higgs-Boson an die Masse koppelt, erfolgt die Gluon-Fusion in den meisten Fällen über eine Top-Quark-Schleife (siehe Abb. 2.8 a). Der Wirkungsquerschnitt für die Gluon-Fusion auf Born-Niveau beträgt etwa  $50 \text{ pb}$  bei  $100 \text{ GeV}/c^2$  und fällt auf  $0.1 \text{ pb}$  für  $1 \text{ TeV}/c^2$ . Aus den Berechnungen des Produktionsquerschnitts der Gluon-Fusion in nächstführender Ordnung in der QCD Störungsreihe [Han90, Djo00] ging ein K-Faktor<sup>2</sup> von etwa 1.7 bis 1.9 hervor.

Ein weiterer signifikanter Beitrag zur Higgs-Produktion erfolgt über die Vektorboson-Fusion (siehe Abb. 2.8 b). Im Gegensatz zur Gluon-Fusion sind die NLO QCD-Korrekturen für die Vektorboson-Fusion nur sehr gering. Der K-Faktor beträgt hier lediglich nur 1.07 [Fig03].

Eine weitere Möglichkeit zur Higgs-Produktion in hadronischen Kollisionen ist die assoziierte Produktion über schwere Quarks oder über massive Eichbosonen (siehe Abb.2.8 c und d). Die Higgs-Produktion über die assoziierten Prozesse ist um ein bis zwei Größenordnungen im Vergleich zum dominierenden Prozeß der Gluon-Fusion kleiner.

<sup>2</sup>Verhältnis zwischen dem Wirkungsquerschnitt in nächstführender Ordnung (NLO) und dem Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung (LO)

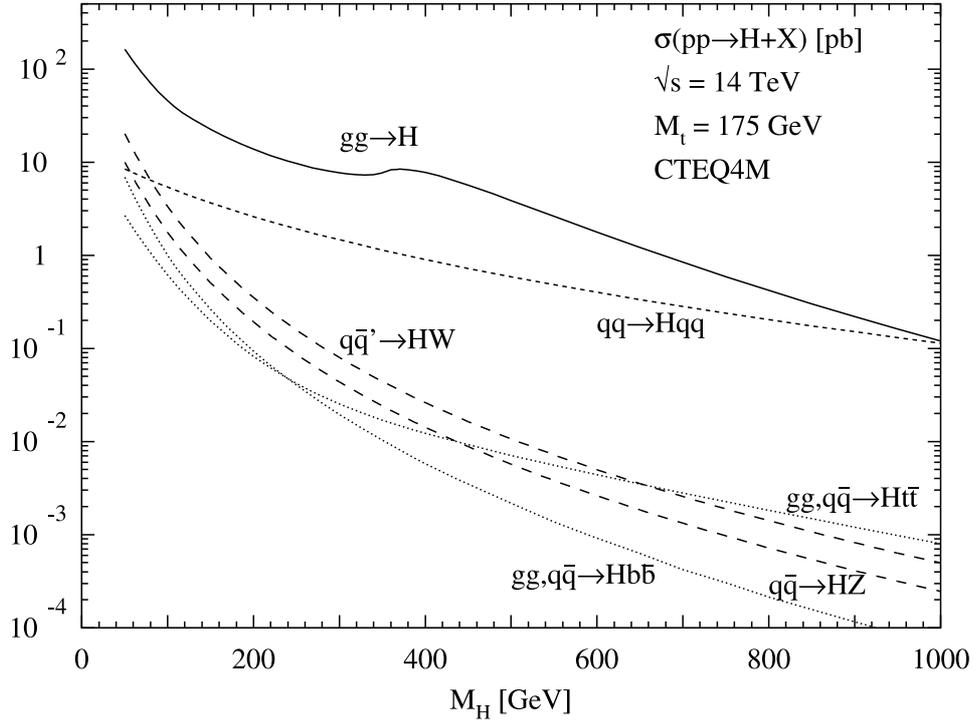


Abbildung 2.9: Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Higgs-Produktionsmechanismen am LHC in Abhängigkeit von der Higgs-Masse (gerechnet in nächstführender Ordnung der QCD Störungstheorie) [Spi98].

### 2.3.3 Masse des Higgs-Bosons

Die Masse des Higgs-Bosons ist im SM ein freier Parameter, der experimentell zu bestimmen ist.

Aus theoretischen Überlegungen läßt sich eine obere Grenze für die Masse des Higgs-Bosons grob abschätzen. Diese geht aus der Forderung nach Unitarität der  $WW$ -Streuamplitude hervor und liegt bei etwa  $1 \text{ TeV}/c^2$ .

Eine stärkere Einschränkung der erlaubten Higgs-Massenregion in Abhängigkeit von der Energieskala  $Q^2$  läßt sich aus der Energieabhängigkeit der Higgs-Selbstkopplung

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) \left\{ 1 + \frac{3\lambda(v^2)}{2\pi^2} \log\left(\frac{2Q^2}{v^2}\right) + \dots - \frac{3g_t(v^2)^4}{32\pi^2} \log\left(\frac{2Q^2}{v^2}\right) + \dots \right\} \quad (2.49)$$

inklusive Strahlungskorrekturen von Fermion-, Higgs- und Vektorboson-Schleifenbeiträgen folgern. Die größten Beiträge werden von Higgs- und Top-Quark-Schleifen verursacht, die sich in den Korrekturtermen in (2.49) durch ihre Kopplungsgrößen  $\lambda(v^2) = M_H^2/v^2$  und  $g_t(v^2) = \sqrt{2}m_t/v$  bemerkbar machen.

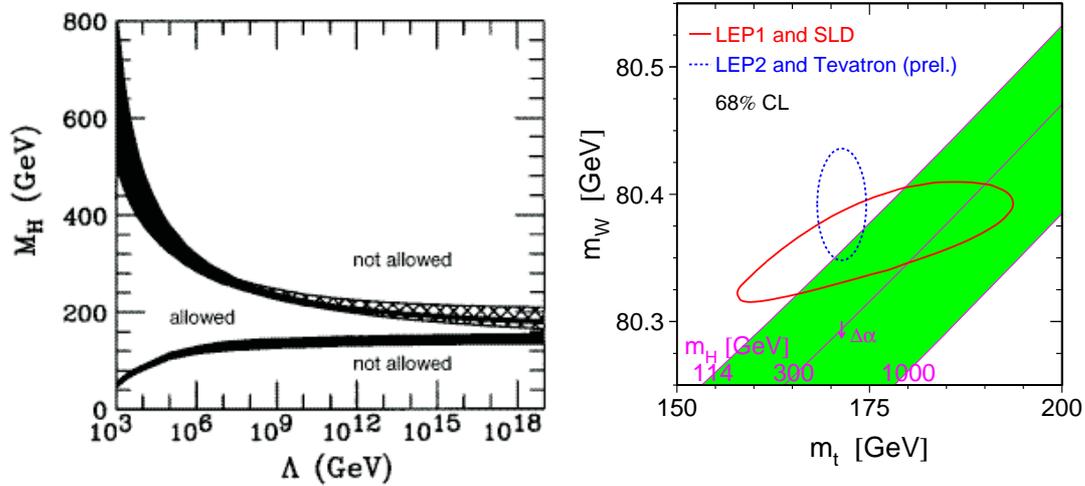


Abbildung 2.10: (links) Grenzen auf die SM Higgs-Masse in Abhängigkeit von der Energieskala  $\Lambda$  basierend auf theoretischen Berechnungen [Ham97]. (rechts) Für die W- und Top-Masse sind jeweils die 68% CL-Konturen aus den indirekten Messungen (LEP-I und SLD) (durchgezogene Kurve) und direkten Messungen (LEP-II und Tevatron) (gestrichelte Kurve) dargestellt. Die diagonale Region (grün) zeigt den Zusammenhang im SM zwischen der Higgs-Masse  $m_H$  und der W- und Top-Masse und deckt dabei den Higgs-Massenbereich von 114 - 1000 GeV/c<sup>2</sup> ab [LEP05]).

Für sehr kleine Higgs-Selbstkopplungen  $\lambda$  und somit für sehr kleine Higgs-Massen  $M_H$  tritt der Korrekturterm mit der Top-Yukawa-Kopplung ( $g_t$ ) in (2.49) in den Vordergrund. Durch diesen Korrekturterm wird  $\lambda(Q^2)$  ab einem bestimmten Wert für  $M_H$  negativ, so daß das Potential nicht mehr nach unten beschränkt ist. Dadurch tritt eine Instabilität des Vakuums ein. Dieser Wert für  $M_H$  korrespondiert mit einer unteren Grenze für die Higgs-Masse  $M_H$ .

Läßt man dagegen die Higgs-Masse  $M_H$  größer werden und somit auch  $\lambda$  (da  $\lambda \sim M_H^2$ ) wird für  $Q^2 \gg v^2$  der Korrekturterm mit  $\lambda(v^2)$  dominant. Für eine bestimmte Higgs-Masse bei einem vorgegebenen  $Q^2$  wird die Kopplung unendlich und erreicht den Landau-Pol ( $\lambda(Q^2) \rightarrow \infty$ ). Aus diesem Verhalten läßt sich eine obere Grenze für die Higgs-Masse  $M_H$  in Abhängigkeit der Energieskala  $Q^2$  ableiten. Dabei wird bis zu dieser Energieskala  $Q^2$ , die im folgenden mit dem Parameter  $\Lambda$  bezeichnet wird, die Gültigkeit des SM angenommen.

Zusammenfassend sind die resultierenden Grenzen aus diesen Überlegungen für eine fest vorgegebene Top-Quark-Masse  $m_t = 175 \pm 6$  GeV/c<sup>2</sup> in Abb. 2.10 als

Funktion von  $\Lambda$  dargestellt [Ham97], z.B. ist der erlaubte Higgs-Massenbereich unter der Annahme der Gültigkeit des SM bis zur sogenannten GUT-Skala mit  $\Lambda_{GUT} \sim 10^{16} \text{ GeV}$  auf

$$130 \text{ GeV}/c^2 \leq M_H \leq 180 \text{ GeV}/c^2 \quad (2.50)$$

beschränkt.

Für eine indirekte Bestimmung der Masse des SM Higgs-Bosons wurde ein globaler Fit [LEP05] entwickelt, der Präzisionsmessungen bestimmter Observablen der elektroschwachen Wechselwirkung und theoretische Berechnungen berücksichtigt [LEP05]. Ein Beitrag zum globalen Fit und somit zur indirekten Bestimmung der Higgs-Masse ist die Sensitivität der  $W$ -Bosonmasse auf Strahlungskorrekturen durch in Schleifen auftretende Higgs-Bosonen. In Abb. 2.11 sind zwei Strahlungskorrekturen der  $W$ -Bosonmasse gezeigt. Die Sensitivität der  $W$ -Bosonmasse ist stark von der Top-Quark-Masse ( $\Delta M_W \sim m_t^2$ ) und relativ schwach von der Higgs-Masse ( $\Delta M_W \sim \ln M_H$ ) abhängig. Diese Relation zwischen der Higgs-Masse und der  $W$ - und  $t$ -Masse im SM ist in Abb. 2.10 dargestellt zusammen mit den 68% CL<sup>3</sup>-Konturen für die indirekten und direkten Messungen dieser Massen bei LEP<sup>4</sup>, SLD<sup>5</sup> und Tevatron. Die Darstellung mit den aktuellen Meßergebnissen in Abb. 2.10 bestätigt die Hypothese eines leichten SM Higgs-Bosons.

Der globale Fit, der neben den experimentellen Meßergebnissen für die  $W$ - und  $t$ -Masse weitere aktuelle Resultate für wichtige Größen aus dem elektroschwachen Sektor mit der zugrundeliegenden Theorie des SM verbindet, untermauert mit 95% CL die Hypothese eines leichten Higgs-Teilchens. Die aus dem Fit abgeleitete obere Massengrenze für ein SM Higgs-Boson liegt bei  $186 \text{ GeV}/c^2$ . Mit Hilfe der direkten Suche am LEP Speicherring am CERN konnte eine untere Grenze für die Higgs-Masse von  $114.4 \text{ GeV}/c^2$  bestimmt werden [LEP01a].

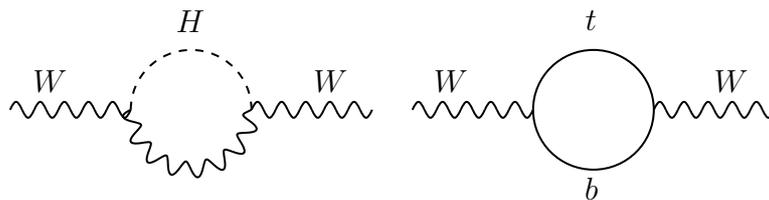


Abbildung 2.11: Strahlungskorrekturen der  $W$ -Bosonmasse aufgrund von in Schleifen auftretenden Higgs-Bosonen (links) und Top-Quarks (rechts)

---

<sup>3</sup>CL engl. *confidence level*

<sup>4</sup>LEP: Large Electron Positron Collider am CERN in Genf

<sup>5</sup>SLD: SLAC Large Detector am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC).

## 2.4 Etablierung des Higgs-Mechanismus

Der hier diskutierte Higgs-Mechanismus ist der einfachste Lösungsansatz, um die Massen der Eichbosonen und Fermionen zu erklären. Es ist jedoch nicht zwingend, daß gerade das minimale Modell realisiert ist, denn auch mögliche Alternativen zu diesem Modell (siehe Abschnitt 2.52) können eine Erklärung der Massen liefern und stehen mit den bisherigen experimentellen Daten nicht im Widerspruch. Eine vollständige Etablierung des SM-Higgs-Mechanismus kann mit den folgenden drei Schritten erzielt werden:

1. Beobachtung einer Resonanz in einem Zerfall oder mehreren Zerfällen des SM Higgs-Bosons
2. Vermessung der spezifischen Eigenschaften des Higgs-Boson-Kandidaten
3. Bestimmung der Form des Higgs-Potentials über die Vermessung der Higgs-Selbstkopplungsstärken  $\lambda_{HHH}$  und  $\lambda_{HHHH}$

Im folgenden wird die Vorgehensweise erläutert, die am zukünftigen Proton-Proton-Beschleuniger LHC am CERN für die Etablierung des Higgs-Mechanismus vorgesehen ist. In diesem Zusammenhang werden auch die möglichen LHC-Beiträge zu den zuvor aufgezeigten drei Schritten diskutiert.

### 2.4.1 Entdeckungspotential für das SM-Higgs-Boson

Aus den Verzweungsverhältnissen und den Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons lassen sich eine Vielzahl von möglichen Higgs-Zerfallskanälen ableiten. Aber nur wenige dieser Zerfallskanäle erfüllen die Bedingungen zum Nachweis im Detektor am LHC. Eine ausreichend gute Trennung der Zerfälle von den Untergrundereignissen muß gewährleistet sein, um zum Entdeckungspotential des LHC beitragen zu können. In Abb. 2.12 sind die erwarteten Signalsignifikanzen für einzelne Zerfallskanäle und deren Kombination für eine integrierte Luminosität von  $30 \text{ fb}^{-1}$  dargestellt.

Im unteren Massenbereich trägt vor allem die Vektor-Boson-Fusion mit der Resonanz  $H \rightarrow \tau\tau$  zum Gesamtentdeckungspotential bei. Trotz der geringen Zerfallsrate ist der Kanal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  für ein Higgs-Boson mit einer Masse zwischen  $100 \text{ GeV}/c^2$  und  $150 \text{ GeV}/c^2$  ein wichtiger Nachweiskanal. Im Gegensatz dazu ist ein Nachweis des Higgs-Bosons über den Kanal  $H \rightarrow b\bar{b}$  trotz seiner enorm hohen Rate aufgrund des schwer unterdrückbaren Zwei-Jet-Untergrundes nur bedingt möglich. Dieser Kanal kann höchstens über die assoziierte Produktion  $t\bar{t}H$  mit der zusätzlichen Forderung nach einem Lepton aus dem Zerfall eines Vektorbosons ( $t \rightarrow Wb \rightarrow \ell\nu b$ ) zum Entdeckungspotential beitragen.

Oberhalb von  $150 \text{ GeV}/c^2$  sind die Higgs-Zerfälle  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$  und  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$  mit den Leptonen im Endzustand, die eine klare Signatur

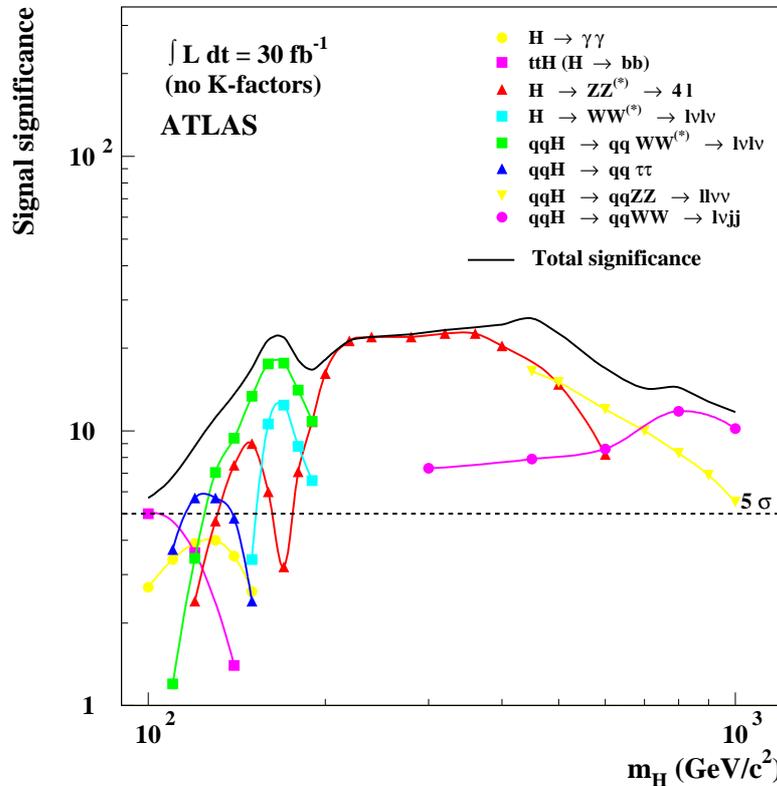


Abbildung 2.12: Entdeckungspotential für ein Higgs-Boson beim ATLAS-Experiment am LHC im Massenbereich von  $100 \text{ GeV}/c^2$  bis  $1 \text{ TeV}/c^2$  [Bue05]. Gezeigt ist die Signalsignifikanz als Funktion der Higgs-Masse.

im Detektor hinterlassen, für den Nachweis des Higgs-Bosons ausschlaggebend. Sofern ein Higgs-Boson existiert, wird es am LHC nachgewiesen werden, da die benötigte Nachweis-Signifikanz von  $5\sigma$  über den gesamten Massenbereich bis zu  $1 \text{ TeV}/c^2$  überschritten wird.

### 2.4.2 Charakterisierung des Higgs-Bosons

Nach der Entdeckung eines potentiellen Higgs-Bosons müssen in einem nächsten Schritt seine Eigenschaften vermessen und mit den theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Zu diesen Eigenschaften gehören, neben Ladung, Spin und Parität, insbesondere die Kopplungen an die Fermionen und Bosonen, sowie die totale Breite.

Die Bestimmung der Ladung des Higgs-Bosons stellt am LHC keine Schwierig-

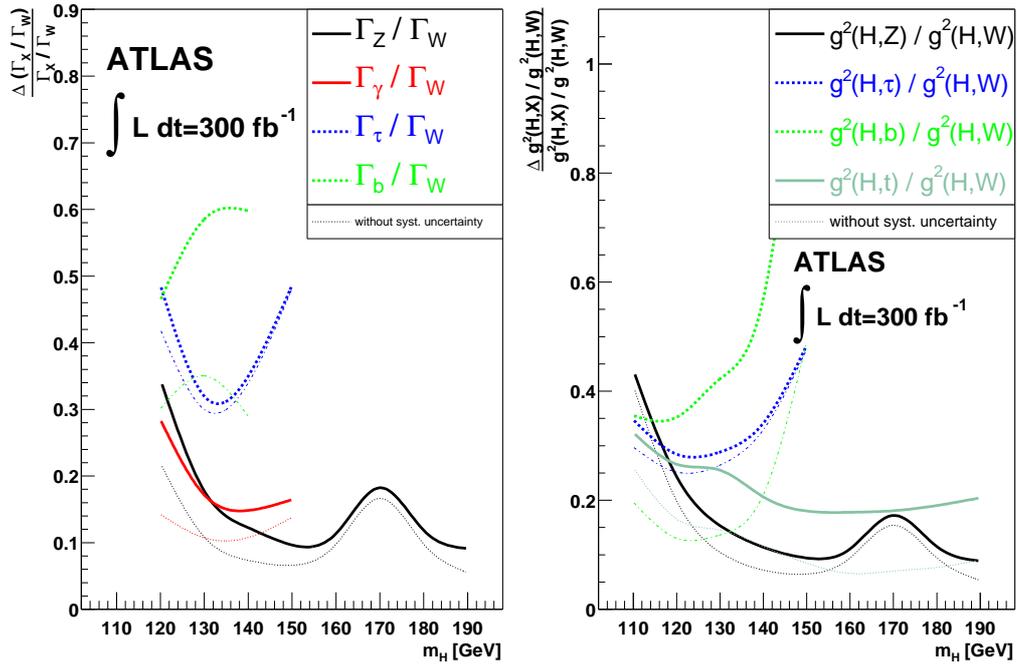


Abbildung 2.13: Der relative Fehler bei einer Messung der relativen Verzweungsverhältnisse (links) und der relativen Kopplungen (rechts), normiert auf den Higgs-Zerfallsmodus  $H \rightarrow WW$  für eine integrierte Luminosität von  $300 \text{ fb}^{-1}$  pro Experiment [Düh03a]. Die dünnen Kurven geben die Fehler ohne die Beiträge der systematischen Unsicherheiten an.

keit dar. Im Gegensatz dazu ist die Vermessung des Spins und der Parität keineswegs trivial. Laut Studien [Bus03, Choi03] besteht am LHC die Möglichkeit über Winkelkorrelationen im Zerfall  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$  bestimmte Spin- und Paritäts-Zustände auszuschließen für ein Higgs-Boson der Masse  $m_H > 180 \text{ GeV}/c^2$ .

Nach einer aktuellen Studie [Düh03a] ist ATLAS in der Lage relative Verzweungsverhältnisse und relative Kopplungsstärken des Higgs-Bosons in einem Massenbereich von  $110 - 190 \text{ GeV}/c^2$  mit einer Genauigkeit von  $10 - 40 \%$  zu bestimmen bei einer integrierten Luminosität von  $300 \text{ fb}^{-1}$ . Der relative Fehler bei der Messung der relativen Verzweungsverhältnisse und relativen Kopplungsstärken ist in Abhängigkeit der Higgs-Masse  $M_H$  in Abb. 2.13 gezeigt. Für diese Studie wurden alle zugänglichen Higgs-Zerfallskanäle in dem betrachteten Massenbereich in einem globalen Fit, unter Berücksichtigung der verschiedenen systematischen Unsicherheiten, kombiniert.

Die Genauigkeit der direkten Messung der totalen Higgs-Breite  $\Gamma_H$  ist durch die Auflösung des Detektors limitiert. Die Higgs-Breite ließe sich z.B. über die Breiten der Higgs-Massenresonanzen  $H \rightarrow \gamma\gamma$  und  $H \rightarrow ZZ$  bestimmen, für die eine

experimentelle Auflösung von ungefähr  $2 \text{ GeV}/c^2$  [TDR99] erwartet wird. Die intrinsische Breite des SM Higgs-Bosons ist jedoch um 2 bis 3 Größenordnungen geringer als die eigentliche Detektorauflösung im unteren Massenbereich  $m_H < 200 \text{ GeV}/c^2$ .

### 2.4.3 Nachweis der Selbstwechselwirkung des Higgs-Feldes

Für eine vollständige Etablierung des Higgs-Mechanismus muß in einem letzten Schritt über die experimentelle Bestimmung der Higgs-Selbstkopplungsparameter,  $\lambda_{HHH}$  und  $\lambda_{HHHH}$  die im SM vorgegebene Form des Higgs-Potentials  $V(\phi)$  (2.33), bestätigt werden (siehe Abschnitt 2.2.1).

Das Higgs-Potential im SM läßt sich mit Hilfe des physikalischen Higgs-Feldes

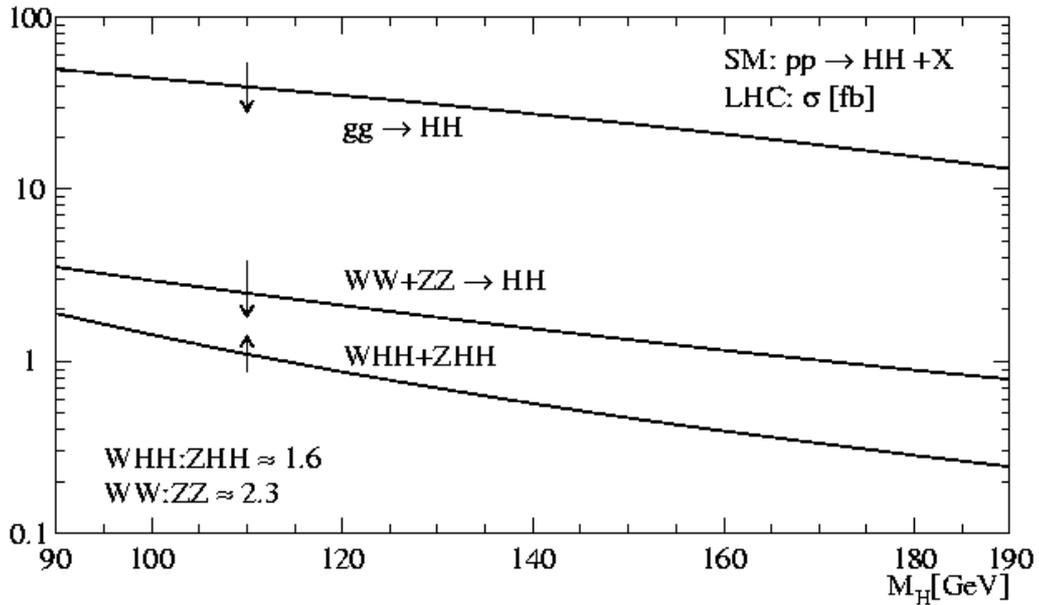


Abbildung 2.14: Wirkungsquerschnitte der dominanten Higgs-Paarproduktionsmechanismen am LHC in Abhängigkeit von  $m_H$  (gerechnet in führender Ordnung in  $\alpha_s$ ; generiert mit HPAIR [Spi95]). Die Pfeile korrespondieren mit einer Variation der trilinearen Higgs-Selbstkopplung um 0.5 auf 1.5 des SM-Wertes.

$H$  und dem Higgs-Vakuumerwartungswert  $v = (\sqrt{2}G_F)^{-\frac{1}{2}}$  vereinfacht schreiben als

$$V_H = \frac{m_H^2}{2}H^2 + \frac{m_H^2}{2v}H^3 + \frac{m_H^2}{8v^2}H^4 \quad . \quad (2.51)$$

Die Koeffizienten des zweiten und dritten Terms sind direkt proportional zum kubischen Higgs-Selbstkopplungsparameter  $\lambda_{HHH} = \frac{m_H^2}{2v}$  und zum quartischen

$\lambda_{HHHH} = \frac{m_H^2}{4v^2}$ . Der kubische Selbstwechselwirkungsparameter  $\lambda_{HHH}$  kann ausschließlich anhand der Produktion von Higgs-Paaren an einem Beschleuniger vermessen werden, während die Bestimmung des quartischen Selbstkopplungsparameter  $\lambda_{HHHH}$  auf den Nachweis von Higgs-Tripels angewiesen ist. Die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Higgs-Masse für die dominierenden Higgs-Paarproduktionsmechanismen am LHC sind in Abb. 2.14 gezeigt, diese basieren auf NLO Berechnungen. Der K-Faktor für die Higgs-Paarproduktion, also das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte erster Ordnung (NLO) zur führenden Ordnung (LO), beträgt ungefähr 1.65 [Djo99].

Analog zur Higgs-Produktion (siehe Abb. 2.8) ist auch für die Higgs-Paarproduktion die Gluon-Fusion der dominierende Prozeß am LHC. Die zugehörigen Feynmangraphen der verschiedenen Paarproduktionsmechanismen sind in den Abbildungen 2.15 und 2.16 gezeigt. Der Higgs-Paarproduktionsmechanismus über die Gluon-Fusion besitzt zwei destruktiv interferierende Amplituden. Diese sind als Feynmangraphen in Abb. 2.15 illustriert. Ausschließlich der links dargestellte Prozeß produziert über die Selbstkopplung zwei Higgs-Bosonen und ist somit auf den Selbstkopplungsparameter  $\lambda_{HHH}$  sensitiv. Hingegen stellt das rechte Boxdiagramm eine Produktion von zwei Higgs-Bosonen ohne jeglichen Einfluß von  $\lambda_{HHH}$  dar.

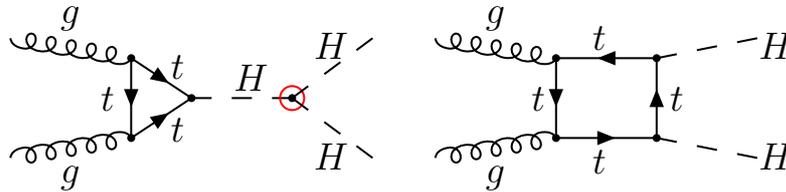


Abbildung 2.15: Higgs-Paarproduktion über die Gluon-Fusion am LHC.

Die anderen möglichen Mechanismen wie über die  $WW$ - und  $ZZ$ -Fusion und über die  $W$ - und  $Z$ -Higgsstrahlung sind als Feynmangraphen in Abb. 2.16 gezeigt. Ihre Wirkungsquerschnitte sind um eine ganze Größenordnung kleiner als die des Mechanismus über die Gluon-Fusion. Auch hier interferieren unterschiedliche Amplituden miteinander, wobei wiederum nur jeweils der links dargestellte Prozeß in Abb. 2.16 eine Sensitivität auf den Selbstkopplungsparameter  $\lambda_{HHH}$  aufweist.

Bei allen Higgs-Paarproduktionsmechanismen hat der Selbstkopplungsparameter  $\lambda_{HHH}$  einen Einfluß auf die Größe der jeweiligen Wirkungsquerschnitte. Diese Abhängigkeit ist in Abb. 2.14 zu sehen. Die angedeuteten Pfeile korrespondieren zu einer Variation der trilinearen Higgs-Selbstkopplung von 0.5 auf 1.5 des SM-Wertes  $\lambda_{SM}$ . Dieser Effekt kann der Schlüssel zu einer experimentellen Be-

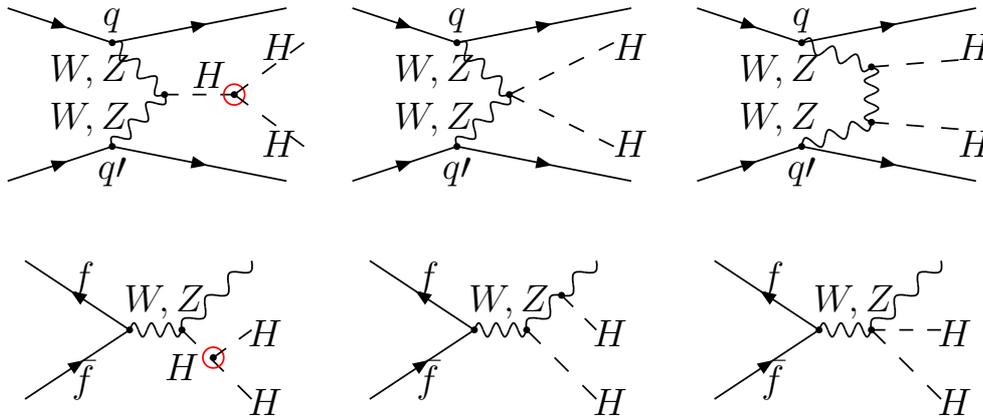


Abbildung 2.16: Beiträge zur Higgs-Paarproduktion am LHC über die  $WW$ - oder  $ZZ$ -Fusion und über die  $W$ - und  $Z$ -Higgsstrahlung

stimmung der trilinearen Higgs-Selbstkopplung am LHC sein.

Eine gute Übereinstimmung einer experimentellen Messung der trilinearen Higgs-Selbstkopplung mit der theoretischen Vorhersage des SM  $\frac{\lambda_{HHH}}{\lambda_{SM}} = 1$  wäre alleine nicht ausreichend, um eine zuverlässige Aussage über die zugrundeliegende Form des realisierten Higgs-Mechanismus treffen zu können. Dies wird anhand einer möglichen Erweiterung des SM, des Zwei-Higgs-Dublett-Modells, im folgenden Abschnitt aufgezeigt.

Eine experimentelle Messung des quartischen Selbstkopplungsparameters  $\lambda_{HHHH}$  ist wegen des äußerst geringen Wirkungsquerschnitts für die Produktion von Higgs-Tripels sowohl am LHC als auch an allen anderen zukünftig geplanten Beschleunigern voraussichtlich nicht möglich.

## 2.5 Mögliche Erweiterung des SM

Mögliche Erweiterungen des SM sagen zum Teil die Existenz weiterer Teilchen voraus, die aufgrund ihrer Eigenschaften am LHC nur sehr schwer vom SM Higgs-Boson unterschieden werden können sofern nur Messungen im Higgs-Sektor vorliegen. Ein Beispiel dafür ist das Zwei-Higgs-Dublett-Modell.

### 2.5.1 Zwei Higgs Dublett Modell (2HDM)

Im 2HDM werden anstatt nur eines, zwei komplexe skalare Higgs-Dubletts eingeführt

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^{(0)} \\ \phi_1^{(-)} \end{pmatrix} \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^{(+)} \\ \phi_2^{(0)} \end{pmatrix} \quad , \quad (2.52)$$

mit Vakuumerwartungswerten

$$\langle \phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \langle \phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} . \quad (2.53)$$

Dabei erhöht sich die Anzahl der Freiheitsgrade von vier auf acht. Drei davon werden wie im SM von den massiven Eichbosonen für ihre Massenterme absorbiert. Die restlichen fünf Freiheitsgrade manifestieren sich in fünf Higgs-Bosonen:

- $h, H$  sind neutral und CP-gerade,
- $A$  ist neutral und CP-ungerade,
- $H^\pm$  sind geladene Higgs-Bosonen.

Diese Erweiterung des SM läßt sich mit Hilfe von zwei freien Parametern beschreiben. Zum einen mit einem Massenparameter, der im allgemeinen mit der Masse des pseudoskalaren Higgs-Bosons  $A$  identifiziert wird, und zum anderen durch den Parameter  $\tan \beta = v_2/v_1$ , der das Verhältnis beider Vakuumerwartungswerte festlegt.

In CP-erhaltenden Theorien erhält man sechs Kopplungsparameter für die Selbstwechselwirkungen zwischen den neutralen Higgs-Feldern:  $hhh, Hhh, HHh, HHH, hAA$  und  $HAA$ . Unter bestimmten Voraussetzungen wie z.B.  $M_A^2 \sim M_H^2 \sim M_{H^\pm}^2 \gg v^2/2$  kann die trilineare Selbstkopplung  $\lambda_{hhh}$  des leichtesten CP-geraden Higgs-Bosons den gleichen Wert wie die trilineare Higgs-Selbstkopplung  $\lambda_{HHH}^{SM}$  im SM annehmen [Muhl01, Muhl99]. Hinzu kommt, daß die Masse des leichtesten neutralen Higgs-Bosons  $h$  im erlaubten Massenbereich des SM Higgs-Bosons liegen kann. Damit sind die Eigenschaften des leichtesten neutralen Higgs-Bosons  $h$  mit denen des SM Higgs-Bosons nahezu deckungsgleich. Dies erschwert eine explizite Differenzierung zwischen den beiden Higgs-Modellen.

### 3 Das ATLAS-Experiment am LHC

Der Proton-Proton-Speicherring LHC (Large Hadron Collider) [LHC95] bietet hervorragende Bedingungen, um viele der offenen Fragen der Elementarteilchenphysik zu beantworten. Sein Potential, neue physikalische Phänomene im Standardmodell und jenseits des Standardmodells zugänglich zu machen, ist

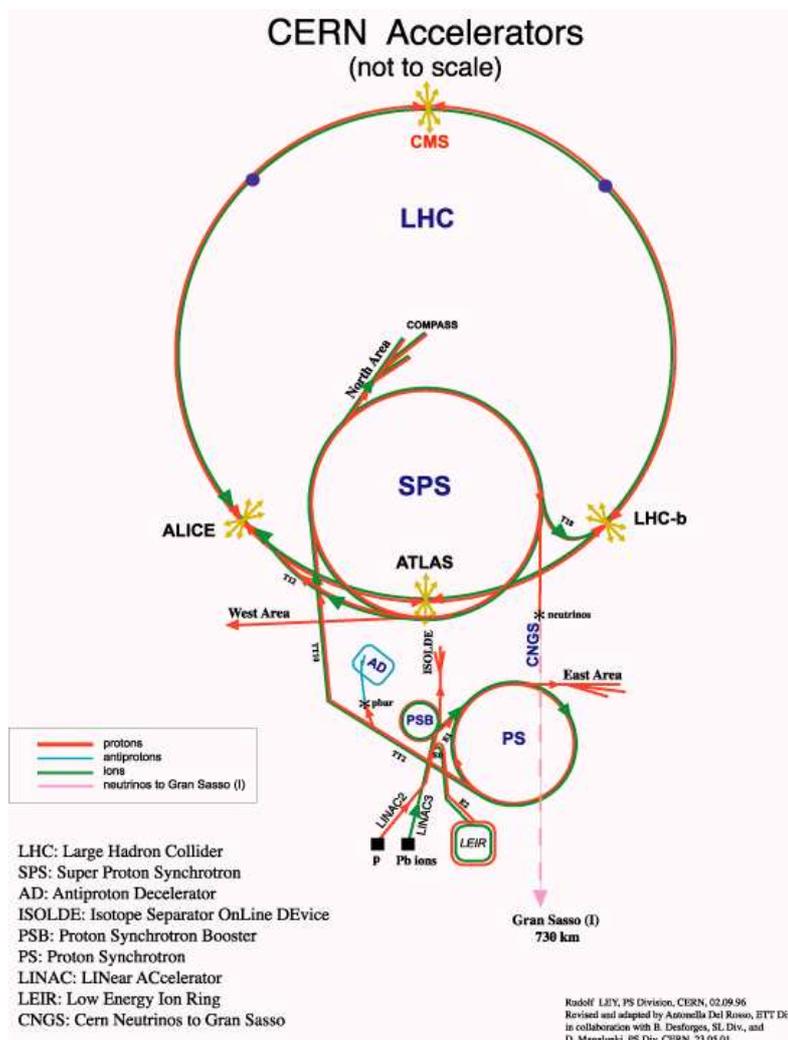


Abbildung 3.1: Schematische Übersicht des LHC Beschleuniger-Systems

enorm.

Am europäischen Laboratorium für Teilchenphysik CERN in Genf wird derzeit der LHC in den bereits existierenden Tunnel des ehemaligen LEP-Speicherrings installiert und soll im Jahr 2007 in Betrieb gehen. Die Proton-Proton-Kollisionen am LHC werden bei einer maximalen Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV an insgesamt vier verschiedenen Wechselwirkungspunkten stattfinden. Für jeden dieser vier Wechselwirkungspunkte ist ein Experiment vorgesehen. In Abb. 3.1 ist eine schematische Übersicht des LHC Beschleuniger-Systems gezeigt.

Speziell auf den Proton-Proton-Betrieb konzentrieren sich zwei universelle Experimente, ATLAS und CMS, die sowohl im finanziellen als auch gemessen an der Anzahl der Mitglieder die anderen LHC-Experimente weit übertreffen. Ihre Hauptziele sind der Nachweis neuer physikalischer Phänomene bis zu einer Skala von mehreren TeV sowie die Verbesserung des Verständnisses des SM.

Das Studium der Physik der  $b$ -Quarks soll am LHCb-Experiment fortgesetzt und erweitert werden mit der Untersuchung seltener Zerfälle, die bei den derzeitigen  $b$ -Physik-Experimenten wie BaBar und Belle nicht zugänglich sind. Zudem ist man bei LHCb bestrebt, eine höhere Präzision in der Messung der CP-Verletzung zu erreichen.

Das vierte Experiment, ALICE, legt sein Hauptaugenmerk auf die Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas in Kollisionen von schweren Ionen, um ein besseres Verständnis des Verhaltens von Kernbausteinen bei sehr hohen Dichten und Temperaturen zu erlangen.

Die vier Experimente werden voraussichtlich Ende 2007 die ersten Ereignisse aufzeichnen. Im folgenden werden kurz die Eigenschaften des LHC-Beschleunigers im pp-Betrieb und der Aufbau des ATLAS-Detektors beschrieben.

## 3.1 Large Hadron Collider

Der LHC ist ein Speicherring von 27 km Umfang, in dem Protonenpakete in entgegengesetzter Richtung auf ihre Sollenergie von jeweils 7 TeV beschleunigt werden. Die Protonpakete, auch *bunches* genannt, enthalten bis zu  $10^{11}$  Protonen. Der LHC beschleunigt die vom SPS<sup>1</sup> auf 450 GeV vorbeschleunigten Protonenpakete innerhalb von 20 Minuten auf ihre Sollenergie. Dazu werden Hochfrequenzkavitäten mit einer Frequenz von 40 MHz eingesetzt, was einer maximalen Bunchanzahl von 3564 entspräche. Aus technischen Gründen werden jedoch nur 2808 Bunches gefüllt. Die Zeit zwischen zwei Kollisionen beträgt 25 ns.

Ein Überblick über die wichtigsten Eckdaten des LHC ist in Tabelle 3.1 gegeben.

---

<sup>1</sup>SPS: Super Proton Synchrotron

Parameter	Wert
Speicherringlänge	26.66 km
Energie pro Strahl	7 TeV
Protonenanzahl pro Bunch	$10^{11}$
Strahlkreuzungswinkel	300 $\mu$ rad
Luminosität	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Halbwertszeit der Luminosität	10 h
Bunch-Anzahl	2808
Bunch-Abstand	24.95 ns
Bunchlänge	7.5 cm
Bunch-Breite $\sigma_x$ (r.m.s)	2.5 mm $\cdot$ mrad
Bunch-Breite $\sigma_y$ (r.m.s)	0.7 mm $\cdot$ mrad
Wechselwirkungen pro Bunch-crossing	23

Tabelle 3.1: Auszug aus der Parameterliste des LHC [LHC95]

Zur Entdeckung neuer Teilchen mit Massen von bis zu mehreren TeV ist eine deutliche Erhöhung der Schwerpunktsenergie gegenüber bisherigen Beschleunigerexperimenten erforderlich. Aufgrund der sehr geringen Wirkungsquerschnitte der interessanten Prozesse ist auch die Luminosität ein wichtiger Faktor, damit die zum Nachweis benötigte Signifikanz erreicht werden kann. Die Luminosität ist definiert als

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 \cdot N_2 \cdot j \cdot v}{A_{eff}} \quad , \quad (3.1)$$

wobei  $N_1$  und  $N_2$  die Anzahl der Protonen in den Teilchenpaketen sind,  $j$  die Anzahl der Protonenbunches im Beschleuniger,  $v$  die Umlaufgeschwindigkeit und  $U$  der Ringumfang.  $A_{eff} = 4\pi\sigma_x\sigma_y$  ist die effektive Reaktionsfläche, mit den Bunch-Breiten  $\sigma_x$  und  $\sigma_y$ .

Für die komplette Laufzeit des LHC sind zwei Phasen mit unterschiedlichen Designluminositäten geplant. Zu Beginn soll eine Luminosität von ca.  $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (niedrige Luminosität) erreicht werden. Nach etwa 3 Jahren und einer integrierten Luminosität von  $\int \mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1} - 60 \text{ fb}^{-1}$  pro Experiment soll die Luminosität um einen Faktor 10 erhöht werden (hohe Luminosität).

Der totale Wirkungsquerschnitt für inelastische Proton-Proton-Wechselwirkungen beträgt laut Berechnung etwa  $\sigma_{tot} = 70 \text{ mb}$  ( $1 \text{ barn} = 1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$ ), so daß bei einer Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  mit durchschnittlich 23 inelastischen Proton-Proton-Wechselwirkungen bei jeder Kollision zu rechnen ist.

## SuperLHC

Nach der LHC-Phase bei hoher Luminosität ist eine weitere Erhöhung der Luminosität auf etwa  $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  angedacht. Dieses LHC-Szenario, mit dem eine Erweiterung des Massenbereiches für die Suche nach Neuer Physik erzielt wird, wird als *SuperLHC (SLHC)* bezeichnet. Beim SLHC hätte man die nötige Sensitivität auch auf extrem seltene Prozesse wie FCNC<sup>2</sup> (flavour changing neutral current) Topzerfälle, Multi-Eichboson-Produktion und die Higgs-Paarproduktion, die im zweiten Hauptteil dieser Arbeit ausführlich diskutiert wird. Als Motivation für SLHC sollte noch die erhöhte Präzision bei der Bestimmung spezieller SM Parameter wie die Multi-Eichboson- und Higgs-Kopplungskonstanten erwähnt werden. In der Studie [Gia02] sind die physikalisch interessanten Vorteile und die experimentellen Herausforderungen, die sich aus der weiteren Erhöhung der Luminosität sowohl für den LHC als auch für die Detektoren, ATLAS und CMS, ergeben, zusammengefaßt. Des Weiteren sind in dieser Studie mögliche Schritte zur Realisierung des SuperLHC erläutert. Eine definitive Vorstellung von der Performance des SLHC und der Detektoren existiert jedoch noch nicht. Dieser Aspekt wird im Rahmen der in Kapitel 7 vorgestellten MC-Studie noch mehrfach eine Rolle spielen.

## 3.2 ATLAS-Detektor

Aus dem sehr breit gefächerten Physikprogramm des Multifunktionsdetektors ATLAS lassen sich die folgenden wesentlichen Konstruktionsmerkmale des Detektors ableiten:

- Ein elektromagnetisches Kalorimeter mit einer guten Energieauflösung und Raumwinkelabdeckung zum Nachweis und zur Vermessung von Elektronen und Photonen. Zudem sollte das elektromagnetische Kalorimeter über eine schnelle Auslese verfügen;
- Ein hermetisches Kalorimetersystem zur Jetenergiebestimmung und zur Rekonstruktion fehlender transversaler Energie  $E_{T,miss}$  mit einer möglichst großen Abdeckung des Raumwinkels;
- Ein effizientes Spur- und Vertex-Rekonstruktionssystem nahe am Wechselwirkungspunkt zur Vermessung der Impulse geladener Teilchen sowie zur Identifikation von  $b$ -Quarks und  $\tau$ -Zerfällen;
- Ein unabhängiges, hochpräzises Myonspektrometer zur Bestimmung von Myonimpulsen;

---

<sup>2</sup>FCNC: Innerhalb des SM ist der Prozeß der Flavour-ändernden neutralen Ströme (FCNC) auf Born-Niveau verboten, und nur über Prozesse höherer Ordnung möglich. Die FCNC Prozesse sind daher stark unterdrückt und extrem selten.

- Die Detektormaterialien und die Elektronikkomponenten müssen hinreichend strahlungsresistent sein;
- Ein flexibles und vor allem schnelles mehrstufiges Triggersystem.

Der ATLAS-Detektor besteht aus verschiedenen Detektorkomponenten, die verschiedene Aufgaben übernehmen. Diese sind zwiebelschalenförmig um den Wechselwirkungspunkt angeordnet, damit ein möglichst großer Raumwinkel von allen Detektorkomponenten abgedeckt wird. Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen besteht ATLAS aus dem inneren Detektor, der von einem Solenoidmagnet umschlossen wird, einem elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter und einem toroidalen Myonspektrometer.

Zur Parametrisierung der Detektorgeometrie werden Zylinderkoordinaten  $(z, \theta, \phi)$  verwendet. Dabei ist  $\theta$  der Polarwinkel eines Koordinatensystems, dessen Nord- und Südpol auf der Strahlachse liegen.  $\phi$  ist der Azimutwinkel.

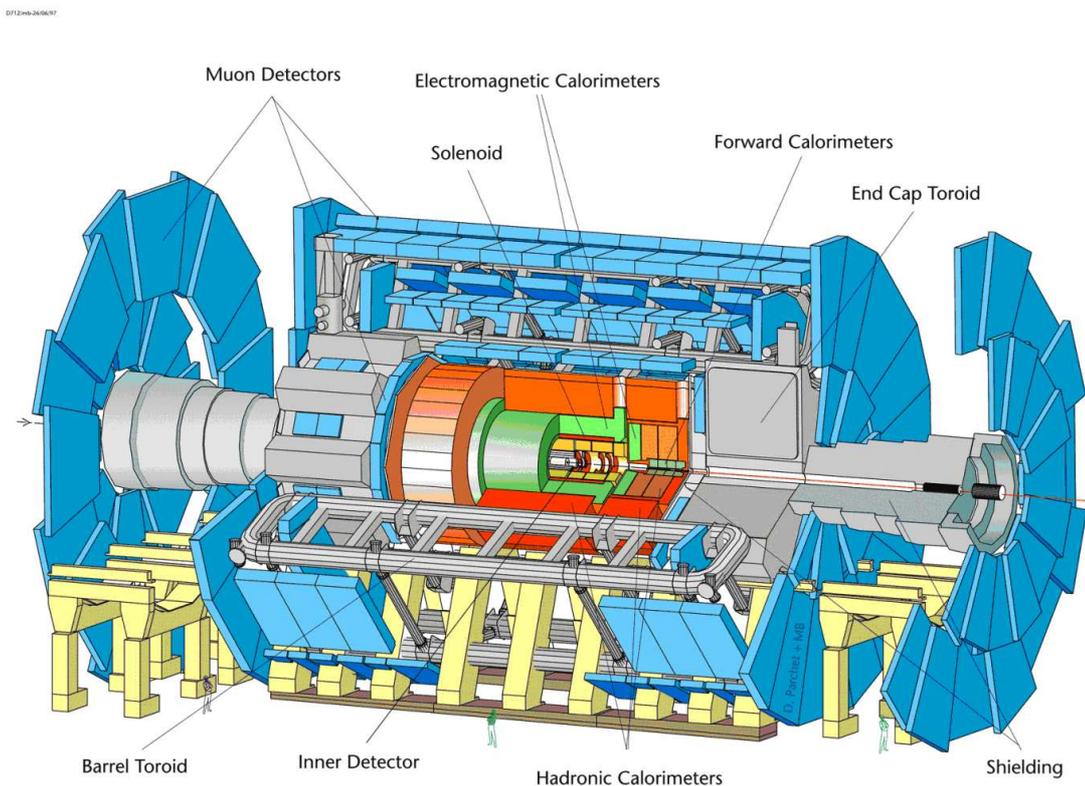


Abbildung 3.2: Schematische Ansicht des ATLAS-Detektors.

Zur Beschreibung der Abdeckung des Raumwinkels wird häufig die lorentzinvariante Größe  $\eta$ , die Pseudorapidität, verwendet. Die Pseudorapidität ist über den Polarwinkel  $\theta$  definiert:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad . \quad (3.2)$$

Der ATLAS-Detektor mit all seinen Subdetektoren deckt den gesamten Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt bis zu  $1^\circ$  an das Strahlrohr ab, was einer Pseudorapidität von  $|\eta| = 4.9$  entspricht.

Die wichtigsten Eigenschaften und Funktionen der einzelnen Subsysteme sollen im folgenden kurz beschrieben werden. Eine schematische Ansicht des ATLAS-Detektors ist in Abb. 3.2 zu sehen und eine ausführlichere Beschreibung findet sich in [TDR].

### 3.2.1 Magnetsysteme

Eine zentrale Komponente für die Impulsvermessung hochenergetischer Teilchen ist das Magnetfeld innerhalb des Inneren Detektors. Dieses Magnetfeld von 2 Tesla wird durch ein Solenoidmagnetsystem erzeugt, welches aus supraleitenden Spulen besteht.

Ein zweites Magnetsystem, bestehend aus drei Toroidmagneten, umschließt das elektromagnetische und hadronische Kalorimetersystem. Jeder der drei Toroidmagneten setzt sich aus acht Luftspulen zusammen zur Reduzierung von Vielfachstreuung von Myonen. Die Magnetfeldstärke des Toroidmagnetsystems beträgt 0.3 Tesla und dient zur Myonimpulsvermessung.

### 3.2.2 Innerer Detektor

Eine wesentliche Meßgröße ist der Impuls, der aus der Krümmung der rekonstruierten Teilchenspur im Inneren Detektor berechnet wird. Die Krümmung wird von dem 2 Tesla starken Solenoid-Magnetfeld hervorgerufen und ermöglicht die Bestimmung des Impulses von geladenen Teilchen sowohl in der Richtung als auch im Betrag. Die angestrebte Impulsauflösung beträgt  $\frac{\Delta p_T}{p_T} \leq 30\%$  (für  $p_T = 500$  GeV).

Ferner sollen mit dem Inneren Detektor Sekundärvertices von langlebigen Teilchen aufgelöst werden. Die Rekonstruktion von Sekundärvertices dient im wesentlichen zur Identifizierung von  $b$ -Mesonen- und  $\tau$ -Zerfällen. Dafür ist eine extrem hohe Ortsauflösung nahe am Wechselwirkungspunkt erforderlich. Die Vertexauflösung längs der Strahlachse soll geringer als 1 mm sein. Die Auflösung in der  $\rho\phi$ -Ebene soll in etwa  $13 \mu\text{m} \oplus \frac{62}{p_T \sqrt{\sin\theta}}$  ( $[\mu\text{m}]$ ) betragen.

Der Innere Detektor besitzt zur Spur- und Vertexrekonstruktion bei sehr hoher Teilchendichte nahe am Wechselwirkungspunkt drei Lagen hochgranu-

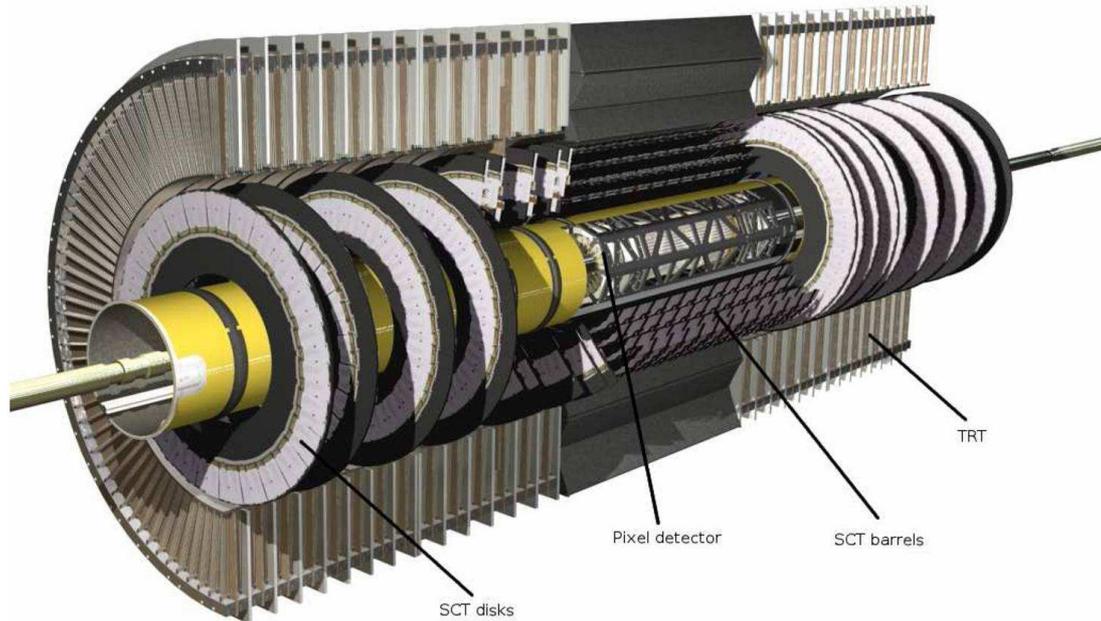


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Inneren Detektors.

lare Silizium-Pixeldetektoren, gefolgt von vier Doppellagen weniger hochgranularer Silizium-Streifendetektoren mit einem Stereowinkel von 40 mrad. Um die nötige Akzeptanz des Inneren Detektors bis zu  $|\eta| < 2.5$  zu erreichen, sind in der Vorwärtsrichtung scheibenförmige Silizium-Pixel- und Silizium-Streifendetektoren in verschiedenen Abständen vom Wechselwirkungspunkt angebracht. Der Aufbau des Inneren Detektors ist in Abb. 3.3 angedeutet.

Nach außen wird der Innere Detektor von Übergangsstrahlungsdetektoren (Transition Radiation Tracker - TRT) abgeschlossen, die aus in Polyethylenschaum als Radiator eingebetteten Driftröhren, gefüllt mit Xenon, bestehen. Damit ist eine Differenzierung zwischen Elektronen und Pionen möglich.

### 3.2.3 Elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter-System

Zur Energiebestimmung hochenergetischer Teilchen im Bereich  $|\eta| < 4.9$  wird eine Kombination aus elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetertypen verwendet. In Abb. 3.4 ist die Anordnung der verschiedenen Kalorimetersysteme angedeutet.

Das elektromagnetische Kalorimeter deckt den Raumwinkel mit  $|\eta| < 3.2$  ab und setzt sich aus dem zentralen Elektromagnetischen-Barrel ( $|\eta| < 1.475$ ) und zwei Endkappenkalorimetern ( $1.375 < |\eta| < 3.2$ ) zusammen. Bei-

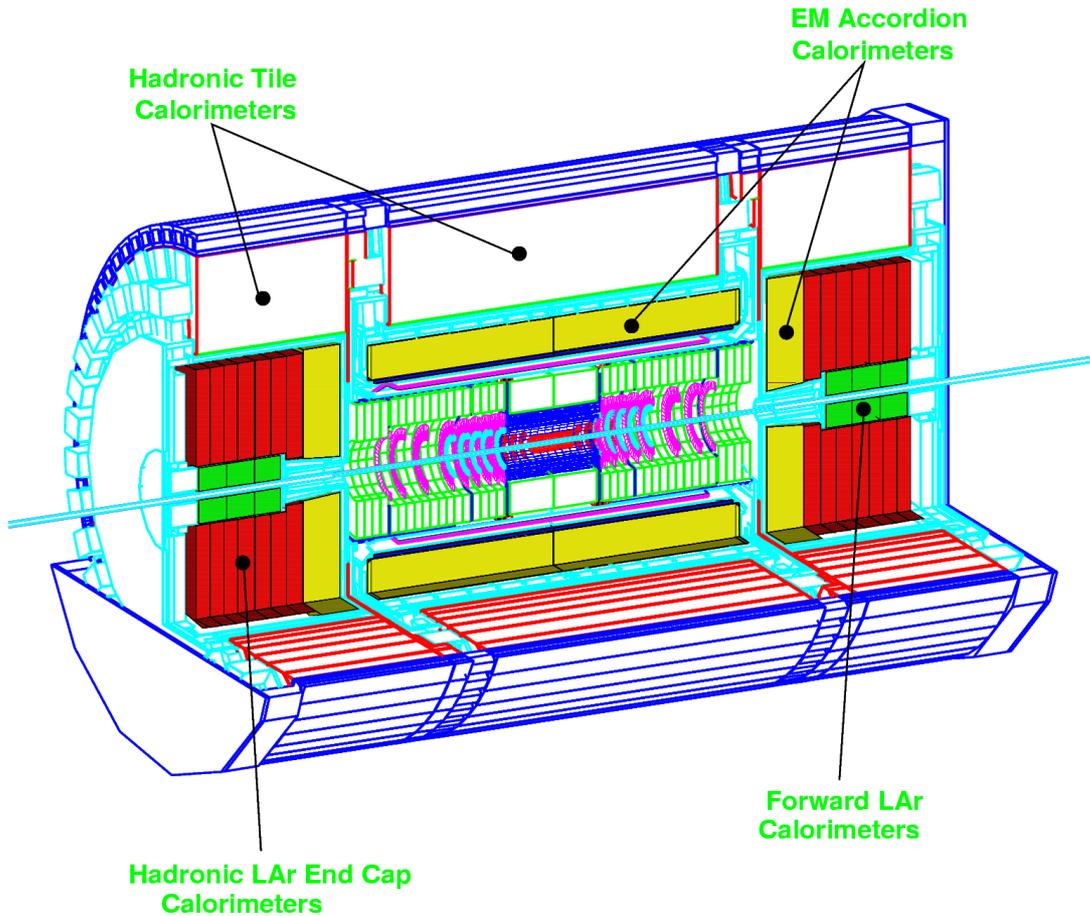


Abbildung 3.4: Querschnitt durch das Kalorimetersystem.

de Elektromagnetischen-Kalorimeter (EM-Kalorimeter) sind Blei-Flüssigargon-Samplingkalorimeter mit einer akkordeonförmigen Elektrodenstruktur. Dabei dienen Bleiplatten, ummantelt mit rostfreiem Stahl, als Absorbermaterial und flüssiges Argon als aktives Medium. Die angestrebte Energieauflösung des EM-Kalorimeters beträgt  $\frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$ . Die Gesamttiefe ist auf 24 Strahlungslängen abgestimmt, um Leckverluste hochenergetischer Teilchen möglichst gering zu halten.

Ein weiteres extrem fein segmentiertes Flüssigargon-Kalorimeter dient dazu, die angestrebte Winkelauflösung von etwa 40 mrad zu erreichen. Dieses Kalorimeter wird als *Presampler* bezeichnet und liegt vor dem eigentlichen EM-Kalorimeter. Das hadronische Kalorimeter umschließt das EM-Kalorimeter. Der zentrale Bereich  $|\eta| < 1.7$  wird vom hadronischen Barrel-Kalorimeter überdeckt, während der Pseudorapiditätsbereich von  $1.5 < |\eta| < 3.2$  von den hadronischen Endkapenkalorimetern abgedeckt ist. Das hadronische Barrelkalorimeter ist ein Eisen-Szintillator-Samplingkalorimeter, welches in Kombination mit dem EM-Kalori-

meter eine Energieauflösung für Jets von  $\frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$  erzielen soll. Die hadronischen Endkappenkalorimeter (HEC) sind Kupfer-Flüssigargon-Samplingkalorimeter. Zusammen mit den EM-Kalorimetern wird in diesem Bereich eine vergleichbare Energieauflösung für Jets wie im zentralen Bereich (Barrel) angestrebt.

Im Bereich  $3.1 < |\eta| < 4.9$  ist ein Vorwärtskalorimeter angebracht, das aus einem elektromagnetischen und zwei hadronischen Modulen, die zylinderförmig das Strahlrohr umschliessen, besteht. Das elektromagnetische Modul verwendet Kupfer als passives Medium, während beide hadronischen Module Wolfram nutzen. Der statistische Term der Energieauflösung des Vorwärtskalorimeters für hadronische Jets soll  $\frac{100\%}{\sqrt{E}}$  betragen, mit einem konstanten Term, der 10% nicht überschreiten soll.

#### 3.2.4 Myonspektrometer

In vielversprechenden Signaturen zur Untersuchung physikalischer Prozesse, z.B. zum Nachweis der Existenz eines Higgs-Bosons über den Zerfallskanal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4$  Leptonen, tragen Myonen erheblich zum Entdeckungspotential bei. Myonen sind minimal ionisierende Teilchen, d.h. sie wechselwirken nur schwach mit Materie. Der ATLAS-Detektor wird nach außen durch ein hochpräzises Myonspektrometer mit einem Luftkern-Toroidmagneten begrenzt, mit Hilfe dessen man hochenergetische Myon-Spuren vermessen kann. Über den Krümmungsradius der Myon-Spuren kann der Impuls bestimmt werden.

In einem großen Pseudorapiditätsbereich  $|\eta| < 2$  verwendet das Myonspektrometer *Monitored Drift Tubes (MDT)*, die auf dem Grundprinzip der Driftröhren basieren. Im Endkappenbereich und für  $2 < |\eta| < 2.7$  sind sogenannte *Cathode Strip Chambers (CSC)* vorgesehen, wobei es sich prinzipiell um Vieldrahtproportionalkammern handelt. Diese verfügen über eine höhere Ortsauflösung als die MDTs und eignen sich somit besser für die wesentlich höhere Rate, die in diesem Bereich zu erwarten ist.

Zusätzlich sind speziell entwickelte Myon-Triggerkammern in das Myonspektrometer integriert, die für die Triggerentscheidung des Level-1-Triggers von fundamentaler Bedeutung sind. Es existieren zwei verschiedene Typen von Triggerdetektoren, die *Resistive Plate Chambers (RPC)* und die *Thin Gap Chambers (TGC)*. Die RPCs sind gasgefüllte Parallelplattendetektoren, die für den Barrelbereich vorgesehen sind. Der Endkappenbereich hingegen wird mittels der TGCs, die auf dem Prinzip von Vieldrahtproportionalkammern beruhen, abgedeckt.

### 3.3 ATLAS-Triggerkonzept

Eine der größten Herausforderungen für den ATLAS-Detektor wird das Datenerfassungssystem sein. In Abb. 3.5 sind die Proton-(Anti)Proton-Wechselwirkungen-

querschnitte in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie gezeigt. Aus ihnen ist ersichtlich, mit welcher Datenrate am LHC zu rechnen ist.  $10^9$  Ereignisse pro Sekunde ist eine bisher in Experimenten dieser Art unbekannte Größe. Gleichzeitig geht aus Abb. 3.5 die Rate physikalisch interessanter Prozesse hervor, die weitaus seltener auftreten als Standardereignisse wie z.B. QCD-Prozesse.

Eine permanente Speicherung aller Ereignisse wäre nicht nur sehr ineffizient, sondern auch durch den heutigen Stand in der Speichertechnologie ausgeschlossen. Daher ist eine Reduzierung der Datenrate unumgänglich. Ausgehend von einer Strahlkollisionsrate von 40 MHz muß die Rate der vorselektierten Ereignisse auf ca. 100 Hz für eine permanente Speicherung aller zugehörigen Daten sämtlicher Detektorkomponenten reduziert werden. Um die interessanten physikalischen Ereignisse aus der Vielzahl von begleitenden Ereignissen mit minimaler transversaler Energie, auch als *Minimum Bias Events* bezeichnet, zu extrahieren, ist bereits auf Triggerniveau eine Identifizierung der Teilchen sowie die Berechnung globaler Größen, wie der totalen transversalen Energiesumme und der fehlenden transversalen Energie, notwendig. Das Triggersystem arbeitet totzeitfrei, d.h. es prozessiert die Daten jeder Strahlkollision.

Im folgenden wird die Architektur des dreistufigen ATLAS-Triggersystems vorgestellt, wobei der Schwerpunkt dabei auf dem Level-1-Trigger liegt, zu dem wesentliche Beiträge im Rahmen der vorliegenden Arbeit geleistet wurden.

### 3.3.1 Architektur des ATLAS-Triggers

Das ATLAS-Triggersystem besteht aus einem Level-1- und Level-2-Trigger, sowie einem Event-Filter. Jede Triggerstufe reduziert die Rate der selektierten Ereignisse sukzessiv, so daß für die nachfolgende Stufe mehr Zeit für eine detailliertere Datenprozessierung bleibt. Da aber in den einzelnen Triggerstufen die Datenverarbeitungszeit deutlich länger als 25 ns beträgt, werden die Daten zwischengespeichert. Die maximal erlaubte Verarbeitungszeit der einzelnen Triggerstufen, sowie die Größe der dafür benötigten Zwischenspeicher sind aufeinander abgestimmt. In Abbildung 3.6 ist der Datenfluß von den einzelnen Detektorsystemen bis hin zur endgültigen Speicherung der Ereignisse schematisch dargestellt. Der vertikal verlaufende Datenstrom wird *Data Acquisition System (DAQ)* genannt.

### 3.3.2 Level-1 Trigger

Zur Reduzierung der anfänglichen Ereignisrate von 40 MHz auf etwa 75 kHz werden auf der ersten Triggerstufe effiziente Algorithmen angewendet, die die Selektion hochenergetischer Ereignisse mit hohem Transversalimpuls ermöglichen. Auf dem Level-1 Trigger wird mittels einfach gehaltener Algorithmen eine erste Klassifizierung von Teilchen wie Myonen, Elektronen, Photonen, Taus und Hadronen durchgeführt, sowie eine erste Berechnung der totalen und der fehlenden transversalen Energie. Die hierzu verwendeten Algorithmen beziehen sich

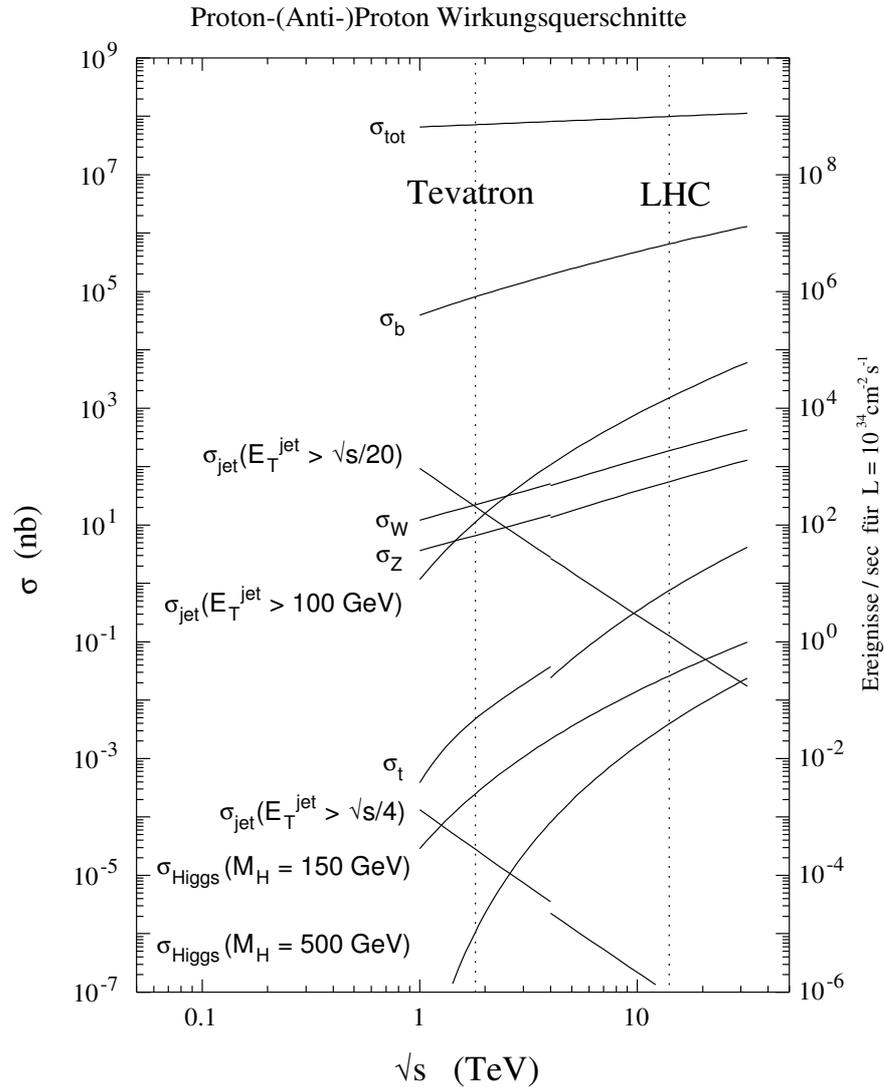


Abbildung 3.5: Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten für Proton-(Anti)Proton Kollisionen in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie bei einer Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  für verschiedene Prozesse.

ausschließlich auf die Daten des Kalorimeters und des Myonspektrometers. Der Innere Detektor bleibt in der ersten Triggerstufe unberücksichtigt.

Technisch wurde die erste Triggerstufe mit digitaler und teilweise analoger Hardware realisiert, um den hohen Anforderungen an das System zu genügen. Der Level-1-Trigger wird somit auch oftmals als *Hardware-Trigger* bezeichnet.

Der Level-1 Trigger unterteilt sich zunächst in einen Myon-Trigger und einen Kalorimeter-Trigger. Die aus den separaten Triggersystemen resultierenden Ergebnisse laufen anschließend im sogenannten *Central Trigger Prozessor* (CTP)

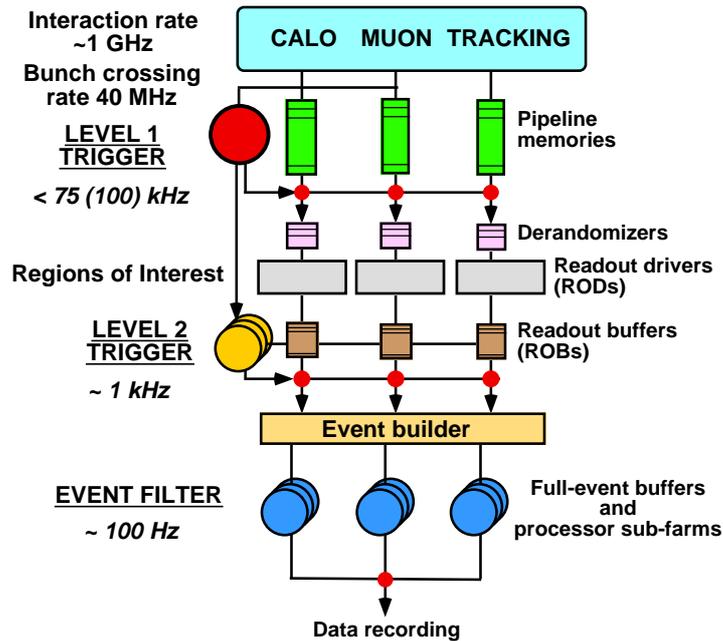


Abbildung 3.6: Datenfluß von den drei Subdetektoren Innerer Detektor (Tracking), Kalorimeter (Calo) und Myonspektrometer (Muon) bis zur Speicherung der Ereignisse. Die Datenrate wird in drei Stufen sukzessive von 40 MHz auf 100 Hz gesenkt: Erste Stufe (Level-1-Trigger), Zweite Stufe (Level-2-Trigger), Dritte Stufe (Event-Filter).

wieder zusammen und werden mittels kombinatorischer Logik zu einer Level-1-Triggerentscheidung verknüpft. Ein kritischer Punkt des Level-1-Triggers ist die Verarbeitungszeit der Daten. Die Verarbeitungszeit wird auch als *Latency* bezeichnet. Die Aufteilung der gesamten Level-1-Trigger Latency auf die einzelnen Prozessorsysteme des Myon- und Kalorimeter Triggers sowie des CTP sind in Abb. 3.7 schematisch dargestellt. Die gesamte Latency von etwa 80 Strahlkollisionen, dies entspricht  $2 \mu\text{s}$ , ist hauptsächlich durch die zeitintensiven Signallaufzeiten auf den Kabeln vorgegeben. Während dieser gesamten Verarbeitungszeit im Level-1-Trigger werden die Daten von den drei Subdetektoren in einem Pipeline-Memory zwischengespeichert.

### Level-1 Myon Trigger

Der Level-1 Myon Trigger verwendet zur Suche nach hochenergetischen Myonen die Daten aus den eingebauten Triggerkammern im Myonspektrometer. Aus den insgesamt 800.000 Kanälen werden über die Treffer in den verschiedenen Lagen der Triggerdetektoren die Flugbahnen der Myon-Kandidaten rekonstruiert

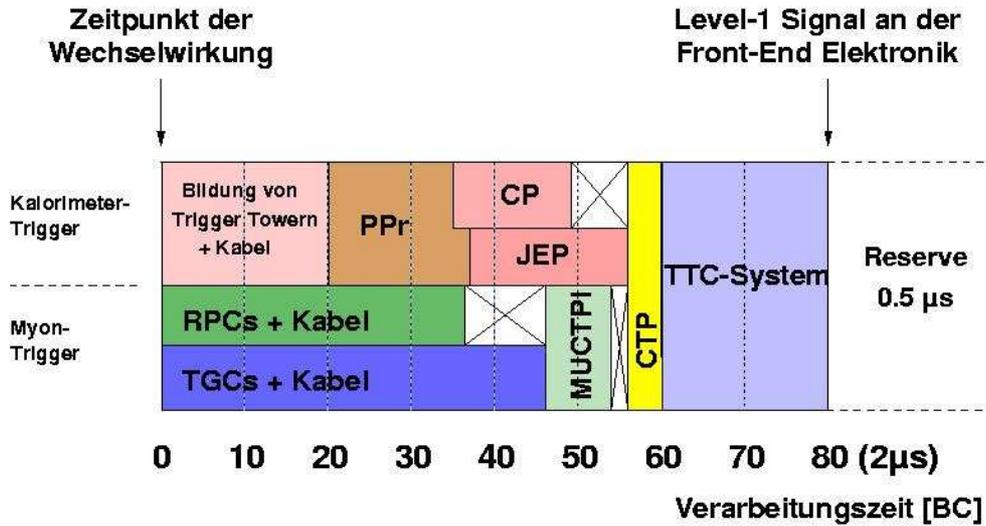


Abbildung 3.7: Gesamte Verarbeitungszeit des Level-1-Triggers und Aufteilung auf die einzelnen Subsysteme und ihre Prozesse

und daraus der Transversalimpuls bestimmt. Die Messung der Myontrajektorien findet in zwei unterschiedlichen Transversalimpulsbereichen statt,  $low-p_T$  und  $high-p_T$ . Der  $low-p_T$ -Bereich zeichnet sich durch die Forderung nach einer 2-fach Koinzidenz zwischen den Triggerkammern aus, sowie durch Energieschwellen von etwa 6 - 10 GeV, während der  $high-p_T$ -Bereich eine 3-fach-Koinzidenz fordert und Energieschwellen im Bereich von etwa 8 - 35 GeV besitzt (siehe Abb. 3.8). Die Ergebnisse aus dem Vergleich der Impulse mit den sechs programmierbaren Energieschwellen werden jeweils in ein 3-bit Datenwort kodiert. Dieses Datenwort wird als *Multiplizität* bezeichnet und enthält die notwendigen Informationen über die Anzahl und Art der Objekte sowie die Anzahl an Überschreitungen bestimmter Energieschwellen.

### Level-1 Kalorimeter Trigger

Der Level-1 Kalorimeter Trigger verarbeitet die Daten aus allen elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern des ATLAS-Detektors. Um die Verarbeitungszeit des Level-1 Kalorimeter Triggers möglichst gering zu halten, werden bereits benachbarte Kalorimeterzellen in einer Granularität von  $0.1 \times 0.1$  in  $\Delta\Phi \times \Delta\eta$  analog aufsummiert und über die volle Tiefe des Kalorimeters zu *Trigger Towers* zusammengefaßt. Die Trigger-Tower werden separat für das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter bestimmt. Zunächst werden die insgesamt etwa 7200 Eingangssignale digitalisiert und kalibriert, bevor eigens entwickelte Algorithmen angewendet werden, die aufgrund von Maxima der Energiedepositionen in den Trigger-Towern physikalische Signaturen von isolierten Elektronen/Photonen, hadronisch zerfallenen Taus und Jet-Kandidaten lokalisieren und

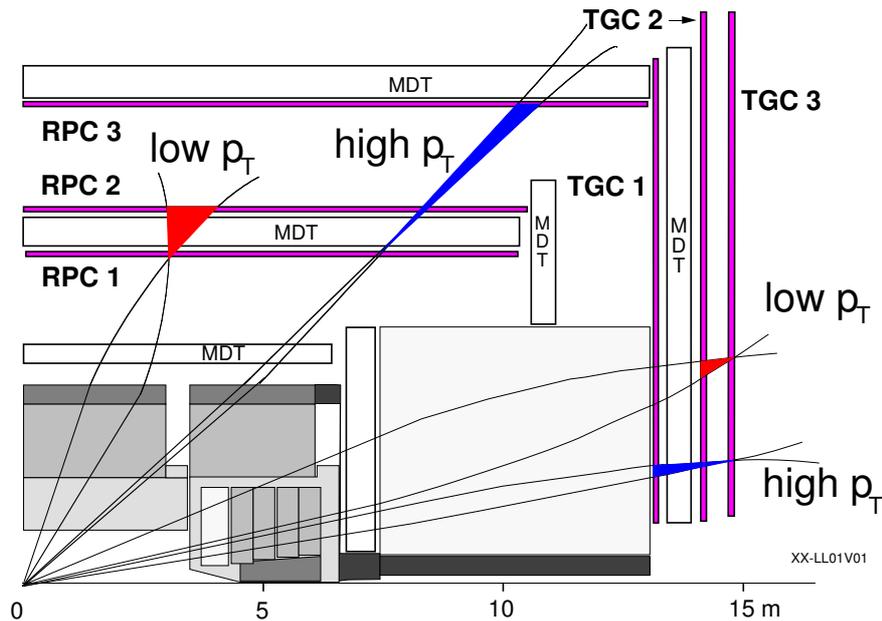


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des Level-1 Myon-Trigger

klassifizieren. Der Level-1 Kalorimeter Trigger hat zudem auch die Aufgabe, die skalare und vektorielle Energiesumme ( $\Sigma E_T$ ,  $E_{T,miss}$ ) zu bestimmen. Für die verschiedenen Triggerobjekte werden Multiplizitäten bestimmt, die die Anzahl der Triggerobjekte sowie die Überschreitung ein oder mehrerer Energieschwellenwerte als Information enthalten. Die Algorithmen und die technische Realisierung des Level-1 Kalorimeter Triggers werden im folgenden Kapitel näher erläutert.

### Central Trigger Prozessor

Dem CTP werden die verschiedenen Multiplizitäten aus dem Myon- und dem Kalorimeter-Trigger zur Verfügung gestellt, die die Basis für die globale Level-1 Triggerentscheidung bilden. Ein wesentlicher Bestandteil des CTPs sind die Triggermenüeinträge. Diese stehen für eine logische Verknüpfung von Objekten, zu denen isolierte Elektronen oder Photonen mit großem transversalen Impuls, isolierte Jets aus hadronischen  $\tau$ -Zerfällen, Jets und die totale sowie die fehlende Transversalenergie zählen. Die Menüeinträge können frei programmiert werden und bieten somit eine Möglichkeit der Anpassung an die experimentelle Umgebung unter Berücksichtigung der maximalen Akzeptanzrate der ersten Triggerstufe von 75 kHz. In der Tabelle 3.2 ist als Beispiel das vorläufige Triggermenü für die LHC-Laufzeit bei hoher Luminosität gezeigt.

Bei einer positiven Triggerentscheidung wird das Level-1 Accept Signal (L1A) ausgelöst, welches über das *Timing, Trigger and Control System* (TTC) an alle

Trigger	Beschreibung	Rate (kHz)
MU20	Einzelnes Myon, $p_T > 20$ GeV	4
MU6 $\times$ 2	Myon-Paar, $p_T > 6$ GeV	1
EM30I	Isoliertes EM-Cluster, $E_T > 30$ GeV	22
EM20I $\times$ 2	Isoliertes EM-Cluster-Paar, $E_T > 20$ GeV	5
J290	Einzelner Jet, $E_T > 290$ GeV	0.2
J130 $\times$ 3	Drei Jets, $E_T > 130$ GeV	0.2
J90 $\times$ 4	Vier Jets, $E_T > 90$ GeV	0.2
J100 + XE100	Jet, $E_T > 100$ GeV UND fehlende transversale Energie $E_{T,miss} > 100$ GeV	0.5
T60 + XE60	Tau, $E_T > 60$ GeV UND fehlende transversale Energie $E_{T,miss} > 60$ GeV	1
MU10 + XE15	Myon, $E_T > 10$ GeV UND fehlende transversale Energie $E_{T,miss} > 15$ GeV	0.4
	Weitere Trigger	5
	<b>Gesamtrate</b>	<b><math>\sim 40</math></b>

Tabelle 3.2: Beispiel des ATLAS Level-1 Trigger-Menüs für hohe Luminosität  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  mit den erwarteten Raten der einzelnen Menü-Punkte [Trig98]

Subdetektoren von ATLAS verteilt wird. Daraufhin erhält der Level-2 Trigger vom CTP alle Triggerobjekte zusammen mit der zugehörigen Strahlkollisionsnummer. Zusätzlich werden dem Level-2 Trigger die Koordinaten der Triggerobjekte, die *Regions of Interest (ROIs)*, mitgeteilt.

### 3.3.3 High-Level Trigger

Der High-Level Trigger umfaßt die zwei weiteren Trigger-Systeme, den Level-2 Trigger und den Event-Filter. Im Gegensatz zum Event-Filter verwendet der Level-2 Trigger neben der rein konventionellen PC-Architektur noch zu einem geringen Teil programmierbare Logikbausteine (FPGAs) zur Datenprozessierung. Beide Trigger-Systeme werden zu einer PC-Farm zusammengeschaltet.

#### Level-2 Trigger

Die zweite Trigger-Stufe, der Level-2-Trigger, verarbeitet die akzeptierte Datenrate vom Level-1 Trigger von etwa 75 kHz. Um in der vorgegebenen Zeit von 10 ms die Daten erneut zu prozessieren, beschränkt sich der Level-2 Trigger auf die zuvor

Trigger-Typ	Auswahl	Abdeckung physikalischer Prozesse
e25	ein $e^\pm$ , $p_T > 25$	$W \rightarrow \ell\nu$ , $Z \rightarrow \ell\ell$ , top-Produktion
2e15	zwei $e^\pm$ , $p_T > 15$	$Z \rightarrow \ell\ell$ , $H \rightarrow WW/ZZ$
$\mu$ 20	ein $\mu^\pm$ , $p_T > 20$	$W \rightarrow \mu\nu$ , $Z \rightarrow \mu\mu$
2 $\mu$ 10	zwei $\mu^\pm$ , $p_T > 10$	$Z \rightarrow \mu\mu$ , $H \rightarrow \mu\mu$
$\gamma$ 60	ein $\gamma$ , $p_T > 60$	$H \rightarrow \gamma\gamma$
2 $\gamma$ 20	zwei $\gamma$ , $p_T > 20$	$H \rightarrow \gamma\gamma$
j400	ein Jet, $pt > 400$	QCD, SUSY
2j350	zwei Jets, $p_T > 350$	QCD, SUSY
3j165	drei Jets, $p_T > 165$	QCD, SUSY
4j110	vier Jets, $p_T > 110$	QCD, SUSY
$\tau$ 60	ein $\tau$ -Jet, $p_T > 60$	geladene Higgs-Bosonen
$\mu$ 10+e15	ein $\mu$ , $p_T > 10$ ein $e$ , $p_T > 15$	$H \rightarrow WW/ZZ$ , SUSY
$\tau$ 35+xE45	ein $\tau$ -Jet, $p_T > 35$ $\cancel{p}_T > 45$	$qqH(\tau\tau)$ , $W \rightarrow \tau\nu$ , $Z \rightarrow \tau\tau$
j70+xE70	ein Jet, $p_T > 70$ $\cancel{p}_T > 70$	SUSY
xE200	$\cancel{p}_T > 200$	Neue Physik
E1000	$E_T > 1000$	Neue Physik
jE1000	Jetsummen- $p_T > 1000$	Neue Physik
2 $\mu$ 6+ $\mu^+\mu^-$	$\mu^+$ , $\mu^-$	Seltene $b$ -Hadron-Zerfälle
+Massenschnitt	$p_T > 6$ , $M_{\mu\mu} > X$	

Tabelle 3.3: Übersicht über die geplanten Trigger des ATLAS-Experiments für den LHC Betrieb bei hoher Luminosität. Die Trigger-Typen stammen aus [Trig03]. Die transversalen Impulse  $p_T$  sind in  $\text{GeV}/c^2$  angegeben.

identifizierten Regionen im Detektor mit interessanten Signaturen, die als ROIs vom Level-1 Trigger gekennzeichnet wurden. Eine weitere Einschränkung, um die Prozessierungszeit zu minimieren, betrifft vor allem den Algorithmus, der aus den Daten des Inneren Detektors Spuren der geladenen Teilchen rekonstruiert. Dieser Algorithmus ist gegenüber der Offline-Rekonstruktion extrem einfach gehalten. Der Level-2-Trigger analysiert alle Subdetektorkomponenten (Innerer Detektor, Kalorimeter, Myonspektrometer) mit maximaler Detektorauflösung. Die Ereignisrate muß dabei von 75 kHz auf mindestens 1 kHz reduziert werden.

### Event-Filter

Der Event-Filter stellt die letzte Stufe des ATLAS-Trigger-Systems dar und ist technisch gesehen ein Teil des Datenerfassungs-Systems (DAQ). Im Gegensatz

zum Level-2 Trigger wird der gesamte Datensatz vom Detektor in vollständiger Granularität prozessiert und auf interessante Signaturen mit Hilfe einer weitaus komplexeren Rekonstruktionssoftware und einfachen Analyseroutinen hin analysiert. Die endgültige Datenrate sollte möglichst weniger als 100 Hz betragen, um die resultierende Datenmenge auf unter 100 Megabyte/sec. zu beschränken. Die Tabelle 3.3 zeigt alle vorläufigen Trigger-Topologien für den LHC Betrieb bei hoher Luminosität. Eine ausführlichere Beschreibung befindet sich in [Trig03].

### 3.4 LHC Grid-Computing

Ein wichtiger Beitrag zum Erfolg der LHC Experimente übernimmt die Computing-Infrastruktur, die einen fehlerfreien Zugriff auf die Daten und eine schnelle Datenanalyse für jeden beteiligten Physiker gewährleisten muß. Die Anforderungen der vier LHC-Experimente an die IT sind extrem hoch: 12 bis 14 Petabyte Datenvolumen werden jährlich erwartet, worauf mehr als 2000 Benutzer gleichzeitig zugreifen und 85% dieser Benutzer nicht am CERN direkt stationiert sind. Das angestrebte Ziel ist daher die Implementierung eines weltweiten, computergestützten Grid-Dienstes, der die Ressourcen wissenschaftlicher, nationaler Rechenzentren in eine globale EDV-Organisation integriert. Diese globale Computing-Infrastruktur nennt sich *LHC Computing Grid (LCG)* [LCG05].

# 4 ATLAS Level-1 Kalorimeter-Trigger

Der ATLAS Level-1 Kalorimeter-Trigger wurde unter ganz bestimmten Gesichtspunkten entwickelt. Eines der wesentlichen Ziele war, die bereits in Kapitel 3.3.2 beschriebene Verarbeitungszeit möglichst gering zu halten und dennoch ein robustes, zuverlässiges, effizientes und flexibles System zu konzipieren. Mit Hilfe von Simulationsstudien wurde vor der eigentlichen Hardware-Entwicklungsphase das Zusammenspiel der Algorithmen und der Architektur des gesamten Level-1 Kalorimeter-Triggersystems genauestens studiert und optimiert. In diesem Kapitel werden neben der aktuellen Architektur des ATLAS Level-1 Kalorimeter-Triggers auch die implementierten Algorithmen zur Identifikation der Trigger-Objekte: Elektronen, Photonen, hadronisch zerfallende Taus, Jets, totale transversale Energie und fehlende transversale Energie vorgestellt.

Innerhalb der Entwicklungsphase wurde im Rahmen dieser Arbeit eine erste funktionstüchtige Implementierung für eine der drei Prozessoreinheiten des Level-1 Kalorimeter-Triggers, dem Jet/Energiesummen-Prozessor, erstellt und mit Hilfe verschiedener Testmethoden verifiziert. Dieser Teil wird ausführlich in Kapitel 5 beschrieben.

## 4.1 Level-1 Kalorimeter-Trigger-Objekte

Innerhalb des Level-1 Kalorimeter-Triggers wird mit zwei unterschiedlichen Kategorien von Trigger-Objekten gearbeitet. Es wird zwischen lokalen und globalen Trigger-Objekten unterschieden. Bei der Identifikation und Lokalisierung dieser Trigger-Objekte ist die Leistungsfähigkeit und die Effizienz der Algorithmen entscheidend.

### Lokale Trigger-Objekte

Bei den *lokalen Trigger-Objekten* handelt es sich um physikalische Signaturen von Elektronen, Photonen, hadronisch zerfallenden Taus und Jet-Kandidaten, die aufgrund ihrer Energiedepositionen in den Kalorimeterzellen lokalisiert und klassifiziert werden. Diese Objekte unterscheiden sich untereinander im wesentlichen durch ihr Schauerprofil im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter. Elektronen und Photonen deponieren ihre Energie größtenteils im elektroma-

gnetischen Kalorimeter, während der Schauer eines Tau-Zerfalls sich auf beide Kalorimetertypen ausdehnt. Für diese Objekte werden die Daten der Kalorimeterzellen aus dem Raumwinkelbereich bis zu  $|\eta| < 2.5$  analysiert.

Jet-Objekte hingegen besitzen eine größere laterale Ausdehnung, d.h. ihre Energiedeposition ist auf einem größeren räumlichen Bereich verteilt. Aufgrund dessen wird der gesamte Datensatz des Raumwinkelbereichs von  $|\eta| < 4.9$  für den Jet-Algorithmus verwendet.

### Globale Trigger-Objekte

Um Rückschlüsse auf Teilchen wie zum Beispiel Neutrinos, die den Detektor ohne Wechselwirkung mit der Detektormaterie verlassen, zu ermöglichen, wird das Prinzip der Impulserhaltung angewendet. Der Anfangszustand der zwei Protonenstrahlen vor der Kollision beinhaltet keine transversale Impulskomponente, so daß auch nach der Kollision sich die transversale Energiebilanz aller beteiligten Teilchen zu Null aufaddieren sollte. Teilchen, die im Detektor nicht direkt nachgewiesen werden, verursachen eine negative Transversalenergiebilanz. Diese wird als fehlende transversale Energie  $E_{T,miss}$  aufgefaßt und ist für viele physikalische Ereignisse von Bedeutung. Auch die skalare Größe der totalen transversalen Energie  $E_T$  gehört zu der Kategorie der globalen Trigger-Objekte.

Für die Berechnung der globalen Trigger-Objekte werden alle Kalorimeterzellen bis zu  $|\eta|=4.9$  verwendet, um eine möglichst präzise Bestimmung der Größen  $E_T$ - und  $E_{T,miss}$  zu erzielen.

### Eingangsdatenformat

Die deponierte Energie  $E^k$  in den Kalorimeterzellen dienen dem Level-1 Kalorimeter-Trigger als Eingangssignale. Zuvor jedoch wird die transversale Energie  $E_T^k$  benachbarter Kalorimeterzellen

$$E_T^k = E^k \sin \theta^k \quad (4.1)$$

durch eine spezielle analoge Elektronik, die nicht Bestandteil des Level-1 Kalorimeter-Triggers ist, zu Bereichen von  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  im  $(\eta, \phi)$ -Koordinatensystem aufaddiert. Hierzu wird die Kenntnis über die geometrische Lage (Polarwinkel  $\theta^k$ , Azimutwinkel  $\phi^k$ ) der jeweiligen Kalorimeterzellen genutzt. Durch eine Summierung aller Kalorimeterbereiche gleicher  $(\eta, \phi)$ -Koordinate über die gesamte Tiefe (in  $\rho$ ) des Kalorimeters werden die sogenannten *Trigger-Tower* mit der entsprechenden Granularität von  $0.1 \times 0.1$  in  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  gebildet. Die Trigger-Tower werden für das elektromagnetische und hadronische Kalorimetersystem unabhängig voneinander bestimmt.

Die Aufteilung des ATLAS Kalorimetersystems durch das gewählte Koordinatensystem in  $(\eta, \phi)$  ist in Abb. 4.1 dargestellt.

Die Granularität der Trigger-Tower wurde zur Vereinfachung der Trigger-

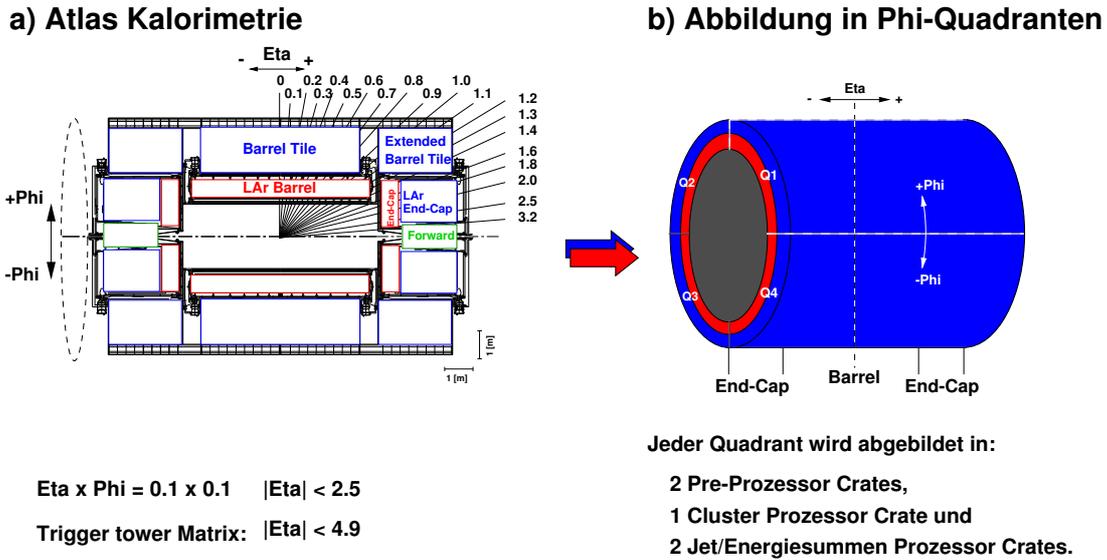


Abbildung 4.1: Geometrische Zuordnung der ATLAS-Kalorimeter im  $(\eta, \phi)$ -Koordinaten-System

Algorithmen und somit zur Optimierung der Verarbeitungszeit des Level-1 Kalorimeter-Triggers so gewählt, daß die deponierte Energie eines lokalen Trigger-Objektes, mit Ausnahme eines Jet-Objektes, größtenteils innerhalb des Volumens eines Trigger-Towers enthalten ist. Aufgrund der lateralen Ausdehnung eines Jet-Objektes werden in einer Vorprozessierungsstufe innerhalb des Trigger-Systems benachbarte Trigger-Tower zu einer Granularität von  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$  zusammengefaßt. Im Barrel-Bereich entspricht ein Trigger-Tower einer Fläche von  $\Delta x \times \Delta y = 15 \times 15 \text{ cm}^2$ .

## 4.2 Prozessorsysteme des Level-1 Kalorimeter-Triggers

Um den Forderungen nach einer geringen Verarbeitungszeit, Robustheit und Flexibilität des Level-1 Kalorimeter-Triggers gerecht zu werden, wurde ein rein digitales Prozessorsystem, bestehend aus drei Prozessoreinheiten - dem **PreProzessor (PPr)**, dem **Cluster-Prozessor (CP)** und dem **Jet/Energiesummen-Prozessor (JEP)** - entwickelt. Der schematische Aufbau des Level-1 Kalorimeter-Triggers ist in Abb. 4.2 dargestellt.

Der PreProzessor ist für die Aufbereitung der Kalorimeter-Eingangssignale verantwortlich und leitet die kalibrierten und formatierten Signale weiter an den CP und an den JEP. Der CP hat die Funktion,  $e/\gamma$ - und  $\tau$ -Cluster zu lokalisieren und zu identifizieren, während der JEP parallel dazu Jet-Cluster lokalisiert und

die globalen Größen  $E_T$  und  $E_{T,miss}$  berechnet. Beide Prozessorsysteme tragen mit ihren Ergebnissen zur endgültigen Level-1 Triggerentscheidung durch den zentralen Triggerprozessor (CTP) bei.

Die Technologie der Prozessorsysteme beruht vorwiegend auf programmierbare Logikbausteine, *Field Programmable Gate Arrays* (FPGAs) und *Complex Programmable Logic Devices* (CPLDs), um eine hohe Flexibilität des System zu ermöglichen. Im Falle des PPr jedoch, werden auch speziell entwickelte integrierte Schaltkreise (ASICs) verwendet.

Aufgrund von gesammelten Erfahrungen während der gesamten Entwicklungsphase der Module und dem rasanten Fortschritt in der Halbleitertechnologie wurden die einzelnen Module mehrfach einer Revision unterzogen. Die gesamte Datenverarbeitungskette des Level-1 Kalorimeter-Triggers wurde im ATLAS Teststrahl 2004 intensiv getestet, woraufhin die letzten Änderungen am Design der einzelnen Module für die finale Produktion entstanden.

### 4.2.1 PreProzessor (PPr)

Der PreProzessor ist die Eingangsstufe der Datenverarbeitungskette des Level-1 Kalorimeter-Triggers. In insgesamt 8 Crates mit jeweils 16 PPr-Modulen (PPM) werden die analogen Eingangssignale des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters in der reduzierten Granularität von  $0.1 \times 0.1$  in  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  separat und unabhängig voneinander vorprozessiert. Zusätzlich beinhaltet jedes dieser 8 Crates ein *Timing and Control Module (TCM)* zum Empfang von Takt- und Steuersignalen, eine handelsübliche CPU und ein *Readout-Driver-Modul (ROD)* zur Auslese.

Die Vorprozessierung im PPr startet mit der **Digitalisierung** der Eingangsdaten durch handelsübliche Flash-Analog-Digital-Wandler (FADC) in ein 10-bit breites Datenwort. Diese Datenbreite entspricht einem Energiebereich von 0-255 GeV. Nach der Digitalisierung werden die Daten einer **Synchronisierung** unterzogen, so daß die Unterschiede in den Signallaufzeiten aufgrund verschiedener Kabellängen kompensiert werden. Eine zentrale Rolle spielt die korrekte Zuordnung der Kalorimetersignale zur jeweiligen Strahlkollision. Diese Funktion des PPr-Systems wird als **Bunch Crossing Identifikation (BCID)** bezeichnet. Für das BCID existieren verschiedene Algorithmen, die für unterschiedliche Szenarien wie saturierte und unsaturierte Kalorimeterpulse verwendet werden. Mit Hilfe einer *Lookup Table (LUT)* werden die synchronen Daten in einem nächsten Schritt auf die deponierte transversale Energie  $E_T$  kalibriert. Für die Datenübertragung über serielle Hochgeschwindigkeitslinks (LVDS) an die darauffolgenden Subsysteme wird die effektive Bandbreite verdoppelt. Dieses Verfahren wird als **Bunch-Crossing Multiplexing** bezeichnet. Aufgrund der unterschiedlichen Anforderungen der einzelnen Algorithmen wird die Granularität der Trigger Tower für den JEP auf  $0.2 \times 0.2$  in  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  reduziert, während der CP die Daten in der ursprünglichen Granularität von  $0.1 \times 0.1$  erhält.

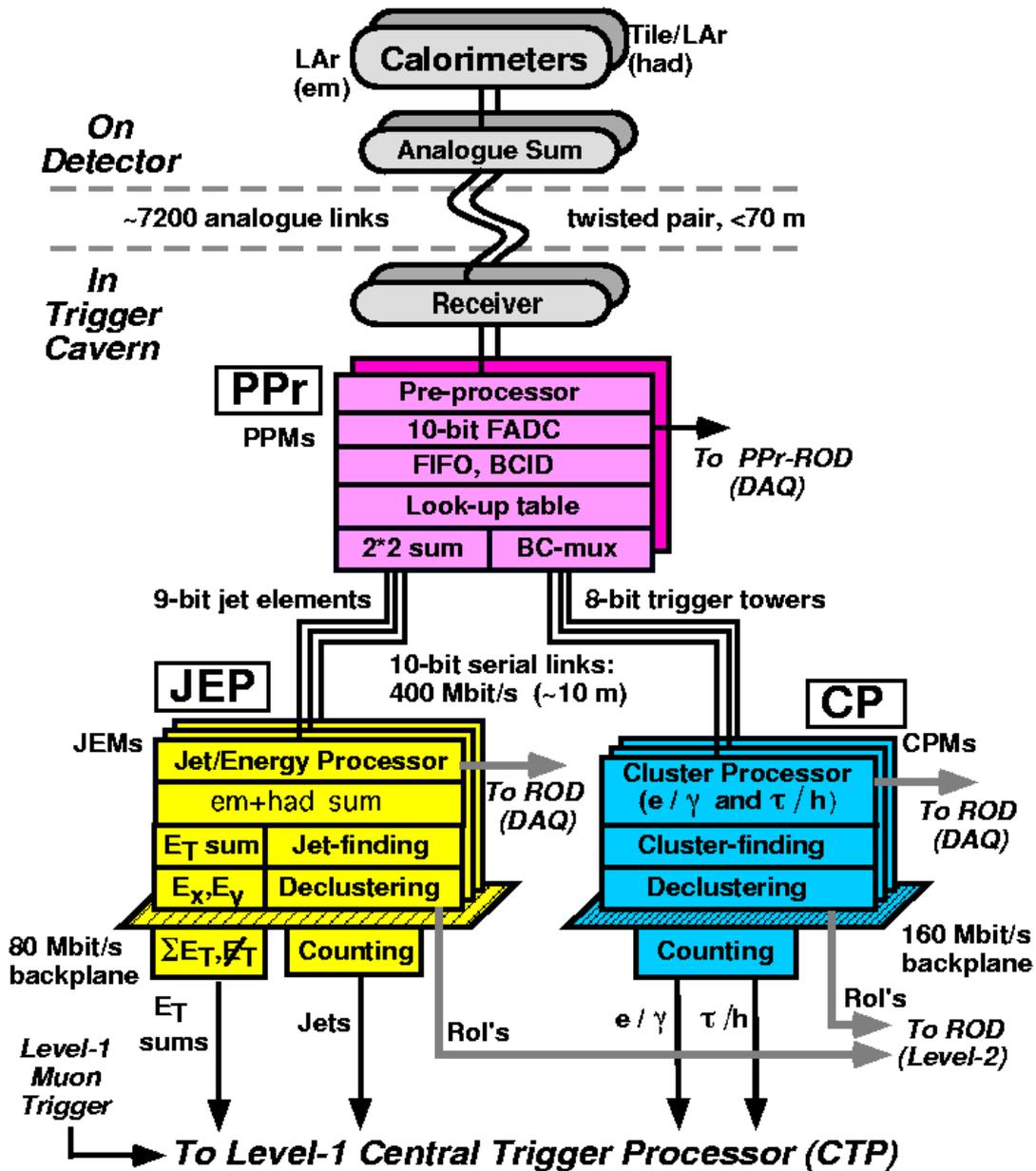


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau des ATLAS Level-1 Kalorimeter-Triggers mit den drei wesentlichen Prozessorsystemen PreProzessor (PPr), Cluster-Prozessor (CP) und Jet/Energiesummen-Prozessor (JEP), und den einzelnen Funktionsblöcken und Verbindungen

Die hier beschriebenen Verarbeitungsschritte sind ausschließlich Bestandteile des *Echtzeit-Datenpfads*. Die gesamte Funktionalität des Prozessorsystems beschränkt sich nicht nur auf den Echtzeit-Datenpfad, es sind weitere Implementierungen für die Kontrolle, für die Diagnose und auch für die Auslese erforderlich. Daher sei für eine ausführlichere Beschreibung des PreProzessor-Systems auf [Han03] verwiesen.

### 4.2.2 Cluster-Prozessor (CP)

Die Kernaufgabe des Cluster-Prozessors ist die Lokalisierung von isolierten Elektronen, Photonen, hadronisch zerfallenden Taus, sowie einzelnen Hadronen und deren Klassifikation, entsprechend ihrer Energiedeposition in den Kalorimetern. Zwei Algorithmen, der Elektron/Photon-Algorithmus und der Tau/Hadron-Algorithmus, wurden speziell für diese Aufgabe entwickelt und mit Hilfe einer Triggersimulation in Hinblick auf ihre Leistungsfähigkeit, ihre Effizienz und die Latenzzeit optimiert.

Bei der technischen Realisierung und bei der Wahl der Technologie wurden neben Robustheit und Zuverlässigkeit des Systems auch der wirtschaftliche Standpunkt mit berücksichtigt.

#### Architektur und Technologie des Cluster-Prozessors

Der Cluster-Prozessor (CP) ist in 4 Crates mit jeweils 14 identischen CP-Modulen unterteilt. Je ein Detektorquadrant wird in ein Crate abgebildet. Jedes dieser vier Crates besitzt außerdem noch ein **TCM**, ein **VME-Single-Board-Rechner** und zwei **Common-Merger-Module (CMM)**, die für die finale Zusammenfassung der einzelnen Multiplizitäten der CPMs verantwortlich sind und damit ein Bestandteil des Echtzeitdatenpfads des CPs sind.

Die vom PPr-System übermittelten Daten laufen auf dem CPM seriell ein und werden mittels 80 *LVDS-Links* in die ursprünglichen 10-bit Datenworte rückkonvertiert, die in der Eingangsstufe von 20 *Serialiser FPGAs* pro CPM für die eigentlichen Prozeßschritte des  $e/\gamma$ - und  $\tau$ -Algorithmus aufbereitet werden, nachdem die Daten synchronisiert und auf ihre Integrität hin überprüft sind. Die vorprozessierten Daten werden an die zentralen Bauelemente des CPMs, den *CP-Chips*, verteilt. Auf diesen CP-Chips befindet sich die Implementierung der weiteren Prozessierungsschritte des Echtzeitdatenpfads. Ein CPM ist jeweils mit 8 CP-Chips bestückt. Zeitgleich mit der Übertragung werden Duplikate bestimmter Datenbereiche für das De-Clustering angefertigt und an benachbarte CPMs über die Backplane übertragen.

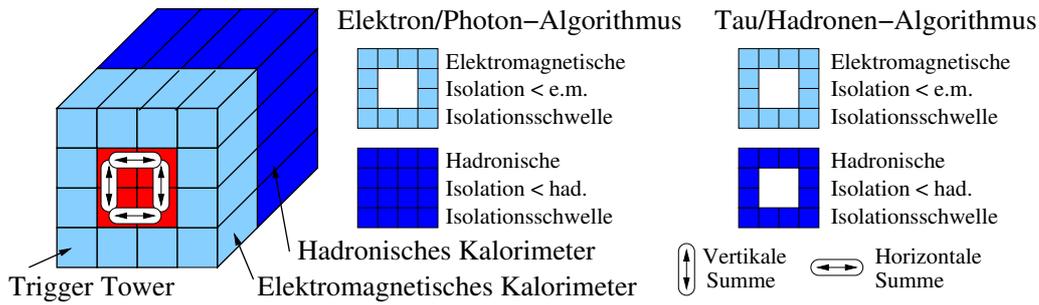


Abbildung 4.3: Elektron/Photon- und Tau/Hadronen-Algorithmus

### Elektron/Photon- und Tau/Hadron-Algorithmus

Die Identifikation leptonischer Zerfälle spielt für die Higgs- und SUSY-Suche eine zentrale Rolle. Daher wurde der  $e/\gamma$ -Algorithmus mit Hilfe von Simulationsstudien hinsichtlich seiner Selektivität und Effizienz optimiert. Bei der Entwicklung und Optimierung des  $\tau$ -Algorithmus wurde besonders viel Wert auf eine gute Akzeptanz von hadronisch zerfallenden Taus gelegt. Eine  $\tau$ -Signatur ist oftmals ein Indiz für ein physikalisch interessantes Ereignis, wie zum Beispiel der Zerfall des MSSM-Higgs-Bosons  $A/H \rightarrow \tau\tau$  [Tho02].

Die Cluster-Algorithmen beschränken sich auf einen  $4 \times 4$  Trigger-Tower-Bereich ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ) bestehend aus den zusammengehörigen Lagen der elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter. Für diesen Bereich werden die folgenden Prozessierungsschritte, die in Abb. 4.3 graphisch dargestellt sind, durchgeführt:

1. Innerhalb der  $2 \times 2$ -Kernregion wird die maximale Energiesumme zweier benachbarter Trigger-Tower bestimmt. Dieses Maximum muß mindestens einen der 8 einstellbaren Trigger-Schwellwerte, die für die zwei Algorithmen des CP unterschiedlich sind, überschreiten. Der  $e/\gamma$ -Algorithmus berechnet die elektromagnetische Energiesumme aller  $1 \times 2$ - und  $2 \times 1$ -Trigger-Tower-Paare innerhalb der  $2 \times 2$ -Kernregion. Beim  $\tau$ -Algorithmus wird zusätzlich noch die deponierte Energie in den hadronischen Trigger-Tower gleicher  $(\eta, \phi)$ -Koordinate zu den berechneten Energiesummen addiert.
2. Die Kernregion im elektromagnetischen Kalorimeter ist von 12 Trigger-Towern im  $4 \times 4$ -Fenster umgeben. Dieser Ring wird als Isolationsring bezeichnet. Die innerhalb des Isolationsrings deponierte Energie wird gleichermaßen für das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter aufaddiert. Für den  $e/\gamma$ -Algorithmus stellt die hadronische Kernregion eine zusätzliche Isolationsregion dar. Von dieser Isolationssumme wird gefordert, daß sie unterhalb eines bestimmten Schwellwertes liegt.
3. Die gesamte  $2 \times 2$ -Kernregion wird als *Region of Interest (RoI)* bezeichnet.

Von diesem RoI-Cluster wird die Summe der deponierten Energie im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter gebildet. Die Energiesumme des zentralen RoI-Clusters muß ein lokales Maximum innerhalb des  $4 \times 4$ -Fensters darstellen, d.h. die anderen acht möglichen RoI-Cluster müssen energetisch inaktiver sein. Dieses Kriterium wird als *De-Clustering* bezeichnet. Es verhindert die Doppelzählung eines Clusters unter der Voraussetzung, daß eine Verschiebung des  $4 \times 4$ -Fensters um jeweils einen Trigger-Tower in  $\eta$  und  $\phi$  für den gesamten Pseudorapiditätsintervall durchgeführt wird.

Für die akzeptierten Trigger-Objekt werden für die zugehörigen RoIs die Multiplizitäten als ein 3-bit Datenwort kodiert.

### 4.2.3 Jet/Energiesummen-Prozessor (JEP)

Für jede einzelne Strahlkollision identifiziert und lokalisiert der Jet/Energiesummen-Prozessor in den Kalorimeterdaten Jet-Cluster und berechnet skalar die totale transversale und vektoruell die fehlende transversale Energie.

Analog zum CP standen auch hier bei der Entwicklung der JEP-Architektur die Zuverlässigkeit, Robustheit und eine geringe Verarbeitungs- und Entwicklungszeit im Vordergrund. Um diesen Bedingungen zu genügen, wurde auch das JEP als System von einheitlichen Basismodulen konzipiert. Mit diesem Konzept ist zugleich die Möglichkeit gegeben, diese Module mit einer einheitlichen Konfiguration zu betreiben. Bei dem Basismodul des JEP handelt es sich um das *Jet/Energiesummen-Modul (JEM)*. Dieses Modul wurde während der Entwicklungs- und Testphase mehrfach einer Revision unterzogen, um einerseits Fehlerquellen zu beheben und andererseits die Vorteile aus dem rasanten Fortschritt in der Halbleiter-Technologie sinnvoll zu nutzen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit einem JEM-Prototyp gearbeitet, auf dem bereits alle notwendigen Funktionalitäten des endgültigen Moduls technisch realisiert waren.

#### Architektur und Technologie des Jet/Energiesummen-Prozessors

Das gesamte JEP-System besteht aus 2 Crates. Beide Crates enthalten 16 äquivalente JEMs, zwei CMMS, ein TCM und ein VME-Controller. Alle Module sind über eine speziell konstruierte Backplane miteinander verbunden. Wie Abb. 4.4 zeigt, sind jeweils 8 der 16 JEMs eines Crates für die Prozessierung der Daten eines Quadranten des gesamten Kalorimeters verantwortlich und decken damit einen Pseudorapiditätsbereich von  $-4.9 \leq \eta \leq 4.9$  und einen Azimutwinkelbereich von  $\Delta\phi = \frac{\pi}{2}$  ab.

Das **Jet/Energiesummen-Modul (JEM)** ist die Basiseinheit des JEP-

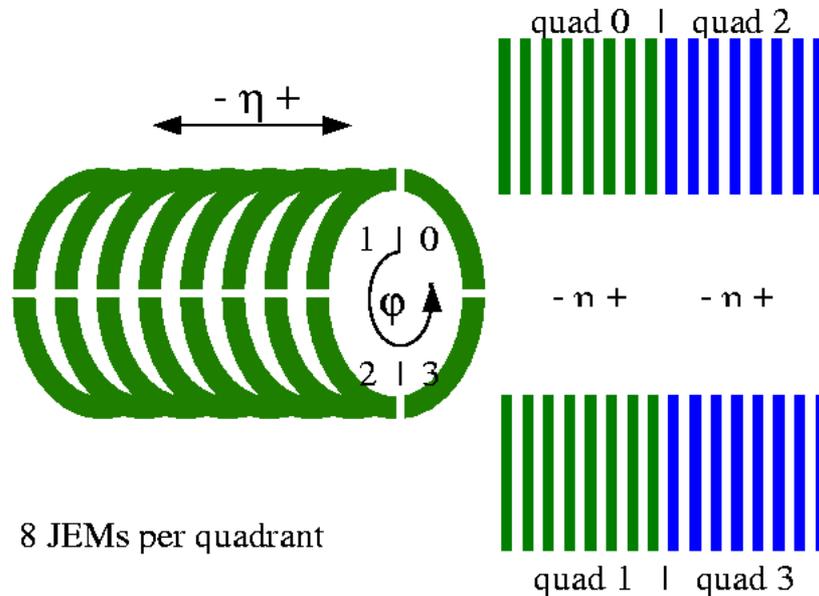


Abbildung 4.4: Aufteilung des Kalorimetersystems auf 2 Crate-Systeme mit jeweils 16 Jet/Energiesummen-Modulen des JEP

Systems. Abbildung 4.5 zeigt ein Blockdiagramm der aktuellen Version des JEM mit seinen wesentlichen Komponenten, die hier kurz beschrieben sind:

- Die insgesamt 88 seriell einlaufenden Datensignale von 2 elektromagnetischen und hadronischen PreProzessor-Modulen werden zunächst mit Hilfe von 16 *Deserializern* parallelisiert.
- Vier FPGAs, die als *Input-FPGAs* bezeichnet werden, prozessieren die Daten zu Jet-Elementen, die als Eingangsdaten des Jet- und Energiesummen-Algorithmus verwendet werden. Diese 4 Input-FPGAs sind zusammen mit den 16 Deserializern auf vier *Daughter-Modules* angeordnet, die auf dem eigentlichen *Mother-Board* des JEM befestigt sind.
- Zwei weitere FPGAs, der *Sum-Prozessor* und der *Jet-Prozessor*, sind für die Durchführung des Jet- und Energiesummen-Algorithmus für den jeweils vom JEM zu bearbeitenden Datenbereich zuständig. Im Gegensatz zu den Input-FPGAs sitzen die Prozessor-FPGAs direkt auf dem *Mother-Board* des JEM.
- Der benötigte VME-Bus und CAN-Bus Anschluß ist auf einem Daughter-Module verwirklicht, dem *Control-Daughter-Module (CM)*. Diese Schnittstelle ist zur Kontrolle, Steuerung und zum Test der programmierbaren Logikbausteine vorgesehen.

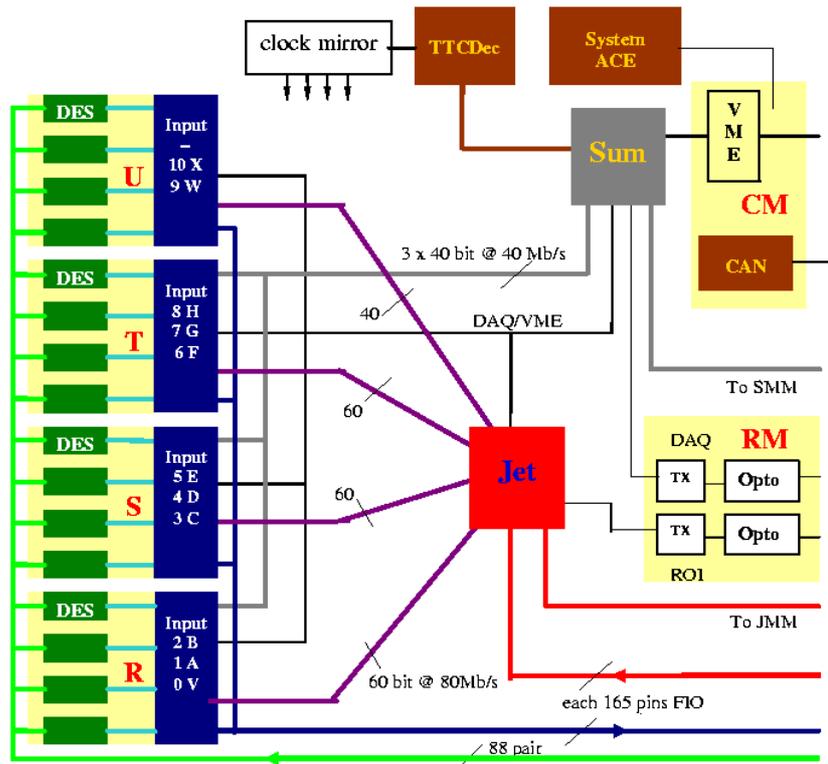


Abbildung 4.5: Blockdiagramm des Jet/Energiesummen-Moduls

- Analog zum Basismodul des CP besitzt auch jedes JEM einen *TTCrx-Chip*, der die Anbindung an das allgemeine Trigger Timing Control System (TTC) des LHC und an das Detector Control System (DCS) des ATLAS-Experimentes sichert.
- Jedes JEM besitzt zur Speicherung der FPGA-Konfigurationen eine *Compact-Flash-Card (Xilinx System ACE)*, die beim Einschalten der Spannungsversorgung das Laden der FPGAs mit den dafür vorgesehenen Konfigurationen durchführt.
- Ein weiteres Daughter-Module, das *Readout Daughter Module (RM)*, ist mit Übertragungsbausteinen (G-Links) und optischen Links (Opto-Links) ausgestattet. Dieses Modul ist die Schnittstelle zum DAQ-System und zum Level-2 Trigger.

Der JEP ist ein gemeinsames Projekt der Universität Stockholm und der Johannes-Gutenberg Universität Mainz. Die Mainzer Gruppe ist hauptverantwortlich für die Entwicklung des JEM und die Implementation des Energiesummen-Algorithmus sowie für die Implementierung der erforderlichen

Schnittstellen. Für die Implementierung des Jet-Algorithmus ist die Gruppe in Stockholm zuständig.

### Jet-Algorithmus

In Analogie zu den Cluster-Algorithmen des CP basiert die Lokalisierung und Klassifizierung von potentiellen Jet-Kandidaten auf der Suche nach lokalen Maxima in der Energiedeposition der Kalorimeter.

In einem ersten Schritt werden lokale Maxima in den Energiesummen aus  $2 \times 2$  Jet-Elementen als mögliche Jet-Kandidaten markiert. Daraufhin werden für verschiedene einstellbare Fenster mit  $2 \times 2$ ,  $3 \times 3$  oder  $4 \times 4$  Jet-Elementen um den markierten Bereich des Jet-Kandidaten die Summen der Energiedepositionen bestimmt. Die berechneten Energiesummen für die jeweiligen Bereiche werden mit acht einstellbaren Energieschwellwerten verglichen. Daraus setzen sich wiederum die einzelnen Multiplizitäten zusammen, die für die Level-1 Triggerentscheidung erst im CTP eine relevante Rolle spielen. Zusätzlich werden die Koordinaten der Bereiche der jeweiligen Jet-Kandidaten als *Region of Interest (RoI)* kodiert. Die RoIs werden nur bei einer positiven Level-1 Triggerentscheidung an den Level-2 Trigger weitergereicht. Die Berechnung der Energiesummen für die verschiedenen Bereiche ist in Abb. 4.6 schematisch dargestellt.

Mit den drei unterschiedlichen Größen der zu analysierenden Kalorimeter-Bereiche, um den eigentlichen Jet-Kandidaten, wird eine optimale Anpassung des Jet-Algorithmus an die physikalischen Gegebenheiten bei verschiedenen Luminositäten des LHCs beabsichtigt. Bei hohen Luminositäten besteht die Gefahr, daß die Klassifizierung der Jet-Energie durch eine extreme Untergrundaktivität, die hohe Energiedepositionen in den benachbarten Kalorimeterzellen verursachen kann, verfälscht wird. In diesem Fall wäre ein  $2 \times 2$ -Fenster die beste Wahl um eine optimale Performance und Effizienz des Jet-Algorithmus zu erzielen.

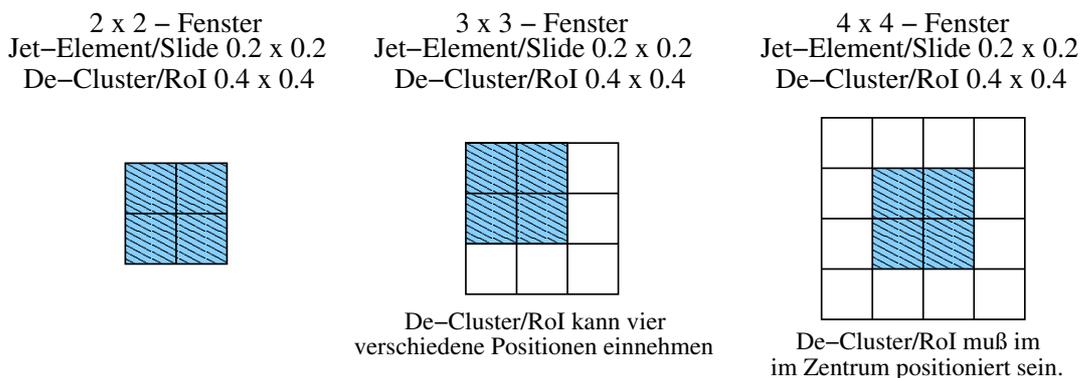


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung des Jet-Algorithmus

### Skalare und vektorielle transversale Energiesumme

Durch die relativistische Energie-Impuls-Relation

$$E = \sqrt{p^2 + m^2} \approx p \quad (4.2)$$

lassen sich die Komponenten von  $\vec{p}_T$ ,  $p_x$  und  $p_y$ , durch die transversalen Energiekomponenten

$$\begin{aligned} E_x &= E_T \cdot \cos \phi \\ E_y &= E_T \cdot \sin \phi \end{aligned} \quad (4.3)$$

ausdrücken. Diese können mit Hilfe des Azimutwinkel aus den Jet-Elementen, die als Eingangssignale zur Berechnung der skalaren Größe  $E_T$  und der vektoriellen Größe  $E_{T,miss}$  dienen, bestimmt werden.

Die Näherung 4.2 gilt auch für den fehlenden transversalen Impuls  $p_{T,miss}$ , so daß als Synonym auch  $E_{T,miss}$  verwendet werden kann. Die vektorielle Größe  $E_{T,miss}$  ist gegeben durch

$$E_{T,miss} = - \sum_{k=1}^N E_T^k \vec{n}_k \quad , \quad (4.4)$$

wobei der Index  $k$  die Kalorimeterzelle definiert.  $E_T^k$  steht für die transversale Energie der Kalorimeterzelle  $k$  und der Vektor  $\vec{n}_k$  bestimmt die Lage dieser Kalorimeterzelle in der xy-Ebene. Demnach ist der Betrag vom fehlenden transversalen Impuls

$$|p_{T,miss}| \approx |E_{T,miss}| = \sqrt{(E_x)^2 + (E_y)^2} \quad . \quad (4.5)$$

Die Summe über die transversale Energie  $E_T^k$  aller Kalorimeterzellen entspricht der skalaren Größe  $E_T$ .

### Quad-Linear-Coding

Die Common-Merger-Module (CMM) dienen zur finalen Berechnung der Jet-Multiplizitäten und Energiesummen. Jedes Crate besitzt einen Energie-CMM und einem Jet-CMM, welcher die Ergebnisse des jeweiligen Prozessor-FPGAs von den jeweils 16 JEMs über die Backplane zugestellt bekommt.

Eine Besonderheit beim JEP ist die Vorgehensweise der Übertragung der Energie-zwischensummen  $E_T$ ,  $E_x$  und  $E_y$  an den *Crate-Energie-CMM*. Bedingt durch die gewählte Architektur des JEP und durch die gemeinsame Nutzung von einheitlichen Submodulen wird für die Übertragung der einzelnen Energie-zwischensummen ein speziell entwickeltes Kodierungsschema verwendet, das eine Komprimierung der Energie-zwischensummen von 12-bit auf 8-bit ermöglicht. Die kodierten 8 Bits sind in 2 *Skalen-Bits* und in 6 *Daten-Bits* unterteilt. Die Skalen-Bits bestimmen den Energiebereich, während sich der eigentliche Energiewert anhand

der Daten-Bits dekodieren läßt. Der gesamte Energiebereich von 0 bis 4096 GeV wird durch die 2 Skalen-Bits in 4 Bereiche zerlegt. Die Skalengrenzen liegen bei 64, 256 und 1024 (siehe Tabelle 4.1). Das Kodierungsschema wird als *Quad-Linear-Coding* bezeichnet und wurde mit Hilfe der Trigger-Simulation hinsichtlich der Energieauflösung studiert und optimiert. Bei der Beschreibung der Implementierung des Energiealgorithmus wird das Quad-Linear-Coding nochmals aufgegriffen.

Energiebereich (GeV)	Skalen- Faktor	Skalen- Bits
0 - 63	1	00
64 - 255	4	01
256 - 1023	16	10
1024 - 4095	64	11

Tabelle 4.1: Lineare Kodierung mit vier Skalen, Komprimierung von 12 Bit Daten auf 6 Daten-Bits + 2 Skalen-Bits: Skalengrenzen und Faktoren

#### 4.2.4 Einheitliche Subsysteme der Prozessoren

Für die gemeinsame Nutzung der Prozessoren wurde eine Reihe von einheitlichen Subsystemen entwickelt, die die generellen Anforderungen aller drei Prozessorsysteme gleichermaßen berücksichtigen. Dadurch wurden der Entwicklungsaufwand und die Kosten auf ein Minimum reduziert. Desweiteren hat der Einsatz von einheitlichen Modulen für das Level-1 Trigger Konzept den Vorteil der Übersichtbarkeit und Kompaktheit.

##### Prozessor-Backplane

An der Universität Stockholm wurde eine spezielle Prozessor-Backplane entwickelt, die der Anforderung einer gemeinsamen Nutzung des CP und JEP genügt.

Beide Algorithmen-Prozessoren haben in ihren generellen Funktionen und in ihrer Konzipierung eine Vielzahl von Übereinstimmungen, wie zum Beispiel die Verwendung von zwei architektonisch identischen CMMs, den einheitlichen TCM und die Verwendung eines VME-Single-Board-Rechners pro Crate-System. Daher sind auf der Backplane Leitungen für die Verbindung von jedem Modul zum CMM, sowie für die Stromversorgung der Module und für die Übertragung von Takt- und globalen Steuersignalen vorhanden. Zudem weist die Backplane jedem Modul im Crate eine geographische Adresse zu. Die Hauptfunktion ist allerdings der Datentransfer zwischen den äquivalenten CP- bzw. JEM-Modulen innerhalb

eines Crates. Aufgrund der Unterschiede in den Algorithmen mußte bei der Entwicklung der Backplane folgendes berücksichtigt werden:

- Die Crates des CP- und JEP-Systems sind mit einer unterschiedlichen Anzahl von äquivalenten Modulen bestückt.
- Ein JEM nimmt die prozessierten Daten vom PreProzessor mittels 88 serieller Hochgeschwindigkeitslinks entgegen, während der CP nur über 80 LVDS-Links pro Modul verfügt.
- Für die vollständige Abdeckung des zu bearbeitenden Pseudorapiditätsintervalls benötigt der CPM-Algorithmus für das De-Clustering eine Verschiebung von einem Trigger-Tower in  $\eta$  und in  $\Phi$ . Dies bedingt einen Datenaustausch benachbarter Module untereinander. Der CPM benötigt für diesen Datenaustausch 320 Punkt-zu-Punkt-Leitungen mit einer Übertragungsrate von 160 MBit/s. Für den Jet-Algorithmus ist ebenso ein Datenaustausch zwischen benachbarten Modulen erforderlich, der bei einer halb so großen Übertragungsrate über 330 Punkt-zu-Punkt-Leitungen beansprucht.

Die Prozessor-Backplane ist in der Höhe und Breite den Modulen und den Crates angepaßt. Die Höhe der Backplane von 630 mm und die Breite von 426,72 mm entsprechen den IEEE1101.10 Spezifikationen. Eine Steckerleiste nach 2 mm-Compact-PCI Norm mit 5 Pin-Lagen ist auf der Backplane angebracht, die 950 Leitungen zur Verfügung stellt. Eine zusätzliche Adapterkarte wurde für den Einbau eines kommerziellen VME-Single-Board-Rechners im 6U-Format angefertigt. Durch die limitierte Anzahl an verfügbaren Pins war eine starke Reduzierung des Standard-VME-Protokolls unumgänglich. Diese Reduzierung des VME-Protokolls wird als  $VME^{--}$  bezeichnet und über die Adapterkarte realisiert.

#### **Common Merger Modul (CMM)**

Aufgrund der gemeinsamen Nutzung einer einheitlichen Backplane war es naheliegend, auch ein einheitliches Modul für die finale Summierung der jeweiligen Multiplizitäten und Energiesummen des CP- und JEP-Systems zu entwickeln, das *Common Merger Modul (CMM)*. Das Design ist zwar einheitlich, aber die Konfigurationen unterscheiden sich durch die jeweilige Verwendung des CMM-Moduls als Cluster-CMM, Jet-CMM oder als Energiesummen-CMM. In jedem Crate-System der Algorithmen-Prozessoren existieren jeweils zwei *Crate-CMMs*, die die lokalen Ergebnisse in dem jeweiligen Crate zusammenfassen. Im CP ist ein CMM für die  $e/\gamma$ -Multiplizitäten verantwortlich, während das zweite die  $\tau$ /had-Multiplizitäten für das Crate bildet. Ebenso verarbeitet ein CMM in einem JEP-Crate die Jet-Multiplizitäten, während das andere für die Energiesummen zuständig ist. Mit Hilfe des *System-CMMs* werden die Teilergebnisse der einzelnen Crates zusammengefaßt und anschließend an den CTP übertragen. Dabei

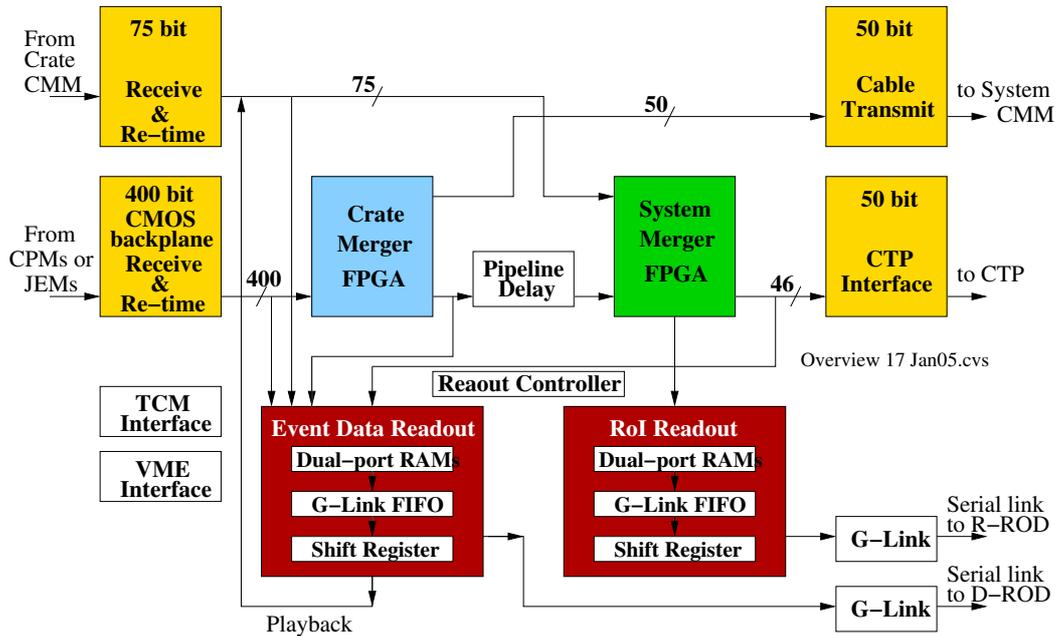


Abbildung 4.7: Schematischer Überblick über die einzelnen Funktionsblöcke des Common Merger Moduls

ist das Layout des CMM-Moduls so gewählt, daß das CMM-Modul sowohl als Crate- als auch als System-CMM-Modul fungieren kann, indem für jede dieser zwei Funktionen ein FPGA auf dem Modul vorgesehen ist.

Da das CMM-Modul einen wesentlichen Bestandteil der eigentlichen Daten-Prozessierung der jeweiligen Algorithmen beinhaltet, müssen auf dem Modul auch die generellen Funktionen zur Diagnose, Kontrolle und der Auslese der Daten für das DAQ-System technisch realisiert sein. Abbildung 4.7 zeigt einen schematischen Überblick der einzelnen Funktionsblöcke des CMM-Moduls. Das Design des CMM-Moduls sowie die Firmware der generellen Funktionen für dieses Modul wurden am RAL entwickelt. Die Zuständigkeit für die eigentlichen Algorithmen-Sequenzen auf Crate- und System-Basis hingegen ist bei den jeweiligen Universitäten, die die Verantwortung für die entsprechenden Algorithmen-Prozessoren tragen. Die notwendige Firmware für die finale Summierung der Energiesummen für den Crate- und System-CMM wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und wird in Kapitel 5 ausführlicher beschrieben.

### Timing Control Modul (TCM)

Das Timing Control Modul ist das zentrale Verbindungsglied für die drei Prozessoren zu dem globalen *Timing-, Trigger- und Control-System (TTC)* von LHC und dem *Detector-Control-System (DCS)* von ATLAS [Gee05].

Das globale TTC-System ist die zentrale Verwaltung von den für ATLAS relevanten Takt- und Steuersignalen. Eine Hauptfunktion des TTC-Systems ist die Verteilung des 40.08 MHz Taktsignals, das zum LHC-Strahltakt synchronisiert ist. Zusätzlich zum Taktsignal werden den Prozessoren zwei phasenkorrigierte Taktsignale in jeweils 104 ps Schrittweiten zur Verfügung gestellt. Des weiteren ist das TTC-System für die Übertragung des Level-1 Accept-Signals bei einer positiven Triggerentscheidung des CTPs verantwortlich, sowie für die Übertragung des *Bunch Counter Reset-Signals* (*BcntRes*). Für die korrekte Zuweisung der Daten einer Strahlkollision wurden auf den Modulen interne Zähler implementiert. Über das *BcntRes*-Signal besteht die Möglichkeit, die internen Zähler auf Null zurückzusetzen. Eine weitere Möglichkeit zur Diagnose und Kontrolle des Level-1 Kalorimeter-Triggers besteht durch die Verwendung von sogenannten *Broadcast Kommandos*. Diese Kommandos werden ebenfalls über das TTC-System an die jeweiligen TCM-Module in kodierter Form übertragen.

Die Datenübertragung vom TTC zum TCM erfolgt über optische Links, die auf dem TCM in elektrische Signale übersetzt werden. Die anderen Signale wie Takt- und Steuersignale laufen über die Prozessor-Backplane. Auf den Modulen befindet sich ein ASIC, der *TTCrx-Chip*, der diese Signale, die größtenteils in kodierter Form übertragen werden, empfängt und dekodiert.

Zudem ist das TCM über einen CAN-Bus mit dem zentralen DCS von ATLAS verbunden und ermöglicht so die Überwachung von u.a. Spannungsversorgung und Temperatur der einzelnen Module.

### **Readout-Driver (ROD) System**

Das Readout-Driver System besteht aus einer Vielzahl von äquivalenten *Readout-Driver-Modulen* (*ROD*). Diese RODs fordern bei einer positiven Level-1 Triggerentscheidung die zu dem Event zugehörigen Ergebnisse und RoIs des CP und JEP an. Diese Daten werden daraufhin an das DAQ-System und die RoIs an die RoI-Builder des Level-2 Trigger Systems transferiert, zusammen mit der Information der zugehörigen Strahlkollisionsnummer, die von einem internen Bunch-Crossing-Zähler generiert wird. Diese Strahlkollisionsnummer wird nach dem Empfang der Daten mit der Strahlkollisionsnummer auf dem *TTCrx-Chip* verglichen. Sollte keine Übereinstimmung vorliegen, wird das TTC-System benachrichtigt, welches ein sofortiges Zurücksetzen aller internen Bunch-Crossing-Zähler veranlaßt.

Einen Großteil der Implementation zur DAQ- und RoI-Auslese über die RODs ist auf den einzelnen CP- und JEM-Modulen realisiert. Dieser Teil wird in Kapitel 5 ausführlicher beschrieben.

Die ROD-Module sind vorwiegend mit FPGAs und seriellen Übertragungsbau- steine, wie G-Links und LVDS-Links, bestückt. Die Verantwortung für die Entwicklung des Readout-Driver-Systems trägt das RAL.

# 5 Implementation und Funktionstests des Jet/Energiesummen-Prozessors

Im vorherigen Kapitel wurde die Funktionalität der einzelnen Hauptkomponenten des Level-1 Kalorimeter Triggers beschrieben sowie die Architektur des aktuellen Jet/Energiesummen-Prozessors (JEP).

Die Entwicklung eines solch kompakten Prozessorsystems, wie das des JEP mit seinem Basismodul, dem Jet/Energiesummen-Modul (JEM), beinhaltet neben der Hardware auch die zentralen Aspekte wie der Implementierung der Algorithmen (Firmware) sowie die Software zur Ansteuerung des Moduls. Diese Entwicklungseinheiten sind sehr miteinander verbunden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein wesentlicher Beitrag zur Entwicklung der Hardware-nahen Implementation der Algorithmen in der Firmware geleistet. Dabei wurde die Firmware auf einen Prototypen des JEM abgestimmt, das bereits den Spezifikationen eines endgültigen Moduls entsprach und somit über alle Funktionen verfügte. Bei der Implementierung der Triggeralgorithmen konnte auf einen bestehenden Satz an bereits existierenden VHDL-Codes zurückgegriffen werden, der in einer vorhergehenden Diplomarbeit [Noe01] entwickelt wurde. Dieser Code wurde vervollständigt, bezüglich der Verarbeitungszeit optimiert und Funktionstests unterzogen.

Nach einer kurzen Einführung der zugrundeliegenden Architektur des JEM-Prototypen wird im folgenden die Implementation der JEM-spezifischen Algorithmen erörtert. Abschließend werden Funktionstests des JEM-Prototypen zur Verifikation der hier beschriebenen Implementation der Algorithmen vorgestellt.

## 5.1 Jet/Energiesummen-Modul (JEM)

Das Jet/Energiesummen-Modul ist die Hauptkomponente des JEP-Systems. Während der Entwicklungszeit wurden mehrere Iterationen des JEM mit unterschiedlichem Design und verschiedenen Technologien in Mainz gebaut und getestet. Diese Prototypen erfüllten bereits die spezifischen Anforderungen, die an das endgültige Modul (JEM-0) gestellt werden. Die fundamentalen Grundfunktionen des JEM werden im folgenden beschrieben. Anschließend wird das Layout und die Technologie der programmierbaren Logikbausteine des Prototypen vor-

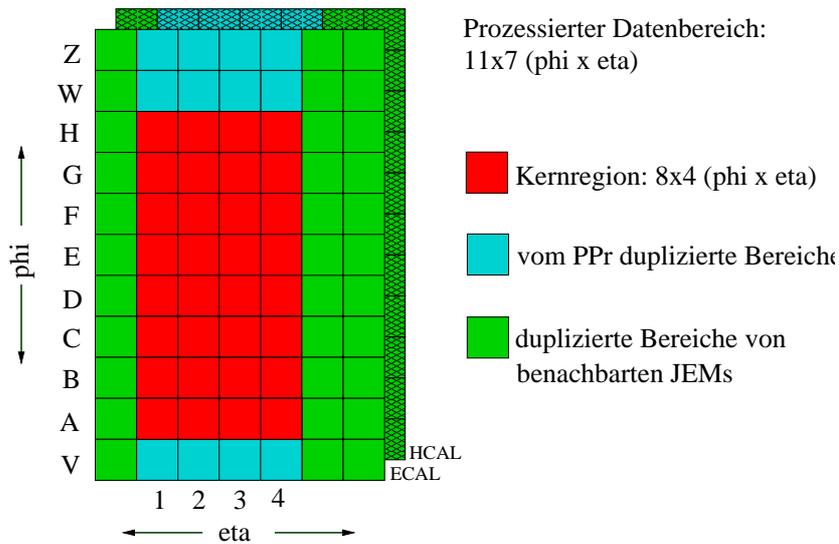


Abbildung 5.1: Prozessierter Datenbereich in  $\phi$  und  $\eta$  eines JEM.

gestellt, in die die Triggeralgorithmen implementiert sind.

### 5.1.1 Grundfunktionen des JEM-Prototyps

Die Grundfunktionen des JEM-Moduls lassen sich in einen Echtzeitdatenpfad (RTDP), Kontroll- und Diagnose-Pfad und Auslesepfade zum DAQ- und Level-2 Trigger-System zusammenfassen.

#### Echtzeitdatenpfad (RealTimeDataPath - RTDP)

- Datenempfang des zu prozessierenden Detektorbereichs eines JEM (siehe Abb. 5.1):

Bei den Eingangsdaten handelt es sich um  $11 \times 7$  Triggertower in  $\phi$  und  $\eta$ , bestehend aus einer Kernregion mit  $8 \times 4$  Kanälen, umgeben von duplizierten Kalorimeterdaten. Diese dienen dem Jet-Algorithmus zur Sicherstellung der Eindeutigkeit der identifizierten Jet-Kandidaten. Die einzelnen Kanäle der Kernregion in  $\phi$  werden mit den Buchstaben A bis H bezeichnet, während die Kanäle in  $\eta$  von 1 bis 4 durchnummeriert sind. Die vom PreProzessor-System (PPr) duplizierten Kanäle entsprechen den zusätzlichen  $\phi$ -Kanälen, die mit V, W und Z bezeichnet sind. In  $\eta$  werden die duplizierten Kanäle (gekennzeichnet mit 0,5 und 6) von den benachbarten JEM-Modulen übertragen. Die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeterdaten liegen separat in der Granularität  $0.2 \times 0.2$  in  $\Delta\phi \times \Delta\eta$  vor.

- Vorprozessierungsstufe:  
Addition der elektromagnetischen und hadronischen Kanäle gleicher  $(\phi, \eta)$ -Koordinate.
- Hauptprozessierungsstufe:  
Die aus der ersten Stufe resultierenden Jet-Elemente der Kernregion werden für die Berechnung der totalen transversalen Energiesumme ( $\sum E_T$ ) sowie der Komponenten  $E_x$  und  $E_y$  verwendet, während der Jet-Algorithmus den gesamten prozessierten Datenbereich inklusive der duplizierten Kanäle verarbeitet.
- Zuordnung der Module als Barrel- beziehungsweise als FCAL-JEM (Vorwärtskalorimeter):  
Anhand der Position des JEM innerhalb des Crates zusammen mit einer lokalen und eindeutigen Adresse wird das JEM als Barrel- oder als FCAL-JEM ausgezeichnet. FCAL-JEM prozessieren die Daten an den Grenzen des Pseudorapiditätsbereiches vom Kalorimeter ( $3.2 < |\eta| < 5.0$ ). Die Kalorimeterdaten eines FCAL-JEM müssen aufgrund der veränderten Detektorgeometrie gesondert verarbeitet werden.
- Handhabung von saturierten Kanälen:  
Überschreitet ein Eingangskanal bzw. eine Zwischensumme den maximal zur Verfügung stehenden Wertebereich, so wird diese Saturierung durch den gesamten Datenpfad bis hin zum Central Trigger Prozessor (CTP) weitergegeben, d.h. alle nachfolgenden Summen und Ergebnisse im RTDP sind saturiert.

## Diagnose und Kontrolle

Für ein komplexes System, wie das der Prozessierungseinheiten PreProzessor (PPr), Cluster-Prozessor (CP) und Jet/Energiesummen-Prozessor (JEP), muß für jedes Modul die Möglichkeit gegeben sein, die Zuverlässigkeit der Implementierung zu garantieren, sowie eine ständige Kontrolle über die Funktionstüchtigkeit zu gewährleisten. Die wesentlichen Bestandteile dieses Pfades sind:

- Konfiguration der programmierbaren Logikbausteinen auf dem JEM.
- Implementierung eines reduzierten VME-Bussystems zur Kontrolle, Steuerung und Diagnose des JEM.
- Interne Speicher zur Verifizierung der Implementierung des RTDP. Diese Funktionalität wird als 'Playback und Spy' bezeichnet.
- Schnittstelle zum DCS<sup>1</sup>, die die Koordinierung vom Level-1 Accept (L1A)- und Bunch Crossing Reset (BcntRes)-Signal beinhaltet.

---

<sup>1</sup>DCS: Detector Control System

- Schnittstelle zum TTC<sup>2</sup> erfordert die Aufbereitung von kodierten globalen Steuerungssignale sowie dem LHC-Taktsignal.

### Auslese und Weitergabe an das DAQ-System und den Level-2 Trigger

Alle wesentlichen Daten und Ergebnisse des Echtzeitdatenpfads, wie die über die LVDS<sup>3</sup>-Deserializer zugestellten Kalorimeterdaten und die JEM basierenden Ergebnisse des Jet- und Energie-Algorithmus, müssen für eine vorgegebene Zeit zwischengespeichert werden, so daß diese im Falle einer positiven Triggerentscheidung an das DAQ-System übergeben werden können. Dort werden diese gegebenenfalls zur Analyse und Diagnose der Triggerentscheidung verwendet. Von den Eingangsdaten werden nur die Daten zwischengespeichert, die auch in der Vorprozessierungsstufe berücksichtigt werden, d.h. die duplizierten Daten von den benachbarten Modulen werden bei der Auslese nicht mit erfaßt.

Die RoI-Informationen des Jet-Algorithmus werden parallel zu den DAQ-Daten ausgelesen und an den LVL-2 Trigger weitergeleitet. Das Prinzip funktioniert analog zur DAQ-Auslese und wird in Abschnitt 5.4.1 bei der Beschreibung der Implementierung vorgestellt.

### 5.1.2 Architektur des JEM-Prototyps

Die Abb. 5.2 zeigt ein Blockdiagramm eines JEM mit seinen wesentlichen Hauptkomponenten, die für die hier beschriebene Implementierung der Triggeralgorithmen relevant sind. In diesem Blockdiagramm ist zum einen der Datenfluß durch das JEM schematisch skizziert, zum anderen ist die Aufteilung der einzelnen Bausteine in die drei oben genannten Einheiten der Grundfunktionen eines JEM-Moduls deutlich erkennbar.

- Die 11×4 elektromagnetischen und hadronischen Datenkanäle werden von **88 LVDS-Übertragungsbausteinen (Link-Deserialiser)** (Typ National Semiconductor DS92LV1224) mit einer seriellen Datenrate von 400 MBit/s empfangen und zu 10-Bit Datenworte parallelisiert. Die LVDS-Signale besitzen den Vorteil, daß sie aufgrund der differentiellen Signalübertragung eine hohe Datenrate mit geringer elektrischer Leistung erzielen.
- Die Vorprozessierungsstufe besteht aus insgesamt **11 InputFPGAs** vom Typ Xilinx Spartan-2 XC2S200. Diese beinhalten eine Additionsstufe der elektromagnetischen und hadronischen Kanäle zu Jet-Elementen.

---

<sup>2</sup>TTC: Trigger Timing Control System

<sup>3</sup>LVDS: Low Voltage Differential Signaling

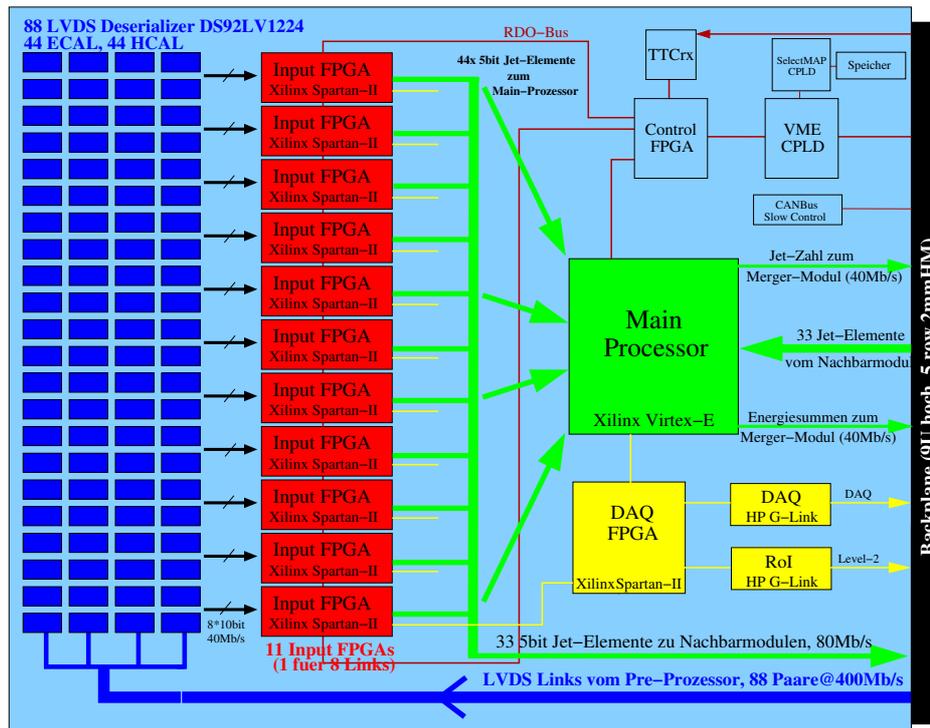


Abbildung 5.2: Blockdiagramm des Jet/Energiesummen-Moduls

- Der **MainProzessor-FPGA** (Typ Xilinx Virtex-E XCV1000E) ist mit der eigentlichen Implementierung konfiguriert, die den Jet- und Energiesummen-Algorithmus enthält.
- Der **DAQ-FPGA** (Xilinx Spartan-2 XC2S200), später auch als Readout-Controller (ROC) bezeichnet, ist für die gesamte Koordinierung der Auslese der Daten zuständig, die nach einer positiven Triggerentscheidung sowohl für das DAQ-System als auch für die zweite Triggerstufe (LVL-2) benötigt werden. Diese Daten werden über zwei **G-Links** vom Typ Agilent/HP HDMP-1022 übertragen.
- Zwei CPLDs, der **VME-CPLD** und **SelectMAP-CPLD** (Xilinx CLPD XC95288XL-7-PQ208), ermöglichen die Konfiguration der anderen FPGAs und die VME-Zugriffe zur Kontrolle und Diagnose des JEM. Der VME-CPLD ist das Interface zum Controller-PC im Crate. Für die Konfiguration ist ein Steckplatz für zusätzliche Speicherbausteine vorgesehen, die die Konfigurationsdateien für die FPGAs enthalten sollen.
- Der **ControlFPGA** (Xilinx Spartan-2 XC2S200) koordiniert die VME-Zugriffe, die TTC- und DCS-Steuerungssignale, die über einen angeschlos-

senen CAN-Bus gesendet werden. (Der CAN-Bus war zur Zeit der Implementierung und Tests der Triggeralgorithmen nicht verfügbar.)

- Der JEM-Prototyp besitzt einen Steckplatz für den **TTCrx ASIC**-Chip, der die direkte Verbindung zum TTC-System darstellt und die empfangenen Daten zum ControlFPGA weiterleitet. Dieser stellt insbesondere den LHC-Takt von 40.08 MHz zur Verfügung.

Im Anhang B.2 ist eine photographische Abbildung von einem der drei JEM-Prototypen gezeigt, die für erste Tests (siehe Abschnitt 5.5) der JEM-Implementierung zur Verfügung standen.

## 5.2 Implementation des Echtzeitdatenpfads vom Energie-Algorithmus

Die Implementierung des Echtzeitdatenpfads auf dem JEM erstreckt sich über zwei FPGA-Einheiten: den 11 InputFPGAs sowie dem MainProzessor. Die Implementierungen der Algorithmen für die FPGAs sind schematisch in ihre einzelnen Funktionsblöcke unterteilt in Abb. 5.3 und 5.4 dargestellt. Beide werden im Folgenden ausführlicher beschrieben.

### 5.2.1 Echtzeitdatenpfad im InputFPGAs

Den Anfang des Echtzeitdatenpfades bilden die 11 identisch konfigurierten InputFPGAs. Jeder dieser InputFPGAs empfängt die Daten von 8 LVDS-Deserializer-Baukomponenten, wovon vier die Daten des elektromagnetischen Kalorimeters vom PPr zum JEP empfangen, und vier weitere die des hadronischen Kalorimeters.

#### Empfang der Kalorimeterdaten

Alle 25 ns erhält der InputFPGA 10-Bit Datenworte von den Deserializer und ein zusätzliches Taktsignal, das *LVDS-Strobe*-Signal, das bei steigender Flanke die Gültigkeit des Datenwortes signalisiert. Um sicherzustellen, daß die Daten über die LVDS-Deserializer einwandfrei übertragen werden, ist ein Monitoring-System in den InputFPGAs implementiert.

Über das sogenannte *LOCK-Signal* des LVDS-Deserializers wird dem InputFPGAs angezeigt, ob sich der LVDS-Sender und der Empfänger synchronisiert haben und damit funktionsbereit sind. Bei einem LOCK-Verlust wird ein interner 4-Bit Binärzähler um eins erhöht. Der Zählstand kann separat für jeden Kanal mit Hilfe eines VME-Zugriffs ausgelesen werden. Im Falle eines LOCK-Verlustes werden die übertragenden Datenworte von dem jeweiligen LVDS-Baustein im zuständigen InputFPGA vollständig auf Null gesetzt, um die Weitergabe von

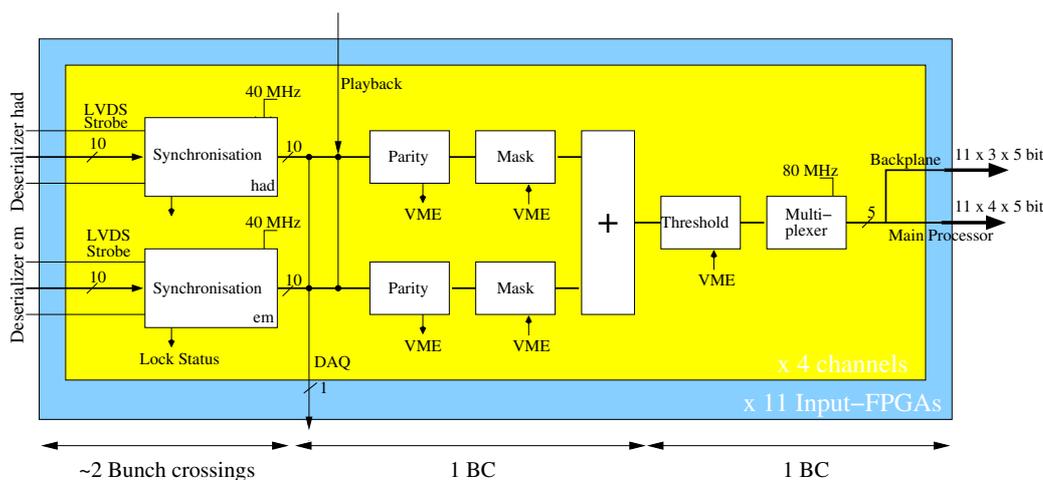


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des Echtzeitdatenpfads im InputFPGA.

Übertragungsfehler im restlichen Datenpfad zu verhindern. Damit die LVDS-Deserializer synchron zum restlichen JEM-Modul arbeiten, werden diese mit dem 40.08 MHz Taktsignal vom InputFPGA versorgt.

### Synchronisierung der Kalorimeterdaten im InputFPGA

Eine der Hauptfunktionen der InputFPGAs, die gleichzeitig auch einen der kritischsten Punkte darstellt, ist die *Synchronisierung* der einlaufenden Datensignale auf den 40.08 MHz Takt des JEM und damit die Sicherstellung einer korrekten Zuordnung der Daten zum jeweiligen Bunch-Crossing. Die Synchronisierung ist zwingend notwendig, da unterschiedliche Laufzeiten bei der seriellen Übertragung der Datenworte von den verschiedenen PreProcessor Module (PPM) zum JEM vorliegen, die mehrere Nanosekunden betragen können. Zu diesem Zweck wurde eine spezielle Methode entwickelt, die auch im Cluster Processor Module (CPM) eingesetzt wird.

Die Synchronisationsmethode beruht auf ein vom PPr gesendetes Synchronisationsdatenmuster, mit dessen Hilfe der FPGA die optimale Taktphase zum Eintakten der 10-Bit Datenworte für jeden einzelnen Kanal bestimmen kann. Die Synchronisierung wird über ein globales TTC-Kommando initiiert, woraufhin der PPr alternierend 10-Bit Datenworte bestehend nur aus Einsen oder Nullen an die InputFPGAs über die Deserializer sendet. Anhand des alternierenden Datenmuster wird die optimale Taktphase ( $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  oder  $270^\circ$ )<sup>4</sup> für jedes der 10 Bits separat bestimmt. Die ermittelten Taktphasen für die 8 Kanäle pro InputFPGA

<sup>4</sup>Die DLL (Delay Lock Loop) eines Xilinx Spartan-2 XC2S200 kann generell nur zwei Clock Routing Networks treiben, daher werden jeweils 2 Taktphasen aus der Negation der anderen Beiden gewonnen.

werden in zwei 8-Bit breite Statusregister, getrennt nach elektromagnetischen und hadronischen Kanäle, als 2-Bit kodierte Datenwort registriert.

Um eine korrekte Zuordnung der Daten mit der zugehörigen Strahlkollision sicherstellen zu können, wurde eine weitere Option vorgesehen, die notfalls noch eine zusätzliche Verzögerung der einlaufenden 10-Bit Datenworte durch den Deserializer um einen Taktzyklus vornehmen kann. Eine solche Verzögerung kann für einen oder aber auch für mehrere Kanäle über ein 8-Bit breites VME-Register aktiviert werden.

Die Synchronisation ist prinzipiell nur einmal nach der Installation der Prozessoreinheiten des Level-1 Kalorimeter Triggers notwendig, aber auch nach einem Kabel- oder Modulaustausch.

### Übertragungsfehler

Die 10-Bit Eingangsdaten setzen sich aus 9 Datenbits, welche die Kalorimeterinformation enthalten, und einem ungeraden *Paritätsbit* zusammen, d.h. die Anzahl der übertragenen Einsen inklusive Paritätsbit muß ungerade sein. Ein ungerades Paritätsbit wurde gewählt, um auch die Möglichkeit der Fehlererkennung zu gewährleisten, wenn alle Bits des ankommenden Datenwortes Null sind. Dieser Fall tritt auf, wenn z.B. der PPr-ASIC keine Daten an die Serializer auf dem PPM geschickt hat oder aber einige Deserializer auf den JEMs außer Betrieb sind. Würde man ein gerades Paritätsbit verwenden, wären die soeben genannten Fälle fälschlicherweise gültig.

Direkt nach dem Eintakten der Daten wird anhand der 9 LSB<sup>5</sup>-Bits das zu erwartende Paritätsbit berechnet und mit dem 10. Bit verglichen. Sollten die Werte nicht übereinstimmen, wird das Datenwort und damit der betroffene LVDS-Eingangskanal auf Null gesetzt. Zur Kontrolle werden die Übertragungsfehler separat für jeden einzelnen LVDS-Eingangskanal in einem Register vermerkt.

### Ausmaskierung toter Kalorimeterzellen

Der darauffolgende Funktionsblock bietet die Möglichkeit einzelne Eingangskanäle, die fehlerhafte Informationen enthalten, separat aus zu maskieren, so daß sie nicht in den weiteren Prozessierungsschritten des Echtzeitdatenpfades berücksichtigt werden. Die Ausmaskierung erfolgt über ein von außen schreibbares 8-Bit breites *Mask*-Register.

### Erste Energie-Summation

Die erste Prozessierungsstufe besteht aus einem einstufigen Addierer, der die beiden 9-Bit Datenworte gleicher  $(\phi, \eta)$ -Koordinate (elektromagnetisch und hadro-

---

<sup>5</sup>LSB (least significant bit) steht als Abkürzung für das niederwertigste Bit. Das höchstwertige Bit wird als MSB (most significant bit) bezeichnet.

nisch) zu einem 10-Bit Datenwort aufsummiert. Die 10-Bit breiten Summen werden im folgenden als *Jet-Elemente* bezeichnet. Die Jet-Elemente werden zunächst mit einem niedrigen Schwellenwert verglichen, um elektronisches Rauschen zu unterdrücken. Dieser Schwellenwert kann via VME gesetzt werden.

### Übertragung der Daten per Zeitmultiplexverfahren

Die weiteren Prozessierungsschritte des Echtzeitdatenpfades erfolgen auf dem MainProzessor. Die Weitergabe der Daten kann jedoch aufgrund der limitierten Pinzahl des MainProcessors nicht in voller Breite geschehen. Daher werden die 10-Bit Datenworte halbiert und mit der zweifachen Taktfrequenz (also mit  $\sim 80$  MHz) zum MainProzessor übertragen. Dieses Verfahren ist als Zeitmultiplexverfahren bekannt.

### 5.2.2 Echtzeitdatenpfad im MainProzessor

Im Rahmen dieser Arbeit stand die Implementierung des RTDP vom Energie-summen-Algorithmus im Vordergrund, da die Verantwortlichkeit für die Implementierung des Jet-Algorithmus bei der Universität Stockholm lag. Um eine spätere Intergration des Jet-Algorithmus dennoch ohne weitere Komplikationen zu ermöglichen, wurden auf Top-Level die nötigen VHDL-Komponenten wie Ener-

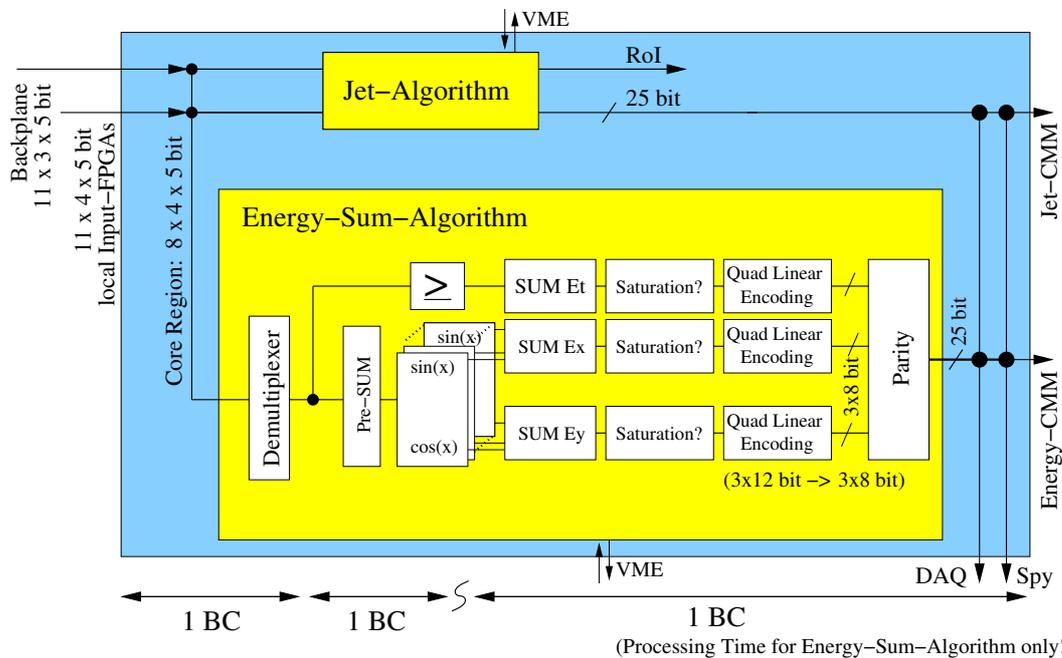


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des Echtzeitdatenpfades im MainProzessor.

giesummen-Algorithmus, Jet-Algorithmus, DAQ- und Kontrollpfad unabhängig voneinander implementiert. Der RTDP des MainProzessors ist in Abb. 5.4 skizziert.

### Datenempfangsstufe auf Toplevel

- Direktes Durchreichen der vollständigen  $11 \times 7$  ( $\phi \times \eta$ ) Eingangsmatrix an den Jet-Algorithmus, der die Daten weiterhin im 80 MHz-Taktzyklus prozessiert.
- Die Daten des  $8 \times 4$  Kernbereichs der Eingangsmatrix werden über einen Demultiplexer wieder in ihre ursprüngliche Jet-Element-Struktur als 10-Bit Datenwort konvertiert und zum 40 MHz-Taktsignal synchronisiert. Diese 10-Bit breiten Jet-Elemente werden an den Energiesummen-Algorithmus übergeben.

Aus der Abb. 5.4 geht hervor, daß sich der Energiesummen-Algorithmus aus zwei unterschiedlichen Funktionseinheiten zusammensetzt, den *SumET-Zweig* und den *ETmiss-Zweig*. Beide Einheiten operieren parallel, damit die jeweiligen Ergebnisse, die totale transversale sowie die fehlende transversale Energie, in dem vorgegebenen Zeitrahmen von maximal 4 LHC-Taktzyklen berechnet werden können.

### SumEt-Zweig

1. Alle  $8 \times 4$  Kanäle werden separat mit einem physikalischen Schwellenwert<sup>6</sup> verglichen.
2. Die 10-Bit Datenworte mit gleicher  $\phi$ -Koordinate werden in einem zweistufigen Addierer aufsummiert. Aus dieser Summation gehen acht 12-Bit Datenworte hervor, die in einem vierstufigen Addierer zu einem 15-Bit breiten Ergebnis zusammengefaßt werden.
3. Aufgrund der eingeschränkten Datenbreite, die für die Übertragung vom JEM zum CMM zur Verfügung steht, ist eine Komprimierung der 15-Bit breiten  $E_T$ -Summe notwendig. Diese Komprimierung besteht aus zwei Schritten: Zunächst wird das 15-Bit breite Ergebnis auf eine 12-Bit Breite gekürzt, in dem die obersten 3 Bits abgeschnitten werden. Sollte jedoch das ursprüngliche Datenwort den 12-Bit Bereich überschreiten wird eine Saturation des 12-Bit Datenwortes ('11111111111') gefordert. Anschließend wird die in Abschnitt 4.2.3 beschriebene *Quad Linear Encoding* -Methode angewendet. Damit wird eine Komprimierung der Energiesumme auf 8 Bits erreicht, wobei die Auflösung je nach gewählter Skala 1 GeV/LSB, 4 GeV/LSB, 16 GeV/LSB oder 64 GeV/LSB beträgt.

---

<sup>6</sup>Ist der Schwellenwert ausreichend hoch gewählt, läßt sich darüber die in Form von Jets deponierte Energie bestimmen.

### $E_{T,miss}$ -Zweig

1. Analog zum SumET-Zweig erfolgt zunächst die Addition der vier Kanäle gleicher  $\phi$ -Koordinate mittels eines zweistufigen Addierers.
2. Die vektoriellen Komponenten der transversalen Energie werden bestimmt, indem die insgesamt acht 12-Bit breiten Summen mit  $\sin \phi$  bzw.  $\cos \phi$  multipliziert werden. Damit die Multiplikation im FPGA nicht mehr als zwei Taktzyklen benötigt, wird auf eine explizite Multiplikation verzichtet. Stattdessen werden Lookup-Tables (LUT) eingesetzt. Die 8 Summen stellen die Adressen für die LUTs dar und die Inhalte entsprechen dem Ergebnis der Multiplikation, die stets bei einer Konfiguration des JEM erneut von der Steuersoftware berechnet und über VME in die LUTs geschrieben werden. Durch die Verwendung von LUTs werden Ressourcen und auch Verarbeitungszeit eingespart, jedoch mit der Konsequenz einer weiteren Begrenzung der Auflösung um 1 GeV/LSB.
3. Die jeweils 8  $E_x$ - und  $E_y$ -Summen werden in einem vierstufigen Addierer aufsummiert und nach dem gleichen Prinzip wie die  $E_T$ -Summe auf 8 Bits komprimiert.

Die drei Energiesummen  $E_T$ ,  $E_x$  und  $E_y$  einer Strahlkollision werden zu einem 24-Bit breiten Datenwort zusammengefaßt und mit einem zusätzlichen ungeraden Paritätsbit versehen. Das daraus resultierende 25-Bit Datenwort wird zum einen dem Energie-CMM und zum anderen auch dem DAQ-Pfad übergeben.

### 5.2.3 Echtzeitdatenpfad im Energy-CMM

Der Echtzeitdatenpfad des Energiesummen-Algorithmus wird im Energie-CMM-System, bestehend aus zwei Crate-CMMs und einem System-CMM, fortgesetzt. Erst auf dieser Ebene werden die einzelnen Summen aus den insgesamt 32 JEMs, die zur vollständigen Prozessierung aller Kalorimeterdaten benötigt werden, zusammengeführt und die finalen Energiesummen  $E_T$  und  $E_T^{miss}$  berechnet. Das Endergebnis ist in Form einer Multiplizität kodiert, die der Anzahl von überschrittenen Energie-Schwellenwerten entspricht. Diese Information dient dem CTP für die eigentliche LVL-1 Triggerentscheidung.

#### Crate-CMM

Der Crate-CMM erhält die komprimierten Energiesummen  $E_T$ ,  $E_x$  und  $E_y$  nach der *Quad Linear Encoding* - Methode im 25-Bit Format inklusive Paritätsbit von jedem der 16 JEMs im jeweiligen Crate. Das Paritätsbit wird nach dem Eintakten der Daten mit dem 40.08 MHz Takt zur Überprüfung der Integrität verwendet. Anschließend werden die drei verschiedenen Energiesummen  $E_T$ ,  $E_x$  und  $E_y$  in separate Prozessierungseinheiten unterteilt.

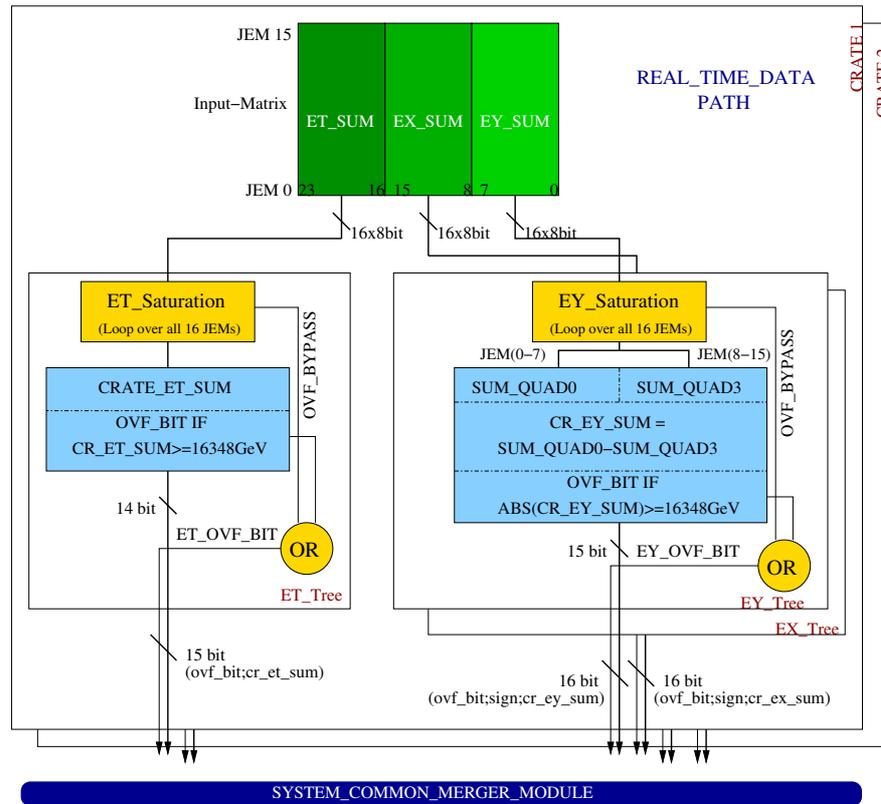


Abbildung 5.5: Blockdiagramm zur Implementation des Echtzeitdatenpfades im Crate-CMM.

- Die insgesamt 16 Energiesummen pro Einheit werden nach Saturierungen abgesucht. Bei einer Übereinstimmung wird ein Overflowbit gesetzt. Dieses existiert sowohl für  $E_T$ ,  $E_x$  als auch für  $E_y$ .
- Die 8-Bit komprimierten Daten werden dekodiert und auf ihre ursprüngliche Größe von 15 Bits zurückgeführt.
- $E_T$ : Die Energiesummen werden in einem 8-stufigen Addierer zu einer Gesamtsumme aufaddiert. Das Ergebnis wird auf 14 Bits reduziert, indem bei einer Überschreitung des Schwellenwertes von 16348 GeV ein Overflowbit für den  $E_T$ -Zweig gesetzt wird und nur die 14 LSB-Bits von der eigentlichen Energiesumme beibehalten werden.
- $E_x$  und  $E_y$ : Aus den Eingangsdaten werden die Energiesummen für die jeweils zwei Kalorimeter-Quadranten separat für  $E_x$  und  $E_y$  berechnet. Da sich die Quadranten im Vorzeichen der Energiesummen unterscheiden, wird in einem weiteren Schritt die Differenz beider Quadranten bestimmt. Die Vorzeichen der Quadranten ergeben sich aus der Position des sendenden

JEM im Crate. Die Komprimierung der Ergebnisse auf 14 Bit wird analog zur  $E_T$ -Summe durchgeführt.

- Die 14 Bits Energiesumme  $E_T$  wird mit dem zugehörigen Overflowbit zum System-CMM einschließlich Paritätsbit übertragen. Die zwei Energiekomponenten  $E_x$  und  $E_y$  verfügen über ein weiteres Bit bei der Übertragung, das zur Vorzeichenmarkierung genutzt wird.

### System-CMM

Der System-CMM ist die letzte Instanz im Energie-Echtzeitdatenpfad. Hier werden die Ergebnisse aus beiden Crates zusammengefaßt und zu einer endgültigen Summe für  $E_T$  und  $E_T^{miss}$  verarbeitet. Eine vereinfachte Darstellung der Prozessierungsschritte im System-CMM ist in Abb. 5.6 gezeigt. Das Modell läßt sich in zwei Einheiten unterteilen, in einen  $E_T$ - und  $E_T^{miss}$ -Block, die unterschiedliche Prozessierungsschritte beinhalten. Zuvor jedoch wird die Integrität der 50-Bit breiten Eingangsdaten aus den Crate-CMM anhand des mitgelieferten Paritätsbit überprüft.

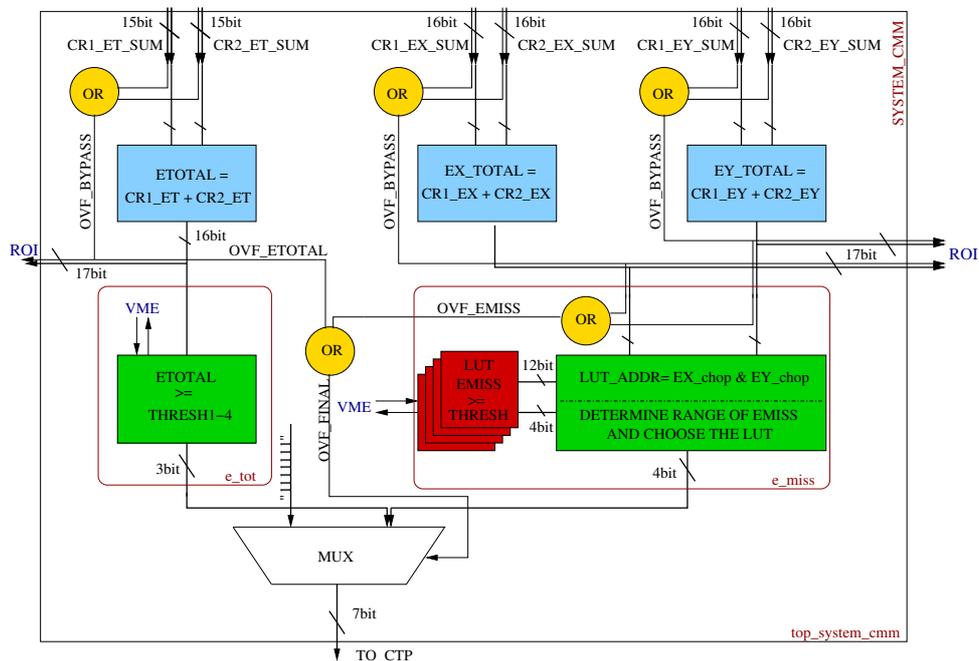


Abbildung 5.6: Blockdiagramm zur Implementation des Echtzeitdatenpfades im System-CMM.

- Die **totale Energiesumme**  $E_T$  eines Crates beansprucht 14 Bits plus einem extra Bit zur Markierung einer Saturierung. Die zwei Energiesummen werden mittels eines Addierers zu einer 16-Bit breiten Energiesumme zusammengefaßt. Zeitgleich werden die zwei mitgeführten Overflowbits in einem OR-Gatter zu einem gemeinsamen Overflow-Signal (OVF\_ETOTAL) vereint. Im Anschluß erfolgt die Kodierung der skalaren Energiesumme des gesamten Kalorimeters über den direkten Vergleich mit 4 einstellbaren Energie-Schwellenwerten. Diese liegen dem Algorithmus über ein Kontrollregister vor. Die Anzahl der Überschreitungen wird in einem 3-Bit breiten Datenwort registriert.
- Die Berechnung der **fehlenden Transversalenergie**  $E_T^{miss}$  basiert auf den einzelnen Energiesummenkomponenten  $E_x$  und  $E_y$ , die mit einem Vorzeichen versehen sind. Die Gesamtsumme für das vollständige Kalorimeter wird separat für beide Komponenten unter Berücksichtigung der Vorzeichen berechnet. Die Overflowbits für  $E_x$  und  $E_y$  werden zu einem gemeinsamen Overflowbit (OVF\_EMISS) verknüpft.  
 Die fehlende transversale Energie, die über die Wurzel der Quadrate der einzelnen Energiekomponenten definiert ist, wird mittels LUTs berechnet. Die 12-Bit breiten Eingangsworte für die LUTs werden aus den Größen der 16-Bit Energiesummen  $E_x$  und  $E_y$  bestimmt. Um möglichst wenig an Auflösung zu verlieren, werden die Größen in vier unterschiedliche  $E_T^{miss}$ -Intervalle unterteilt, wobei jeder dieser Intervalle durch eine LUT abgedeckt wird. Anhand der Zuordnung der Energiesummen  $E_x$  und  $E_y$  in eine der vier Intervalle (siehe Abb. 5.7), läßt sich eine 12-Bit breite Adresse als LUT-Eingangswert aus den Größen  $E_x$  und  $E_y$  bestimmen. Für diese Zuordnung in die vier Energiebereiche werden nur die 11 LSB-Bits der Energiesummen  $E_x$  und  $E_y$  berücksichtigt. Eine Überschreitung des 11-Bit Datenbereichs wird jedoch im Overflowbit registriert.  
 Der 4-Bit breite Rückgabewert der LUT entspricht der Multiplizität für die 8 vorgegebenen Energie-Schwellenwerte. Für die LUTs wurde ein C++ basiertes Programm entwickelt, das die entsprechenden Inhalte berechnet mit der Vorgabe der 8 einstellbaren Energie-Schwellenwerten. Der Inhalt der LUTs kann über VME gesetzt werden.

Die aus dem RTDP resultierenden Multiplizitäten,  $E_T$  und  $E_T^{miss}$ , werden über einen Multiplexer zu einem 7-Bit breiten Endergebnis zusammengesetzt. Der Multiplexer wird über eine logische Verknüpfung der Overflow-Signale (OVF\_ETOT, OVF\_EMISS) gesteuert und gibt im Fall eines Overflows ein saturiertes Ergebnis '1111111' aus. Das Endergebnis wird an den CTP weitergegeben.

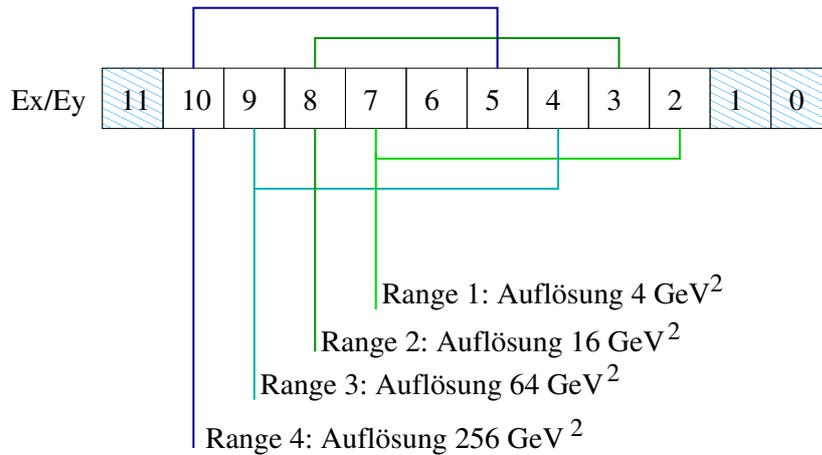


Abbildung 5.7: Darstellung des Auswahlverfahrens der LUT im System-CMM, die den zugehörigen  $E_{T,miss}$ -Wert und die Multiplizität bezüglich der 8 vorgegebenen Energie-Schwellenwerte bestimmt.

## 5.3 Implementierung des Kontrollpfads

Alle auf dem JEM befindlichen FPGAs werden über den Kontrollpfad angesteuert. Die Kommunikation wird über ein VME-Bussystem von einem FPGA, dem *ControlFPGA*, gesteuert und koordiniert. Der *ControlFPGA* ist das Bindeglied zwischen den VME-CPLDs und den einzelnen FPGAs (InputFPGAs, MainProcessor und ROC-FPGA). Er koordiniert die gesamte Kommunikation über den VME-Bus, in dem er die Adressierung des entsprechenden FPGAs und die Weitergabe der Register-Adressen und Daten je nach Übertragungsschema steuert. Zeitgleich ist der *ControlFPGA* auch das Bindeglied zum TTC-System. Erhält der *ControlFPGA* Broadcast-Kommandos (Steuersignale) vom TTC-System, so werden diese kodiert und an die einzelnen FPGAs verteilt. Da das LHC-Taktsignal ebenso über das TTC-System an alle Module verteilt wird, ist der *ControlFPGA* auch für die weitere Verteilung des Takts an alle FPGAs auf dem JEM verantwortlich.

### 5.3.1 VME-CPLD und SelectMAP-CPLD

Der VME-CPLD fungiert als Schnittstelle zwischen den VME-Signalleitungen der Backplane und dem *ControlFPGA*, dessen Implementation in Abschnitt 5.3.2 ausführlicher beschrieben ist. Der VME-CPLD steuert die Adress- und Signalleitungen des reduzierten VME<sup>++</sup>-Bussystems (siehe Anhang B.2), was die Koordination des Zusammenspiels von zwei Buffern erfordert, die die Datenleitungen auf der Backplane von den Logikbausteinen (VME-CPLD und *ControlFPGA*) trennen und damit die Strom-Ausgangslast des CPLD als VME-Master reduzie-

ren. Die Anordnung der Buffer ist in Abb. 5.9 dargestellt. Des weiteren ist der VME-CPLD für die Konfiguration der FPGAs auf dem JEM zuständig und wird in dieser Funktion von einem zusätzlichem SelectMAP-CPLD unterstützt.

### Steuerung von VME Lese- und Schreibzugriffen

Eine wichtige Rolle für die Steuerung der VME-Zugriffe ist das spezifische Adressierungsschema des JEM, welches im Anhang B.2.1 zusammen mit den grundlegenden Zugriffsrichtlinien beschrieben ist. Jede gültige VME-Adresse setzt sich aus einer Basis-, Sub- und Registeradresse zusammen. Die Basisadresse muß mit der JEM-Moduladresse übereinstimmen, damit der VME-CPLD weitere Schritte, die von der Subadresse abhängig sind, einleitet. Unabhängig von der Subadresse generiert der VME-CPLD mittels eines Binärzählers ein DTACK-Signal nach insgesamt 32 Taktzyklen, um dem VME-Master das Ende des Zugriffs zu signalisieren. Ein weiteres zentrales Steuerungssignal des VME-Bussystems ist das DS0-Signal, das den Zeitbereich kennzeichnet, in dem die Adressen und Daten gültig und stabil auf den Busleitungen vorliegen.

Die Subadresse bestimmt, welcher der FPGAs oder CPLD adressiert ist, und legt somit die weitere Vorgehensweise mit dem VME-Zugriff fest:

- Zugriff auf ein Register innerhalb des VME-CPLD:  
Das WRITE-Signal bestimmt die Art des Zugriffs. Bei einem Schreibzugriff wird der Buffer1 (zwischen Backplane und VME-CPLD) in Richtung des VME-CPLD durchlässig, so daß der bisherige Inhalt des entsprechenden Registers nach Erhalt des DS0-Signals mit den gültigen Daten überschrieben werden kann. Im Falle eines Lesezugriffs ist Buffer1 in entgegengesetzter Richtung freigeschaltet, so daß der Inhalt des Registers über die Datenleitungen an den VME-Master übermittelt werden kann. Der Buffer2 bleibt deaktiviert, da mit dieser die Datenleitungen zwischen der Backplane und dem ControlFPGA trennt.
- Zugriff auf ein Register außerhalb des VME-CPLD:  
Die Adresse, nur bestehend aus der Sub- und Registeradresse, wird zusammen mit dem WRITE-Signal direkt an den ControlFPGA übergeben. Bei einem Schreibzugriff werden die Daten über den Buffer1 und Buffer2 mit einer kleinen Verzögerung, die durch die Pin-zu-Pin-Laufzeit gegeben ist, direkt an den ControlFPGA weitergeleitet. Dieser wird über die Gültigkeit der Daten mittels einer um einen Taktzyklus verzögerten Strobe, die aus dem DS0-Signal im VME-CPLD generiert wird, informiert. Für den Fall eines Lese-Zugriffs werden beide Buffer in Richtung der Backplane freigeschaltet.  
Ist der ControlFPGA vom Zugriff nicht betroffen, übernimmt dieser die weitere Koordinierung des Zugriffs auf einen der anderen FPGAs, die in Abschnitt 5.3.2 beschrieben ist.

## Konfiguration der FPGAs

Das Laden der Konfigurationsdateien in die programmierbaren Logikbausteine kann über insgesamt vier verschiedene Wege durchgeführt werden:

1. Der **XChecker-Modus** verwendet eine serielle oder parallele Schnittstelle eines PCs mit einer speziell zu diesem Zweck vorgesehenen Steckerleiste auf dem JEM. Die Konfiguration der Logikbausteine erfolgt separat.
2. Für den **JTAG-Modus** existiert ein Ringbussystem durch alle FPGAs und CPLDs. Die Verbindung zu einem PC wird über eine weitere Steckerleiste hergestellt. Die Logikbausteine werden dann in der vom Ringbussystem vorgegebenen Reihenfolge konfiguriert.
3. Die Programmierung der FPGAs über den **VME-Modus** nutzt das VME-Interface über die bereits konfigurierten CPLDs (Modus 1 oder 2). Hierzu wird die Konfigurationsdatei, die als Quelltext vorliegt, zunächst auf ein Register im CPLD abgelegt um hieraus einen seriellen Datenstrom zu generieren, der zusammen mit einem Taktsignal pro Bit an den Konfigurationspin des konfigurierenden FPGAs geschickt wird. Zuvor jedoch wird der Konfigurationsmodus des zu konfigurierenden FPGAs vom SelectMAP-CPLD aus gesetzt. Mit dem VME-Modus ist es möglich, alle 11 InputFPGAs zeitgleich zu konfigurieren. Zum Ablegen der Konfigurationsdatei im CPLD wird der VME-Standard Prozeß '*Block transfer cycle*' verwendet.
4. Der **PROM-Modus** verwendet nichtflüchtige Speicherkomponenten, die die Konfigurationsdateien für die verschiedenen FPGAs enthalten. Diese führen selbsttätig bei einer ersten bzw. erneuten Inbetriebnahme des JEM die Konfiguration der FPGAs mit Hilfe der CPLDs durch.

Für den späteren Betrieb der JEMs ist der Modus über die PROMs vorgesehen. Die hierzu notwendige Implementation wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgenommen. Diese wurde für die aktuelle Version des JEM vom CPM übernommen, da dort das gleiche Prinzip verwendet wird. Für die in Abschnitt 5.5 vorgestellten Tests der JEM-Implementationen wurde für die FPGAs der VME-Modus verwendet, für die CPLDs der JTAG-Modus.

### 5.3.2 ControlFPGA

#### VME Lese- und Schreibzugriffe

Zwischen dem VME-CPLD und dem ControlFPGA existiert eine 24-Bit breite Busverbindung für die Übertragung der Sub- und Registeradresse bei einem VME-Zugriff auf einen der Prozessor-FPGAs, auf den Control- oder ROC-FPGA. Die VME-Adressleitungen nehmen nur 17 Bits von den insgesamt 24 in Anspruch.

Die restlichen Bits stehen für die Übertragung der VME-Steuersignale (DS0\* und WRITE\*) und für den 2-Bit breiten FCAL-Bus zur Verfügung. Weitere zwei Bits bleiben als Reserve ungenutzt.

Der ControlFPGA erhält die Adressen zusammen mit dem WRITE-Signal vom VME-CPLD. Mit der fallenden Flanke des DS0\*-Signals liegen die Adressen bzw. Adressen und Daten zusammen mit dem WRITE-Signal gültig an den Eingangspins des ControlFPGAs vor. Allerdings werden die Daten erst mit dem um einen Taktzyklus verzögertem DS0\*-Signal (IDS0\*) in den ControlFPGA eingetaktet, um mögliche Unterschiede in den Signallaufzeiten der Daten und Adressen zu kompensieren. Die weiteren Prozessierungsschritte im ControlFPGA für einen Lese- oder Schreibzugriff unterscheiden sich nur geringfügig:

- Anhand der Subadresse wird der vom VME-Zugriff betroffene FPGA ermittelt und dessen *ChipSelect (CS)*-Leitung auf 'high' gezogen. Diese wird erst nach Beendigung des VME-Zugriffs vom VME-Master wieder auf ihren Grundwert ('low') gesetzt.
- Die Adressen und Daten werden je nach Übertragungsmodus formatiert und an den entsprechenden FPGA übertragen. Aufgrund der limitierten Konnektivität der Ausgangspins am ControlFPGA ist der generelle Modus über bidirektionale Punkt-zu-Punkt-Leitungen für die insgesamt 11 InputFPGAs nicht möglich. Die Übertragung der Adressen und Daten findet im Falle eines Zugriffs auf einen der InputFPGAs über den unidirektionalen Ringbus im Zeitmultiplexverfahren statt. Eine ausführlichere Erörterung der Implementierungen der verschiedenen Bussysteme auf dem JEM folgt im Anschluß.
- Für die Steuersignale (WRITE\*,CS und Taktsignal) existieren zu jedem FPGA drei Punkt-zu-Punkt-Leitungen. Das WRITE\*-Signal wird analog zum ursprünglichen WRITE-Signal gesetzt. Aus dem IDS0\*-Signal wird ein Taktsignal erzeugt, das die Gültigkeit der Adressen und Daten kennzeichnet.
- Bei einem Lese-Zugriff werden die gesendeten Daten vom adressierten FPGA direkt ohne eine weitere Prozessierung durch den ControlFPGA zum VME-Master übertragen. Der VME-Master leitet erst nach Erhalt des DTACK-Signals vom VME-CPLD das Zurücksetzen aller VME-Signale auf ihren Ursprungswert ein.

Auf dem JEM werden zwei unterschiedliche Bussysteme zur Übertragung von Adressen und Daten verwendet.

### **Implementation des bidirektionalen Bussystems**

Der MainProzessor sowie der ROC-FPGA sind über bidirektionale Punkt-zu-Punkt-Leitungen mit dem ControlFPGA verbunden. Allerdings besteht die Ver-

bindung zum MainProzessor aus insgesamt 20 Bits (7 Adressbits, 13 Datenbits), während für die Übertragung der Adressen und Daten zwischen dem Control- und dem ROC-FPGA nur 14 Bits zur Verfügung stehen.

Eine einwandfreie Funktionsweise des bidirektionalen VME-Bussystems konnte intern auf den FPGAs nur dadurch erzielt werden, indem die bidirektionalen Leitungen auf dem Toplevel in zwei unidirektionale Bussysteme überführt wurden. Über einen Tristate-Buffer wird sichergestellt, daß nur einer der zwei unidirektionalen Bussysteme am bidirektionalen anliegt. Hierzu werden die Signale CS, WRITE\* und IDS0\* verwendet. Die Tristate-Buffer sind Bestandteile der IOBs<sup>7</sup>. Die Abb. 5.8 verdeutlicht nochmals die beschriebene Funktionsweise, die nicht nur im MainProzessor und im ROC-FPGA zum Einsatz kommt, sondern auch die Kommunikation zwischen dem VME-CPLD und dem ControlFPGA über den bidirektionalen Bus sicherstellt.

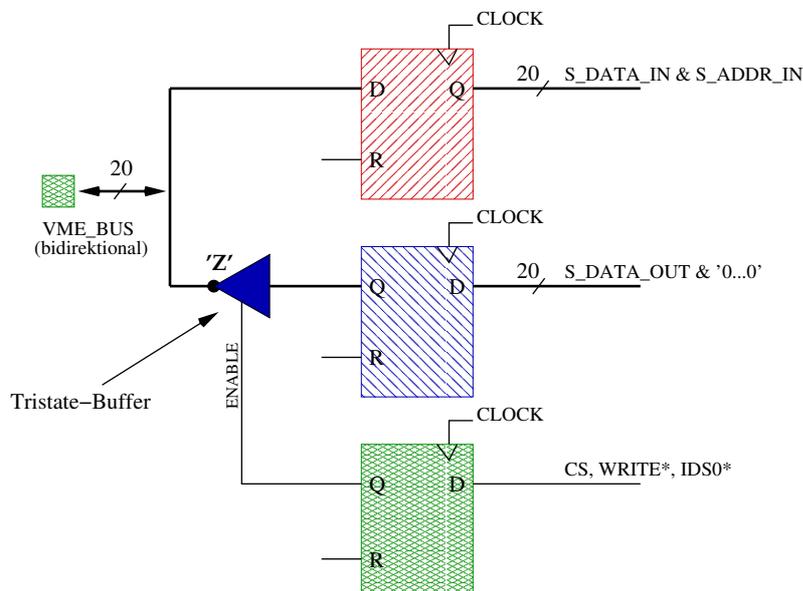


Abbildung 5.8: Darstellung der internen Logik der FPGAs zur Handhabung des bidirektionalen Bussystems.

### Implementation des Ringbussystems

Das Ringbus-System wurde aufgrund der begrenzten verfügbaren Pinzahl am ControlFPGA und auch an den InputFPGAs in das Design für den JEM-Prototyp mit aufgenommen. In Abb. 5.9 ist das Design des Ringbus-Systems zusammen mit dem zeitlichen Abspiel der vom Bus geführten Signale vereinfacht dargestellt.

<sup>7</sup>Die IOBs (In-/Out-Blocks) stellen die Schnittstelle zwischen den Gehäusepins und der internen Logik dar.

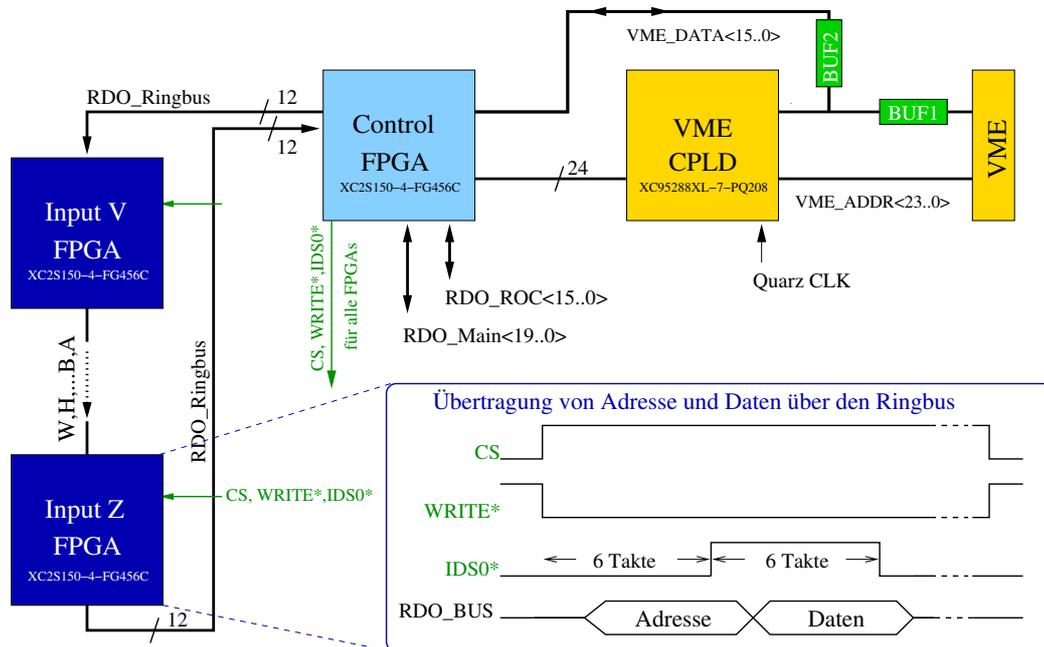


Abbildung 5.9: Ausschnitt aus dem JEM-Schematik zur Visualisierung des Ringbus-Systems zusammen mit dem idealen Verhalten der geführten VME-Signale auf dem Bus.

Der Ringbus überträgt die im Zeitmultiplexverfahren aufbereiteten Adressen und Daten zum entsprechenden InputFPGA. Im Falle eines Lesezugriffs wird auf das Zeitmultiplexverfahren jedoch verzichtet. Je nach Position des InputFPGAs auf dem JEM passieren die Adressen und Daten noch weitere InputFPGAs. Bis zu 10 InputFPGAs müssen durchlaufen werden, bevor der adressierte FPGA erreicht wird. Dadurch entstehen große Signallaufzeitunterschiede für die einzelnen InputFPGAs untereinander, aber auch bezüglich der VME-Steuersignale, die über Punkt-zu-Punkteleitungen vom ControlFPGA direkt zugestellt werden. Diese zeitlichen Unstimmigkeiten müssen bei der internen Handhabung der Adressen und Daten mitberücksichtigt werden. Damit die Steuersignale zum Detektieren der Adressen und gegebenenfalls der Daten in jedem der 11 InputFPGAs genutzt werden können, ist eine optimale Taktzyklenlänge erforderlich, für die die Adressen und Daten vom ControlFPGA auf dem Bus liegen. Entsprechend wird mit den Steuersignalen verfahren. Mit insgesamt 6 Taktzyklen läßt sich die maximale Signallaufzeitdifferenz zwischen den Steuersignalen und Adressen von 80 ns kompensieren.

Die Adressen und Daten werden zwar synchron zur LHC-Clock in die IOBs eingetaktet, aber die weitere interne Vorgehensweise mit dem Ringbus-System ist nicht zwingend synchron. Im Allgemeinen wurde zur Meidung von Fehlern bei

der Entwicklung der JEM-Firmware auf die Verwendung von asynchroner Logik verzichtet.

### LHC-Taktsignal

Das LHC-Taktsignal für alle Logikbausteine auf dem JEM wird von einem Signal aus dem TTCrx-Chip abgeleitet. Der TTCrx-Chip versorgt zunächst den ControlFPGA mit der 40.08 MHz Clock, der das Signal direkt weiter an einen Clock-Buffer reicht. Dort findet die eigentliche Verteilung des Taktsignals an alle FPGAs und CPLDs auf dem JEM statt. Der Clock-Buffer stellt sicher, daß alle Ausgangssignale in Phase sind bzw. daß die Phasenverschiebung der Signale untereinander nicht mehr wie 250 ps beträgt. Zur Kontrolle erhält der ControlFPGA ebenso ein Ausgangssignal, welches als Feedback-Leitung für die interne DLL (Delay Lock Loop) genutzt wird. Über das LOCK-Signal der DLL lassen sich Inkonsistenzen feststellen, die in einem Status-Register des ControlFPGA vermerkt werden.

### Broadcast-Kommandos

Die TTC-Signale sind globale Steuersignale wie z.B. L1A, BcntRes und die Broadcast-Kommandos. Das L1A- sowie das BcntRes-Signal sind eher Bestandteil des Auslesepfads und werden daher direkt an den für die Auslese verantwortlichen ReadOutController (ROC-FPGA) weitergegeben, der daraufhin die weiteren Schritte einleitet (siehe Abschnitt 5.4.1). Die Broadcast-Kommandos, jeweils ein 8-Bit Datenwort, werden vom ControlFPGA in ein Pulssignal von der Länge eines Taktzyklus umgesetzt und an alle FPGAs über einen unidirektionalen 8-Bit TTC-Datenbus weitergeleitet. Allerdings stehen den Broadcast-Kommandos nur 4 Bits auf dem Bus zur Verfügung, da zwei Bits als Fan-Out für die FCAL-Erkennung verwendet werden, ein Bit für das globale RESET-Signal reserviert ist und eine weitere Leitung als Reserve dient. Daher ist es notwendig, die Broadcast-Kommandos über ein Kodierungsmuster in ein 4-Bit Datenwort zu überführen. Die TTC-Kommandos sind zusammen mit ihrem entsprechend kodierten Kommando sowie ihrer Bedeutung in Tabelle 5.1 aufgeführt.

TTC-Kommando	kodiertes Kommando	Beschreibung
010000	0001	Stop Playback
010001	0010	Start Playback
010011	0011	Start Playback für 256 Takte
010100	0100	Stop Taktkalibrierung über Backplane
010101	0101	Start Taktkalibrierung über Backplane

Tabelle 5.1: Übersicht der TTC-Broadcast-Kommandos

Es besteht außerdem die Möglichkeit, äquivalente Broadcast-Kommandos über einen VME-Zugriff auszulösen, in dem die identischen 8-Bit Datenworte in ein 8-Bit breites Pulsregister auf dem ControlFPGA geschrieben wird. Diese Option dient vor allem zu Diagnosezwecken und wurde vermehrt für die Tests der RTDP-Implementation (Abschnitt 5.5) angewendet. Ein Broadcast-Kommando, initiiert über das VME-Interface, hat stets Vorrang vor einem gleichzeitigen TTC-Kommando.

### 5.3.3 Playback- und Spy-Funktionalität

Zur Verifikation der Implementation des Echtzeitdatenpfades (RTDP) besteht die Möglichkeit, am Anfang der Prozessorkette in den InputFPGAs von Extern Testvektoren einzuspeisen und später entsprechend am Ende des gesamten RTDP im MainProzessor die Ergebnisse wieder auszulesen. Diese Kontrollfunktionalität wird als *Playback* und *Spy* bezeichnet und basiert hauptsächlich auf der Verwendung von mehreren internen Speicherblocks des FPGA (BlockRAMs), die per VME-Zugriffe beschrieben bzw. ausgelesen werden können.

#### InputFPGA - Playback

In jedem der 11 InputFPGAs sind 5 BlockRAMs (RAMB4S16S16) mit einer Tiefe von 256 Bits und einer Eingangsweite von 16 Bits implementiert. Damit ist das Einspielen von Testvektoren in den eigentlichen Datenfluß für jeden der 8 Kanäle pro InputFPGA über die volle Tiefe möglich. Das Füllen der Speicherblöcke mit den Testdaten erfolgt via VME mit insgesamt  $8 \times 256$  Schreibzugriffe pro InputFPGA. Dabei muß eine spezielle Formatierung der Daten an den Eingängen der BlockRAMs aufgrund der minimalen Anzahl von nur 5 Speichereinheiten eingehalten werden. Für die Schreibzugriffe auf die Playback-BlockRAMs existiert eine separate Registernummer. Die Adressierung der RAM-Adressen erfolgt mittels interner Binärzähler.

Die Playback-Einheit in den InputFPGAs sitzt zwischen der Synchronisierung der Eingangsdaten und der Paritätsüberprüfung. In Abb. 5.3 ist der genaue Zeitpunkt, an dem die Testdaten in den eigentlichen Datenfluß eingespielt werden, als Playback gekennzeichnet.

#### MainProzessor - Spy

Die gesamte Spy-Speichereinheit im MainProzessor besteht aus 3 BlockRAMs (RAMB4S16S16), wobei jeder einzelne jeweils für eine der 8-Bit breiten Energiesummen  $E_T$ ,  $E_x$  und  $E_y$  zuständig ist. Damit auch die Paritätsbitgenerierung des Gesamtergebnisses diagnostiziert werden kann, wird dieses Bit zur  $E_T$ -Summe als 9. Bit hinzugefügt. Die Spy-Speicher lassen sich über die gesamte Tiefe von 256 mittels aufeinanderfolgender Lesezugriffe auf die eigens zu diesem Zweck

implementierten Register auslesen. Jede der drei Energiesummen besitzt eine separate Registeradresse. Analog zur Implementierung der BlockRAMs in den InputFPGAs werden auch hier die RAM-Adressen über interne Binärzähler generiert.

Der exakte Zeitpunkt, an dem die Spy-Einheit auf den Datenfluß spioniert, ist in Abb. 5.4 markiert.

Mit der entsprechenden Positionierung der Playback- und Spy-Speicherblöcke können alle RTDP relevanten Prozessierungsschritte mit der Ausnahme der Synchronisation der Eingangsdaten in den InputFPGAs erfaßt werden.

Für die Diagnose des RTDP mittels Testvektoren stellt das TTC-System zwei Optionen zur Ansteuerung der Playback- und Spy-Funktionalität zur Verfügung. Die erste Variante ist eine Kontrollsequenz über exakt 256 Taktzyklen. Diese Kontrollsequenz stoppt das Einspeisen der Testdaten in den Datenfluß und das Spionieren auf die Endergebnisse eigenständig nach 256 LHC-Takten. Die zweite Option entspricht einer Endlosschleife und läßt sich nur über ein zweites TTC-Kommando beenden. Die entsprechenden Broadcast-Kommandos sind in der Übersicht 5.1 mit vermerkt.

## 5.4 Implementierung der Auslesefunktionen

Bei einer positiven Triggerentscheidung werden die wichtigsten Daten, die zu diesem L1A geführt haben, vom DAQ-System angefordert. Des weiteren werden dem LVL-2 Trigger die nötigen Informationen über die interessanten Raumwinkelbereiche im Kalorimeter, enthalten in den RoI-Daten, zugestellt.

Das Ausleseverfahren wird durch das positive L1A-Signal auf den JEM-Modulen zeitgleich initiiert. Die Koordinierung der darauf aufgesetzten Ausleseprozedur auf den einzelnen JEMs übernimmt ein weiterer FPGA, der als ReadoutController (ROC) bezeichnet wird. Die eigentliche Prozessierung und Formatierung der Daten findet lokal in den entsprechenden FPGA-Prozessoren (InputFPGA, MainProzessor) statt.

### 5.4.1 ReadOutControler (ROC-FPGA)

Folgende Funktionsblöcke sind im VHDL-Code des ROC-FPGA enthalten:

#### Generierung konsekutiver Read-Request-Signale

Für die Übertragung des L1A- sowie auch für das BcntReset-Signal existiert eine direkte Punkt-zu-Punktleitung vom ControlFPGA zum ROC. Mit der Sensitivität auf die steigende Flanke vom L1A-Signal generiert der ROC das erste von maximal 5 möglichen aufeinanderfolgenden Read-Request-Signalen, die über eine Punkt-zu-Punktleitung an jeden einzelnen FPGA-Prozessor weitergeleitet werden. Die Anzahl der wiederholten Read-Request-Signale bestimmt die Anzahl der

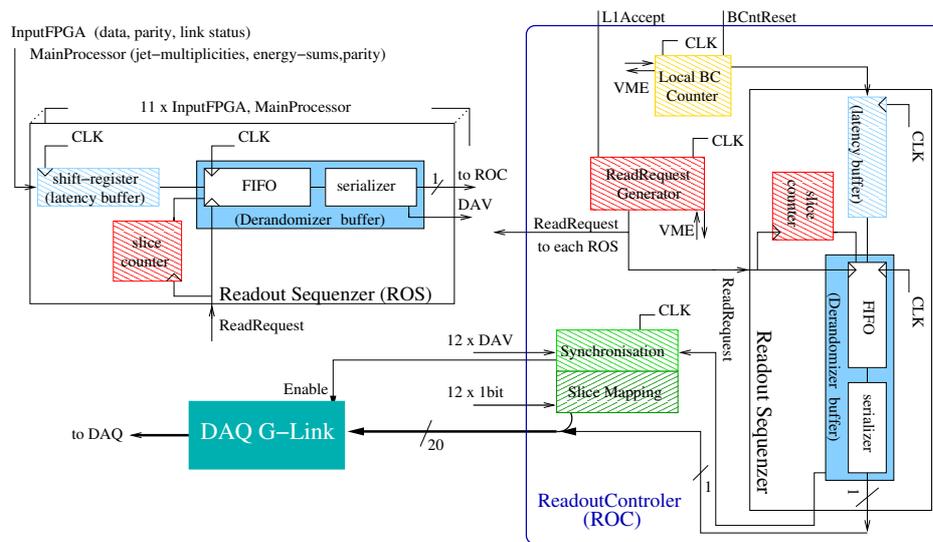


Abbildung 5.10: Blockdiagramm der ROC-Implementation zusammen mit dem lokal in den FPGA-Prozessoren implementierten ReadOut-Sequencer (ROS) Funktionsblock.

Datenslices, wobei ein Datenslice einer Strahlkollision (Bunch Crossing) zugeordnet ist. Damit die Eingangsdaten in den InputFPGAs und die Zwischenergebnisse des MainProzessors ein und derselben Strahlkollision angehören, müssen die Read-Request-Signale für die InputFPGAs und für den MainProzessor verzögert zueinander ausgesendet werden. Die zeitliche Verzögerung ist durch die Verarbeitungszeit des RTDP gegeben. Die optimale Einstellung muß anfangs ermittelt und im dafür vorgesehenen Register im ROC vermerkt werden. Auch die Berücksichtigung der Zeitspanne zwischen der Datenprozessierung auf dem JEM und das Fällen der LVL-1 Triggerentscheidung ist für die Steuerung der DAQ-Auslese essentiell.

Die Read-Request-Signale leiten lokal in den FPGA-Prozessoren die eigentliche ReadOut-Sequenz ein. Diese Implementationseinheit wird als ReadOut-Sequencer (ROS) bezeichnet und ist schematisch in Abb. 5.4.1 zusammen mit der Implementation des ROC dargestellt. Die genauere Beschreibung der ROS-Funktionsweise folgt im Abschnitt 5.4.2.

### Synchronisierung der einlaufenden Datenslices

Der ROC besitzt für jeden einzelnen FPGA-Prozessor drei Punkt-zu-Punktleitungen, wobei eine das Read-Request-Signal führt, die zweite für die Übertragung des seriellen Datenstroms zuständig ist und die dritte das DAV-Signal, das vom jeweiligen FPGA-Prozessor gesendet wird, um die Gültigkeit des Datenstroms zu signalisieren. Mit der steigenden Flanke des DAV-Signals werden die Daten

einzelnen für jeden der FPGA-Prozessoren eingetaktet und anschließend zum LHC-Taktsignal und auch zueinander synchronisiert.

### Datenformatierung und Generierung der Strahlkollisionsnummer

Die Datenslices besitzen eine einheitliche Länge von 96 Bit, so daß keine weitere Modifikation im ROC notwendig ist. Allerdings werden die 1-Bit seriellen Datenströme in einer vorgegebenen Reihenfolge aneinandergereiht. Zusätzlich zu den in den Datenslices enthaltenen Informationen wird im ROC ein weiterer Datenslice generiert, der die zugehörige Strahlkollisionsnummer zu den angeforderten Daten enthält. Hierzu verfügt der ROC über einen internen BunchCrossing-Binärzähler, der sich über das globale BcntRes-Signal zurücksetzen läßt. Damit der Binärzähler synchron zum globalen TTC-System läuft, besteht die Möglichkeit einen Offset einzustellen, der die Signallaufzeit zwischen TTC-System und ROC kompensiert.

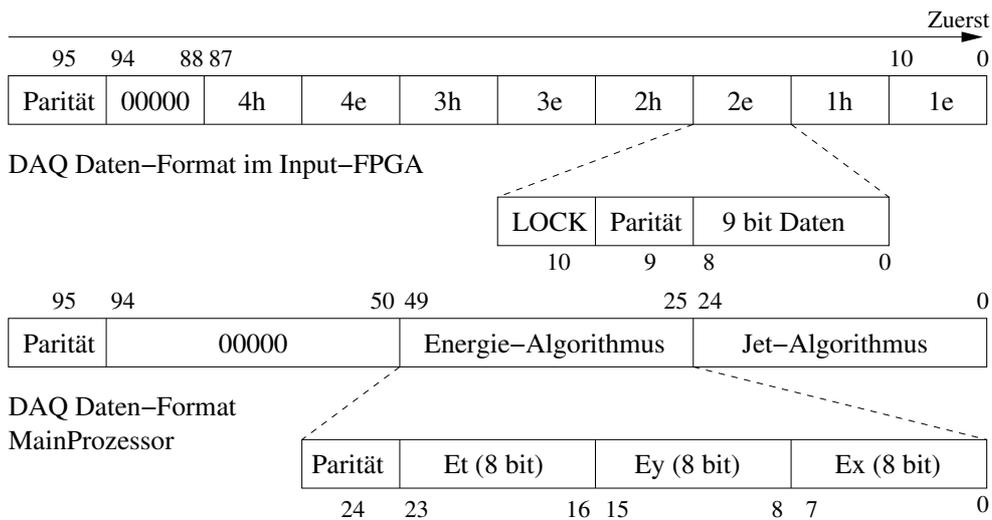


Abbildung 5.11: Format der Datenslices vom InputFPGA (oben) und vom Main-Prozessor (unten).

### Ansteuerung der GLinks

Mit der Synchronisierung der DAV-Signale und Datenslices wird der GLink, der die Daten zum DAQ-System überträgt, über den ROC aktiviert. Die Daten werden im vorgegebenen Format mit der 16-Bit Breite direkt über den GLink zum DAQ-System weitergereicht. Analog wird mit den RoIs verfahren.

### 5.4.2 ReadOut-Sequenz (ROS)

In den InputFPGAs werden die einlaufenden  $8 \times 10$ -Bit Datenworte zusammen mit der zugehörigen Link-Statusinformation und einem zusätzlichen Startbit in einem Latency-Buffer zwischengespeichert. Dieser Buffer funktioniert, aufgrund der Nutzung von BlockRAMs mit einer Eingangsbreite von einem Bit und einer Tiefe von 16 Bits, als Schieberegister, dessen Länge auf ein ganzzahliges Vielfaches von 16 fixiert ist. Mit dem Eintreffen des ersten Read-Request-Signals werden die Daten aus dem Latency-Buffer in den Derandomizer-Buffer geschrieben, der zur Generierung des seriellen Datenstroms dient. Der Derandomizer-Buffer setzt sich aus BlockRAMs und interner Adresszähler zusammen. Der Derandomizer seriellisiert die 16-Bit Datenworte solange, bis keine Daten mehr im Derandomizer Buffer vorliegen.

Die lokale Steuerung zählt die konsekutiven Read-Request-Signale und veranlaßt mit dem ersten Signal die Serialisierung des Datenstroms durch den Derandomizer. Bevor die Daten den InputFPGA in Richtung ROC verlassen, durchlaufen diese noch ein weiteres Schieberegister um zusätzliche Verzögerungen zu ermöglichen. Mit dem ersten Bit des Datenstromes, dem Startbit, wird die zugehörige Punkt-zu-Punktleitung für das DAV-Signal auf 'high' gezogen. Das DAV-Signal wird mit dem Ende der Serialisierung des Datenstroms durch den Derandomizer-Buffer wieder auf den ursprünglichen Wert '0' zurückgesetzt.

Um später die maximal 5 aneinandergereihten Datenslices voneinander trennen zu können, wird jedem Datenslice ein Startbit beigefügt. Der erste Datenslice bei einem L1A-Signal erhält als Startbit die '1'. Alle Übrigen werden mit '0' gekennzeichnet. Dieses Schema ermöglicht auch die Trennung von zwei direkt aufeinanderfolgenden L1A-Signale.

Die interne Logik im MainProzessor zur Generierung des DAQ- und RoI-Datenstroms ist eine Kopie der Logik im InputFPGA. Die Eingangsbreite vom Latency-Buffer besitzt in diesem Fall eine Eingangsbreite von 51 Bits. Diese Breite setzt sich aus dem 24-Bit breiten Ergebnis des Jet- und des Energie-Algorithmus plus einem zusätzlichen Paritätsbit. Die Länge des Schieberegisters ist analog zum InputFPGA eine konstante Größe.

## 5.5 Tests der implementierten Algorithmen mit dem JEM-Prototyp

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erste Tests durchgeführt, um die einzelnen Funktionen entsprechend der Spezifikation des Jet/Energiesummen-Prozessors zu verifizieren. Bei den durchgeführten Tests stand die Überprüfung der Implementierung des RTDP im Vordergrund. Dazu ist die korrekte und zuverlässige Funktion des Kontroll- und Diagnosepfades existentiell. Somit wurden auch diese Teile der Firmware ausführlich getestet und verbessert.

Bei den beschriebenen Tests wird zwischen zwei unterschiedlichen Testumgebungen differenziert: Mit der ersten Testumgebung, die sich auf die Nutzung eines JEM-Moduls und eines *Data Source Sink-Module* (DSS) beschränkt, werden zunächst alle internen Funktionen des JEM verifiziert. Die zweite Testumgebung ist eine Erweiterung der ersten mit zusätzlichen Modulen. Diese diente vor allem zur Überprüfung der Kommunikation zwischen dem JEM und den anderen JEP-zugehörigen Modulen wie einem weiteren JEM, einem TCM, einem CMM sowie einem ROD.

### 5.5.1 Standalone Tests des JEM

Bei den ersten Tests wurde der JEM Prototyp komplett unabhängig vom TTC-System betrieben, d.h. die Taktfrequenz wurde nicht vom TCM-Modul zur Verfügung gestellt, sondern von einem auf dem Modul installierten Quarz-Oszillator mit der Frequenz von 40.08 MHz.

Die Verifikation des RTDP wurde auf zwei unterschiedlichen Wegen durchgeführt: Beide verwenden den implementierten Spy-Mechanismus im MainProzessor, der Bestandteil des Kontroll- und Diagnosepfades ist. Zusätzlich werden auch beide Testvarianten über Pseudo-TTC-Kommandos initiiert, die den eigentlichen Broadcast-Kommandos gleichen. Der generelle Unterschied liegt nur in der Zustellung der verwendeten Eingangsdaten.

In dem ersten Modus werden die Daten über die Playback-Funktionalität in den RTDP eingespeist. Im zweiten Modus wird ein weiteres Testmodul, das sogenannte *Data Source/Sink Module* (DSS), hinzugefügt, das hauptsächlich aus Speicherblöcken besteht, die mit Testdaten gefüllt sind. Das DSS-Modul ist über LVDS-Kabel mit der Backplane des JEM verbunden. Die Nutzung des DSS hatte den Vorteil, daß auch die Übertragung über die LVDS-Links verifiziert werden konnte. Allerdings stand nur eine limitierte Anzahl an passenden LVDS-Kabeln zur Verfügung, so daß nur insgesamt 16 Kanäle mit Eingangsdaten versorgt werden konnten. Das Prinzip beider Testmoden ist in Abb. 5.12 und 5.13 veranschaulicht. Die verwendeten Testdaten wurden den Gegebenheiten beider Testvarianten angepaßt.

#### Datensatz an Testvektoren

Für die zwei unterschiedlichen Testoptionen wurden zwei Arten von Testvektoren generiert:

1. Ein Datensatz von etwa 2.5 Millionen Testvektoren bestehend aus simulierten Top-Antitop-Ereignissen  $t\bar{t} \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 4 \text{ Jets}$  wurde mit Hilfe des Eventgenerators PYTHIA (siehe Abschnitt 6.3.1) produziert. Diese Ereignisse wurden anschließend mit der Detektor- und Level1-Trigger-Simulation ATLFAST und ATL1CT bearbeitet. Innerhalb von ATL1CT wurde ein

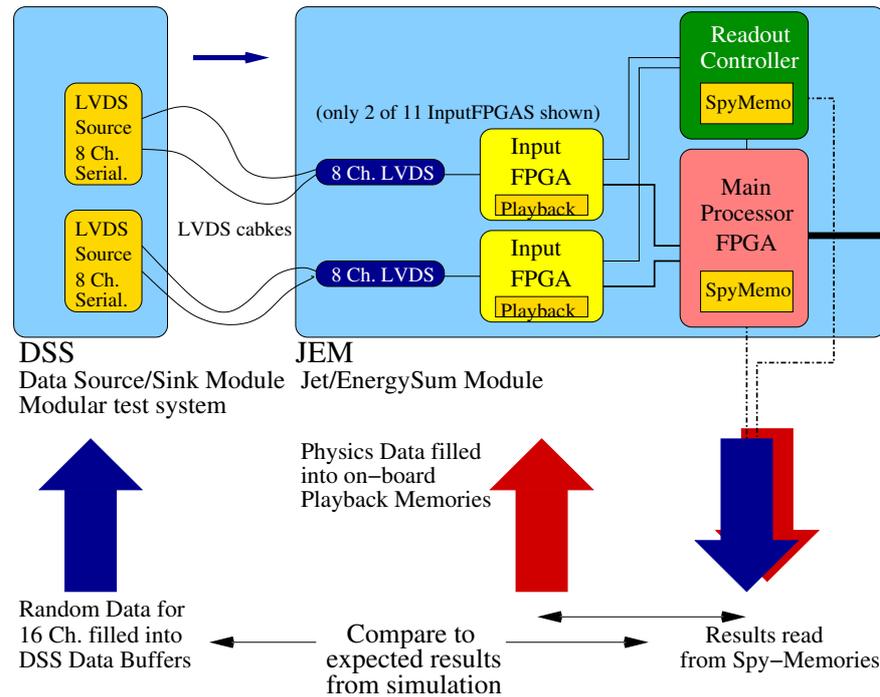


Abbildung 5.12: Standalone Tests des JEM im DSS/Spy-Modus.

Datenbereich herausgeschnitten, der genau der Kernregion eines JEM entsprach.

Da die Energiedepositionen in den einzelnen Triggertowern im Allgemeinen eher gering sind, wurden kinematische Anforderungen wie z.B.  $p_T > 500$  GeV und  $E_T > 64$  GeV an die Ereignisproduktion in PYTHIA gestellt. Das Resultat war eine höhere Rate an hochenergetischen Jets.

Wegen der Anzahl notwendiger Eingangskanäle konnte dieser Typ von Testvektoren nur für den Playback- und Spy-Testmodus sinnvoll verwendet werden.

- Zufällige Testvektoren, auch als *random pattern* bezeichnet, wurden vorrangig für die zweite Testvariante mit eingeschränkter Anzahl an Kanälen generiert. Diese Testvektoren ermöglichen die Nutzung des vollen Energiespektrums pro Kanal bis hin zur Saturierung.

### Testergebnis für den Playback/Spy-Modus

In diesem Modus wurden zwei<sup>8</sup> der drei damaligen JEM-Prototypen getestet. Für beide Module wurde der komplette Datensatz an  $t\bar{t}$ -Ereignisse mehrfach verwen-

<sup>8</sup>Das erste der drei JEM-Prototypen (JEM0.0) hatte Fertigungsprobleme und war zudem nicht vollständig bestückt.

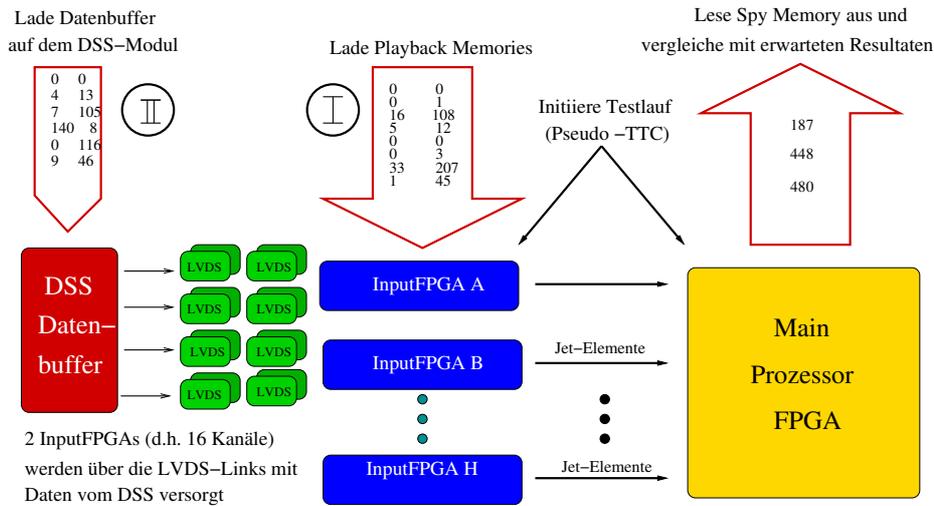


Abbildung 5.13: Beschreibung der Funktionsweisen von zwei unterschiedlichen Testmöglichkeiten zur Verifikation der Implementierung des RTDP.

det. Insgesamt wurden ca. 60 Millionen  $t\bar{t}$ -Ereignisse mit der Implementierung des Energie-Algorithmus des JEM in Langzeit-Tests von 12 Stunden prozessiert. Eine Testsequenz wurde über ein Pseudo-TTC-Kommando für exakt 256 Taktzyklen, was genau der Tiefe der Playback- und Spy-BlockRAMs entspricht, ausgelöst. Parallel zu den Tests wurden die gleichen Testdaten (Top-Antitop-Ereignisse) mit einer Hardware-nahen Simulation bearbeitet, die einer angepaßten Version der eigentlichen Level-1 Trigger Simulation entsprach. Die Ergebnisse des Energie-Algorithmus auf dem JEM wurden über VME aus dem Spy-Register ausgelesen und mit den Ergebnissen aus der Simulation verglichen mit der Schlußfolgerung, daß die Berechnung der Energien  $E_T$ ,  $E_x$  und  $E_y$  innerhalb des JEM korrekt und zuverlässig implementiert wurden.

Dieses Ergebnis wurde mit weiteren 6 Millionen RandomPattern bestätigt. Unter den gesamten Daten befanden sich Datensätze, die vermehrt saturierte Kanäle enthielten, so daß die Handhabung der Saturation ebenso mit Erfolg überprüft wurde.

### Testergebnis für den DSS/Spy-Modus

Durch die Erweiterung des Systems durch das DSS-Modul war eine gemeinsame Synchronisierung der Taktfrequenzen erforderlich. Daher wurde die Board-eigene CLOCK auf das DSS-Modul übertragen. Somit konnte sichergestellt werden, daß die Übertragung der seriellen Daten über die vier zur Verfügung stehenden LVDS-Kabel eine recht realistische Nachbildung der eigentlichen Datenübertragung von den PPr-Modulen zu den JEM entsprach. Aufgrund der limitierten Anzahl der

Kabel wurden RandomPatterns als Testvektoren verwendet. Diese wurden in die Speicherbausteine des DSS geschrieben. Das DSS wurde daraufhin so eingestellt, daß es einen kontinuierlichen Datenstrom produziert. Um auf den Datenpfad zu spionieren, wird ein Pseudo-TTC-Kommando über VME initiiert. Auf dieses Kommando hin wurden die Ergebnisse des RTDP für 256 Taktzyklen durch die implementierte Spy-Funktion in die dafür vorgesehenen Spy-Speichereinheiten geschrieben. Die Ergebnisse werden bei der Auslese über VME offline mit den Ergebnissen aus der Simulation verglichen. Dabei macht sich ein variabler Offset bemerkbar, der sich aus der Verarbeitungszeit und den Signallaufzeiten zusammensetzt. Die mit Hilfe dieses Testmodus prozessierten 1.8 Millionen Ereignisse entsprachen genau den Erwartungen aus der Simulation.

Da nur zwei InputFPGAs mit Daten versorgt werden konnten, wurden die Tests für alle 4 möglichen benachbarten InputFPGA-Paare innerhalb der Kernregion wiederholt.

Beide Testmodi haben den Kontroll- und Diagnosepfad intensiv genutzt. Es wurden Pseudo-TTC-Kommandos initiiert, sowie Lese- und Schreibzugriffe über beide Typen von VME-Bussystemen mehrfach hintereinander ausgeübt. Dabei hat sich selbst der zeitkritische Ringbus als robust und zuverlässig ausgezeichnet.

### Tests zum Datenaustausch zweier benachbarter JEMs

Um die Kommunikation zweier benachbarter JEM-Module untereinander zu testen, wurde ein spezieller Aufsatz (*Loopback Device*) für die Backplane konstruiert. Mit diesem Aufsatz konnte der Austausch von duplizierten Kanäle zwischen zwei benachbarte JEM-Module in der  $\eta$ -Koordinate nachgestellt werden. Der Datenaustausch spielt für die Sicherstellung der Eindeutigkeit der identifizierten Jet-Kandidaten eine zentrale Rolle. Die Daten für das benachbarte JEM wurden über dieses *Loopback Device* mit 80 MHz im Zeitmultiplexverfahren auf das JEM-Board zurückgeführt, als ob die Daten vom benachbarten Modul stammen würden. Diese werden zusammen mit den restlichen JEM-eigenen Daten im Main-Prozessor mit der zweifachen LHC-Taktfrequenz eingetaktet, bevor sie weiter im Jet-Algorithmus prozessiert werden. Kritisch dabei ist die Eintaktphase aufgrund der zeitlichen Verzögerungen der duplizierten Kanäle durch längere Signallaufzeiten. Aus diesem Grund wurde der Datenaustausch zwischen zwei JEM mit Hilfe von Testdaten überprüft. Die Testdaten enthielten einen Binärzähler als Muster. Für diese Tests wurden die Spy-BlockRAMs direkt hinter die FlipFlop-Reihe der Eingangsstufe verlegt.

Das zur Verfügung stehende Zeitfenster zum Eintakten der JEM-eigenen und duplizierten Daten vom benachbarten Modul einer Strahlkollision erwies sich bei den Tests als unproblematisch, da keine Fehler oder Mischzustände zweier Strahlkollisionen beobachtet wurden. Mischzustände zweier Takte wären aufgrund des gewählten Datenmusters direkt sichtbar geworden.

### 5.5.2 Verifikation der Implementierung des JEM innerhalb einer erweiterten Testumgebung

Weitere Tests wurden durchgeführt mit der Zielsetzung, die gesamte Implementierung mit allen Funktionalitäten, die in der Spezifikation [JEM00] gefordert sind, zu verifizieren. Diese Tests sollten möglichst innerhalb der vorgesehenen Umgebung durchgeführt werden. Die Umgebung ist definiert durch die weiteren zugehörigen Module des Level-1 Kalorimeter Triggers, wie sie in Abb. 5.14 schematisch dargestellt ist, und der ATLAS Software Umgebung. Die Kommunikationsfähigkeit des JEM mit anderen Modulen wie z.B. mit einem TCM, CMM, ROD und PPM wurde schrittweise getestet. Das Test-Setup des JEM wurde stets um ein weiteres Modul erweitert und mit der offiziellen Level-1 Trigger Kalorimeter Software (Offline-Release) betrieben.

#### Level-1 Trigger Kalorimeter Softwareumgebung

Die gesamte ATLAS Software Umgebung basiert auf einer Linux Installation mit dem Betriebssystem RedHat. Auf dem VME Single Board Computer wurde zusätzlich zu der kompletten ATLAS DAQ-1 Software und den CERN VME Treibern die Level-1 Kalorimeter Trigger Software *l1calo* [Trig06] installiert.

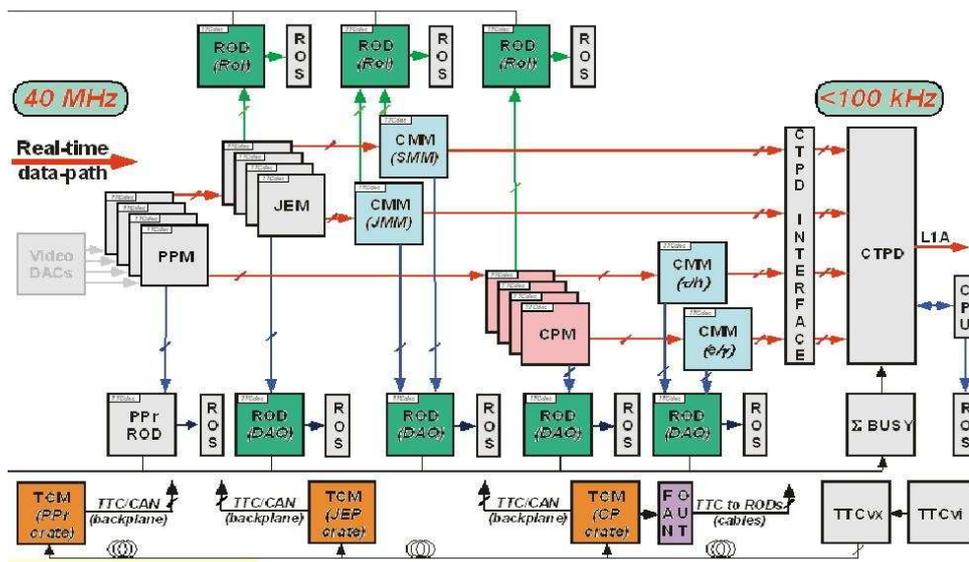


Abbildung 5.14: Skizze einer ersten vollständigen Testumgebung mit einer reduzierten Anzahl von verschiedenen Modulen des Level-1 Kalorimeter-Triggers. In einer sehr ähnlichen Formation wurde das System beim Testbeam 2005 am CERN in Betrieb genommen und getestet.

Diese befand sich gerade in der Entwicklung, so daß die ersten Standalone-Tests nicht innerhalb der l1calo-Umgebung durchgeführt wurden.

Das l1calo-Paket sieht Routinen zur Initialisierung, Konfiguration und Monitoring der Hardware vor. Solche Routinen, die direkt die Hardware betreffen, gehören dem *ModuleServices* [Trig06] an. Parallel dazu existiert noch die *ModuleSim* [Trig06] Einheit, die für jedes Modul eine Hardware-nahe Modellierung der Funktionalität des RTDP bereithält. Dadurch besteht die Möglichkeit, Testsequenzen mit Hilfe der parallel laufenden Simulation offline zu verifizieren. Das l1calo-Paket beinhaltet zu Zwecken der Dokumentation und der automatisierten Strukturverwaltung eine XML-Datenbank.

### JEM-Tests gesteuert vom TTC-System

Das Test-Setup wurde zunächst nur um ein TCM erweitert, so daß das JEM mit der LHC-Clock von 40.08 MHz vom TTC-System betrieben werden konnte. Das TCM ermöglichte Broadcast-Kommandos über das TTC-System mit Hilfe der *ModuleService*-Routinen. Das TTC-System besteht aus einem TTCvi- und einem TTCvx-Modul und ist mit dem JEM über den TTCrx-ASIC Baustein verbunden. Zum DSS-Modul besteht eine optische Verbindung.

Die in Kapitel 5.5.1 beschriebenen Tests im Standalone-Betrieb wurden mit äquivalenter Statistik wiederholt. Die zurückgelesenen Energiesummen waren identisch mit den erwarteten Ergebnissen aus der Simulation.

In dieser Konfiguration wurden erste Tests der Readout-Funktionalität durchgeführt. Für diese Tests wurden Spy-Memories im ROC implementiert, die auf den DAQ-Datenstrom bei einem positiven L1A-Signal spionieren. Dabei konnte die korrekte Umsetzung von L1A-Signalen und Bcnt-Resets auf dem ROC getestet werden. Der DAQ-Datenstrom entsprach dem erwarteten Datenmuster, das aus der JEM Simulation *jemSim* [Tho04] bestimmt wurde. Die Ausgabe ist mit dem Eingangsdatenformat der ROD-Module abgestimmt. Die unmittelbare Kommunikation mit einem ROD wurde in einem nächsten Schritt detailliert untersucht.

Desweiteren wurden zwei JEM-Prototypen innerhalb eines Crates parallel betrieben. Dabei wurde der Austausch von duplizierten Daten über die Backplane erneut überprüft mit dem gleichen Ergebnis wie zuvor beim Standalone-Betrieb des JEM.

Die Verarbeitungszeit des RTDP spielte bei der Implementierung eine zentrale Rolle. Diese sollte möglichst gering sein. Mit Hilfe der Playback/Spy-Testsequenzen wurde die Prozessierungszeit auf 7 LHC-Taktzyklen ( $\sim 180$  ns) bestimmt. Unter Verwendung eines Oszilloskops wurden die Daten eines Kanals an der Backplane beobachtet, so daß auch der gesamte Echtzeitdatenpfad durch ein JEM hinsichtlich seiner Verarbeitungszeit inklusive der Ein- und Austaktphasen nachvollzogen werden konnte. Das Ergebnis für den RTDP des Energiealgorithmus ist in Abb. 5.15 festgehalten. Die benötigte Zeitspanne des Energie-

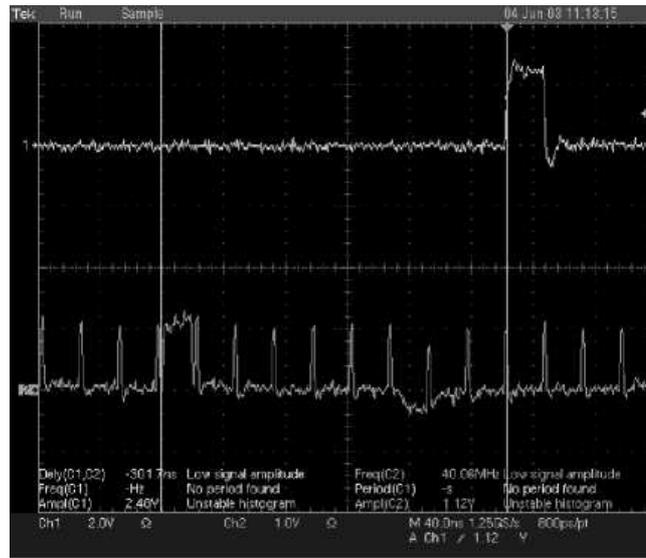


Abbildung 5.15: Messung der Verarbeitungszeit des Echtzeitdatenpfades des Energie-Algorithmus auf dem JEM-Prototyp.

Algorithmus auf dem JEM beträgt 8 Taktzyklen von je 25 ns. Sie liegt damit deutlich innerhalb des geforderten Zeitfensters.

### ROD und CMM Integration in den bestehenden Testaufbau

Der bestehende Testaufbau wurde, wie es in der Abb. 5.16 angedeutet ist, um ein ROD und einem CMM sowie einem zweiten DSS-Modul erweitert. Dieser Testaufbau diente dazu, die restlichen Schnittstellen des JEM innerhalb der eigentlichen Level-1 Kalorimeter Trigger Umgebung (siehe Abb. 5.14) zu verifizieren. Der Fokus dabei lag ausschließlich auf der Kommunikation der Module untereinander und weniger auf der Implementierung der Datenverarbeitung außerhalb des JEM. Dazu wurde folgende Vorgehensweise gewählt:

- Zunächst wurden die Eingangsdaten in der Form, wie sie vom PPr erwartet werden, vom DSS-Modul für 16 Kanäle zur Verfügung gestellt. Diese wurden seriell über 4 LVDS-Kabel über die Backplane an die entsprechenden LVDS-Deserializer auf dem JEM übertragen. Zum anderen wurden synthetische Daten, die physikalischen Ereignissen wie z.B.  $t\bar{t} \rightarrow 4j$  entsprachen, über die Playback-Funktion in den RTDP eingespielt.
- Die Ergebnisse der Energiesummen aus dem Energie-Algorithmus wurden über die Backplane an das CMM-Modul weitergeleitet.
- Über die *l1calo*-Software wurde ein L1A-Signal simuliert, das die Module dazu veranlaßt hat, die Auslese der Eingangsdaten sowie der Modul-

basierenden Ergebnisse zu initiieren. Die seriellen Datenströme des DAQ-Pfades wurden über G-Links an das ROD übertragen.

- Die gesendeten Daten nach dem Eingang auf dem ROD wurden über S-Link Kabel an das zweite DSS-Modul übergeben und dort in die zur Verfügung stehenden Speichereinheiten geschrieben.
- Zum Einen konnten die Daten aus dem zweiten DSS-Modul zur Diagnose verwendet werden, und zum anderen die Daten aus den Spy-Speichereinheiten auf den Modulen.

Die Ergebnisse waren konsistent mit der Simulation.

### 5.5.3 Verifikation der Implementierung des CMM-RTDP

Der Fokus der vorherigen Tests mit der Integration eines CMM war ausschließlich auf die korrekte Datenübertragung zwischen JEM und CMM gerichtet. Die Konfiguration des CMM war nur auf den Eingangsbereich beschränkt und enthielt somit nicht die Implementierung des Energie-RTDP, wie sie in Abschnitt 5.2.3 beschrieben ist. Um die Implementierungen möglichst wahrheitsgetreu zu simulieren, werden sogenannte 'testbenches' verwendet. Diese ermöglichen die Syntax

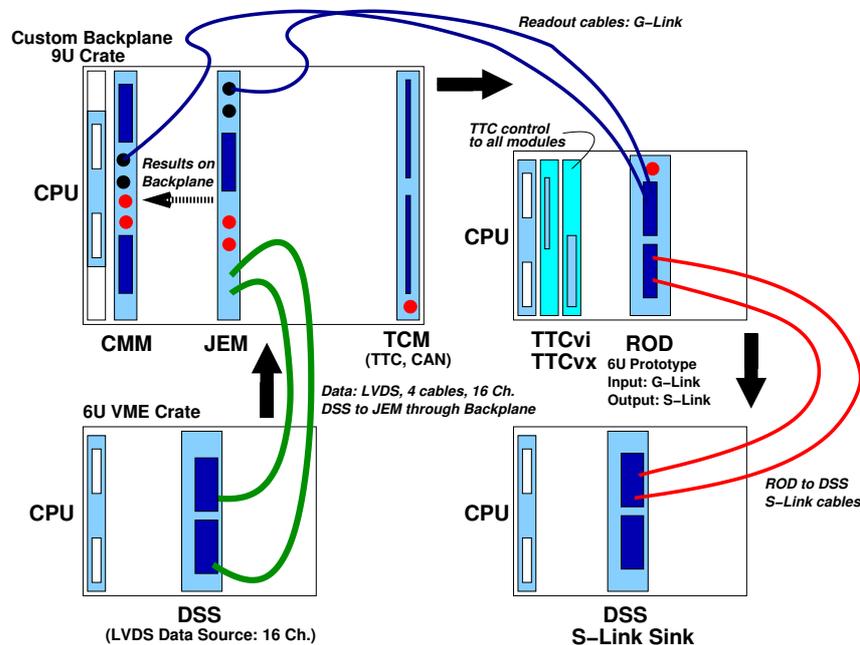


Abbildung 5.16: Testaufbau zur Verifikation der unmittelbaren JEM-Umgebung, bestehend aus einem TCM, CMM und ROD.

und die Basisfunktionalität des Entwurfes auf RTL-Ebene<sup>9</sup> zu überprüfen, jedoch ohne Zeitinformation (siehe Anhang A.1). Ein Großteil der Implementierung der einzelnen Funktionalitäten des JEM wurden ebenso auf diese Weise zuvor getestet. Insgesamt wurden auf RTL-Ebene 1500 Events getestet.

### Testvektoren

Es wurde ein weiterer Datensatz an Testvektoren erstellt, die über die Testbench eingelesen werden konnten. Die Testvektoren für  $E_x$ ,  $E_y$  und  $E_T$  wurden unabhängig voneinander für alle 32 JEM-Module generiert, mittels der Funktion:

$$E_{sum} = e^{-A \cdot Rndm(R)} \cdot RndmMax \quad . \quad (5.1)$$

A ist ein frei wählbarer Parameter und bestimmt, inwieweit das gesamte Energiespektrum der einzelnen Energiesummen abgedeckt wird. Für die Standardtests wurde  $A = 100$  gewählt, während für die Überprüfung des Sättigungsprozesses  $A = 2$  gesetzt wurde.

### Testergebnis

Die Ergebnisse aus der Testbench werden in einem Ausgabe-File zusammengefaßt und mit den Ergebnissen aus der modifizierten hardwarenahen Trigger-Simulation verglichen (siehe Abb. 5.19). Zusätzlich ist das Verhalten der Signale innerhalb des System-CMM als Waveform in Abb. 5.17 und 5.18 dargestellt.

- In Abb. 5.17 ist der  $E_T$ -Zweig dargestellt. Das eigentliche Ergebnis, die Multiplizität für  $E_T$ , ist in den obersten 3 Bits im *to\_ctp*-Signal enthalten. Das Ergebnis muß um einen Taktzyklus aufgrund der längeren Verarbeitungszeit des  $E_{T,miss}$ -Zweiges verzögert werden (*result\_et\_tmp*). Im 2. und 3. Takt liegt bereits im Eingangsbereich eine Sättigung vor, dieses äußert sich im Endergebnis durch (1111111).
- In Abb. 5.18 ist das Verhalten des  $E_{T,miss}$ -Zweiges als Waveform dargestellt. Die Signale *ex\_abs* und *ey\_abs* entsprechen bereits der gesamten Energiesumme des Kalorimeters. Das *over\_range*-Signal betrifft die Komprimierung der einzelnen Komponenten auf 11 Bits, bevor die entsprechende LUT bestimmt wird. Ist das Signal 1, so wird automatisch die Multiplizität, also das Endergebnis *result\_emiss* dieses Zweiges, auf 8 gesetzt. Das Ergebnis entspricht den 4 LSB-Bits im *to\_ctp*-Signal.
- In Abb. 5.19 ist ein Ausschnitt aus einer Textdatei gezeigt, das die Eingangsdaten der 32 JEMs für ein Event zusammen mit den Ergebnissen aus

---

<sup>9</sup>Der VHDL IEEE-Synthesestandard wurde für Beschreibungen auf Register-Ebene (Register Transfer Level - RTL) entwickelt (siehe Anhang A.1).

der Testbench, sowie aus der Hardware-nahen Simulation für den CMM-RTDP aufzeigt. Im oberen Abschnitt ist die Eingabematrix des Crate-CMM aufgelistet. Die Werte für  $E_x$ ,  $E_y$  und  $E_T$  liegen auch als kodierte Werte vor, sowie zusammengefaßt zum 25-Bit breiten JEM-Endergebnis ( $JEMOut$ ). Im mittleren Abschnitt sind Zwischenergebnisse und das eigentliche Endergebnis aus der C-basierenden Simulation dargestellt. Unterhalb von *System\_CMM\_Results* folgen die Ergebnisse aus der Testbench. Aus dem Endergebnis *CTP\_OUTPUT* ist die Verarbeitungszeit von 4 Taktzyklen ersichtlich.

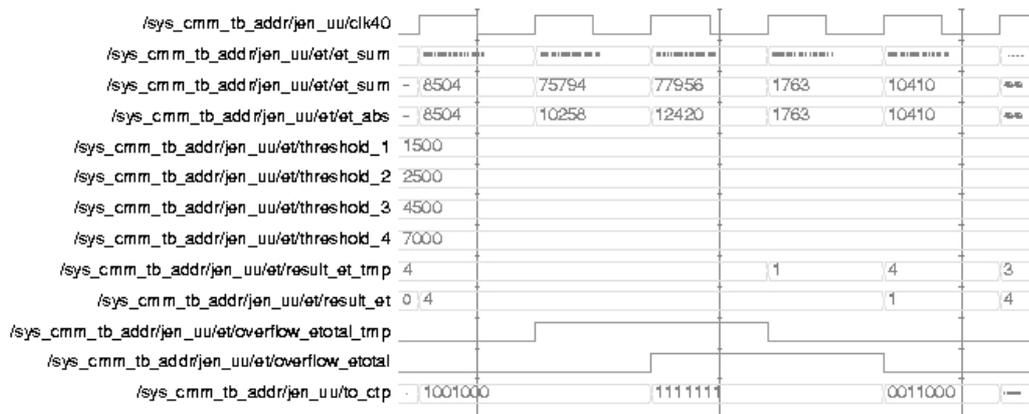


Abbildung 5.17: Simulationsergebnis des RTDP, dargestellt als Waveform, für den  $E_{tot}$ -Zweig im System-CMM.

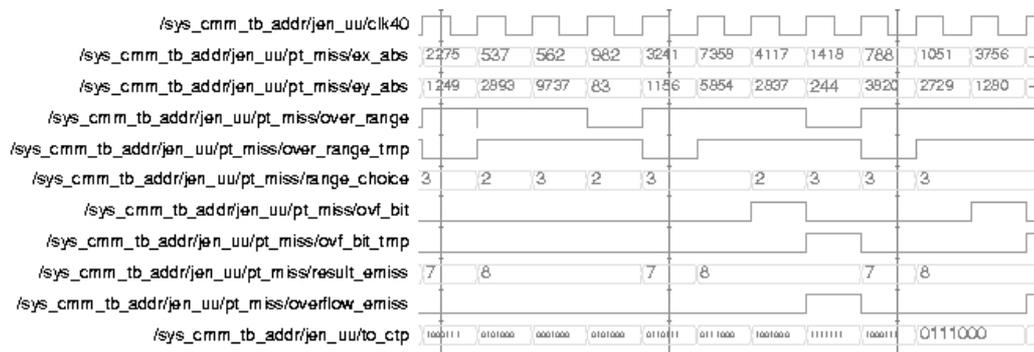


Abbildung 5.18: Simulationsergebnis des RTDP, dargestellt als Waveform, für den  $E_{T,miss}$ -Zweig im System-CMM.

## 5.5 Tests der implementierten Algorithmen mit dem JEM-Prototyp

Printed by

Feb 28, 03 13:19	example_of_input.txt	Page 1/1
JEM: 1 1 EX: 69 EY: 0 ET: 0 EXE: 81 EYE: 0 ETE: 0 JEMOut: 81		
JEM: 1 2 EX: 1 EY: 0 ET: 0 EXE: 1 EYE: 0 ETE: 0 JEMOut: 1		
JEM: 1 3 EX: 0 EY: 32 ET: 2 EXE: 0 EYE: 32 ETE: 2 JEMOut: 139264		
JEM: 1 4 EX: 2 EY: 17 ET: 1 EXE: 2 EYE: 17 ETE: 1 JEMOut: 69890		
JEM: 1 5 EX: 4021 EY: 3 ET: 0 EXE: 254 EYE: 3 ETE: 0 JEMOut: 1022		
JEM: 1 6 EX: 0 EY: 297 ET: 0 EXE: 0 EYE: 146 ETE: 0 JEMOut: 37376		
JEM: 1 7 EX: 0 EY: 24 ET: 0 EXE: 0 EYE: 24 ETE: 0 JEMOut: 6144		
JEM: 1 8 EX: 0 EY: 0 ET: 196 EXE: 0 EYE: 0 ETE: 113 JEMOut: 7405568		
JEM: 2 1 EX: 0 EY: 0 ET: 48 EXE: 0 EYE: 0 ETE: 48 JEMOut: 3145728		
JEM: 2 2 EX: 74 EY: 0 ET: 0 EXE: 82 EYE: 0 ETE: 0 JEMOut: 82		
JEM: 2 3 EX: 727 EY: 67 ET: 2 EXE: 173 EYE: 80 ETE: 2 JEMOut: 151725		
JEM: 2 4 EX: 0 EY: 45 ET: 0 EXE: 0 EYE: 45 ETE: 0 JEMOut: 11520		
JEM: 2 5 EX: 0 EY: 0 ET: 1 EXE: 0 EYE: 0 ETE: 1 JEMOut: 65536		
JEM: 2 6 EX: 42 EY: 0 ET: 651 EXE: 42 EYE: 0 ETE: 168 JEMOut: 11010090		
JEM: 2 7 EX: 0 EY: 2140 ET: 1264 EXE: 0 EYE: 225 ETE: 211 JEMOut: 13885696		
JEM: 2 8 EX: 0 EY: 0 ET: 0 EXE: 0 EYE: 0 ETE: 0 JEMOut: 0		
JEM: 3 1 EX: 0 EY: 0 ET: 163 EXE: 0 EYE: 0 ETE: 104 JEMOut: 6815744		
JEM: 3 2 EX: 57 EY: 0 ET: 0 EXE: 57 EYE: 0 ETE: 0 JEMOut: 57		
JEM: 3 3 EX: 20 EY: 241 ET: 0 EXE: 20 EYE: 124 ETE: 0 JEMOut: 31764		
JEM: 3 4 EX: 316 EY: 140 ET: 1307 EXE: 147 EYE: 99 ETE: 212 JEMOut: 13919123		
JEM: 3 5 EX: 0 EY: 0 ET: 17 EXE: 0 EYE: 0 ETE: 17 JEMOut: 1114112		
JEM: 3 6 EX: 0 EY: 2489 ET: 20 EXE: 0 EYE: 230 ETE: 20 JEMOut: 1369600		
JEM: 3 7 EX: 0 EY: 0 ET: 0 EXE: 0 EYE: 0 ETE: 0 JEMOut: 0		
JEM: 3 8 EX: 0 EY: 0 ET: 0 EXE: 0 EYE: 0 ETE: 0 JEMOut: 0		
JEM: 4 1 EX: 0 EY: 113 ET: 0 EXE: 0 EYE: 92 ETE: 0 JEMOut: 23552		
JEM: 4 2 EX: 0 EY: 0 ET: 0 EXE: 0 EYE: 0 ETE: 0 JEMOut: 0		
JEM: 4 3 EX: 0 EY: 0 ET: 0 EXE: 0 EYE: 0 ETE: 0 JEMOut: 0		
JEM: 4 4 EX: 474 EY: 0 ET: 13 EXE: 157 EYE: 0 ETE: 13 JEMOut: 852125		
JEM: 4 5 EX: 0 EY: 1 ET: 127 EXE: 0 EYE: 1 ETE: 95 JEMOut: 6226176		
JEM: 4 6 EX: 142 EY: 0 ET: 0 EXE: 99 EYE: 0 ETE: 0 JEMOut: 99		
JEM: 4 7 EX: 0 EY: 2 ET: 0 EXE: 0 EYE: 2 ETE: 0 JEMOut: 512		
JEM: 4 8 EX: 0 EY: 49 ET: 899 EXE: 0 EYE: 49 ETE: 184 JEMOut: 12071168		
1 CrateMerger: Quad: 1 EX: 4039 EY: 364 ET: 199		
1 CrateMerger: Quad: 2 EX: 834 EY: 2221 ET: 1907		
1 CrateMerger: Quad: 3 EX: 381 EY: 2812 ET: 1477		
1 CrateMerger: Quad: 4 EX: 604 EY: 164 ET: 1033		
1 MrgEX:000 3658 000 230 MrgEY:000 -2448 000 2057 MrgET:000 1676 000 294		
0		
1 SysSumET: 4616 SysETmiss: 15139840 sqrt: 3890		
1 CTPSumET: 7 3 CTPETmiss: 255 8		
Crate_CMM_Results:		
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0		
0 3658 0 230 0 -2448 0 2057 0 1676 0 2940		
0 724 0 -1165 0 -288 0 816 0 5510 0 464		
0 -1683 0 991 0 -639 0 3182 0 1193 0 1668		
0 7899 0 163 0 3582 0 -22 0 9033 0 1096		
System_CMM_Results:		
ROI_OUTPUT:		
0 0 0 0 0 0		
0 0 0 0 0 0		
0 3888 0 -391 0 4616		
0 -441 0 528 0 5974		
0 -692 0 2543 0 2861		
0 8062 0 3560 0 10129		
CTP_OUTPUT:		
0 0		
0 0		
0 0		
3 8		
3 6		
2 8		
4 8		

Friday February 28, 2003
1/1

Abbildung 5.19: Ausschnitt aus einer Ausgabedatei der CMM-RTDP-Testbench.

Aufgrund von späteren Tests wurden noch wenige Modifizierungen an der Implementierung des RTDP des CMM vorgenommen. Die Verarbeitungszeit des CMM beträgt derweil 6.3 Taktzyklen, wobei die interne Logik des Crate- und System-CMM jeweils 2.4 Taktzyklen beansprucht. Die restliche Zeit kommt aufgrund von Kabellauflaten zustande. Dadurch ergibt sich eine Gesamtzeitspanne von insgesamt 17.2 Taktzyklen für die vollständige Verarbeitung des Energie-Algorithmus im JEP-System.

### 5.5.4 Schlußfolgerung aus den vorliegenden Testergebnissen des JEM

Generell läßt sich aus den Testergebnissen schließen, daß das Design und die Implementierung des JEM- und CMM-Prototypen alle Forderungen aus der Spezifikation [Trig98] erfüllten.

#### Implementation

Mit den beschriebenen Tests in den unterschiedlichsten Testkonfigurationen wurde die korrekte Implementierung der Triggeralgorithmen für die Berechnung der Energiesummen  $E_x$ ,  $E_y$  und  $E_T$  auf dem JEM-Modul mehrfach bestätigt. Zudem wurden auch die restlichen Funktionen, die dem Kontroll-, Diagnose- und dem Auslese-Pfad angehören, ausgiebig getestet. Diese erwiesen sich ebenso als zuverlässig und stabil in ihrer Performance.

Auch die Konfiguration des CMM mit der hier vorgestellten Implementierung des Echtzeitdatenpfades (5.2.3) hat sich bei späteren Tests am RAL mit dem Augenmerk auf die CMM-Performance erfolgreich bewährt. Diese wird in nur leicht modifizierter Form im endgültigen Triggersystem verwendet.

Neben der eigentlichen Implementierung der Triggeralgorithmen des JEP wurde mit der Optimierung der Verarbeitungszeit ein weiteres Hauptziel im Rahmen dieser Arbeit erreicht. Mit der nachgewiesenen Gesamtzeitspanne für die Verarbeitung des Energie-Algorithmus im JEP von 17.2 Taktzyklen, also 430 ns, lag man deutlich unter den maximal erlaubten 500 ns (siehe Abb. 3.7).

#### Design und Technologie des JEM

Im Abschnitt (4.2.3) wurde bereits die aktuelle Architektur des JEM vorgestellt, die sich in ganz wesentlichen Punkten von der Architektur des JEM-Prototypen unterscheidet. Die Struktur des aktuellen JEM mit einem *Motherboard* und mehreren *Daughtermodules* wurde nicht aufgrund der Testergebnisse so gewählt, sondern aufgrund der gesammelten Erfahrungen in der Fertigung der JEM-Module. Die Verwendung von *Daughtermodules* ermöglichen schnellere Änderungen, Korrekturen und damit auch finanzielle Ersparnisse.

Aufgrund der neuen JEM-Architektur und Technologie (siehe Abschnitt 4.2.3)

mußte die Implementierung entsprechend angepaßt werden. Bei den Änderungen wurden die Erfahrungen aus der Erstellung der Firmware für den JEM-Prototypen und den beschriebenen Tests miteinbezogen.

Beim Zusammenführen des Energiesummen- und Jet-Algorithmus wurde bei der Synthese bereits festgestellt, daß der vorgesehene FPGA-Baustein auf dem JEM-Prototyp, ein Virtex XCV1600E-eFG680C, nicht die nötige Größe aufweisen konnte. Auf dem aktuellen JEM werden daher die Algorithmen separat auf einem eigenen Virtex-Baustein realisiert.

Durch die Änderungen am Design war es zudem auch möglich, die Begrenzung der Konnektivität am Control-FPGA aufzuheben, so daß der zeitkritische VME-Ringbus durch bidirektionale Bussysteme zu den noch 4 im Design enthaltenen InputFPGAs ersetzt werden konnte.

Die verwendeten FPGAs sowie auch die Übertragungsbausteine auf dem aktuellen JEM entsprechen dem Technologie-Standard zur Zeit der letzten Design-Änderung. Die Anpassung der Firmware wurde auf die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Firmware aufgebaut.

Der Jet/Energiesummen-Prozessor wurde zusammen mit allen anderen Prototypen des Level-1 Kalorimeter Triggers inklusive CTP beim ATLAS Combined Testbeam 2005 erfolgreich eingesetzt. Nähere Details und Testbeam-Ergebnisse sind den folgenden Veröffentlichungen zu entnehmen [Hal06],[Ach05] und [Gar04].

## 6 Ereignissimulation

Ereignissimulationen sind ein zentraler Bestandteil eines jeden Collider-Experimentes. Zum einen ermöglichen sie Studien physikalischer Phänomene, anhand derer die Anforderungen an Beschleuniger und Detektor abgeleitet werden können. Zum anderen wird mit ihrer Hilfe die Wechselwirkung der Teilchen im Detektor simuliert, um Effizienzen und Nachweiswahrscheinlichkeiten zu bestimmen.

Die Ereignissimulation findet in zwei Schritten statt. Zuerst wird die Wechselwirkung der Teilchen innerhalb der Proton-Proton-Kollision simuliert, d.h. die Erzeugung und der Zerfall der Teilchen, anschließend wird die Wechselwirkung der in der Kollision erzeugten Teilchen mit dem Detektor beschrieben.

Für die Simulation der physikalischen Ereignisse am LHC sind die folgenden Schritte in der gegebenen Reihenfolge zu durchlaufen:

1. Zwei Partonen<sup>1</sup>, die in einem harten Streuprozeß wechselwirken, werden unter der Verwendung der Partondichtefunktion des Protons ausgewählt. Die Phänomenologie von Proton-Proton-Kollisionen im Parton-Modell wird im folgenden Abschnitt 6.1 genauer behandelt.
2. Im harten Streuprozeß werden ein oder mehrere auslaufende Teilchen produziert, die die Charakteristik des jeweiligen Ereignisses bestimmen. Anhand des Übergangsmatrixelements im jeweiligen betrachteten Modell für den harten Streuprozeß werden Ereignisse gemäß dem differentiellen Wirkungsquerschnitt generiert. Gleichzeitig wird auch der totale Wirkungsquerschnitt für den zu berechnenden Prozeß mittels Integration über den gesamten Phasenraum bestimmt.
3. Eine vollständige Ereignissimulation erfordert zusätzlich eine Beschreibung des Partonschauers, der Fragmentation und der anschließenden Hadronisierung:
  - Partonschauer: Jedes der farbigen Teilchen kann im Sinne eines Bremsstrahlungsprozesses ein Gluon emittieren  $q \rightarrow qg$  bzw. in ein Quark-Antiquark-Paar zerfallen  $g \rightarrow q\bar{q}$ , die ihrerseits weitere Gluonen und Quark-Antiquark-Paare hervorbringen können, d.h. für jedes der farbigen einlaufenden und auslaufenden Teilchen wird ein Schauer definiert

---

<sup>1</sup>Als Partonen werden hier Quarks und Gluonen bezeichnet.

(ISR<sup>2</sup> und FSR<sup>3</sup>).

- Fragmentation: Quarks und Gluonen fragmentieren in farbneutrale Hadronen, da sie aufgrund des Confinements (Abschnitt 2.1.2) nicht einzeln im Endzustand existieren können.
- Nicht stabile Teilchen, die aus dem Streuprozeß sowie aus der Fragmentation hervorgehen, zerfallen weiter. Aus den Zerfallsprodukten können zum einen weitere Leptonen und Photonen entstehen und zum anderen bilden sich stabile Hadronen.

Diese drei Prozeßschritte werden im Abschnitt 6.2 etwas detaillierter dargestellt.

4. Die Wechselwirkung der aus dem jeweiligen physikalischen Prozeß hervorgehenden langlebigen Teilchen mit dem Detektor wird in einer Detektorsimulation beschrieben. Das Ausgabeformat dieser Detektorsimulation gleicht dem der Rohdaten. Eine kurze Beschreibung der Detektorsimulation des ATLAS-Detektors, welche für die hier vorgestellte MC-Studie verwendet wurde, folgt in Abschnitt 6.4.

Im Abschnitt 6.3 werden einige MC-Generatoren vorgestellt, die größtenteils die Schritte 1, 2 und 3 ausführen. Abschließend werden die Werkzeuge für die Analyse der gewonnenen Daten beschrieben.

## 6.1 Proton-Proton-Kollisionen

Für den ersten Schritt einer zuverlässigen Ereignissimulation von Proton-Proton-Kollisionen ist ein gutes Verständnis der inneren Struktur von Nukleonen, d.h. der Dichten von Quarks und Gluonen, abhängig vom Impulsübertrag  $q^2$ , erforderlich. Diese werden mit Hilfe der sogenannten Proton-Strukturfunktionen beschrieben, die in tiefinelastischen Nukleon-Streuexperimenten von Elektronen bzw. Positronen, insbesondere an HERA<sup>4</sup> am DESY, detailliert untersucht wurden. Im folgenden werden die grundlegenden Ansätze dieses Modells diskutiert. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Alt98, Hal84]. Abschließend folgt ein Überblick über weitere Effekte, die bei Proton-Proton-Kollisionen eine zentrale Rolle spielen.

### 6.1.1 Parton-Modell

Das Parton-Modell dient der theoretischen Beschreibung von Kollisionen bei hohen Energien, bei denen Nukleonen involviert sind. Dabei wird das Nukleon als

---

<sup>2</sup>ISR: initial state radiation

<sup>3</sup>FSR: final state radiation

<sup>4</sup>Hadron Elektron Ring Anlage

ein zusammengesetztes System aus punktförmigen Konstituenten betrachtet, den drei Valenz-Quarks<sup>5</sup>, den See-Quarks<sup>6</sup> und den Gluonen. Diese Konstituenten werden als Partonen bezeichnet und tragen jeweils einen Bruchteil  $x$  des Gesamtimpulses des Nukleons, wobei  $0 < x < 1$ .

Für eine möglichst exakte Beschreibung von Proton-Proton-Kollisionen ist eine sehr präzise Kenntnis der Impulsverteilung der Partonen notwendig. Diese Informationen können aus den Daten der verschiedenen HERA- und Fixed-Target-Experimente abgeleitet werden, an denen tiefinelastische Streuung (z.B. Elektron-Nukleon-Streuung) durchgeführt wird. Die Ergebnisse dieser Experimente sind von großer Bedeutung für die exakte Bestimmung der sogenannten *Parton-Dichte-Funktionen (PDFs)*  $q(x)$  bzw.  $g(x)$  [PDF00]. Dabei wird mit  $q(x)dx$  die Wahrscheinlichkeit definiert, ein Quark im Proton mit einem relativen Impuls zwischen  $x$  und  $x + dx$  zu finden.

Die PDFs sind ein zentraler Bestandteil bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts für einen harten Streuprozess zweier Hadronen:

$$\sigma = \sum_{i,j} \int \int q_i(x_1, Q) q_j(x_2, Q) \hat{\sigma}_{ij}(x_1, x_2, \alpha_s(Q)) dx_1 dx_2, \quad (6.1)$$

wobei  $q_i(x, Q)$  für die PDF's der Quarks und Gluonen bei der Energieskala  $Q$  steht. Die zwei beteiligten Partonen sind mit den Indizes  $i$  und  $j$  gekennzeichnet. Der Wirkungsquerschnitt  $\hat{\sigma}_{ij}$  der harten Wechselwirkung der beiden Partonen läßt sich bei hoher Energie in einer Störungsreihe in  $\alpha_s$  entwickeln.

Die PDFs werden z.B. von der CTEQ<sup>7</sup>-Kollaboration [CTEQ5] bereitgestellt und regelmäßig aktualisiert. Die in dieser Arbeit verwendeten PDFs wurden der CTEQ5-Bibliothek entnommen.

### 6.1.2 Überlagerte Ereignisse

Proton-Proton-Kollisionen, wie sie in näherer Zukunft am LHC stattfinden werden, haben den Nachteil, daß der eigentliche harte Streuprozess (hoher Impulsübertrag) von weiteren Prozessen mit kleinem Impulsübertrag überlagert wird, die nicht mehr mittels der perturbativen QCD beschrieben werden können. Alle in einer Proton-Proton-Kollision ablaufenden Prozesse mit Ausnahme der harten Wechselwirkung tragen zum sogenannten *underlying event* bei.

Bei hoher Luminosität werden in etwa 23 inelastische Proton-Proton-Wechselwirkungen pro Strahlkollision erwartet. Diese Ereignisse haben zum größten Teil nur einen geringen Viererimpulsübertrag und unterscheiden sich von den eigentlich interessanten Ereignissen in der Größe des Transversalimpulses der

---

<sup>5</sup>Im statischen Quark-Modell werden Nukleonen durch jeweils 3 Valenz-Quarks beschrieben.

<sup>6</sup>See-Quarks sind virtuelle Quark-Antiquark-Paare, die aus Fluktuationen von Gluonen resultieren.

<sup>7</sup>CTEQ steht für Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD.

Teilchen im Endzustand. Solche Ereignisse, die auch als *Minimum Bias Events* bezeichnet werden, lassen sich aufgrund der geringen Impulsüberträge nicht mehr mit perturbativer QCD beschreiben. Folglich ist man auch hier auf eine phänomenologische Beschreibung angewiesen.

## 6.2 Partonschauer, Fragmentation und Hadronisierung

Der Hadronisierungsprozeß beschreibt den Übergang von den farbigen Quarks und Gluonen in farbneutrale Hadronen. Dieser Prozeß läßt sich in drei Phasen gliedern: der Partonschauer, die Fragmentation und die Bildung farbneutraler, stabiler Hadronen. Diese drei Phasen sind in Abb. 6.1 am Beispiel des hadronischen Endzustandes eines W-Zerfalls schematisch dargestellt und werden im folgenden näher erläutert.

### Phase 1: Partonschauer in perturbativer QCD

Die präziseste Methode Gluonabstrahlungen durch die involvierten farbgeladenen Teilchen im Anfangszustand in perturbativer QCD zu beschreiben, wäre die Berechnung des Matrixelementes des jeweiligen Endzustandes inklusive der zusätzlich abgestrahlten Gluonen.

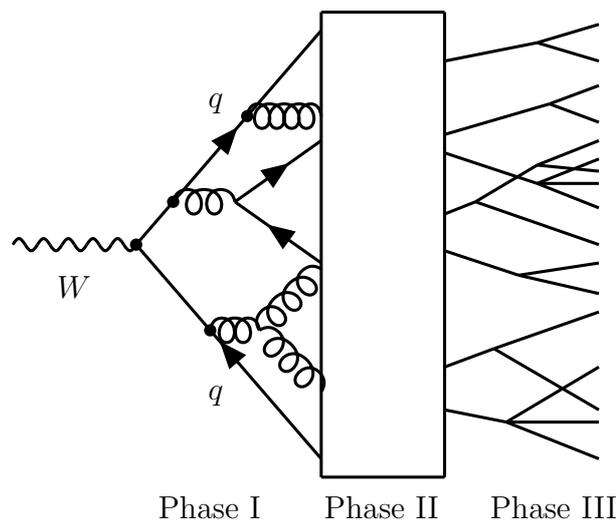


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung des Hadronisierungsprozesses im hadronischen Zerfallskanal des W-Bosons. Die drei zugehörigen Phasen sind im Text detailliert beschrieben.

Da die Anzahl der zu berücksichtigenden Feynmangraphen mit jeder zusätzlichen Ordnung rasant ansteigt, sind solche Rechnungen aufgrund ihrer Komplexität bis dato nur bis 2. oder teilweise sogar bis 3. Ordnung in  $\alpha_s$  für eine geringe Auswahl an Prozessen verfügbar. Zudem sind diese Rechnungen auch nur bei hohen Energien eine gute Näherung.

Die Beschreibung des Partonschauers beruht auf vereinfachten Annahmen zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeit für das Abstrahlen eines Partons. Dabei werden die primären Quarks als quasifreie Teilchen betrachtet. Diese senden weiche oder kollineare Gluonen als Bremsstrahlung aus, die ihrerseits weitere Gluonen emittieren oder in ein Quark-Antiquark-Paar zerfallen können. Mit Hilfe der *Altarelli-Parisi-Gleichungen* [Alt77] läßt sich die relative Wahrscheinlichkeit bestimmen, daß ein Quark oder Gluon vom entsprechenden Parton emittiert wird. Die Wahrscheinlichkeit für einen der drei möglichen Prozesse  $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow gg$  und  $g \rightarrow q\bar{q}$  ist ausschließlich durch den Energieanteil des einlaufenden Partons definiert.

Das grundlegende System des Partonschauermodells beruht auf der Berechnung einer Wahrscheinlichkeit für jedes Parton, ein weiteres Parton im Impulsintervall  $[Q_1, Q_2]$  zu emittieren. Dieser Prozeß wird abgebrochen sobald der Impulsübertrag unter einen bestimmten Schwellenwert  $Q_{Cut}$ , auch als *Cutoff* bezeichnet, fällt.

### Phase 2: Fragmentation

Sind die Impulsüberträge zu gering, um störungstheoretische QCD anzuwenden zu können, beginnt die Phase der *Fragmentation*. Diese kann nur mit phänomenologischen Modellen beschrieben werden.

Das wohl erfolgreichste dieser Modelle ist das *Lund-String-Modell* [Sjö01]. In diesem Modell werden die Farbladungsfelder zwischen zwei Partonen durch sogenannte *Strings* beschrieben, wobei der Energieinhalt dieser Strings linear mit dem Abstand der beiden Partonen anwächst. Beim Überschreiten eines bestimmten Energieinhaltes ist es energetisch günstiger als den String durch die Produktion eines weiteren Quark-Antiquark-Paares oder durch die Abstrahlung eines Gluons aufzubrechen. Anschließend werden die entstehenden Quarks so miteinander kombiniert, daß sie auf der Massenschale liegende Hadronen ergeben. Dieser Prozeß wird solange fortgesetzt, bis ausschließlich farbneutrale Hadronen vorliegen und der relative Impuls zwischen zwei Quarks nicht mehr zur Bildung neuer Partonen ausreicht.

Es existieren weitere Fragmentationsmodelle, wie z.B. das sogenannte *Cluster-Hadronisationsmodell* [Web84, Mar88].

### Phase 3: Bildung der stabilen Hadronen

In der abschließenden Phase finden Zerfälle von kurzlebigen Hadronen statt, aus denen dann auch Leptonen und Photonen (zusätzlich zu Photonabstrahlung im Endzustand) hervorgehen können. Diese Beschreibung des Zerfallsprozesses der

Teilchen mit Hilfe von MC-Ereignisgeneratoren basiert vor allem auf bereits bekannten Informationen über Lebensdauern und Verzweigungsverhältnisse der Hadronen.

In der Fragmentation nimmt die Transversalimpulsverteilung eine Gauss'sche Form um die Stringachse an, so daß die aus einem ursprünglichen Parton entstandenen Hadronen dazu tendieren, Teilchenbündel, sogenannte *Jets*, in Richtung des Partons zu bilden.

### 6.2.1 Korrekturen höherer Ordnungen - K-Faktoren

Um die wahren Bedingungen an einem Proton-Proton-Experiment realistischer zu beschreiben, müßten die Matrixelemente in Schritt 2 in höherer Ordnung in  $\alpha_s$  berechnet werden, um so die Beiträge aus Schleifendiagrammen und Gluon-Abstrahlungen mit zu erfassen. Diese Berechnungen mit Korrekturen höherer Ordnung (NLO, NNLO<sup>8</sup>, ...) sind allerdings von hoher Komplexität und daher bislang nicht für alle Prozesse berechnet.

Ist der Wirkungsquerschnitt nächsthöherer Ordnung  $\sigma_{NLO}$  berechnet, läßt sich der sogenannte *K-Faktor* aus dem Verhältnis

$$K = \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_{LO}} \quad (6.2)$$

bestimmen. Dabei steht  $\sigma_{LO}$  für den Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung (LO<sup>9</sup>). Die Kenntniss über den jeweiligen K-Faktor eines Prozesses ermöglicht nur eine Normierung der auf Born-Niveau generierten Ereignisse auf den NLO Wirkungsquerschnitt. Effekte durch zusätzliche Gluonabstrahlungen und Schleifenbeiträge auf Observablen wie z.B.  $p_T$ ,  $\eta$  und  $\phi$  bleiben trotz Nutzung des K-Faktors unberücksichtigt.

## 6.3 Monte-Carlo-Generatoren

Da für die im Rahmen dieser Arbeit erstellte MC-Studie die Ereignisgeneratoren eine zentrale Rolle spielen, sollen im folgenden einige MC-Generatoren mit ihren Vorzügen und Nachteilen vorgestellt werden.

### 6.3.1 PYTHIA

Der PYTHIA-Ereignisgenerator [Sjö01] beinhaltet alle notwendigen Schritte einer zuverlässigen Ereignissimulation mit Ausnahme der Detektorsimulation. PYTHIA verfügt über eine große Bibliothek an Matrixelementen auf Born-Niveau<sup>10</sup>.

<sup>8</sup>Next-to-Leading-Order, Next-to-Next-to-Leading-Order, ...

<sup>9</sup>Leading-Order

<sup>10</sup>Störungsrechnungen des Matrixelements in niedrigster Ordnung in  $\alpha$  und in  $\alpha_s$ , d.h. ohne Schleifenbeiträge und Bremsstrahlung.

Der Partonschauer wird mit Hilfe des beschriebenen Partonschauermodells, basierend auf den Altarelli-Parisi-Gleichungen, beschrieben. Das Lund-String-Modell wird als Fragmentationsmodell verwendet.

Ein Großteil der für die im Rahmen dieser MC-Studie relevanten Prozesse sind in der ursprünglichen PYTHIA-Version nicht enthalten. Es besteht aber die Möglichkeit die Simulationsschritte 1 und 2 extern durchzuführen. Dafür stellt PYTHIA eine Schnittstelle bereit, die es ermöglicht, einen auf Parton-Level generierten Prozeß einzulesen. Hierzu müssen bestimmte Informationen wie Teilchenart, Ladung, Viererimpuls, Farbfluß und einige weitere Informationen über die Partonen in einem speziellen Format vorliegen. Dieses Format wird als *Les Houches Accord* [Boo01] bezeichnet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Vorgehensweise mehrfach für die Generierung von Untergrundprozessen (siehe Abschnitt 7.3) in Verbindung mit der Nutzung des Programmpakets *MadGraph* [Ste94] angewandt. Innerhalb von *MadGraph* werden die Matrixelemente beliebiger Prozesse mit *MadEvent* berechnet. Neben PYTHIA ist HERWIG [Cor01] ein weiterer Ereignisgenerator, der anstelle des Lund-String-Modells das Cluster-Fragmentationsmodell zur Konversion der Partonen in Hadronen einsetzt.

### 6.3.2 AcerMC

Das Programm-Paket AcerMC [Ker02] verfügt über eine geringe Anzahl von Matrixelementen physikalischer Prozesse, die in den Programm-Paketen PYTHIA oder HERWIG gar nicht oder nur unzureichend implementiert sind. Da AcerMC ausschließlich den Schritt 2 in der Ereignissimulation ersetzt, wird sowohl in PYTHIA als auch in HERWIG eine Schnittstelle für die Ausgabe von AcerMC bereitgestellt. Mit Hilfe dieser Schnittstelle können auch die restlichen Schritte, derer es noch zu einer realistischen Ereignissimulation bedarf, durchgeführt werden. Die in AcerMC bereitgestellten Matrixelemente liegen in niedrigster Ordnung vor. Auch hier sind einige Prozesse wie z.B.  $W^\pm t\bar{t}$  und  $t\bar{t}t\bar{t}$  nur unzureichend beschrieben, da die Spinkorrelationen der Zerfallsprodukte in der Implementation nicht enthalten sind.

### 6.3.3 MC@NLO

MC@NLO ist einer der wenigen MC-Generatoren, der eine Reihe von Matrixelementrechnungen in nächsthöherer Ordnung in  $\alpha_s$  enthält. Diese grundlegende Eigenschaft von MC@NLO hat den Vorteil, daß die hochenergetischen Jets, die aus den abgestrahlten Gluonen resultieren, im Vergleich zu einer Generierung auf Born-Niveau mit anschließendem Partonschauer besser beschrieben werden. Für MC@NLO besteht nur die Möglichkeit den Schritt der Hadronisierung in HERWIG durchzuführen.

## 6.4 Detektorsimulation

Neben der Simulation der Wechselwirkungen der Teilchen auf Basis des zu grundlegenden Modells ist die Detektorsimulation eine weitere elementare Komponente der Beschreibung des physikalischen Ereignisses. Eine Detektorsimulation, die die Geometrie des Detektoraufbaus detailgetreu beschreibt und die Wechselwirkung mit den Detektormaterialien sehr genau simuliert, wird als *volle* Detektorsimulation bezeichnet. Beim ATLAS-Experiment existiert eine solche Simulation basierend auf dem Programmpaket GEANT4 [GEANT]. Jedoch reicht es für einige Zwecke aus, den Detektor zu abstrahieren, d.h. die Geometrie stark zu vereinfachen und die Eigenschaften zu parametrisieren um so eine kürzere Rechenzeit pro Ereignis zu erzielen. Diese sogenannte *schnelle* Detektorsimulation ist beim ATLAS-Experiment im Programmpaket ATLFAST [ATLF98] als Funktionsbibliothek vorhanden.

### 6.4.1 ATLFAST

Die schnelle Detektorsimulation ATLFAST berücksichtigt die wichtigsten Eigenschaften des ATLAS-Detektors, die aus der vollen GEANT-Simulation des Detektors entnommen werden. Zu diesen Eigenschaften zählen die Jet-Rekonstruktion, die Verschmierung der Energien und Impulse von Leptonen und Photonen, die Messung von fehlender transversaler Energie sowie Einflüsse von Magnetfeldern. In ATLFAST wird der Detektor als ein System bestehend aus einer Komponente zur Rekonstruktion von elektromagnetischen und hadronischen Objekten und einer weiteren Komponente zur Spurrekonstruktion abgebildet. Durch die Unterteilung in Subdetektoren und die integrierten Magnetsysteme werden (Solenoïdmagneten, Toroidmagneten) berücksichtigt.

Von der aus ATLFAST resultierenden Liste rekonstruierter Objekte (Jets, isolierte Leptonen und Photonen und die erwartete fehlende transversale Energie) wird im Rahmen dieser Analyse Gebrauch gemacht. Die verwendete Version ist ATLFAST6.0.2.

### Lepton-Identifikation

Elementare Objekte wie Leptonen und Photonen werden in ATLFAST innerhalb des Pseudorapiditätsbereiches<sup>11</sup> von  $|\eta| < 2.5$  grundsätzlich als nachgewiesen deklariert. In der Pseudorapidität der Teilchen ist bereits eine Richtungsänderung in der  $\Phi$ -Koordinate aufgrund von Einflüssen durch die vorhandenen Magnetfeldern mit einberechnet. Mögliche Konversionen der Photonen werden in ATLFAST nicht beschrieben. Allerdings wird die Energieauflösung des Kalorimeters für eine nachträgliche Korrektur der Energie der elementaren Objekte bestimmt.

Eine zusätzliche Forderung wird an die Isolationseigenschaft der Leptonen und

<sup>11</sup>Pseudorapidität:  $\eta = -\ln(\tan \Theta/2)$ , wobei  $\Theta$  für den Polarwinkel steht.

Photonen gestellt. Diese Objekte werden nur dann als isoliert definiert, wenn nur ein bzw. kein assoziierter Cluster<sup>12</sup> zu diesem Objekt existiert, sich weiterhin kein nichtassoziierter Cluster in der unmittelbaren Umgebung befindet und die gesamte Energie in einem bestimmten Umkreis einen vorgegebenen Energieschwellenwert nicht überschreitet. Diese Isolationskriterien beziehen sich ausschließlich auf das Kalorimeter. Die Informationen aus dem Inneren Detektor werden nicht berücksichtigt.

Im allgemeinen ist die Rekonstruktionseffizienz abhängig vom Teilchentyp, vom Transversalimpuls und von der Pseudorapidität. In ATLFAST wird jedoch die Rekonstruktionseffizienz für Elektronen, Myonen und Photonen als konstant angenommen. Diese wird jeweils mit 90% angesetzt.

### Identifizierung und Rekonstruktion von Jets

Alle Energiecluster<sup>13</sup>, die keinem elementaren Teilchen wie Elektronen oder Photonen zugeordnet werden können, werden als potentielle Jets identifiziert. Zur Rekonstruktion der Jets existieren verschiedene Algorithmen. Der wohl intuitivste Algorithmus ist der sogenannte *Cone-Algorithmus*, der räumlich benachbarte Partikel zu einem Jet bündelt. Am Anfang werden Teilchen aufgrund ihrer transversalen Energie als Jet-Kandidaten identifiziert. Dann werden alle Partikel, die in einem Radius  $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < R_{max}$  um den Jet-Kandidaten mit dem höchsten transversalen Impuls liegen, hinzuaddiert. Am Ende werden nur die Kandidaten als Jets klassifiziert, die eine bestimmte transversale Mindestenergie überschreiten.

Bei der Entscheidung, ob es sich bei dem Jet-Objekt um einen *b*-, *c*-,  $\tau$ - oder *light*-Jet handelt, werden Informationen von der Ereignisgeneration genutzt. Bei dieser Vorgehensweise werden keine Rekonstruktionseffizienzen berücksichtigt. Die Wahrscheinlichkeit, daß die Rekonstruktion und die Zuordnung der Jets fehlschlägt, muß während der Analyse nachträglich mit einbezogen werden. Die jeweiligen Rekonstruktionseffizienzen werden aus der vollen Detektorsimulation bestimmt.

Eine besondere Rolle für eine Vielzahl von Analysen spielen Jets aus *b*-Quarks. Die Identifizierung von *b*-Jets wird als *b-tagging* bezeichnet. Zum Zwecke der Identifizierung der *b*-Jets wird zum einen die Lebensdauer der B-Mesonen und die daraus resultierende Flugstrecke ausgenutzt und zum anderen die Anwesenheit von 'weichen' Leptonen im Jet. Das *b-tagging* wurde sehr detailliert mit Hilfe der vollen Detektorsimulation studiert. Aus diesen Studien gehen für verschiedene Identifikationsraten von *b*-Jets die jeweils zugehörigen Unterdrückungsfakto-

---

<sup>12</sup>Ein Cluster ist ein Zusammenschluß von mehreren dicht beieinander liegenden Kalorimeterzellen mit hohen Ladungsdepositionen, die aus der Wechselwirkungen der Teilchen (Hadronen, Elektronen und Photonen) mit dem Kalorimetermaterial resultieren.

<sup>13</sup>Lokale Energiedepositionen im Kalorimetersystem, die einen vorgegebenen Energieschwellenwert überschreiten.

ren der anderen Jet-Flavours ( $c$ - und *light* Jets), sowie die Parametrisierungen zur Kalibrierung der Jets hervor. Die gewonnenen Informationen aus der vollen Detektorsimulation dienen ATLFAST zur Rekonstruktion und Kalibrierung der identifizierten Jet-Objekte.

### Spurrekonstruktion

ATLFAST rekonstruiert für alle geladenen stabilen Teilchen ( $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$ ,  $K^\pm$  und  $\pi^\pm$ ), die einen transversalen Impuls von mindestens  $0.5 \text{ GeV}/c^2$  haben, im Bereich des Inneren Detektors ( $|\eta| < 2.5$ ) eine Spur. Die Spurparameter ( $p$ ,  $\theta$ ,  $\phi$ ,  $d_0$ ,  $z_0$ ) in ATLFAST sind parametrisiert und entsprechend der erwarteten Auflösung verschmiert. Die Parametrisierung des Spurdetektors in ATLFAST bezieht sich auf das Szenario mit niedriger Luminosität. Bei hoher Luminosität ist die Beschreibung des Spurdetektors durch ATLFAST eher unzureichend. Dieser Aspekt kommt in der hier vorgestellten MC-Studie zur Higgs-Selbstkopplung zum Tragen und wird daher nochmals in Abschnitt 7.4.4 aufgegriffen.

### Pile-Up

Aufgrund der hohen Wechselwirkungsrate am LHC kann es geschehen, daß in einigen Detektorkomponenten noch Signaturen von vorhergehenden Ereignissen zu finden sind. Davon ist vor allem das Kalorimetersystem betroffen. Effekte dieser Form werden als *Pile-Up* bezeichnet [Lue01]. Derzeit besteht nur mit Hilfe der vollen Detektorparametrisierung die Möglichkeit, Einflüsse des Pile-Up zu studieren. Bei niedriger Luminosität werden die realen Bedingungen am ATLAS-Experiment durch ATLFAST adäquat beschrieben. Jedoch werden die Einflüsse des Pile-Up auf die Ereignisrekonstruktion mit steigender Luminosität zunehmen.

## 6.5 Analyse-Umgebung

Um mit Hilfe der rekonstruierten Detektordaten auf den abgelaufenen physikalischen Prozeß zurückschließen zu können, wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [Düh03b] eine Umgebung geschaffen, die es erlaubt, die gewonnenen Daten zu analysieren und zu interpretieren. Diese Umgebung ermöglicht die direkte Anwendung von Rekonstruktionseffizienzen auf die eingelesenen Ausgabedaten von ATLFAST, die Berechnung physikalisch relevanter Größen und die Visualisierung ihrer Verteilungen. Innerhalb der Analyse werden auf diese Größen bestimmte Schnitte angewandt, die mit Hilfe der Analyse-Umgebung so optimiert werden können, daß eine maximale Trennung von Signal- und Untergrundprozessen erreicht wird.

Diese Umgebung wurde in C++ entwickelt und komplett in das ROOT-Paket [ROOT] eingebettet. Zusätzlich wurde bei der Entwicklung darauf geachtet, daß die Umgebung möglichst unabhängig von einzelnen MC-Studien bleibt, so daß

die Implementierung neuer Studien unproblematisch ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Umgebung um einige Klassen erweitert, die für die hier beschriebene MC-Studie von Nutzen waren. Eine dieser zusätzlich hinzugefügten Klassen dient zur Rekonstruktion von Higgs-Bosonen, während zwei weitere Klassen vor allem statistische Methoden der Datenanalyse enthalten, die für diese MC-Studie von Bedeutung sind.

# 7 Monte-Carlo Studie zur Messung der Higgs-Boson-Selbstkopplung

Die Motivation für eine Messung der trilinearen und quartischen Higgs-Selbstkopplung wurde bereits im Abschnitt 2.4 ausführlich diskutiert.

Erst mit der Gewissheit, daß das Higgs-Potential die in der Theorie der elektroschwachen Symmetriebrechung vorhergesagte Form hat

$$V(\eta_H) = \frac{1}{2}m_H^2\eta_H^2 + \lambda_{3H} \cdot v\eta_H^3 + \frac{1}{4}\lambda_{4H} \cdot \eta_H^4 \quad , \quad (7.1)$$

läßt sich der Higgs-Mechanismus vollständig etablieren. Der Higgs-Selbstkopplungsparameter  $\lambda$  ist im Standardmodell (SM) über die Higgs-Masse definiert

$$\lambda_{SM} = \frac{m_H^2}{2v^2} \quad . \quad (7.2)$$

Im folgenden wird  $\lambda$  als freier Parameter

$$\lambda := \frac{\lambda_{3H}}{\lambda_{SM}} \quad (7.3)$$

unabhängig von der Higgs-Masse betrachtet, so daß im Falle des SM  $\lambda = 1$  ist. Anomale Higgs-Selbstkopplungsparameter sind von 1 verschieden.

Mit der direkten Beobachtung von Higgs-Paaren ist ein Zugang zum trilinearen Higgs-Selbstkopplungsparameter  $\lambda_{3H}$  möglich. In Abschnitt 2.4 wurde bereits gezeigt, daß eine Variation der trilinearen Higgs-Selbstkopplung  $\lambda_{3H}$  den Wirkungsquerschnitt für  $gg \rightarrow HH$  beeinflusst und somit auch die Anzahl der erwarteten Higgs-Paarereignisse am LHC. Auch die Kinematik des Prozesses ist sensitiv auf  $\lambda_{3H}$ .

Unter Ausnutzung sensitiver Größen (siehe Abschnitt 7.4 und 7.6) wird im Rahmen der Arbeit ein Zugang zur trilinearen Higgs-Selbstkopplung  $\lambda_{3H}$  ermöglicht. Dabei beschränkt sich die MC-Studie auf die Higgs-Paarproduktion, deren Produktionsmechanismen in Abb. 2.14 vorgestellt wurden. Es wird ausschließlich der dominierende Prozeß über die Gluon-Fusion betrachtet.

Die quartische Higgs-Selbstkopplung  $\lambda_{4H}$  hat auf die Higgs-Paarproduktion keinen Einfluß und eine Messung erscheint aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts sowohl am LHC als auch am SLHC aussichtslos zu sein.

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels werden zunächst mögliche Signaltopologien der Higgs-Paarproduktion für den Higgs-Massenbereich  $120 \text{ GeV}/c^2 \leq m_H \leq 200 \text{ GeV}/c^2$  vorgestellt. Dabei wird die Signatur des meistversprechendsten Kanals diskutiert. Im Anschluß daran werden die Untergrundprozesse sowie deren Ereignissimulationen beschrieben, gefolgt von den Selektionschnitten zur Extrahierung des Signals in Abschnitt 7.4. Die entwickelte Methode zur Bestimmung von Sensitivitätsgrenzen auf die trilineare Higgs-Selbstkopplung  $\lambda_{3H}$  wird in Abschnitt 7.5 und 7.6 vorgestellt. Eine Abschätzung des systematischen Fehlers auf die Sensitivitätsgrenzen folgt im Abschnitt 7.7. Am Ende dieses Kapitels wird das Ergebnis mit bereits existierenden Studien verglichen.

## 7.1 Mögliche Signaltopologien

Die Higgs-Paarproduktion ist am LHC ein verhältnismäßig seltener Prozeß. Im ersten Jahr bei einer integrierten Luminosität von  $10 \text{ fb}^{-1}$  werden etwa 200 Higgs-Paarereignisse für  $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$  erwartet. Die Zahl der erwarteten Higgs-Paarereignisse nimmt deutlich mit der Masse des Higgs-Bosons ab. Die Wirkungsquerschnitte für den  $gg \rightarrow HH$  Prozeß im SM sind in Tabelle 7.1 für den Massenbereich von 120 bis  $200 \text{ GeV}/c^2$  aufgelistet. Die Angaben entsprechen Berechnungen in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$  (LO), die mit dem HPAIR-Programmpaket [Djo97] durchgeführt wurden.

$m_H$ [GeV/ $c^2$ ]	120	130	140	150	160	170	180	190	200
$\sigma$ [fb]	17.8	15.2	13.6	11.5	10.4	9.3	7.7	6.6	5.4

Tabelle 7.1: Wirkungsquerschnitte für den  $gg \rightarrow HH$ -Prozeß in Abhängigkeit von der Higgs-Masse (120 -  $200 \text{ GeV}/c^2$ ) für SM-Kopplungen.

Aufgrund der massenabhängigen Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons (siehe Abb. 2.7) sind am LHC im Higgs-Massenbereich  $120 \text{ GeV}/c^2 \leq m_H \leq 200 \text{ GeV}/c^2$  verschiedene Signaltopologien von Bedeutung.

### Signaltopologien für ein sehr leichtes Higgs-Boson ( $m_H \leq 150 \text{ GeV}/c^2$ )

Aufgrund des Verzweigungsverhältnisses für den Zerfall eines leichten Higgs-Bosons ( $m_H < 150 \text{ GeV}/c^2$ ) in ein  $b\bar{b}$ -Paar ist der Endzustand mit vier  $b$ -Quark-Jets für die Higgs-Paarproduktion dominant. Die Signaltopologie  $gg \rightarrow HH \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  ist vor allem schwer von der Jet-Produktion über QCD-Prozesse ( $pp \rightarrow b\bar{b}b\bar{b} + X$ ,  $pp \rightarrow jjjj + X$  mit mindestens einem  $j \neq b$ ) zu trennen und somit nur schwer zugänglich am LHC. Die Triggerakzeptanz ist ein weiteres ausschlaggebendes Argument, warum dieser Endzustand sich nicht zur Bestimmung

der Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$  eignet.

Auch die weiteren Signaltopologien in diesem Massenbereich wie  $gg \rightarrow HH \rightarrow b\bar{b}\tau^+\tau^-$ ,  $gg \rightarrow HH \rightarrow b\bar{b}VV^*$  und  $gg \rightarrow HH \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$  ermöglichen laut der Studie [Baur03] keinen geeigneten Zugang zur trilinearen Higgs-Selbstkopplung.

### Higgs-Massenregion $150 \text{ GeV}/c^2 \leq m_H \leq 200 \text{ GeV}/c^2$

Für Higgs-Bosonen der Masse  $m_H \geq 150 \text{ GeV}/c^2$  hat  $gg \rightarrow HH \rightarrow W^+W^-W^+W^-$  das größte Verzweigungsverhältnis gegenüber Zerfällen in  $Z$ -Bosonen wie z.B.  $gg \rightarrow HH \rightarrow W^+W^-ZZ$  und  $gg \rightarrow HH \rightarrow ZZZZ$ . Die inklusiven Wirkungsquerschnitte mal Verzweigungsverhältnis für  $gg \rightarrow HH \rightarrow W^+W^-W^+W^-$  sind in Tabelle 7.2 für den betrachteten Higgs-Massenbereich von 150 bis 200  $\text{GeV}/c^2$  angegeben.

$m_H [\text{GeV}/c^2]$	150	160	170	180	190	200
$\sigma \times \text{BR}^2(H \rightarrow WW) [\text{fb}]$	4.9	8.2	8.4	6.8	4.0	3.1

Tabelle 7.2: Wirkungsquerschnitte mal Verzweigungsverhältnis  $gg \rightarrow HH \rightarrow WWWW$  im Higgs-Massenbereich 150 - 200  $\text{GeV}/c^2$ .

Für die Triggerakzeptanz muß gelten, daß mindestens ein Lepton aus einem  $W$ -Zerfall im Endzustand ist. Diese Forderung ist zur Unterdrückung des QCD-Untergrundes sehr nützlich, aber nicht ausreichend, um die Top-Quark-Paarproduktion genügend zu unterdrücken. Um eine hinreichend große Unterdrückung zu erreichen, werden mindestens zwei Leptonen im Endzustand gefordert. Eine Liste mit den potentiellen Signaltopologien ist in Tabelle 7.3 aufgeführt.

Nr.	Kanal mit $\ell = e^\pm, \mu^\pm$	$\sigma \times \text{BR}(H \rightarrow WW, W \rightarrow \ell^\pm\nu, q\bar{q}) [\text{fb}]$
1.	$gg \rightarrow HH \rightarrow WWWW \rightarrow \ell\nu q\bar{q} \quad \ell\nu q\bar{q}$	0.631
2.	$gg \rightarrow HH \rightarrow WWWW \rightarrow \ell\nu\ell\nu \quad q\bar{q}q\bar{q}$	0.312
3.	$gg \rightarrow HH \rightarrow WWWW \rightarrow \ell\nu\ell\nu \quad \ell\nu q\bar{q}$	0.189
4.	$gg \rightarrow HH \rightarrow WWWW \rightarrow \ell\nu\ell\nu \quad \ell\nu\ell\nu$	0.016

Tabelle 7.3: Mögliche  $gg \rightarrow HH \rightarrow WWWW$  Zerfallstopologien mit mindestens zwei Leptonen ( $e, \mu$ ) im Endzustand. Die angegebenen Wirkungsquerschnitte mal Verzweigungsverhältnis ( $H \rightarrow WW$ ,  $W \rightarrow \ell\nu, q\bar{q}$ ) beziehen sich auf eine Higgs-Masse von 160  $\text{GeV}/c^2$ .

Aufgrund des Untergrundes aus der Top-Quark-Paarproduktion und der Multi-Vektorboson-Produktion inklusive weiterer Jets ist ein Zugang zur trilinearen

Higgs-Selbstkopplung nur über die Zerfallsmoden 1 und 3 (Tab. 7.3) denkbar. Für den Zerfallsmodus 1 jedoch ist die zusätzliche Forderung nach zwei Leptonen gleicher Ladung zur Unterdrückung des Untergrundes  $pp \rightarrow t\bar{t}$  erforderlich.

Für den  $t\bar{t}$ -Untergrund bedeutet diese zusätzliche Forderung, daß mindestens ein  $b$ -Quark aus dem Top-Quark-Zerfall semi-leptonisch zerfallen muß. Die Wahrscheinlichkeit für einen direkten semi-leptonischen  $b$ -Quark-Zerfall liegt bei 11%. Da neben den Isolationskriterien ein Mindest-Transversalimpuls für das Lepton gefordert ist, tragen die Kaskadenzerfälle des  $b$ -Quarks in einen semi-leptonischen Endzustand nicht zum Untergrund bei.

Laut den Studien [Baur03, Blo02] ist der Zerfallsmodus 3 aufgrund eines zusätzlichen Beitrags aus der  $WZ$ -Produktion zum Untergrund weniger vielversprechend. Dieser Untergrund läßt sich mittels Selektionsschnitten maximal auf die Größe des  $t\bar{t}$ -Untergrundes reduzieren.

Demzufolge verspricht der Zerfallsmodus 1, mit der Forderung nach zwei *like-sign* Leptonen (d.h. zwei Leptonen gleicher Ladung), die vielversprechendsten Aussichten auf eine erfolgreiche Messung der Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$ .

### LikeSignDiLepton-Kanal

Aus den vorherigen Überlegungen geht hervor, daß der Zerfallsmodus 1 mit der zusätzlichen Forderung nach zwei like-sign Leptonen die meistversprechendste Signaltopologie darstellt. Dieser Signalkanal  $gg \rightarrow HH \rightarrow W^+W^-W^+W^- \rightarrow \ell^\pm\nu q\bar{q}\ell^\pm\nu q\bar{q}$  wird im folgenden als *LikeSignDiLepton*-Kanal bezeichnet.

Aus dem zugehörigen Feynmangraph in Abb. 7.1 lassen sich charakteristische Merkmale für die zu erwartende Signatur am LHC ableiten:

- Dieser Prozeß zeichnet sich durch genau zwei zentrale und gut isolierte like-sign Leptonen ( $e, \mu$ ) mit hohem Transversalimpuls aus. Aus den Verteilungen des Transversalimpulses in Abb. 7.2 a) beider Leptonen ist deutlich zu sehen, daß die Leptonen äußerst selten die 20 GeV/c-Schwelle unterschreiten.
- Desweiteren werden vier zentrale und separierte Jets im Endzustand erwartet. Aufgrund der gegebenen Signaltopologie müssen sich diese vier Jets zu zwei Jet-Paaren kombinieren lassen, wobei die invarianten Massen dieser zwei Jet-Paare jeweils mit der  $W$ -Boson-Masse kompatibel sind. In Abb. 7.2 b) sind die Verteilungen des Transversalimpulses dieser vier Jets aus den zwei Higgs-Zerfällen gezeigt.
- Durch die Anwesenheit zweier Neutrinos aus den leptonischen  $W$ -Boson-Zerfällen ist mit fehlender transversaler Energie zu rechnen.

Die Tatsache, daß es sich hierbei um einen 8-Teilchen-Endzustand handelt, erhöht die Komplexität der Analyse und auch die der Betrachtung von möglichen Untergrundprozessen, die zu einem äquivalenten Endzustand führen.

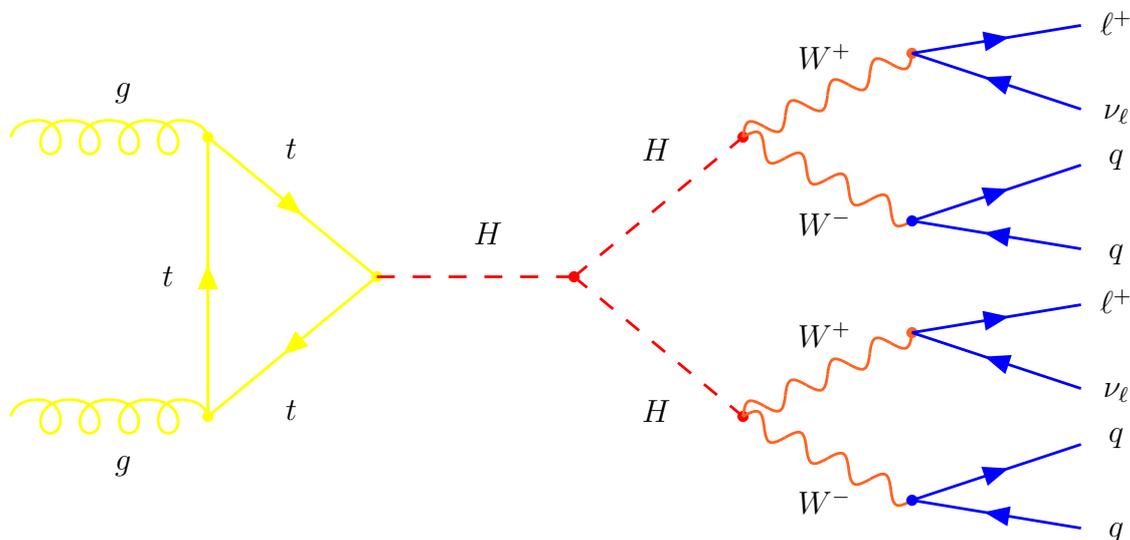


Abbildung 7.1: Feynmangraph eines Endzustandes des *LikeSignDiLepton*-Kanals  
 $gg \rightarrow HH \rightarrow W^+W^-W^+W^- \rightarrow \ell^\pm \nu q \bar{q} \ell^\pm \nu q \bar{q}$ .

## 7.2 Untergrundprozesse

Als SM-Untergründe für den *LikeSignDiLepton*-Kanal sind solche Prozesse von Bedeutung, deren Endzustand insbesondere zwei gut isolierte like-sign Leptonen ( $e, \mu$ ) zusammen mit vier weiteren Jets enthält. Wenn zusätzlich noch die vier Jets sich zu zwei Jet-Paaren mit  $m_{jj} \approx m_W$  kombinieren lassen, ist die Topologie des Untergrundprozesses nur noch schwer unterscheidbar vom Signalprozeß. Vor allem Vielteilchenprozesse mit mehreren Eichbosonen erfüllen diese Kriterien. Im folgenden werden die Hauptuntergründe für den *LikeSignDiLepton*-Kanal vorgestellt sowie weitere Untergrundprozesse, deren Beiträge im Vergleich zu den insgesamt drei Hauptuntergründen sehr klein sind und daher im weiteren Verlauf dieser MC-Studie vernachlässigt werden.

### Hauptuntergründe:

- $W^\pm W^+ W^- jj$ :  
 Dieser Prozeß ist ein irreduzibler Untergrund, da sich die Signatur nicht von der des Signals unterscheidet. Vier mögliche Feynmangraphen der  $WWWjj$ -Produktion sind in Abb. 7.3 dargestellt. Die  $WWWjj$ -Produktion hat einen signifikanten Beitrag von  $W^\pm H jj$  mit  $H \rightarrow W^+ W^-$ , so daß dieser Prozeß äußerst schwer vom Signal zu trennen ist.

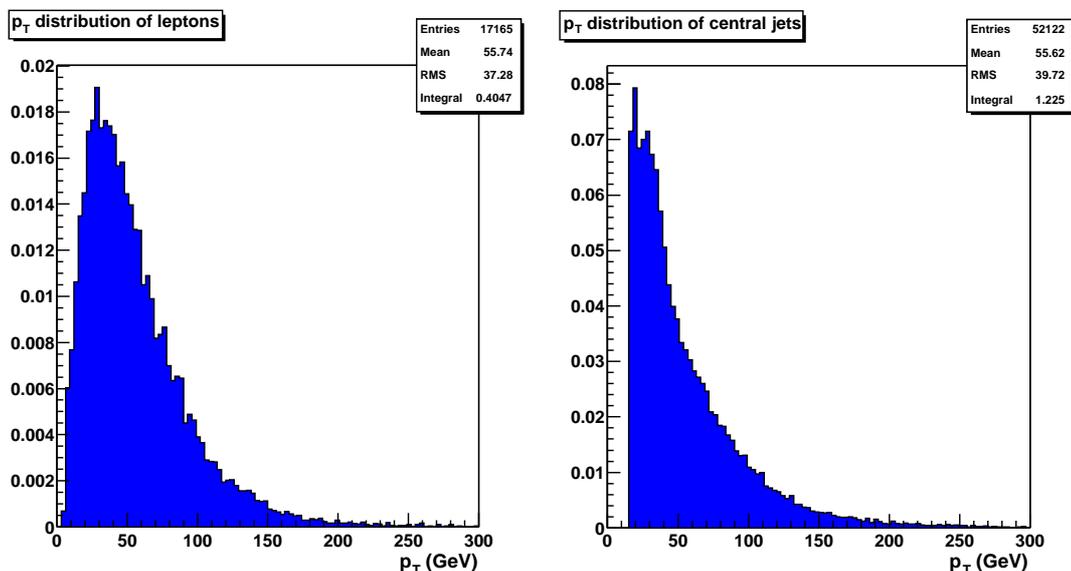


Abbildung 7.2:  $p_T$ -Verteilungen der zwei like-sign Leptonen (links, zwei Einträge pro Ereignis) und der vier Jets aus dem Endzustand des Signals (rechts, vier Einträge pro Ereignis) mit  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  und  $\lambda = 1$ .

- $t\bar{t}W^\pm$ :  
 Dieser Prozeß trägt zum Untergrund genau dann bei, wenn die  $b$ -Quarks aus den Top-Quark-Zerfällen nicht als  $b$ -Quark-Jets identifiziert werden und zwei like-sign Leptonen aus den  $W$ -Bosonen hervorgehen. Somit ist der Endzustand nahezu identisch mit dem des Signals. Zwei exemplarische Feynmangraphen für die  $t\bar{t}W$ -Produktion sind in Abb. 7.4 gezeigt.
- $t\bar{t}$ :  
 Damit der  $t\bar{t}$ -Prozeß zum Untergrund beitragen kann, muß mindestens ein  $b$ -Quark-Jet semi-leptonisch zerfallen, um die Forderung nach zwei like-sign Leptonen zu erfüllen. Zusätzlich muß das  $W$ -Boson aus dem anderen Top-Quark-Zerfall leptonisch zerfallen und das  $b$ -Quark nicht als  $b$ -Quark-Jet identifiziert werden. Aufgrund der Signaltopologie wird ein vierter Jet mit hohem Transversalimpuls benötigt. Dieser kann aus Gluon-Abstrahlungen resultieren. Daher wäre für eine präzise Beschreibung dieses Untergrundes das Matrixelement  $t\bar{t} + j$  relevant. Im Rahmen dieser MC-Studie wird jedoch das Matrixelement  $t\bar{t}$  aus der PYTHIA-Matrixelementen-Bibliothek verwendet. Mögliche Unterschiede und deren Effekte werden in Abschnitt 7.7 diskutiert.

Die zugehörigen Wirkungsquerschnitte zu den oben genannten Hauptuntergrundprozesse sind in Tabelle 7.4 aufgelistet.

### Weitere Untergründe

- $W^\pm W^\pm jjjj, W^+W^-W^+W^-$ :  
Bei dem  $W^+W^-W^+W^-$ -Prozeß spielt zwar der signifikante Beitrag von der  $W^+W^-H$ -Produktion mit  $H \rightarrow W^+W^-$  eine wesentliche Rolle, aber der Wirkungsquerschnitt für die gesamte  $W^+W^-W^+W^-$ -Produktion ist im Vergleich zur  $W^\pm W^\pm jjjj$ -Produktion ungefähr um einen Faktor 5 bis 25 geringer. Dieser Unterdrückungsfaktor ist im wesentlichen von der Higgs-Masse abhängig.  
Zu den möglichen Untergrundprozessen aus der Multi-Vektorboson-Produktion zählt auch die  $WWjjjj$ -Produktion, die jedoch durch die Forderung nach zwei like-sign Leptonen sich auf  $W^\pm W^\pm jjjj$ -Prozesse beschränken läßt. Aufgrund der geringen Wirkungsquerschnitte beider Prozesse ( $W^\pm W^\pm jjjj, W^+W^-W^+W^-$ ) werden diese im weiteren Verlauf der Analyse fortan vernachlässigt.
- $W^+W^-Zjj, W^\pm Zjjjj, t\bar{t}Z$ :  
Diese Untergrundprozesse spielen dann eine Rolle, wenn das  $Z$ -Boson leptonisch zerfällt und eines der zwei Leptonen aus dem  $Z$ -Zerfall im Detektor nicht nachgewiesen wird. Dieser Effekt tritt auf, wenn das Lepton z.B. einen zu geringen Transversalimpuls  $p_T < 10 \text{ GeV}/c$  hat, außerhalb des zentralen Bereichs  $|\eta| > 2.5$  liegt oder die Lepton-Isolationskriterien nicht erfüllt. Bei diesen Prozessen sind Interferenzbeiträge von  $Z, \gamma$  zu beachten.
- $t\bar{t}t\bar{t}$ :  
Die  $t\bar{t}t\bar{t}$ -Produktion trägt nur dann zum Untergrund bei, wenn keiner der  $b$ -Quark-Jets aus den Top-Quark-Zerfällen identifiziert wird. Der Wirkungsquerschnitt unter diesen Bedingungen ist etwa 200-fach geringer als der von  $t\bar{t}W^\pm$ .

Die Studien [Baur03, Blo02] haben bereits gezeigt, daß diese Untergründe vernachlässigbar klein sind im Gegensatz zu den drei genannten Hauptuntergründen  $W^\pm W^+W^-jj, t\bar{t}W^\pm$  und  $t\bar{t}$ .

## 7.3 Signal- und Untergrund-Ereignissimulation

Da es sich bei dieser MC-Studie beim Signal wie auch bei den meisten Untergrundprozessen um Vielteilchen-Prozesse handelt, wurden diese Prozesse von verfügbaren MC-Programmpakete (siehe Abschnitt 6.3) gar nicht oder aber nur unzureichend beschrieben. Daher bedurfte es einiger Änderungen an PYTHIA sowie der Verwendung spezieller MC-Generatoren auf Parton-Ebene.

### 7.3.1 Signal-Ereignissimulation

Die standardmäßige PYTHIA Matrixelement-Bibliothek enthält nicht die erforderlichen Matrixelemente mit denen die resonanten und kontinuierlichen Prozesse der Higgs-Paarproduktion über die Gluon-Fusion ( $gg \rightarrow HH$ ) simuliert werden können. Daher wurde eine Möglichkeit realisiert [Kac02], die es erlaubt, innerhalb von PYTHIA 6.203 die Berechnungen des Matrixelementes mit Hilfe der speziell entwickelten PYHPAIR Routine von HPAIR [Daw98, Spi95] durchführen zu lassen. Hierbei werden die Higgs-Bosonen *off-shell* behandelt, um so eine korrekte kinematische Beschreibung der  $gg \rightarrow HH$ -Prozesse zu erhalten. Die erforderlichen Änderungen an PYTHIA wurden der ausführlichen Beschreibung [Kac02] entnommen.

Mit dieser modifizierten Version von PYTHIA wurden mehrere  $10^5$  Ereignisse des *LikeSignDiLepton*-Kanals im SM-Szenario generiert. Dabei wurde der Higgs-Massenbereich von 150 bis 200 GeV/c<sup>2</sup> in 10 GeV/c<sup>2</sup>-Schritten abgetastet. Für die Higgs-Massen zwischen 150 und 180 GeV/c<sup>2</sup> wurden zusätzlich noch Ereignisse für verschiedene  $\lambda$ -Werte produziert. Diese Werte reichen von einer verschwindenden Higgs-Selbstkopplung  $\lambda = 0$  bis hinauf zu einer fünffachen SM Higgs-Selbstkopplung  $\lambda = 5$ .

### 7.3.2 Untergrund-Ereignissimulation

Da einige Vielteilchen-Prozesse, so auch  $WWWjj$  und  $t\bar{t}W$ , als Matrixelemente in der PYTHIA Matrixelement-Bibliothek nicht enthalten sind, wurden alternative MC-Programmpakete zur Generierung der Hauptuntergründe auf Parton-Ebene verwendet. Die grundlegenden Eigenschaften dieser MC-Programme werden nun zusammen mit den erforderlichen Modifizierungen näher beschrieben. Die weiteren Prozessierungsschritte (siehe Abschnitt 6.2) wie Partonschauer, Fragmentation und Hadronisierung wurden ausschließlich mit der Version 6.203 des MC-Generators PYTHIA durchgeführt. Der  $t\bar{t}$ -Datensatz wurde hingegen komplett mit PYTHIA generiert.

#### MC-Generator für $WWWjj$ und $t\bar{t}W$ :

Zur Generierung von  $WWWjj$  und  $t\bar{t}W$  Ereignissen standen zwei MC-Generatoren auf Parton-Ebene zur Verfügung. Diese basieren auf Matrixelementen, die mit Hilfe von MadGraph erstellt wurden, sowie einem Phasenraum-Generator der aufgrund von Vereinfachungen eine höhere Effizienz im Vergleich zu MadEvent erzielt, die sich in der Rechenzeit widerspiegelt.

Als Renormalisierungs- und Faktorisierungsskala wurde für die  $WWWjj$ -Produktion die Summe der Quadrate der transversalen Impulse aller auslaufenden Teilchen im Matrixelement ( $\mu = \sum p_T^2$ ) gewählt, während für die

$t\bar{t}W$ -Produktion die Skala  $\mu = m_{top} + m_W/2$  verwendet wurde. Um Divergenzen in der  $WWWjj$ -Produktion zu vermeiden, wurde zusätzlich gefordert, daß die invariante Masse der zwei auslaufenden Jets größer als  $20 \text{ GeV}/c^2$  ist. Für die  $t\bar{t}W$ -Produktion ist noch von Bedeutung, daß die Top-Quarks vollständig *on-shell* charakterisiert werden, während das dritte  $W$ -Boson, welches nicht von einem der zwei Top-Quarks stammt, *off-shell* beschrieben wird. In Abb. 7.4 sind zwei exemplarische Feynmangraphen für die  $t\bar{t}W$ -Produktion dargestellt.

Desweiteren wurden die CKM-unterdrückten Prozesse in der  $WWWjj$ -Ereignisproduktion vernachlässigt. Der Beitrag dieser Prozesse beträgt etwa 10%. Dieser Faktor wird später in der Analyse wieder mit berücksichtigt, unter der Annahme, daß sich die unterdrückten Prozesse in ihrer Charakteristik nicht maßgeblich von den generierten Prozessen unterscheiden. In Abb. 7.3 sind vier mögliche  $WWWjj$ -Prozesse als Feynmangraphen dargestellt.

Um die auf Parton-Ebene generierten Ereignisse in PYTHIA einlesen zu können, bedurfte es einiger Erweiterungen und Modifizierungen beider MC-Generatoren. In den modifizierten Versionen werden aus den ursprünglich gewichteten Ereignisse ungewichtete Ereignisse gewonnen. Alle wesentlichen Informationen über die ein- und auslaufenden Teilchen dieser ungewichteten Events werden in einer Datei vermerkt. Diese Datei entspricht in seinem Format dem LesHouchesAccord. Dieser verlangt folgende Informationen für jedes ungewichtete Ereignis: die Anzahl der involvierten Teilchen, das Ereignisgewicht, die Faktorisierungs-Skala sowie die Kopplungskonstanten der QED und QCD. Von den involvierten Teilchen werden unterdessen ID, Status, Erbinformation, Farbinformation, Spin/Helizität und Viererimpulse mit in die Datei raus geschrieben.

Die Farbinformation der Teilchen spielt für die Berechnung des Partonschauers eine entscheidene Rolle. Daher ist eine korrekte Beschreibung des Farbflusses eines Prozesses unumgänglich, sowie die Unterscheidung zwischen mehreren möglichen Farbflüssen, deren Amplituden miteinander interferieren. Der Farbfluß für die  $t\bar{t}W$ -Prozesse ist eindeutig, während für einige wenige  $WWWjj$ -Prozesse zwei verschiedene Farbflüsse existieren. Sehr charakteristisch für solche Prozesse

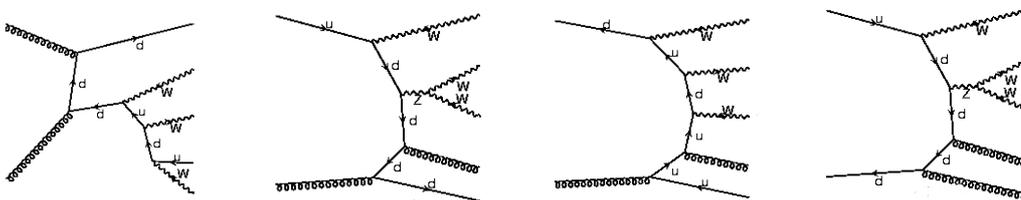


Abbildung 7.3: Beispiele von Feynmangraphen für  $pp \rightarrow W^+W^+W^-jj$  ( $gg \rightarrow W^+W^+W^-u\bar{d}$ ,  $ug \rightarrow W^+W^+W^-dg$ ,  $\bar{d}g \rightarrow W^+W^+W^-u\bar{g}$  und  $u\bar{d} \rightarrow W^+W^+W^-gg$ ).

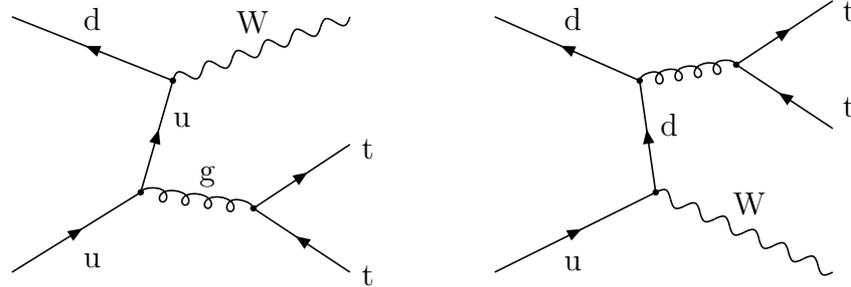


Abbildung 7.4: Zwei exemplarische Feynmangraphen für die  $t\bar{t}W$ -Produktion.

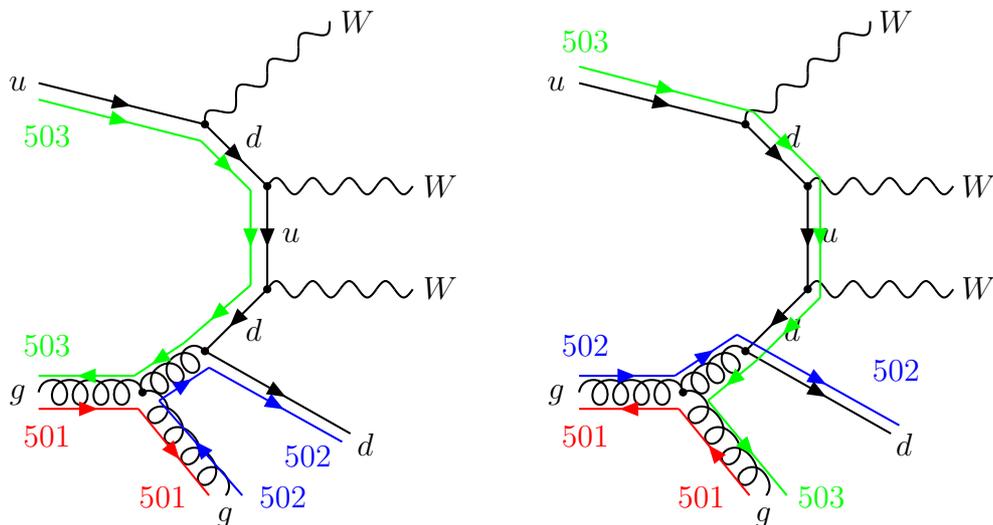


Abbildung 7.5: Illustration des Farbflusses an einem exemplarischen Feynmangraphen für  $ug \rightarrow W^+W^+W^-dg$ . Durch das Gluon-Splitting existieren zwei verschiedene Farbflüsse, die durch die unterschiedliche Farbkodierung (501,502,503) gekennzeichnet sind.

mit zwei Farbflüssen sind Prozesse mit einem Gluon-Splitting. Für die  $WWWjj$ -Produktion wurde bei den betroffenen Prozessen zwischen den zwei möglichen Farbflüssen entsprechend ihrer Wahrscheinlichkeit, berechnet aus den jeweiligen Amplituden, unterschieden. In der Abb. 7.5 werden die zwei unterschiedlichen Farbflüsse an einem betroffenen Feynmangraphen ( $ug \rightarrow dgW^+W^+W^-$ ) inklusive Gluon-Splitting illustriert.

Um die Generierung der  $WWWjj$ -Ereignisse effizienter zu gestalten, wurde

bereits auf Parton-Ebene der Zerfall der zwei  $W$ -Bosonen gleicher Ladung in den leptonischen Zerfallsmodus ( $e, \mu, \tau$ ) forciert. Das dritte  $W$ -Boson unterlag dabei keinen Einschränkungen.

### 7.3.3 MC-Datensatz

In Abschnitt (7.3.1) und (7.3.2) wurden die technischen Details für die MC-Ereignisproduktion erläutert, mit deren Hilfe der folgende MC-Datensatz (siehe Tabelle 7.4) für diese Studie generiert wurde. Zur leichteren Handhabung des MC-Datensatzes und zur Optimierung der Rechenleistung wurde die Anzahl der absolut generierten Ereignisse direkt nach der Generierung durch eine Vorselektion reduziert. Dieser Filter enthält bereits die Forderung nach zwei zentralen ( $|\eta| < 2.5$ ) like-sign Leptonen ( $e, \mu$ ) mit  $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ .

Neben den Wirkungsquerschnitten  $\sigma_{acc}(\ell^\pm \ell^\pm, p_T(\ell) > 10 \text{ GeV}/c, |\eta(\ell)| < 2.5)$  nach Vorselektion der Prozesse  $HH, t\bar{t}, W^\pm W^+ W^- jj$  und  $t\bar{t}W^\pm$  enthält die Tabelle 7.4 auch die Information über den MC-Generator, die absolut generierte Anzahl der Ereignisse und die Anzahl an Ereignissen, die den Forderungen der Vorselektion genügen. Für das Signal  $HH$  sind in Tabelle 7.4 nur die Werte der SM-Produktion mit  $\lambda = 1$  vermerkt.

Prozeß	$m_H$ [GeV/c <sup>2</sup> ]	$\sigma_{acc}(2\ell^\pm,  \eta  < 2.5,$ $p_T > 10 \text{ GeV}/c)$ [fb]	MC- Generator	# Ereignisse absolut	# Ereignisse inkl. Filter
$gg \rightarrow HH$	150	0.083	HPAIR	21M	800k
$gg \rightarrow HH$	160	0.135	HPAIR	18M	700k
$gg \rightarrow HH$	170	0.142	HPAIR	21M	900k
$gg \rightarrow HH$	180	0.121	HPAIR	23M	100k
$t\bar{t}$	-	795	PYTHIA	1600M	2500k
$t\bar{t}W^+$	-	6.1	Baur et al.	32M	750k
$t\bar{t}W^-$	-	3.2	Baur et al.	17M	420k
$W^+W^+W^-jj$	160	4.23	Baur et al.	3.15M	750k
$W^-W^-W^+jj$	160	2.59	Baur et al.	1.9M	450k
$W^+W^+W^-jj$	170	4.59	Baur et al.	1.5M	350k
$W^-W^-W^+jj$	170	2.65	Baur et al.	2.25M	550k
$W^+W^+W^-jj$	180	4.26	Baur et al.	1.6M	375k
$W^-W^-W^+jj$	180	2.55	Baur et al.	3.5M	835k

Tabelle 7.4: Überblick über die generierten MC-Datensätze.

Die Angaben in der 3. Spalte entsprechen den Wirkungsquerschnitten nach der Forderung nach zwei zentralen like-sign Leptonen ( $e, \mu$ ) mit  $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ . Die zugehörige Anzahl an Ereignissen, die diese Vorselektion passiert haben, ist der letzten Spalte zu entnehmen. Die vorletzte Spalte gibt hingegen die Anzahl der absolut generierten Ereignisse an.

## 7.4 Ereignisselektion

In Abschnitt 7.1 wurde der meistversprechendste Kanal, der *LikeSignDiLepton*-Kanal, mit seinen charakteristischen Merkmalen in der Signatur des Endzustands beschrieben.

Zur Verbesserung des anfänglichen Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses, welches etwa 1 zu 6000 beträgt inklusive Vorselektion, wurde die folgende Vorgehensweise im Rahmen dieser MC-Studie erarbeitet:

- Selektionsschnitte auf Größen, die für die Topologie des Signal-Endzustandes sehr charakteristisch sind.
- Rekonstruktion der Viererimpulse beider Higgs-Bosonen zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes. Dabei wird ein Likelihood-Quotienten-Verfahren verwendet für die Selektion eines Higgs-Paarkandidats.
- Zusätzliche  $t\bar{t}$ -Unterdrückung durch verschärfte Isolationskriterien mittels Fisher-Diskriminante

Die genannten Schritte der Ereignisselektion werden in den folgenden Unterabschnitten detailliert erörtert.

### 7.4.1 Selektionsschnitte

Für eine erste Unterdrückung der Untergrundprozesse werden die folgenden drei Selektionskriterien verwendet:

#### 1. Kinematische Akzeptanzschnitte

Es werden nur die Ereignisse akzeptiert, die zwei rekonstruierte zentrale like-sign Leptonen ( $e, \mu$ ) mit  $p_T > 10$  GeV/c im Endzustand enthalten. (Teilchen werden nur dann als zentral bezeichnet, wenn die Bedingung  $|\eta| < 2.5$  erfüllt ist.) Dieses Selektionskriterium entspricht bereits der Vorselektion, die zur Reduzierung der Datensatzgröße diente.

Desweiteren werden mindestens zwei zentrale Jets mit  $p_T > 30$  GeV/c und mindestens zwei weitere zentrale Jets mit  $p_T > 20$  GeV/c gefordert.

#### 2. Triggerkriterien

Für jede Analyse ist es wichtig sicherzustellen, daß die Signalereignisse gewisse Triggerkriterien genügen. Für diese Studie wurden die folgenden Triggerbedingungen aus dem geplanten Triggermenü (Tabelle 3.2) für die LHC-Phase mit hoher Luminosität angesetzt:

- mindestens ein Lepton mit  $p_T > 30$  GeV/c

oder

- mindestens zwei Leptonen mit  $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ .

### 3. *b*-Jet-Veto

Alle Ereignisse, die ein oder mehrere *b*-Jets enthalten, werden verworfen. Das *b*-Jet-Veto dient vor allem zur Unterdrückung von  $t\bar{t}$ - und  $t\bar{t}W$ -Ereignissen, bei denen mindestens ein *b*-Jet aus den zwei Top-Quark-Zerfällen nachgewiesen wird. Im Idealfall sollte das Signal keine *b*-Jets im Endzustand aufweisen. Dennoch besteht die Möglichkeit, daß zum einen ein Jet fälschlicherweise als *b*-Jet identifiziert wird oder aber zum anderen echte *b*-Quark-Jets resultierend aus Gluon-Splittings im Endzustand des Signals präsent sind, so daß aufgrund des *b*-Jet-Vetos auch einige Signalereignisse verworfen werden.

Zur Identifikation von *b*-Jets wird eine Effizienz von 60% angenommen, mit den Unterdrückungsfaktoren  $\epsilon_c = 1/10$  und  $\epsilon_{light} = 1/100$  für *c*- und *light*-Jets. In Abb. 7.6 ist die *b*-Jet-Multiplizität pro Ereignis für das Signal und für die zwei Untergrundprozesse  $t\bar{t}$  und  $t\bar{t}W$  gezeigt.

Nach diesen ersten drei Selektionsschnitten verbleiben beispielsweise für eine Higgs-Masse  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  etwa 390 Ereignisse bei einer integrierten Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$ . Aufgrund des sehr geringen Wirkungsquerschnitts des Signals ist es nützlich die Resultate der Experimente ATLAS und CMS zu kombinieren. Im Vergleich zum Signal liegt die Größenordnung der erwarteten Untergrundereignisse bei etwa  $6 \cdot 10^5$ . Dabei dominieren die Hauptuntergrundprozesse  $t\bar{t}$ ,  $WWWjj$  und  $t\bar{t}W$ . Die weiteren Untergrundprozesse tragen bereits an dieser Stelle der Ereignis Selektion nur noch geringfügig zum Untergrund bei, so daß diese Beiträge im weiteren Verlauf dieser Studie ohne große Bedenken ignoriert werden können. Eine getrennte Auflistung der einzelnen Beiträge der drei Hauptuntergründe ist z.B. für ein Higgs-Boson mit  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  in Tabelle 7.6 gegeben.

Die bisherigen Selektionsschnitte reichen zum Erfolg der Analyse ganz offensichtlich nicht aus. Es werden weitere Schritte benötigt, die zu einem besseren Verhältnis von Signal zu Untergrund als das jetzige von 1 zu 1550 führen.

Hierzu wurden verschiedene Ansätze verfolgt, zum Beispiel wurde mit Hilfe eines  $\chi^2$ -Wertes zwei disjunkte Jetpaare als potentielle Zerfallsprodukte der zwei hadronisch zerfallenden *W*-Bosonen ermittelt. Dieser Ansatz konnte jedoch keine ausreichende Trennung zwischen Signal und Untergrund erzielen.

Die Schwierigkeit dieser Analyse liegt vor allem in der hohen Anzahl von zusätzlichen Jets im Endzustand, die aus dem Partonschauer resultieren. Dadurch existiert eine Vielzahl von zwei disjunkten Jetpaaren, die die zwei hadronisch zerfallenden *W*-Bosonen vortäuschen können. Um diesen kombinatorischen Untergrund zu umgehen, ist eine vollständige Rekonstruktion des Signalereignisses erforderlich.

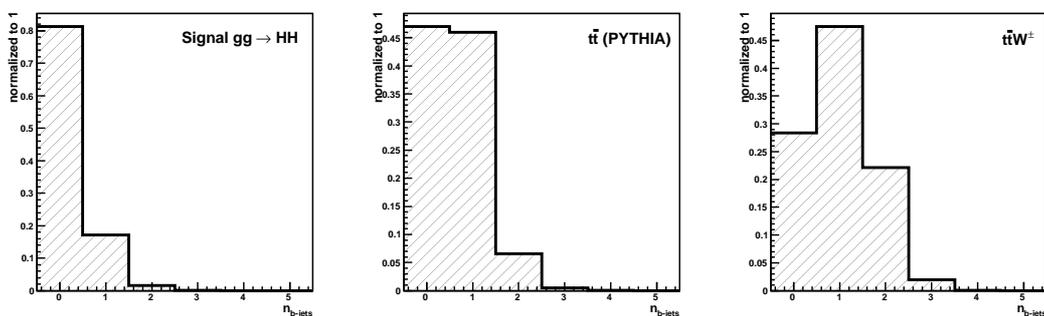


Abbildung 7.6: Multiplizität der rekonstruierten  $b$ -Jets für das Signal und für die Untergrundprozesse  $t\bar{t}$  und  $t\bar{t}W$ . Hierbei wurde eine  $b$ -Jet-Effizienz von 60% angenommen.

## 7.4.2 Kombinatorische Likelihood zur Rekonstruktion des Signals

Der Erfolg der Analyse hängt stark von einer vollständigen Rekonstruktion des Prozesses ab. Aufgrund der Signaltopologie müssen sich unter der Berücksichtigung des fehlenden Neutrinos aus dem leptonischen  $W$ -Boson-Zerfall zwei Jetpaar-Lepton-Systeme jeweils zu einem Higgs-Boson zusammenfügen lassen. Demnach ist das Ziel, die zwei wahrscheinlichsten Jetpaar-Lepton-Kombinationen aus dem kombinatorischen Untergrund zu selektieren, so daß sich daraus zwei Higgs-Boson-Kandidaten ergeben.

### Der kombinatorische Untergrund

Die Größe des kombinatorischen Untergrunds ergibt sich aus der Anzahl der Jets. Für  $n$  Jets lassen sich  $(n-1) \cdot \binom{n-2}{2}$  disjunkte Zwei-Jetpaar-Systeme bilden. Diese Anzahl multipliziert mit einem Faktor 2 ergibt die Größe des kombinatorischen Untergrundes, da schließlich noch die richtige Jetpaar-Lepton-Zuordnung erfolgen muß.

Zur Verdeutlichung der Problematik ist in Abb. 7.7 zum einen die Jet-Multiplizität für zentrale Jets mit einem Transversalimpuls größer 20 GeV/c gezeigt und zum anderen die Anzahl möglicher Higgs-Paar-Kombinationen, die sich aus den disjunkten Zwei-Jetpaar-Lepton-Systemen ergeben.

Um bereits im Voraus die Anzahl der möglichen Kombinationen auf ein Minimum zu reduzieren, wird zusätzlich zu den Bedingungen der einzelnen Jets eine untere Schranke von 50 GeV/ $c^2$  für die invarianten Massen  $m_{jj}$  der Jet-Paare gefordert.

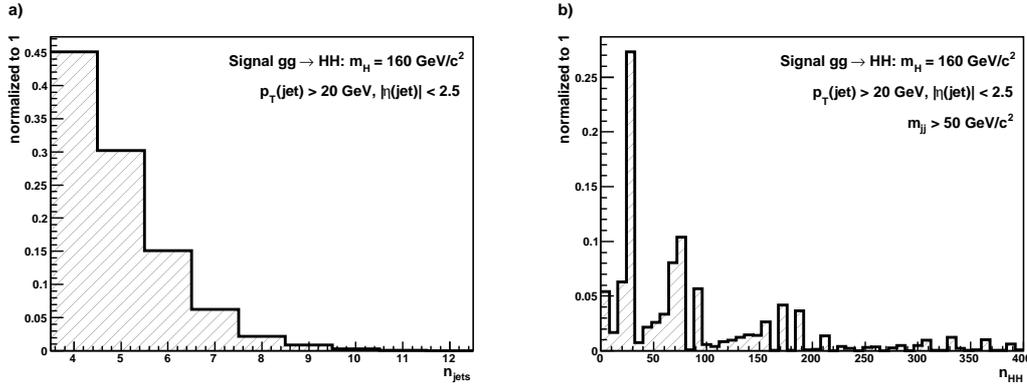


Abbildung 7.7: a) Die Jet-Multiplizität für zentrale Jets mit einem Mindest-Transversalimpuls von 20 GeV/c, b) die Anzahl der möglichen  $HH$ -Kombinationen pro Ereignis mit den Bedingungen  $p_T(j) > 20 \text{ GeV}/c$ ,  $|\eta(j)| < 2.5$  sowie für die Jet-Paare  $m_{jj} > 50 \text{ GeV}/c^2$ .

### Rekonstruktionsmethode

Um das wahre Higgs-Paar aus dem kombinatorischen Untergrund zu extrahieren, wurde im Rahmen dieser Analyse eine Methode zur Rekonstruktion der Viererimpulse beider Higgs-Bosonen entwickelt.

Durch die Involvierung zweier Neutrinos im Signalprozeß existieren sechs unbekannte Freiheitsgrade. Diese könnten mit den Randbedingungen  $m_{l\nu} = m_W$  und  $m_{WW} = m_H$  zusammen mit dem fehlenden Transversalimpuls  $\cancel{p}_T$  analytisch bestimmt werden. Allerdings würde das Gleichungssystem sowohl die Higgs-Masse  $m_H$  als auch den fehlenden Transversalimpuls  $\cancel{p}_T$  als Randbedingung benötigen. Diese Größen könnten nicht mehr als diskriminierende Variablen verwendet werden. Aus diesem Grunde wurde auf eine analytische Berechnung der Viererimpulse der Higgs-Bosonen verzichtet. Stattdessen beruht die Rekonstruktionsmethode auf der Tatsache, daß die  $W$ -Bosonen für  $m_H = 2 \cdot m_W$  im Higgs-System in Ruhe zerfallen. Allerdings ist diese Voraussetzung nur dann gewährleistet, wenn die  $W$ -Bosonen auf ihrer Massenschale liegen (on-shell).

Unter dieser Annahme lassen sich die Impulse der Neutrinos im jeweiligen rekonstruierten Higgs-Ruhsystem über die Impulserhaltung mit dem zugehörigen Lepton berechnen. Nach der Rücktransformation ins Laborsystem werden die Viererimpulse der Higgs-Bosonen sowie deren invarianten Massen bestimmt. Für jede mögliche Higgs-Paarkombination in einem Ereignis wird diese Rekonstruktionsmethode durchgeführt.

In Abb. 7.8 ist der wahre Impuls beider Higgs-Bosonen im zugehörigen rekonstruierten  $W$ -Boson-Ruhsystem in Abhängigkeit der invarianten  $W$ -Masse für verschiedene Higgs-Massen dargestellt. Die Verteilung für die Higgs-Masse  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  bestätigt weitgehend, daß unter den obengenannten Bedingungen die

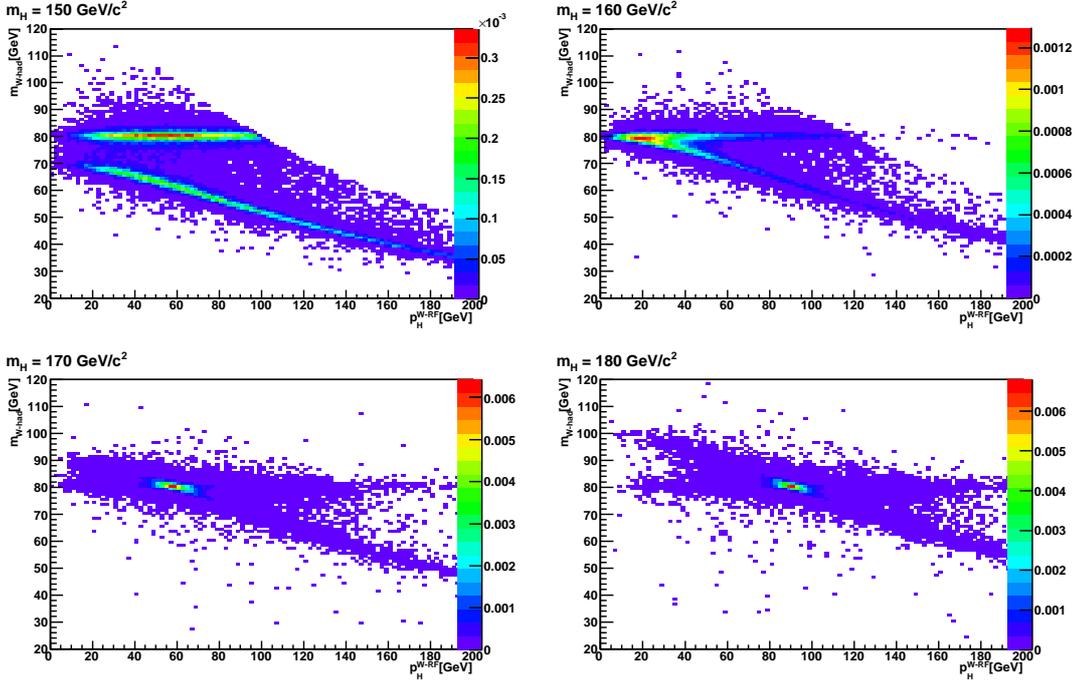


Abbildung 7.8: Der wahre Impuls beider Higgs-Bosonen im jeweiligen rekonstruierten Ruhesystem des hadronisch zerfallenen  $W$ -Bosons in Abhängigkeit von der rekonstruierten invarianten Masse des  $W$ -Bosons für die Higgs-Massen 150, 160, 170 und 180  $\text{GeV}/c^2$ . Die Zuordnung der Jets zum entsprechenden  $W$ -Boson wurde mit Hilfe der MC-Informationen auf Parton-Ebene erstellt.

$W$ -Bosonen im Higgs-System in Ruhe zerfallen. Für größere Abweichungen sind die Voraussetzungen für eine Rekonstruktion der Viererimpulse beider Higgs-Bosonen nicht mehr hinreichend gut erfüllt. Wie in Abb. 7.13 gezeigt, führt diese Methode dennoch zu akzeptablen Resultaten für den gesamten betrachteten Higgs-Massenbereich von  $150 \text{ GeV}/c^2 \leq m_H \leq 180 \text{ GeV}/c^2$ .

Zur Unterscheidung von Größen, die sich sowohl auf Basis der oben beschriebenen Methode rekonstruieren lassen wie z.B.  $\cancel{p}_T$  als auch auf Detektor-Ebene durch ATLFAST vorliegen, wurde die Notation *rekonstruiert* (Rekonstruktionsmethode) und *gemessen* (ATLFAST) eingeführt.

Die Verteilungen der folgenden Größen zeigen signifikante Unterschiede, die sich zur Trennung des Signals vom kombinatorischen Untergrund gut eignen:

1.  $m_{jj}$ : die invarianten Massen beider disjunkter Jetpaare aus den hadronischen  $W$ -Zerfällen;

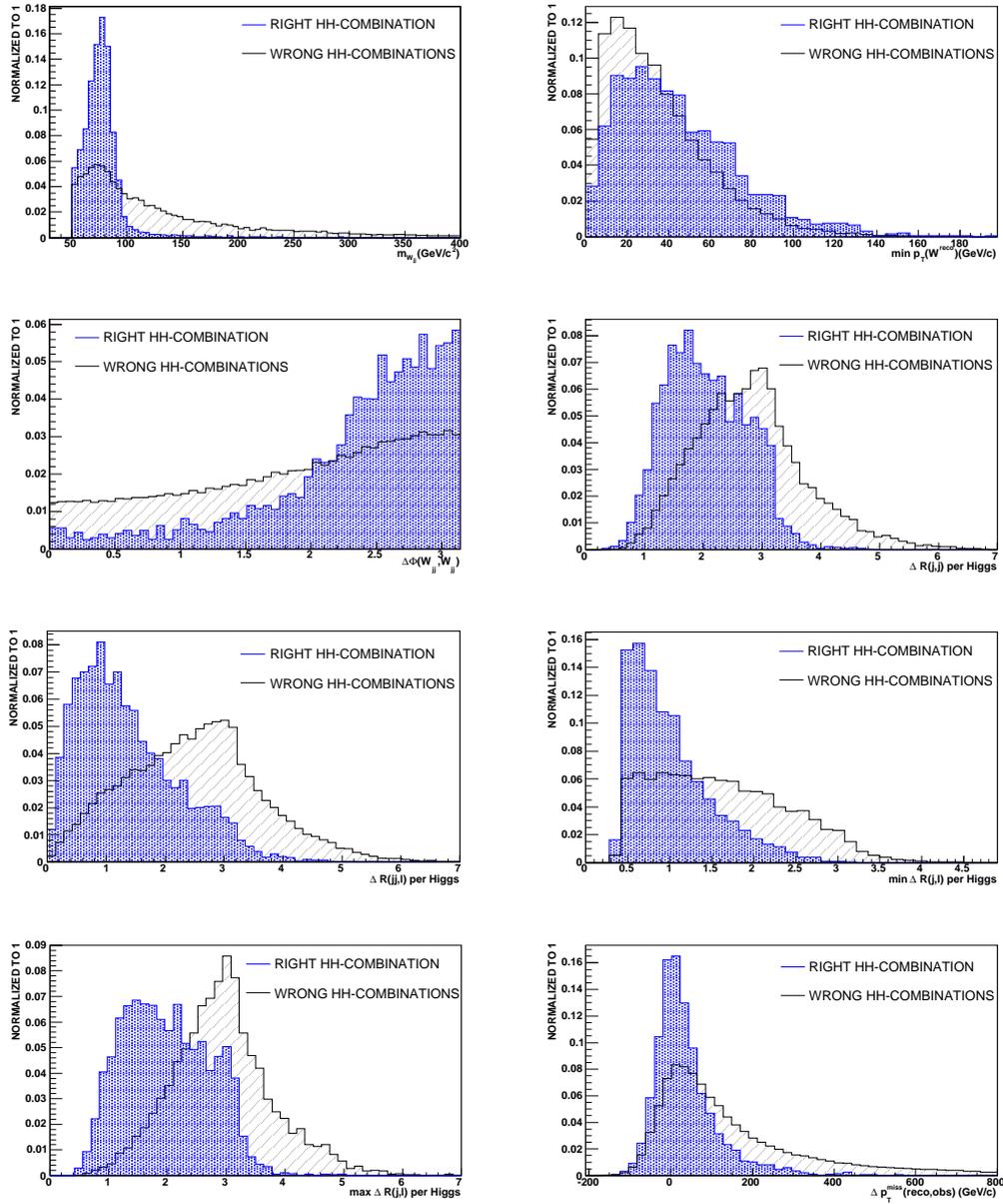


Abbildung 7.9: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Eingangsvariablen  $m_{jj}$ ,  $p_T^{min}(W^{reco})$ ,  $\Delta\Phi(W_{had,1}, W_{had,2})$ ,  $\Delta R(j,j)$  je Higgs,  $\Delta R(jj,l)$  je Higgs,  $\Delta R^{min}(j,l)$ ,  $\Delta R^{max}(j,l)$ ,  $\Delta p_T^{miss}(reco,obs)$  für das Likelihood-Quotienten-Verfahren.

2.  $p_T^{min}(W^{reco})$ : der niedrigste Transversalimpuls der vier rekonstruierten  $W$ -Bosonen;
3.  $\Delta\Phi(W_{had,1}^{reco}, W_{had,2}^{reco})$ : der Azimutwinkel zwischen den zwei rekonstruierten  $W$ -Bosonen, die hadronisch zerfallen;
4.  $\Delta R(j, j)$  je  $W_{had}$ : der Abstand in  $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$  zwischen den zwei Jets, die potentiell aus dem selben  $W$ -Boson abstammen (zwei Einträge pro Ereignis);
5.  $\Delta R(jj, l)$  je Higgs: der Abstand in  $R$  zwischen dem Jetpaar-System und dem Lepton, die aus dem selben Higgs-Boson hervorgehen (zwei Einträge pro Ereignis);
- 6.,7.  $\Delta R^{min}(j, \ell)$  und  $\Delta R^{max}(j, \ell)$  je Higgs: der minimale und maximale Abstand in  $R$  zwischen einem Jet und dem Lepton, das dem gleichen Higgs-Boson zugeordnet wird (zwei Einträge pro Ereignis);
8.  $\Delta\cancel{p}_T(reco, obs)$ : die Differenz zwischen dem rekonstruierten und gemessenen fehlenden Transversalimpuls.

Die Verteilungen dieser Größen sind sowohl für die richtige Higgs-Paarkombination als auch für den kombinatorischen Untergrund in Abb. 7.9 für  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  und  $\lambda = 1$  gezeigt. Um die entsprechenden Größen der richtigen Higgs-Paarkombination zu rekonstruieren, wurde eine Zuordnung der Teilchen auf Parton-Ebene zu denen auf Detektor-Ebene durchgeführt. Dabei wurden die von den  $W$ -Bosonen stammenden Quarks vor Gluonabstrahlungen dem nächstliegenden Jet in  $\Delta R$  auf Detektor-Ebene zugeordnet. Da die Emission von Gluonen die ursprüngliche Richtung der Quarks beeinflusst, ist mit einer geringen Ineffizienz zu rechnen. In den Verteilungen in Abb. 7.9 des Signals wurden nur die Ereignisse berücksichtigt, die eine Zuordnung von Parton-Ebene und Detektor-Ebene ermöglicht haben. Diese Zuordnung wurde in 70% der Fälle erfolgreich durchgeführt.

Zur Extrahierung der potentiell richtigen Higgs-Paarkombination aus dem kombinatorischen Untergrund wird ein Likelihood-Quotienten-Verfahren (siehe Abschnitt C.2) eingesetzt. Als Basis für die Likelihood werden die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen (siehe Abb. 7.9) der acht Größen separat für das Signal  $f(\vec{x}, H_{Sig})$  und für den kombinatorischen Untergrund  $f(\vec{x}, H_{Bgd})$  bestimmt. Für jede mögliche Kombination wird die Diskriminante

$$\log r = \log \frac{f(\vec{x}, H_{Sig})}{f(\vec{x}, H_{Bgd})} = \log \frac{\prod_{\alpha=1}^n f_{\alpha}(x_{\alpha}, H_{Sig})}{\prod_{\alpha=1}^n f_{\alpha}(x_{\alpha}, H_{Bgd})} \quad (7.4)$$

ermittelt. Diese Likelihood-Diskriminante sagt aus, um wieviel mal wahrscheinlicher das Ereignis mit den Meßwerten  $\vec{x}$  aus der Signal-Hypothese folgt als aus

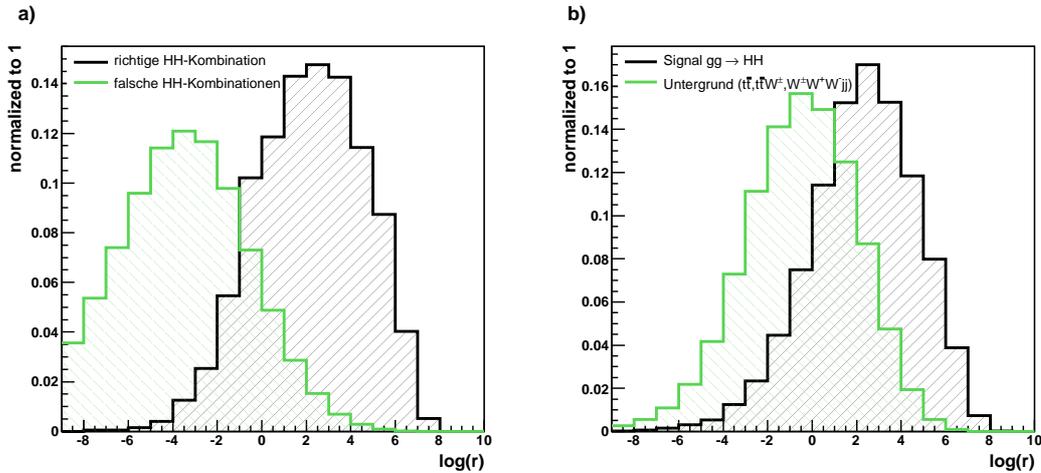


Abbildung 7.10: a) Verteilung der Likelihood-Diskriminante für die richtige Higgs-Paarkombination und für den kombinatorischen Untergrund (grün) b) Verteilung der Likelihood-Diskriminante für die selektierte Higgs-Paarkombination für Signal und für die Summe der Untergründe  $t\bar{t}$ ,  $t\bar{t}W^\pm$  und  $WWjj$  (schwarz). Die Verteilungen sind für eine Higgs-Masse von  $160 \text{ GeV}/c^2$  gezeigt. Die Integrale der Verteilungen sind auf 1 normiert.

der Untergrund-Hypothese. In Abb. 7.10 a) ist die Verteilung der Diskriminante sowohl für die richtige und als auch für den kombinatorischen Untergrund gezeigt für  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  und  $\lambda = 1$ . Als potentiell richtige Higgs-Paarkombination wird die Kombination selektiert, mit der höchsten Likelihood-Diskriminante.

In Abb. 7.11 ist der relative Anteil für die Higgs-Massen 150, 160, 170 und 180  $\text{GeV}/c^2$  dargestellt, wo das selektierte Higgs-Paar genau dem Signal entspricht. Aus Abb. 7.11 geht deutlich hervor, daß mit zunehmender Higgs-Masse die Effizienz der Selektion des Signal-Higgs-Paares aufgrund der nicht gegebenen Voraussetzungen für die verwendete Rekonstruktionsmethode stark abnimmt.

### 7.4.3 Weitere Selektionsschritte

Durch die Rekonstruktion der Viererimpulse der zwei Higgs-Bosonen wurden signifikante Unterschiede zwischen Signal und Untergrund in den Verteilungen (siehe Abb. 7.12) der folgenden Größen sichtbar:

1.  $\log r > -1$ : Likelihood-Diskriminante der selektierten Higgs-Paarkombination;
2.  $\Delta\Phi(H_1, H_2) > 2$ : der Azimutwinkel zwischen den 2 Higgs-Kandidaten;

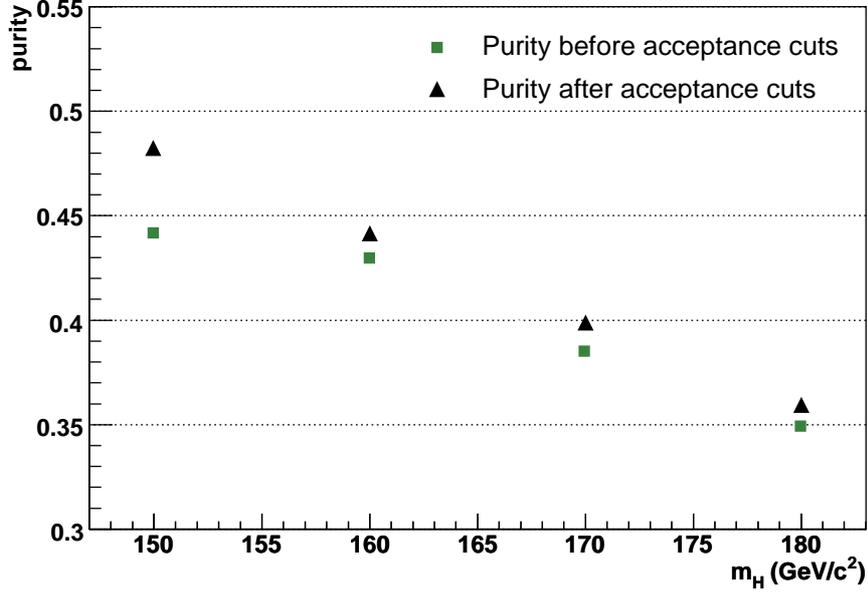


Abbildung 7.11: Effizienz der Selektion des Signal-Higgs-Paares durch die Likelihood-Diskriminante als Funktion der Higgs-Masse  $m_H$ . Die grünen Punkte entsprechen den Effizienzen direkt nach der Selektion durch die Likelihood-Diskriminante, während die schwarzen den Effizienzen entsprechen nach den Selektionsschnitten auf die Größen  $\log(r)$ ,  $\Delta\Phi(H_1, H_2)$ ,  $\Delta\cancel{p}_T(reco, obs)$  und  $\angle(\cancel{p}_T^{reco}, \cancel{p}_T^{obs})$ .

3.  $-100 \text{ GeV}/c < \Delta\cancel{p}_T(reco, obs) < 300 \text{ GeV}/c$ : die Differenz zwischen dem rekonstruierten fehlenden Transversalimpuls  $\cancel{p}_T^{reco}$  und dem beobachteten fehlenden Transversalimpuls  $\cancel{p}_T^{obs}$ ;
4.  $\angle(\cancel{p}_T^{reco}, \cancel{p}_T^{obs}) < 0.8 \cdot \pi$ : der Winkel zwischen  $\cancel{p}_T^{reco}$  und  $\cancel{p}_T^{obs}$  und damit ein Maß für die Übereinstimmung der Richtungen beider  $\cancel{p}_T$ -Vektoren;

Diese Selektionsschnitte dienen zur Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses. Der relative Anteil an richtig selektierten Signal-Higgs-Paaren wird durch diese zusätzlichen Selektionsschnitte nur geringfügig erhöht (siehe Abb. 7.11).

In Abb. 7.13 sind die invarianten Massen der zwei rekonstruierten Higgs-Bosonen pro Ereignis in einer zweidimensionalen Darstellung gezeigt. Deutlich erkennbar ist in Abb. 7.13 die unterschiedliche Qualität der Rekonstruktionsmethode für die verschiedenen Higgs-Massen. Im Idealfall wird ein zentriertes Maximum bei der vorgegebenen Higgs-Masse erwartet. Für eine Higgs-Masse von  $m_H = 160$

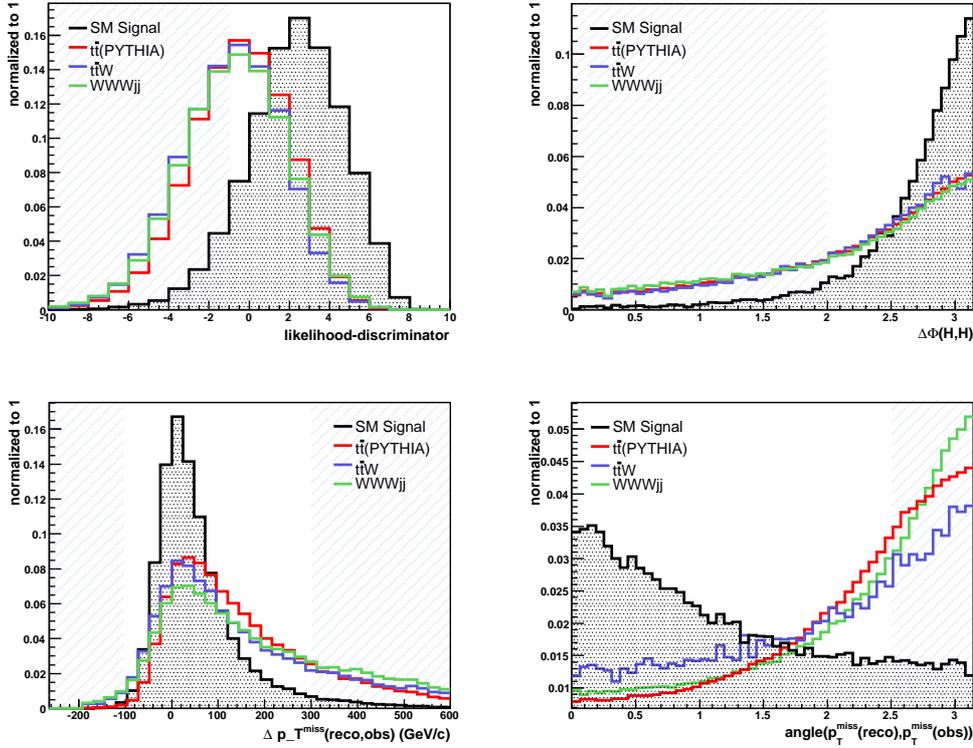


Abbildung 7.12: Verteilungen der Likelihood-Diskriminante (oben links),  $\Delta\Phi(H_1^{reco}, H_2^{reco})$  (oben rechts),  $\Delta p_T^{miss}(reco, obs)$  (unten links) und  $\angle(\vec{p}_T^{reco}, \vec{p}_T^{obs})$  (unten rechts) für  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ ; Die Verteilungen sind stets auf 1 normiert. Die schraffierte Fläche zeigt die nicht akzeptierte Region.

$\text{GeV}/c^2$  ist dieser Fall nahezu gegeben, wobei die Auflösung beider invarianten Higgs-Massen etwa  $35 \text{ GeV}/c^2$  beträgt. Die Verteilungen für die Higgs-Massen  $150 \text{ GeV}/c^2$  und  $170 \text{ GeV}/c^2$  sind ebenso um die vorgegebene Higgs-Masse zentriert, mit einer Auflösung von ca.  $40 \text{ GeV}/c^2$ . Aufgrund der nicht gegebenen Voraussetzungen für die Rekonstruktionsmethode der Higgs-Viererimpulse ist die Verteilung der invarianten rekonstruierten Higgs-Massen für  $m_H = 180 \text{ GeV}/c^2$  signifikant breiter als die der anderen betrachteten Higgs-Massen.

Wie aus den eindimensionalen Verteilungen der invarianten Higgs-Massen in Abb. 7.14 deutlich hervorgeht, ist die jeweilige Verzerrung zur vorgegebenen Higgs-Masse über den gesamten Higgs-Massenbereich ( $150 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 180 \text{ GeV}/c^2$ ) äußerst gering. Desweiteren zeigen die Verteilungen auch, daß durch die Likelihood-Quotienten-Methode der Untergrund sehr stark auf das charakteristi-

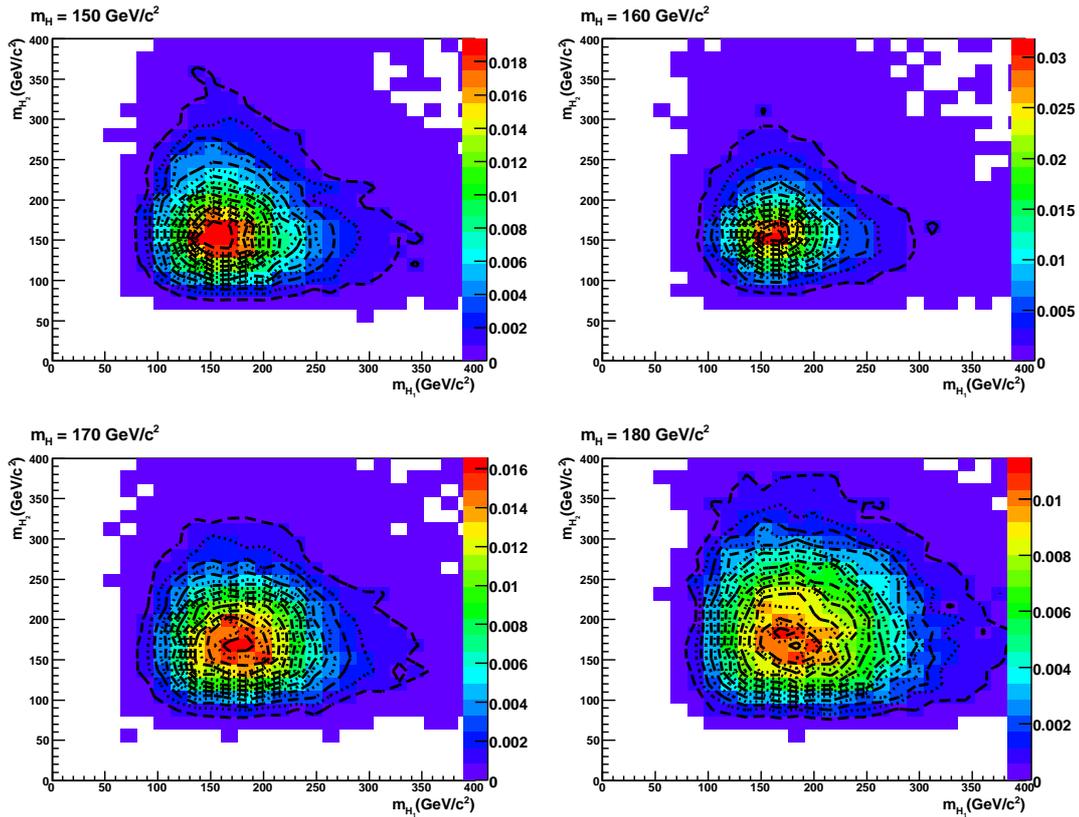


Abbildung 7.13: Die rekonstruierten Higgs Massen  $m_H^1$  vs.  $m_H^2$  für  $m_H = 150, 160, 170$  und  $180 \text{ GeV}/c^2$ . Die Gültigkeit der Rekonstruktionsannahme für verschiedene Higgs-Massen spiegelt sich in der Breite der Verteilungen wieder. Die Angaben an der Farbskala sind in fb.

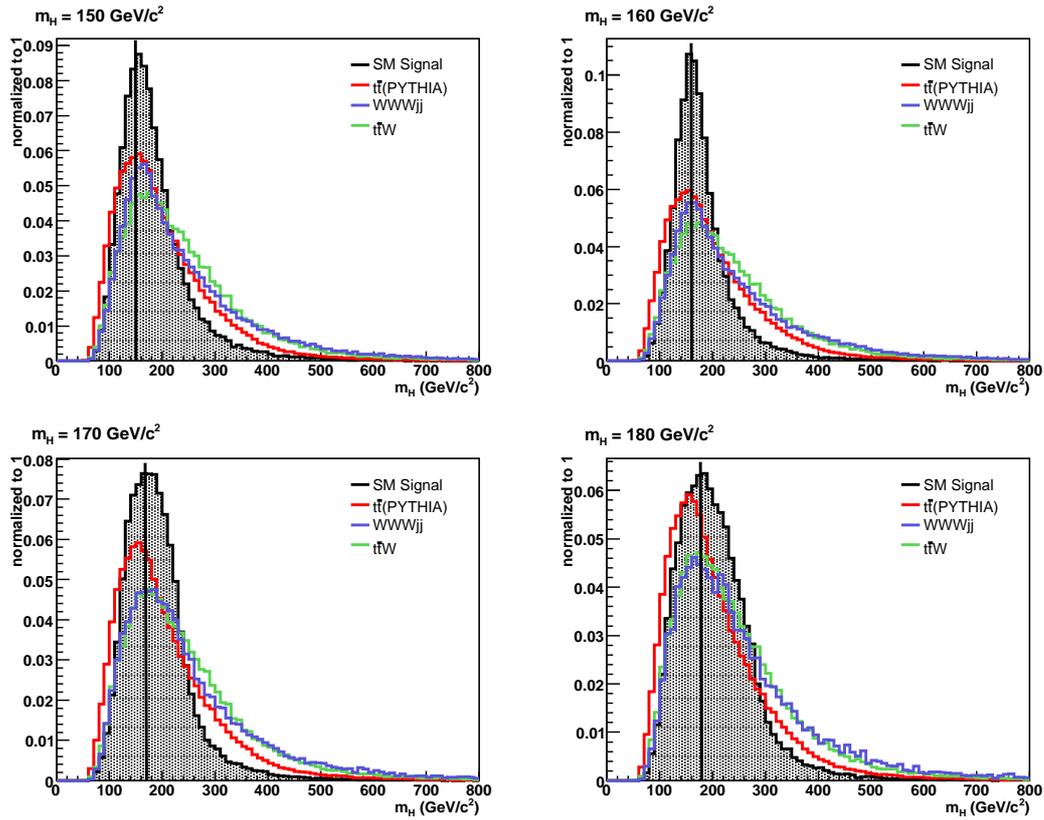


Abbildung 7.14: Verteilungen der invarianten rekonstruierten Higgs-Massen  $m_H^{reco}$  für Signal und Untergrund für  $150 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 180 \text{ GeV}/c^2$ . In die Verteilungen gehen jeweils zwei Einträge pro Ereignis ein. Der gestrichelte, vertikale Strich kennzeichnet jeweils die Position der vorgegebenen Higgs-Masse auf der x-Achse.

sche Verhalten des Signals forciert wurde und somit sein Maximum ebenso bei der jeweils vorgegebenen Higgs-Masse hat.

#### 7.4.4 Lepton-Isolationskriterien zur Unterdrückung von $t\bar{t}$ -Ereignissen

Aufgrund der vorangegangenen Selektionsschnitte müssen die  $t\bar{t}$ -Ereignisse einen semi-leptonischen  $b$ -Zerfall enthalten um die Forderung nach einem zweitem Lepton gleicher Ladung erfüllen zu können. Leptonen aus semi-leptonischen  $b$ -Zerfällen zeigen im Vergleich zu Leptonen aus  $W$ - beziehungsweise  $Z$ -Bosonen signifikante Unterschiede im  $p_T$ -Spektrum. Das unterschiedliche  $p_T$ -Verhalten für Signal und  $t\bar{t}$ -Untergrund geht deutlich aus Abb. 7.15 hervor. Ebenso zeigt die Abb. 7.15, daß ein Lepton aus semi-leptonischen  $b$ -Zerfällen sich auch im Isolationsverhalten von einem Lepton aus  $W$ - bzw.  $Z$ -Zerfällen unterscheidet.

Aus diesem Grunde wurden die ATLFAS-Track-Informationen aus dem Inneren Detektor für eine weitere Reduzierung des  $t\bar{t}$ -Untergrundes verwendet. Allerdings liegen die entsprechenden Größen aus dem Inneren Detektor nur für das Szenario mit niedriger Luminosität in ATLFAS vor. Dieses entspricht jedoch nicht der Realität bei hoher Luminosität, geschweige denn beim SuperLHC-Szenario.

Als weitere Vorgehensweise wurde eine Test-Statistik, die Fisher-Diskriminanten-Methode (siehe Abschnitt C.1), gewählt. Als Eingangsvariablen für die Fisher-Diskriminante wurde der Transversalimpuls des weicheren Leptons verwendet sowie die Anzahl der Spuren, die innerhalb eines Kegels mit dem Radius  $R = \sqrt{(\Delta\Phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0.4$  um die eigene Spur des Leptons liegen. Dabei werden

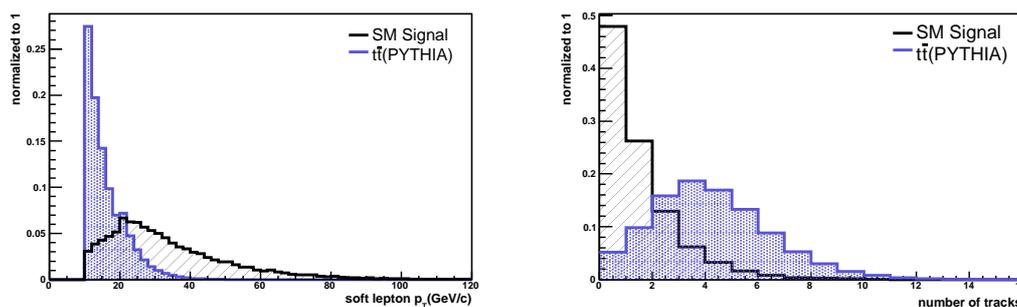


Abbildung 7.15: Transversalimpuls  $p_T$  des weicheren Leptons von den zwei like-sign Leptonen und die Anzahl von Spuren geladener Teilchen innerhalb eines Kegels mit dem Radius  $R = 0.4$  um das entsprechende Lepton für das Signal und für den  $t\bar{t}$ -Untergrund ( $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ ,  $\lambda = 1$ ).

nur Spuren mit einem Mindest-Transversalimpuls von  $0.5 \text{ GeV}/c$  gezählt. In Abb.

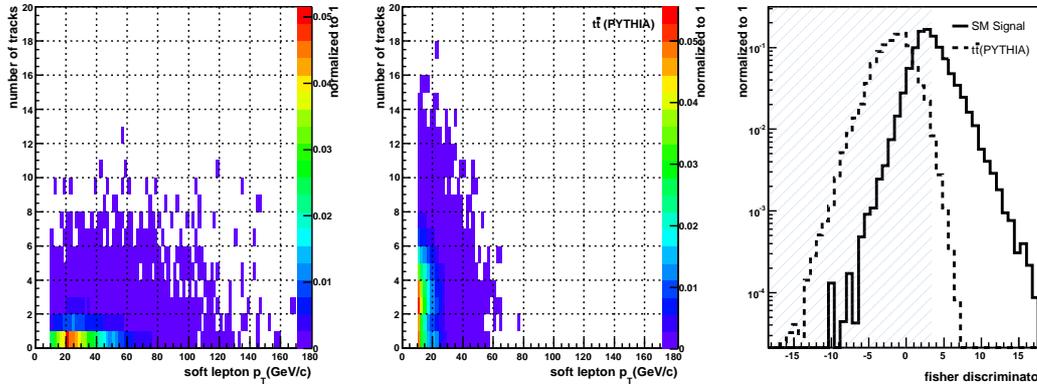


Abbildung 7.16: Transversalimpuls  $p_T$  gegen Anzahl der Spuren innerhalb eines Kegels mit  $R=0.4$  um das Soft-Lepton für das Signal (links) und für den  $t\bar{t}$ -Untergrund (Mitte) und die hieraus resultierenden Verteilungen der Fisher-Diskriminanten (rechts); Das Histogramm für die Fisher-Diskriminante ist auf 1 normiert. Bei der Interpretation der nicht akzeptierten Ereignisse (schraffiert) sollte die Tatsache, daß in diesem Stadium für den  $t\bar{t}$ -Untergrund in etwa 300mal so viele Ereignisse wie für das Signal erwartet werden, mit berücksichtigt werden.

7.15 sind die eindimensionalen Verteilungen des Transversalimpulses und die Anzahl der Spuren geladener Teilchen im vorgegebenen Radius um das weichere Lepton für das Signal und für den  $t\bar{t}$ -Untergrund gezeigt. Die daraus resultierenden zweidimensionalen Verteilungen mit dem Transversalimpuls versus Anzahl der Spuren sind in Abb. 7.16 dargestellt. Beide Darstellungen bestätigen deutlich das oben beschriebene Verhalten für Leptonen aus semi-leptonischen  $b$ -Zerfällen. Desweiteren sind in Abb. 7.16 die Verteilungen der Fisher-Diskriminante für das Signal und für den  $t\bar{t}$ -Untergrund zu sehen. Auf die Fisher-Diskriminante wurde eine untere Schwelle von 3 festgelegt, wo die  $t\bar{t}$ -Unterdrückung unabhängig von der gewählten Higgs-Masse etwa 125 beträgt, während die Signalakzeptanz bei 41% liegt. Die Schwelle auf die Fisher-Diskriminante wurde auf das Signal zu Untergrund Verhältnis optimiert.

Aufgrund der Tatsache, daß dieser Schnitt sich auf Größen bei niedriger Luminosität stützt, ist der Unterdrückungsfaktor nur als eine vage Abschätzung anzusehen. Da jedoch nur eine geringfügige Anzahl von Informationen des Inneren Detektors genutzt werden, nämlich nur die Anzahl der Spuren sowie deren  $p_T$ , ist gegebenenfalls eine vergleichbare Unterdrückung unter Verwendung weiterer Informationen wie z.B. Impact-Parameter, Secondärvertices des  $b$ -Quarks möglich,

auch bei hoher Luminosität bzw. am SuperLHC. Hierzu ist eine ausführlichere Studie mit Hilfe der vollen Detektorsimulation mit den realen Bedingungen bei hoher Luminosität erforderlich [Lud06].

Trotz des hohen Unterdrückungsfaktors durch das stärkere Isolationskriterium für das weichere der beiden Leptonen ist der  $t\bar{t}$ -Untergrund weiterhin dominant, gefolgt von der  $WWWjj$ -Produktion und schließlich der  $t\bar{t}W$ -Produktion. Das Signal zu Untergrund Verhältnis liegt letztendlich bei 1 zu 20 für eine Higgs-Masse von  $160 \text{ GeV}/c^2$ . In Tabelle 7.5 bis 7.8 sind die akzeptierten Wirkungsquerschnitte nach den jeweiligen Selektionsschnitten für Signal und Untergrund ( $t\bar{t}$ ,  $W^\pm W^+ W^- jj$  und  $t\bar{t}W^\pm$ ) für den betrachteten Higgs-Massenbereich von  $150 \text{ GeV}/c^2$  bis  $180 \text{ GeV}/c^2$  aufgelistet. Die Tabelle 7.9 enthält die Anzahl der erwarteten Ereignisse für Signal und Untergrund nach allen Schnitten bei einer integrierten Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$ .

in fb	Signal	$t\bar{t}$	$W^\pm W^+ W^- jj$	$t\bar{t}W^\pm$
Vorselektion	0.083	793.4	6.83	9.32
kin. Selektion	0.051	307.4	2.25	5.34
Trigger-Req.	0.047	251.2	2.09	4.94
b-Veto	0.037	98.2	1.81	1.0
HH-Kombi. $> 1$	0.037	93.5	1.7	0.97
LH-PreCuts	0.021	22.33	0.25	0.177
SoftLepIso	0.007	0.15	0.1	0.053

Tabelle 7.5: Übersicht über die akzeptierten Wirkungsquerschnitte für Signal- und Untergrund ( $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$ )

## 7.5 Extrahierung der Higgs-Selbstkopplung $\lambda_{HHH}$

Der Wirkungsquerschnitt für Higgs-Paare  $\sigma_{HH}$  ist abhängig von der Stärke der trilinearen Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$ . Mit Hilfe eines Zählexperimentes könnte der

in fb	Signal	$t\bar{t}$	$W^\pm W^+ W^- jj$	$t\bar{t} W^\pm$
Vorselektion	0.135	793.4	6.83	9.32
kin. Selektion	0.087	307.4	2.25	5.34
Trigger-Req.	0.08	251.2	2.09	4.94
b-Veto	0.065	98.2	1.81	1.0
HH-Kombi. $> 1$	0.064	93.7	1.66	0.97
LH-PreCuts	0.044	23.89	0.27	0.187
SoftLepIso	0.018	0.19	0.12	0.061

Tabelle 7.6: Übersicht über die akzeptierten Wirkungsquerschnitte für Signal- und Untergrund ( $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ )

in fb	Signal	$t\bar{t}$	$W^\pm W^+ W^- jj$	$t\bar{t} W^\pm$
Vorselektion	0.142	793.4	6.26	9.32
kin. Selektion	0.097	307.4	2.89	5.34
Trigger-Req.	0.091	251.2	2.73	4.94
b-Veto	0.074	98.2	2.31	1.0
HH-Kombi. $> 1$	0.073	93.71	2.22	0.97
LH-PreCuts	0.048	25.4	0.481	0.187
SoftLepIso	0.020	0.193	0.205	0.061

Tabelle 7.7: Übersicht über die akzeptierten Wirkungsquerschnitte für Signal- und Untergrund ( $m_H = 170 \text{ GeV}/c^2$ )

in $\text{fb}^{-1}$	Signal	$t\bar{t}$	$W^\pm W^+ W^- jj$	$t\bar{t} W^\pm$
Vorselektion	0.121	793.4	14.91	9.32
kin. Selektion	0.085	307.4	2.97	5.34
Trigger-Req.	0.081	251.2	2.82	4.94
b-Veto	0.065	98.2	2.39	1.0
HH-Kombi. $> 1$	0.064	93.82	2.31	0.975
LH-PreCuts	0.035	24.75	0.425	0.184
SoftLepIso	0.012	0.099	0.143	0.047

Tabelle 7.8: Übersicht über die akzeptierten Wirkungsquerschnitte für Signal- und Untergrund ( $m_H = 180 \text{ GeV}/c^2$ )

	Signal	$t\bar{t}$	$W^\pm W^+ W^- jj$	$t\bar{t}W^\pm$
$m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$	42	894	600	318
$m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$	108	1140	720	366
$m_H = 170 \text{ GeV}/c^2$	120	1158	1230	378
$m_H = 180 \text{ GeV}/c^2$	72	594	858	282

Tabelle 7.9: Die erwarteten Ereignisse nach allen Selektionsschnitten für das Signal und für die drei Hauptuntergründe  $t\bar{t}$ ,  $W^\pm W^+ W^- jj$  und  $t\bar{t}W^\pm$  für  $m_H = 150, 160, 170, 180 \text{ GeV}/c^2$  und einer integrierten Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$ .

Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{HH}$ , näherungsweise bestimmt durch

$$\sigma = \frac{N^{obs} - \langle N_{bgd}^{exp} \rangle}{\epsilon L} \quad , \quad (7.5)$$

gemessen werden. Somit wäre auch die trilineare Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$  über das Zählexperiment gegeben.  $N^{obs}$  steht für die Anzahl der beobachteten Ereignisse, die sich aus Signal (S) und Untergrund (B) zusammensetzt.  $\langle N_{bgd}^{exp} \rangle$  symbolisiert die erwartete Anzahl an Untergrundereignissen.  $L$  steht für die integrierte Luminosität. Desweiteren geht die Signal-Selektionseffizienz  $\epsilon$  ein.

Die Signifikanz für eine Messung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{HH}$  kann bei einem Zählexperiment über  $\frac{S}{\sqrt{B}}$  abgeschätzt werden. Mit den Werten aus Tabelle 7.9 hätte man somit bereits eine sehr vielversprechende maximale Signifikanz von ca.  $3 \sigma$  erzielt für  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ .

Allerdings setzt ein Zählexperiment eine exzellente Kenntnis der Untergründe voraus. Diese ist jedoch nicht gegeben, so daß der größte Beitrag zum Gesamtfehler auf den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{HH}$  durch den systematischen Fehler auf  $\langle N_{bgd}^{exp} \rangle$  bestimmt ist. Diese Vorgehensweise über ein Zählexperiment ist somit zu optimistisch. Die im Rahmen dieser MC-Studie erarbeitete Vorgehensweise wird im folgenden erläutert.

### 7.5.1 Methode zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

#### $\sigma_{\text{HH}}$

Um den systematischen Fehler auf  $\langle N_{\text{bgd}}^{\text{exp}} \rangle$  mit zu berücksichtigen, wurde eine Methode zur Bestimmung von  $\sigma_{\text{HH}}$  entwickelt, die auf einem  $\chi^2$ -Fit (siehe Anhang C.3) beruht und zugleich eine Untergrundnormierung anhand von Daten ermöglicht.

Mit Hilfe der Rekonstruktion der Viererimpulse beider Higgs-Bosonen wurden in den Verteilungen der vier Größen Unterschiede zwischen Signal und Untergrund sichtbar:

- die rekonstruierten invarianten Higgs-Massen  $m_H$
- der Abstand  $\Delta R(l, jj)$  zwischen dem Jetpaar-System und dem Lepton, wobei die Zerfallsprodukte vom selben Higgs-Boson abstammen.

Aus den vier rekonstruierten Größen werden alle sechs möglichen Paare in zweidimensionale Histogramme gebinnt. Drei von den sechs Histogrammen sind separat für das Signal und für die Hauptuntergründe in den Abbildungen 7.17, 7.18 und 7.19 gezeigt für  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  und  $\lambda = 1$ . Über diese sechs zweidimensiono-

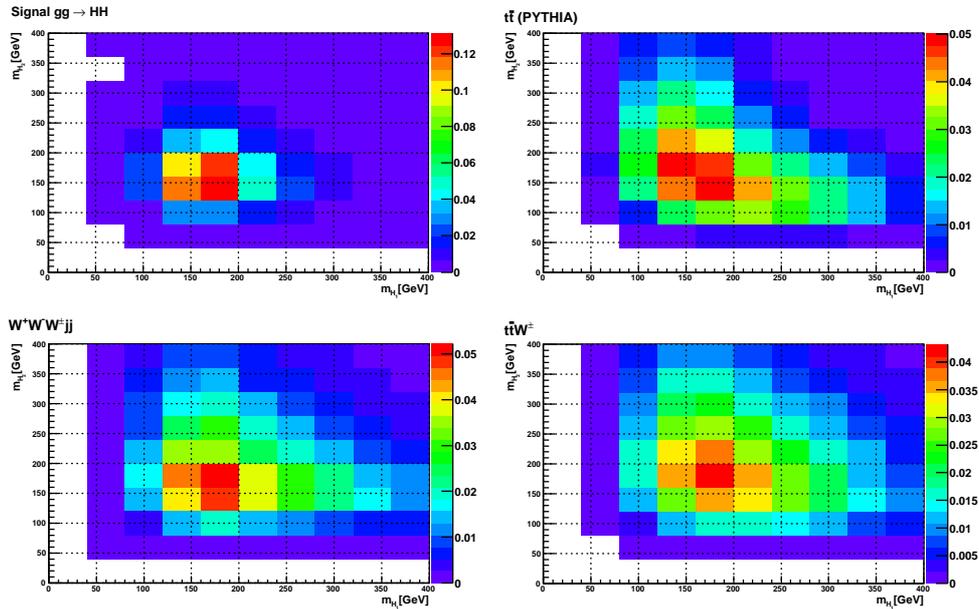


Abbildung 7.17: Zweidimensionale Verteilung der rekonstruierten invarianten Higgs-Massen  $m_{H_1}$  vs.  $m_{H_2}$  für Signal und Untergrund für ein Higgs-Boson der Masse  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  und  $\lambda = 1$  für eine integrierte Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$ .

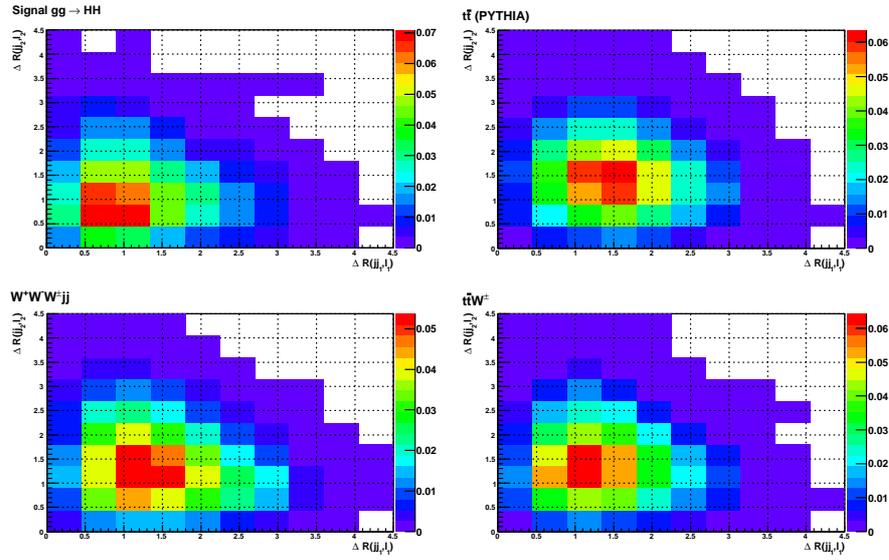


Abbildung 7.18: Zweidimensionale Verteilung des rekonstruierten Abstandes  $\Delta R(jj_1, l_1)$  vs.  $\Delta R(jj_2, l_2)$  für Signal und Untergrund für ein Higgs-Boson der Masse  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  und  $\lambda = 1$  für eine integrierte Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$ .

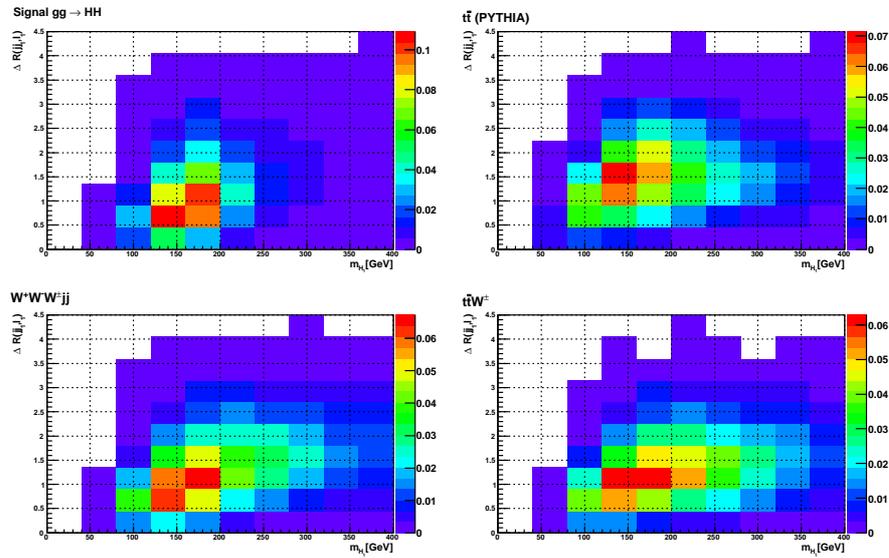


Abbildung 7.19: Zweidimensionale Verteilung der rekonstruierten invarianten Higgs-Masse  $m_{H_1}$  und des Abstandes  $\Delta R(jj_1, l_1)$  für Signal und Untergrund für ein Higgs-Boson der Masse  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  und  $\lambda = 1$  für eine integrierte Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$ .

nalen Verteilungen werden mit Hilfe eines  $\chi^2$ -Fits die Parameter  $f_j$  ( $f_{HH}$ ,  $f_{t\bar{t}}$ ,  $f_{WWWjj}$  und  $f_{t\bar{t}W}$ ) aus der Parametrisierung von  $N_i^{obs}$

$$N_i^{obs} = f_{HH}N_i^{HH} + f_{t\bar{t}}N_i^{t\bar{t}} + f_{WWWjj}N_i^{WWWjj} + f_{t\bar{t}W}N_i^{t\bar{t}W} \quad (7.6)$$

bestimmt.  $N_i^{obs}$  stellt die Anzahl der beobachteten Ereignisse des  $i$ -ten Bins in den sechs zweidimensionalen Verteilungen der Daten nach allen Selektionsschnitten dar, während  $N_i^{HH}$ ,  $N_i^{t\bar{t}}$ ,  $N_i^{WWWjj}$  und  $N_i^{t\bar{t}W}$  den Vorhersagen der erwarteten Ereignissen für das  $i$ -te Bin entsprechen, die aus den MC-Referenzhistogrammen entnommen werden.

Die Anzahl der beobachteten Ereignisse in den Daten unter realen Bedingungen ist über eine Poissonverteilung mit dem Erwartungswert  $\mu_i(N_i^{HH} + N_i^{bgd})$  gegeben. Um die realen Bedingungen abzubilden, werden insgesamt 1000 unabhängige MC-Experimente durchgeführt. Die einzelnen unabhängigen MC-Experimente für verschiedene Higgs-Massen und auch für unterschiedliche Higgs-Selbstkopplungsstärken  $\lambda$  wurden aus den vorhandenen MC-Datensätzen der einzelnen Prozesse generiert.

Aufgrund der geringen MC-Statistik nach allen Selektionsschnitten, vorwiegend in den Untergründen  $t\bar{t}$  und  $WWWjj$ , wurden anstelle der MC-Ereignissen nach allen Selektionsschnitten diejenigen nach dem vorletzten Selektionsschnitt für die MC-Experimente verwendet. Mit dieser Maßnahme wollte man statistisch unabhängige MC-Experimente erzeugen. Dennoch sind minimale Korrelationen nicht ganz ausgeschlossen. Diese Maßnahme ist jedoch nur dann gerechtfertigt, wenn das stärkere Isolationskriterium für das weichere der zwei like-sign Leptonen die Form der zweidimensionalen Verteilungen nicht weiter beeinträchtigt. Diese Annahme ist für  $HH$  und  $t\bar{t}W$  gut erfüllt.

### Implementierung und Verifizierung des $\chi^2$ -Fits

Die von den Parametern  $f_j$  abhängige  $\chi^2$ -Variable ist definiert als

$$\chi^2(f_j) = \sum_i^n \frac{(N_i^{obs} - N_i^{exp}(f_j))^2}{\sigma_i^2} \quad (7.7)$$

Der Index  $i$  läuft über alle Bins der ausgewählten Histogramme mit den sechs zweidimensionalen Verteilungen. Die Fit-Parameter  $f_j$  ( $f_{HH}$ ,  $f_{t\bar{t}}$ ,  $f_{WWWjj}$  und  $f_{t\bar{t}W}$ ) stellen die Normierungsfaktoren dar, die aus einer Anpassung an die Form der Verteilungen bestimmt werden. Die Ausführung des  $\chi^2$ -Fits beruht auf der TMinuit-Klasse in der ROOT<sup>1</sup>-Klassenbibliothek [ROOT].

Der  $\chi^2$ -Fit wurde aufgrund der sehr geringen Statistik in den einzelnen Bins leicht modifiziert<sup>2</sup>, um Verzerrungen in den zu bestimmenden Fit-Parametern  $f_j$  zu meiden. Die erzielten Ergebnisse, wie später gezeigt, sind jedoch hinreichend

<sup>1</sup>CERN-Programmpaket, optimiert für die Verwendung in der Hochenergie-Physik.

<sup>2</sup>Eine andere Alternative zur Modifizierung des  $\chi^2$ -Fits wäre ein Maximum-Likelihood-Fit, der in solchen Fällen keiner Änderung bedarf.

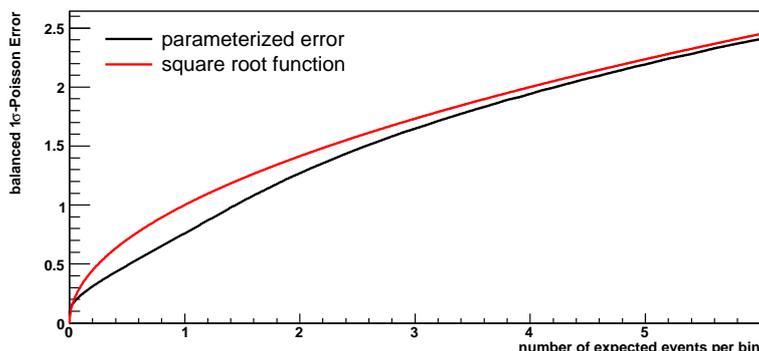


Abbildung 7.20: Parametrisierung des Fehlers (schwarz) auf die Anzahl der erwarteten Ereignisse pro Bin zusammen mit der Funktion  $\sqrt{N}$  (rot). Die Differenz zwischen beiden Kurven nimmt mit größeren erwarteten Ereigniszahlen pro Bin ab.

gut. Zudem bietet diese Methode eine einfache, technische Verifizierung der Implementierung.

Der zu erwartende Fehler für die einzelnen Bins der Verteilungen wird aus einer Parametrisierung bestimmt.

Die Parametrisierung basiert auf einer numerischen Bestimmung der asymmetrischen gauß'schen  $1\sigma$ -Konfidenzintervallen für eine Reihe von verschiedenen Poissonwahrscheinlichkeitsdichten  $P(r, \mu) = \frac{e^{-\mu} \mu^r}{\Gamma(r+1)}$ . Für das numerische Verfahren wurde eine Genauigkeit von  $\epsilon = 0.0001$  angesetzt. Letztendlich wurde einfachheitshalber das arithmetische Mittel aus den zwei asymmetrischen  $1\sigma$ -Konfidenzintervalle als Fehler verwendet. Würde anstelle der Parametrisierung die asymmetrischen Fehler in die  $\chi^2$ -Fitroutine einfließen, wäre der Fit äquivalent mit der Maximum-Likelihood-Methode.

Nach dieser Methode wurde für eine Vielzahl von diskreten Werten zwischen 0.001 und 600 der Fehler auf die Anzahl der erwarteten Ereignisse in den einzelnen Bins abgeschätzt. Zwischen jeweils zwei benachbarten diskreten Werten wurde linear extrapoliert um zu einer stetigen Funktion zu gelangen. Die resultierende Parametrisierung ist in Abb. 7.20 gezeigt. Sie weicht für eine geringe Anzahl von erwarteten Ereignissen pro Bin von der in dem  $\chi^2$ -Fit ursprünglich verwendeten Funktion  $\sqrt{N_{MC}}$  ab (siehe Abb. 7.20).

Für ein Testhistogramm mit einer geringen Statistik pro Bin wurden 8000 MC-Experimente generiert. Die Parametrisierung von  $N^{obs}$  (7.6) reduziert sich beim Test des  $\chi^2$ -Fits auf einen einzigen Prozeß  $N^{obs} = f \cdot N^{exp}$ , wobei eine korrekte Hypothese getestet wird. Durch die starke Vereinfachung mit der Parametrisierung wird der Fehler teilweise unterschätzt, was in den oberen Verteilungen in Abb. 7.21 deutlich zu sehen ist. Die Verteilung der zugehörigen Wahrschein-

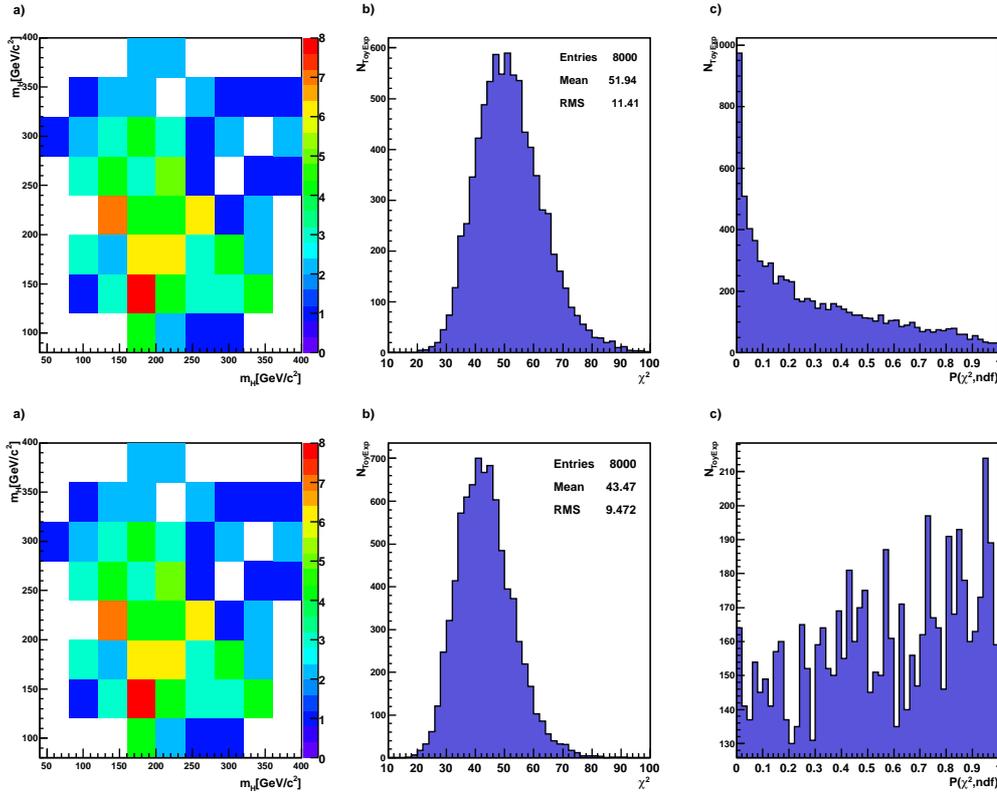


Abbildung 7.21: a) Testhistogramm mit einer geringen Anzahl von Ereignissen pro Bin zur Verifikation des  $\chi^2$ -Fits. In der Verteilung sind die invarianten Massen der zwei potentiellen Higgs-Bosonen vom Prozeß  $\bar{u}g \rightarrow WWW\bar{d}g$  gegeneinander aufgetragen. b) Verteilung der  $\chi^2$ -Fitergebnisse unter Verwendung der Parametrisierung (oben) und der Funktion  $\sqrt{N}$  (unten) für den Fehler auf die erwarteten Ereignisse pro Bin. c) Verteilung der Wahrscheinlichkeit  $P(\chi^2, ndf)$  mit  $ndf = 44$  für die Parametrisierung (oben) und für  $\sqrt{N}$  (unten).

lichkeiten  $P(\chi^2, ndf)$  (Abb. 7.21 oben rechts) für die entsprechende Anzahl von Freiheitsgraden  $ndf$  tendiert zu kleinen Werten. Aber auch mit der Annahme  $\sqrt{N_{MC}}$  als Fehler auf die Anzahl der erwarteten Ereignisse pro Bin erhält man keine flache Verteilung für  $P(\chi^2, ndf)$  (siehe Abb. 7.21 unten rechts). Hier wird der Fehler überschätzt. Obwohl der Fehler bei sehr geringen Ereignissen pro Bin unterschätzt wird, wird im folgenden die Parametrisierung genutzt. Der Effekt auf die Ergebnisse ist gering, wie der folgende Test zeigt.

Bei dieser Verifizierung des  $\chi^2$ -Fits wurde eine Anpassung der Parametrisierung (7.6) analog zum Testhistogramm für die Signal- und Untergrund-Prozesse jeweils separat durchgeführt. Die Ergebnisse der Fit-Parameter  $f_j$  sind in Abb.

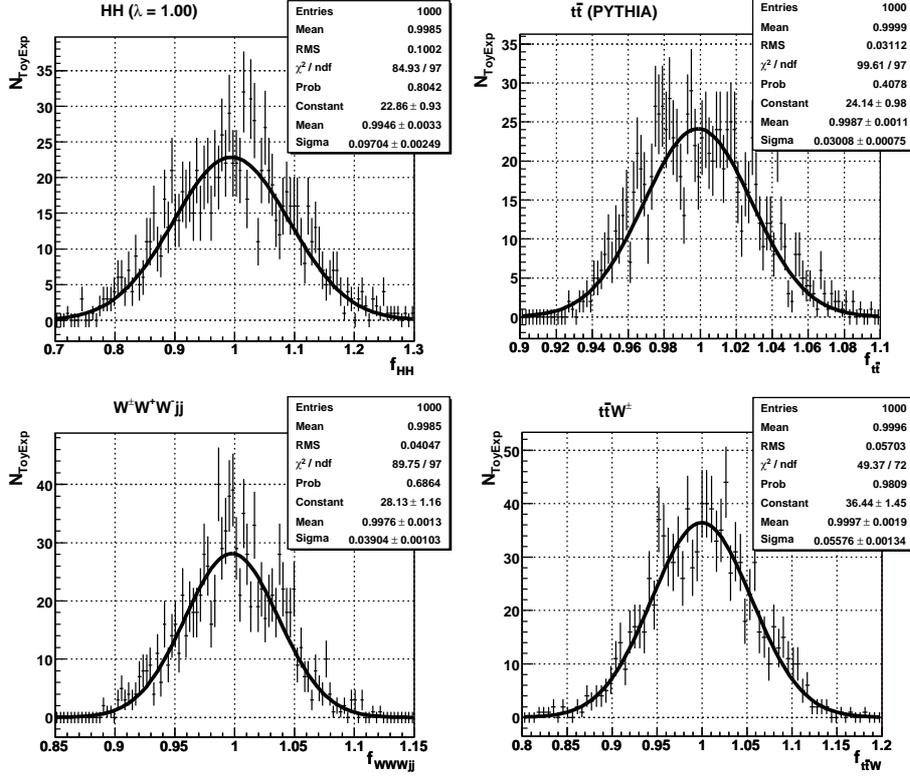


Abbildung 7.22: Verteilungen der Fit-Parameter  $f_j$  für jeweils 1000 simulierte MC-Experimente. Die Anpassung der Parametrisierung  $N_i^{\text{obs}}$  an die Form der Verteilungen durch den  $\chi^2$ -Fit wurde separat für jeden einzelnen Prozess  $HH$ ,  $t\bar{t}$ ,  $WWjj$  und  $t\bar{t}W$  für  $m_H = 160$  GeV/ $c^2$  und  $\lambda = 1$  durchgeführt. Die Standardabweichung der angepaßten Gaußkurve (durchgezogene Linie) entspricht dem statistischen Fehler  $1/\sqrt{N^j}$  mit  $N^j = N^{HH}, N^{t\bar{t}}, N^{WWjj}, N^{t\bar{t}W}$ .

$m_H = 160$ GeV/ $c^2$	$HH$	$t\bar{t}j$	$WWjj$	$t\bar{t}W$
$1/\sqrt{N^{\text{exp}}}$	0.096	0.03	0.037	0.052
$\sigma_{Fit}$	0.097	0.03	0.039	0.055
$\Delta\sigma_{Fit}$	0.0025	0.001	0.001	0.0014

Tabelle 7.10: Überblick über die reinen statistischen Fehler der einzelnen Prozesse ( $HH$ ,  $t\bar{t}j$ ,  $WWjj$  und  $t\bar{t}W$ ) für  $m_H = 160$  GeV/ $c^2$  und einer integrierten Luminosität von 6000 fb $^{-1}$ .

7.22 dargestellt. Die Verteilungen von  $f_j$  der insgesamt 1000 MC-Experimente für die einzelnen Prozesse sind wie erwartet normalverteilt mit dem Erwartungswert 1. Die Streuung um den Erwartungswert entspricht gerade dem reinen statistischen Fehler der Signal- und Untergrundprozesse und ist mit  $1/\sqrt{N^j}$  mit  $j = HH, t\bar{t}, WWWjj, t\bar{t}W$  konsistent. In Tabelle 7.10 sind die erwarteten und ermittelten Fehler der Signal- und Untergrund-Prozesse aufgelistet.

### 7.5.2 Bestimmung des Higgs-Paarproduktionsquerschnitts

Der Fitparameter  $f_{HH}$  steht in direkter Relation mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{HH}$ :

$$f_{HH} = \frac{\sigma(HH)}{\sigma(HH, \lambda = 1)} \quad (7.8)$$

Aus der Proportionalität  $f_{HH} \sim \sigma_{HH}$  ist es möglich eine Abschätzung für den relativen Fehler auf  $\sigma_{HH}$  aus den Ergebnissen für  $f_{HH}$  abzuleiten. Der relative Fehler auf  $f_{HH}$  entspricht dem relativen Fehler auf  $\sigma_{HH}$ . Die Ergebnisse für  $f_{HH}$ , basierend auf dem oben beschriebenen  $\chi^2$ -Fit, berücksichtigen bislang nur die reinen statistischen Unsicherheiten der einzelnen Prozesse und den statistischen Anteil der systematischen Untergrundnormierung aus den Daten.

In Abb. 7.23 sind die Verteilungen der Fitparameter  $f_{HH}$ ,  $f_{t\bar{t}}$ ,  $f_{WWWjj}$  und  $f_{t\bar{t}W}$  exemplarisch für das SM-Szenario ( $\lambda = 1$ ) bei einer Higgs-Masse von  $160 \text{ GeV}/c^2$  gezeigt. Da die Daten und die MC-Referenzhistogramme dem selben Szenario angehören, wird eine Streuung der Fit-Parameter der betrachteten Prozesse um 1 erwartet. Der  $1\sigma$ -Wert der angepaßten Gaußkurve an die Verteilungen  $f_j$  gibt die Streuung über die 1000 MC-Experimente wieder. Demzufolge ist die Standardabweichung für  $f_{HH}$  ein Maß für die erwartete relative Ungenauigkeit auf einer Messung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{HH}$  am SLHC bei einer integrierten Luminosität von insgesamt  $6000 \text{ fb}^{-1}$ . Aus dem Ergebnis in Abb. 7.23 läßt sich für das SM Szenario ( $\lambda = 1$ ) bei einer Higgs-Masse von  $160 \text{ GeV}/c^2$  eine relative Ungenauigkeit auf  $\sigma_{HH}$  von etwa 57% schließen.

Analog zu diesem Szenario ( $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2, \lambda = 1$ ) wurde auch mit den anderen Higgs-Massen 150, 170 und  $180 \text{ GeV}/c^2$  verfahren. Für jede dieser vier Higgs-Massen wurde der relative Fehler auf  $\sigma_{HH}$  als Funktion von der Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$  ermittelt. Das Resultat ist in Abb. 7.24 dargestellt.

Aus dieser Darstellung geht sehr deutlich die eigentliche quadratische Funktion für den HH-Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$  hervor. Da die Funktion  $\sigma_{HH}(\lambda)$  ihr Minimum bei etwa  $\lambda = 2.4$  hat, würde man die Maxima für die relativen Fehler der einzelnen Higgs-Massen ebenso konsistent bei 2.4 erwarten.

Für eine Higgs-Masse von  $180 \text{ GeV}/c^2$  und  $150 \text{ GeV}/c^2$  liegen die Werte für den relativen Fehler  $\Delta\sigma_{HH}/\sigma_{HH}$  über 100% für den gesamten betrachteten Bereich  $0 \leq \lambda \leq 5$ . Für diese Massen spielt zum einen der geringe akzeptierte Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{acc}$  eine Rolle und zum anderen die nicht gerechtfertigten Annah-

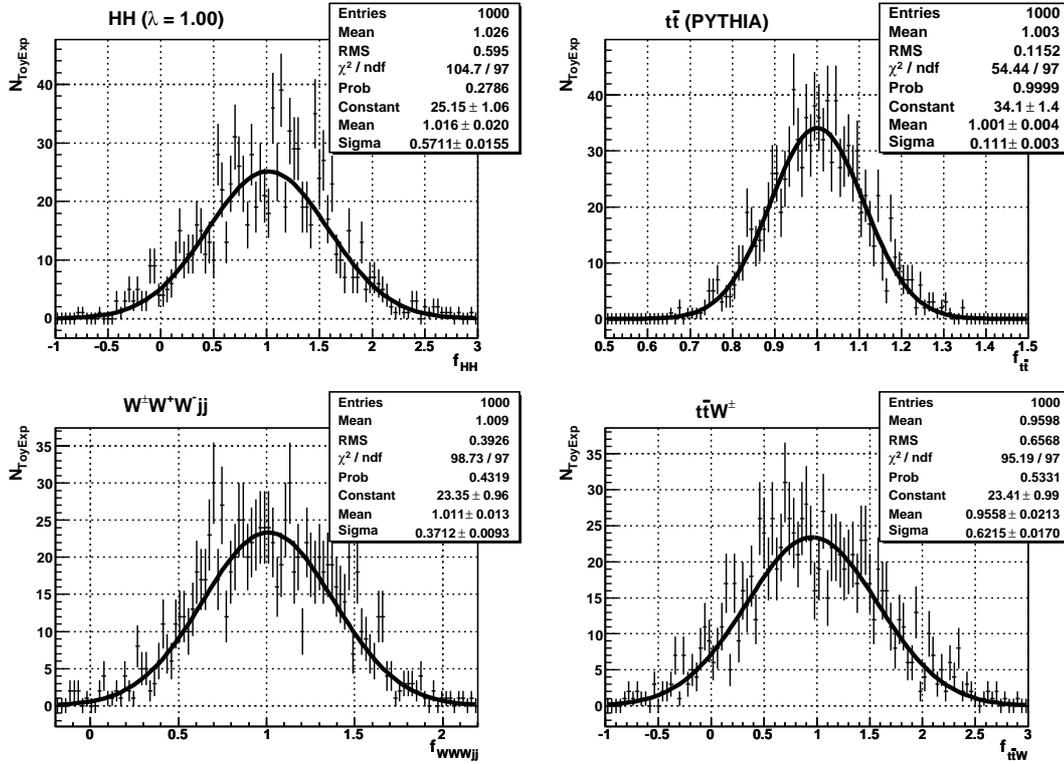


Abbildung 7.23:  $\chi^2$ -Fitergebnisse der Parameter  $f_{HH}$ ,  $f_{t\bar{t}}$ ,  $f_{WWWjj}$  und  $f_{t\bar{t}W}$  die neben dem reinen statistischen Fehler auch die Unsicherheit auf  $N_{bgd}^{exp}$ , die durch die Untergrundnormierung aus den Daten folgt, berücksichtigen. Der  $\chi^2$ -Fit wurde für 1000 MC-Experimente für eine integrierte Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$ ,  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  und  $\lambda = 1$  durchgeführt. Systematische Unsicherheiten z.B. in der Detektorperformance sind nicht enthalten.

men, die für die Rekonstruktionsmethode der zwei Higgs-Viererimpulse gemacht werden. Um diese zwei Faktoren voneinander zu entkoppeln, wurde jeweils ein Datensatz mit 1000 gewürfelten MC-Experimenten generiert, wo der akzeptierte Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{acc}(2\ell^\pm, |\eta| < 2.5, p_T > 10 \text{ GeV}/c)$  für  $m_H = 170 \text{ GeV}/c^2$  für die zwei Higgs-Massen 150 und  $180 \text{ GeV}/c^2$  mit  $\lambda = 1$  verwendet wurde. Der Fehler auf  $\sigma_{HH}$  verbesserte sich für  $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$  durch die höhere Statistik von 143% auf 90.5%, während für  $m_H = 180 \text{ GeV}/c^2$  der Fehler unter diesen Voraussetzungen 107.6% beträgt. Daraus läßt sich schließen, daß im Falle  $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$  die geringe Statistik den stärkeren Einfluß auf den Fehler  $\Delta\sigma_{HH}/\sigma_{HH}$  hat. Im Gegensatz dazu dominiert für  $m_H = 180 \text{ GeV}/c^2$  der Beitrag durch die nicht gerechtfertigten Annahmen für die Rekonstruktion der Viererimpulse bei-

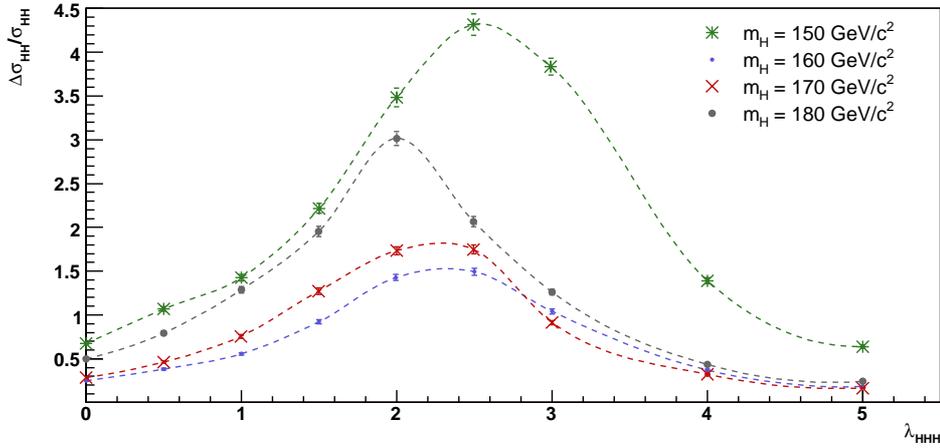


Abbildung 7.24: Der relative gaußsche Fehler des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{HH}$  als Funktion von  $\lambda_{HHH}$  für die Higgs-Massen  $m_H = 150, 160, 170$  und  $180 \text{ GeV}/c^2$  bei einer integrierten Luminosität von insgesamt  $6000 \text{ fb}^{-1}$ .

$\lambda_{HHH}$	0	0.5	1	1.5	2	2.5	3	4	5
$m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$	0.68	1.08	1.43	2.22	3.48	4.30	3.82	1.39	0.64
$m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$	0.25	0.38	0.57	0.92	1.42	1.49	1.04	0.37	0.18
$m_H = 170 \text{ GeV}/c^2$	0.28	0.46	0.75	1.26	1.73	1.74	0.91	0.32	0.16
$m_H = 180 \text{ GeV}/c^2$	0.50	0.79	1.29	1.95	3.01	2.05	1.26	0.44	0.24

Tabelle 7.11: Tabellarische Auflistung der relativen Fehler  $\Delta\sigma_{HH}/\sigma_{HH}$  für die Higgs-Massen  $150 \text{ GeV}/c^2 \leq m_H \leq 180 \text{ GeV}/c^2$  bei verschiedenen Stärken der Higgs-Selbstkopplungskonstante  $\lambda_{HHH}$ .

der Higgs-Bosonen.

Der akzeptierte Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{acc}$  für eine Higgs-Masse von  $170 \text{ GeV}/c^2$  ist etwas größer als der für  $160 \text{ GeV}/c^2$  aufgrund des größeren Verzweigungsverhältnis für  $H \rightarrow WW$ . Die relativen Fehler auf  $\sigma_{HH}$  für  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  sind jedoch vergleichbar mit denen für  $m_H = 170 \text{ GeV}/c^2$ , da die Voraussetzungen für die Rekonstruktionsmethode der Viererimpulse beider Higgs-Bosonen für  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  eher gegeben sind.

Zusammenfassend läßt sich Abb. 7.24 so deuten, daß im Falle des SM keine hohe Präzision erreicht werden kann trotz maximaler Luminosität von insgesamt  $6000 \text{ fb}^{-1}$ . Die einzelnen relativen Fehler sind nochmals in der Tabelle 7.11 zusammengefaßt.

### 7.5.3 Nachweis der Higgs-Paarproduktion am SLHC

Auf die Fragestellung hin, ob die Higgs-Paarproduktion in dem immensen Untergrund am SLHC sichtbar sein wird und als solche auch erkannt werden kann, wurden die MC-Daten ohne den nachzuweisenden Prozeß  $HH$  als Nullhypothese angenommen. Die alternative Hypothese bestand aus Signal und Untergrund. Hieraus wurden die entsprechenden Signifikanzen für die betrachteten Higgs-Massen unter der Voraussetzung, daß das Standardmodell mit  $\lambda_{HHH} = 1$  gültig ist, ermittelt. Die Signifikanz ist ein Maß dafür, inwieweit eine beobachtete Abweichung der Daten von der Nullhypothese die Existenz eines Signals bestätigen kann. In Abb. 7.25 sind die Resultate des  $\chi^2$ -Fits für die Nullhypothese (Untergrund) und für die alternative Hypothese (Signal plus Untergrund) im direkten Vergleich für die vier betrachteten Higgs-Massen gezeigt. Die jeweilige Signifikanz  $\alpha$  für den Nachweis von Higgs-Paaren am SLHC ergibt sich aus dem Integral

$$\alpha = \int_{\bar{x}}^{\infty} \rho_b(n) dn \quad (7.9)$$

über die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $\rho_b$  für die Untergrund-Hypothese. Die untere Integrationsgrenze  $\bar{x}$  entspricht dem Erwartungswert für die Hypothese Signal und Untergrund. Das Integral wurde über eine Summation der Wahrscheinlichkeiten der Einträge in den Verteilungen 7.25 oberhalb des jeweiligen Erwartungswertes  $\bar{x}$  berechnet.

Aufgrund der starken Korrelationen einiger Prozesse und des schlechten Signal zu Untergrund-Verhältnis konnte nur eine maximale Signifikanz von  $1.9\sigma$  für eine Higgs-Masse von  $160 \text{ GeV}/c^2$  erreicht werden, gefolgt von den  $1.5\sigma$  für  $m_H = 170 \text{ GeV}/c^2$ . Die Werte für die Higgs-Massen  $150 \text{ GeV}/c^2$  und  $180 \text{ GeV}/c^2$  sind deutlich unterhalb der  $1\sigma$ -Grenze.

## 7.6 Bestimmung der Sensitivitätsgrenzen auf die trilineare Higgs-Selbstkopplung $\lambda$

Zur Bestimmung der Sensitivitätsgrenzen auf die trilineare Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$  am SLHC wurde für verschiedene Higgs-Selbstkopplungen  $\lambda$  untersucht mit welchem Konfidenzniveau eine Hypothese, mit vorgegebenen  $\lambda$ , sich von dem SM-Szenario mit  $\lambda = 1$  als alternative Hypothese unterscheiden läßt. Die Referenzhistogramme wurden den MC-Datensätze für das zu untersuchende  $\lambda$  entnommen. Hierzu wurden für alle betrachteten Higgs-Selbstkopplungen  $\lambda$ , die von 1 verschieden sind, die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen für die kombinatorische Likelihood zur Rekonstruktion (siehe Abschnitt 7.4.2) der Viererimpulse der Higgs-Boson-Kandidaten neu bestimmt sowie die jeweiligen Akzeptanzen, so daß sichergestellt ist, daß das unterschiedliche kinematische Verhalten bei verschiedenen Higgs-Selbstkopplungen berücksichtigt wird. Die Verteilungen der Eingangs-

## 7.6 Bestimmung der Sensitivitätsgrenzen auf die trilineare Higgs-Selbstkopplung $\lambda$

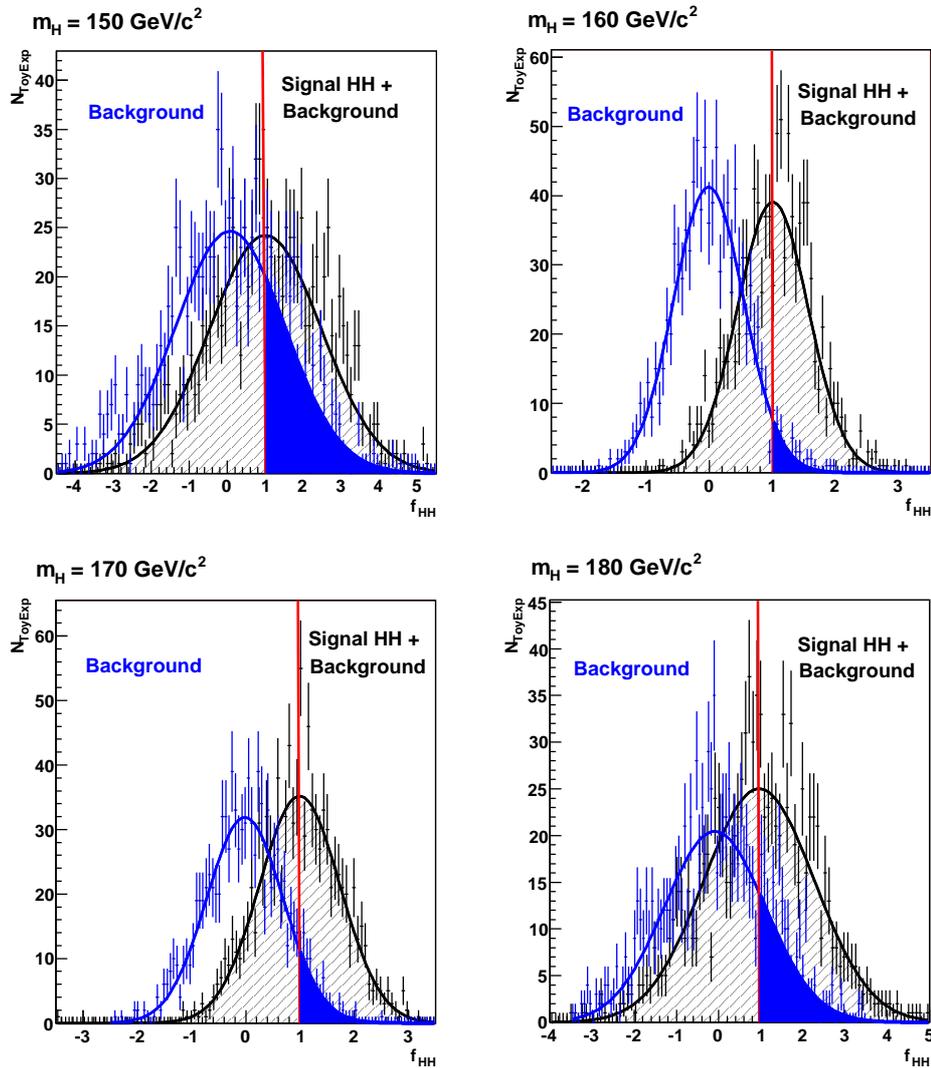


Abbildung 7.25: Verteilungen des Fitparameters  $f_{HH}$  für die Hypothese Untergrund (blau) und Signal plus Untergrund (schwarz) im direkten Vergleich. Die blaue Fläche entspricht dem Integral, welches zur Bestimmung der Signifikanz für den Nachweis von Higgs-Paaren für  $m_H = 150, 160, 170$  und  $180 \text{ GeV}/c^2$  bei einer integrierten Luminosität von insgesamt  $6000 \text{ fb}^{-1}$  zu berechnen ist. Den Fitparametern  $f_{HH}$  für die jeweils 1000 MC-Experimente wurde eine Gaußkurve angepaßt (durchgezogene Kurve). Die rote Linie verdeutlicht den Erwartungswert für die Hypothese Signal und Untergrund.

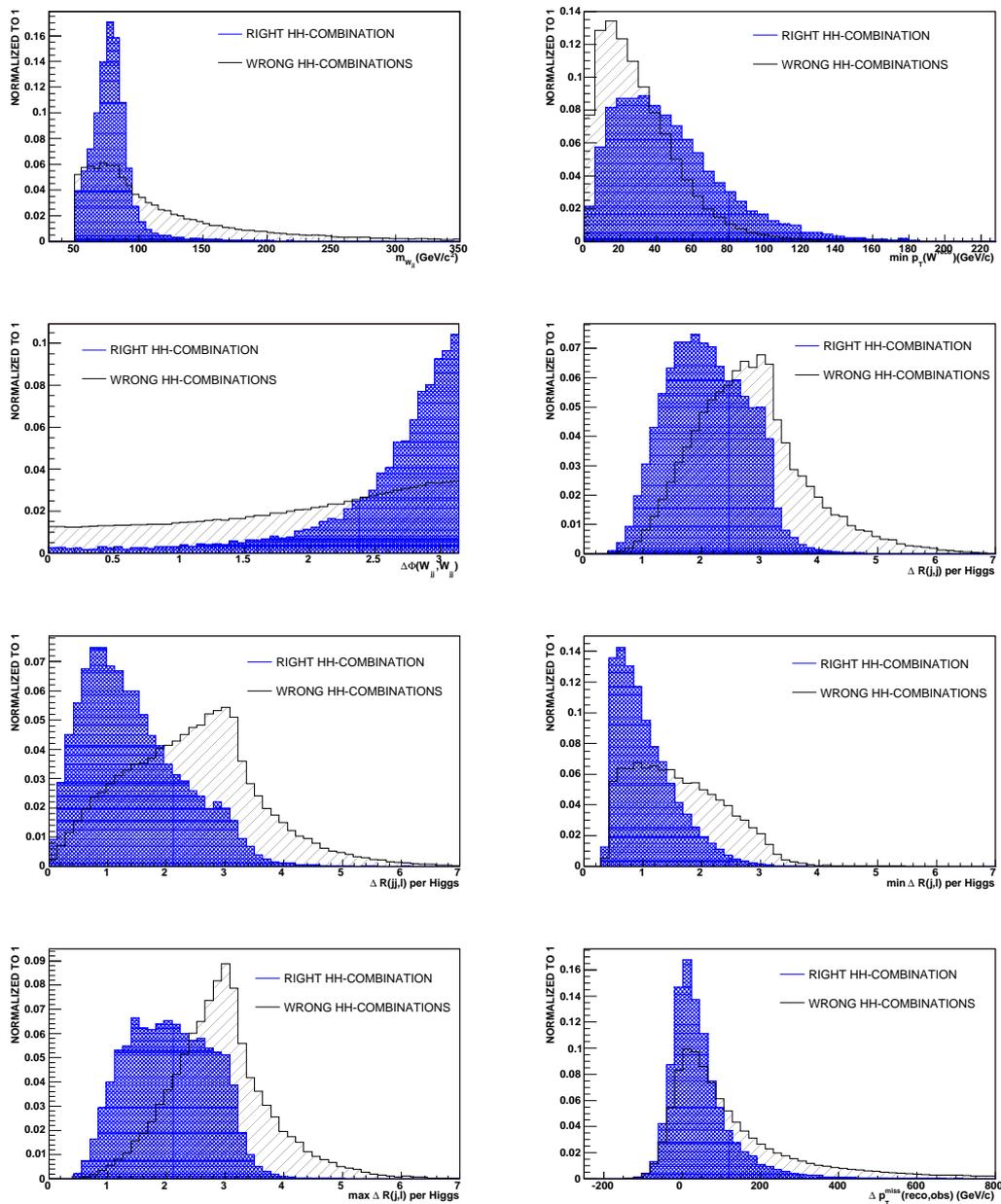


Abbildung 7.26: Verteilungen der Größen  $m_{jj}$ ,  $p_T^{min}(W^{reco})$ ,  $\Delta\Phi(W_{had,1}^{reco}, W_{had,2}^{reco})$ ,  $\Delta R(j, j)$  je Higgs,  $\Delta R(jj, l)$  je Higgs,  $\Delta R^{min}(j, l)$ ,  $\Delta R^{max}(j, l)$ ,  $\Delta\phi_T(reco, obs)$  für  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  mit einer verschwindenden trilinearen Higgs-Selbstkopplung  $\lambda = 0$ .

größen für die kombinatorische Likelihood sind für den Vergleich mit Abb. 7.9 in der Abb. 7.26 für eine verschwindene Higgs-Selbstkopplung von  $\lambda = 0$  mit  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  gezeigt.

Für eine Bestätigung der Realisierung der spontanen Symmetriebrechung innerhalb des Higgs-Mechanismus (siehe Abschnitt 2.2.1) genügt es jedoch zu zeigen, daß ein Ausschluß von einer verschwindenden Higgs-Selbstkopplung  $\lambda = 0$  am SLHC möglich ist.

In Abb. 7.27 sind die Ergebnisse beider Hypothesen für verschiedene Higgs-Selbstkopplungen  $\lambda$  zwischen 0 und 5 für eine Higgs-Masse von  $160 \text{ GeV}/c^2$  für eine integrierte Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$  dargestellt. Die Verschiebung der Verteilungen für das SM-Szenario mit  $\lambda = 1$  bei verschiedenen vorgegebenen Higgs-Selbstkopplungen  $\lambda$  ergibt sich aus der Relation (7.8). Für den Fall  $\lambda = 1$  sind die zwei Hypothesen identisch, so daß die Verteilungen deckungsgleich sind.

Das Konfidenzniveau gibt die statistische Verträglichkeit der Daten mit der zugrundeliegenden Hypothese an. In diesem Fall ist das Konfidenzniveau über das einseitige Integral über die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $\rho_b(n)$  der Nicht-SM-Hypothese

$$\beta = \begin{cases} 1 - \int_{\overline{f_{HH,\lambda=1}}}^{\infty} \rho_b(n) dn & \text{falls } \overline{f_{HH,\lambda=1}} \geq \overline{f_{HH,\lambda}} \\ 1 - \int_{-\infty}^{\overline{f_{HH,\lambda=1}}} \rho_b(n) dn & \text{sonst} \end{cases} \quad (7.10)$$

definiert. Die Erwartungswerte der Verteilungen der SM- bzw. Nicht-SM-Hypothese sind mit  $\overline{f_{HH,\lambda=1}}$  bzw.  $\overline{f_{HH,\lambda}}$  bezeichnet.

Die berechneten Konfidenzniveaus als Funktion der trilinearen Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$  sind in Abb. 7.28 für die vier betrachteten Higgs-Massen für das SLHC-Szenario ( $\mathcal{L} = 6000 \text{ fb}^{-1}$ ) gezeigt.

Auffällig ist die sehr charakteristische Form der Verteilungen mit den jeweils zwei Minima. Für die Higgs-Selbstkopplungen  $\lambda$  in den Minima stimmen die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{HH,\lambda=1}$  und  $\sigma_{HH,\lambda}$  überein. Für  $\lambda = 1$  sind die zwei Hypothesen exakt identisch, so daß das Konfidenzniveau bei 50% zu erwarten ist. Die Abweichungen in Abb. 7.28 lassen sich durch statistische Fluktuationen erklären, da zur Bestimmung des Konfidenzniveaus die Einträge der Nicht-SM-Hypothese verwendet werden.

Die 95% CL-Grenze ist in Abb. 7.28 durch die rot schraffierte Fläche dargestellt. Die  $1\sigma$ -Grenze, die einem Konfidenzniveau von 68% entspricht, ist durch die blau schraffierte Fläche gekennzeichnet.

Aus Abb. 7.28 geht deutlich hervor, daß trotz der Annahme des SLHC-Szenarios mit einer integrierten Luminosität von insgesamt  $6000 \text{ fb}^{-1}$  für ein Higgs-Boson der Masse  $150 \text{ GeV}/c^2$  keine Sensitivität für  $\lambda$  erzielt werden kann. Nicht einmal ein Ausschluß von  $\lambda = 0$  scheint für  $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$  am SLHC möglich zu sein. Ähnliche Perspektiven wurden für ein Higgs-Boson der Masse  $180 \text{ GeV}/c^2$  bestimmt. Nur Higgs-Massen zwischen  $160 \text{ GeV}/c^2$  und  $170 \text{ GeV}/c^2$  lassen ein

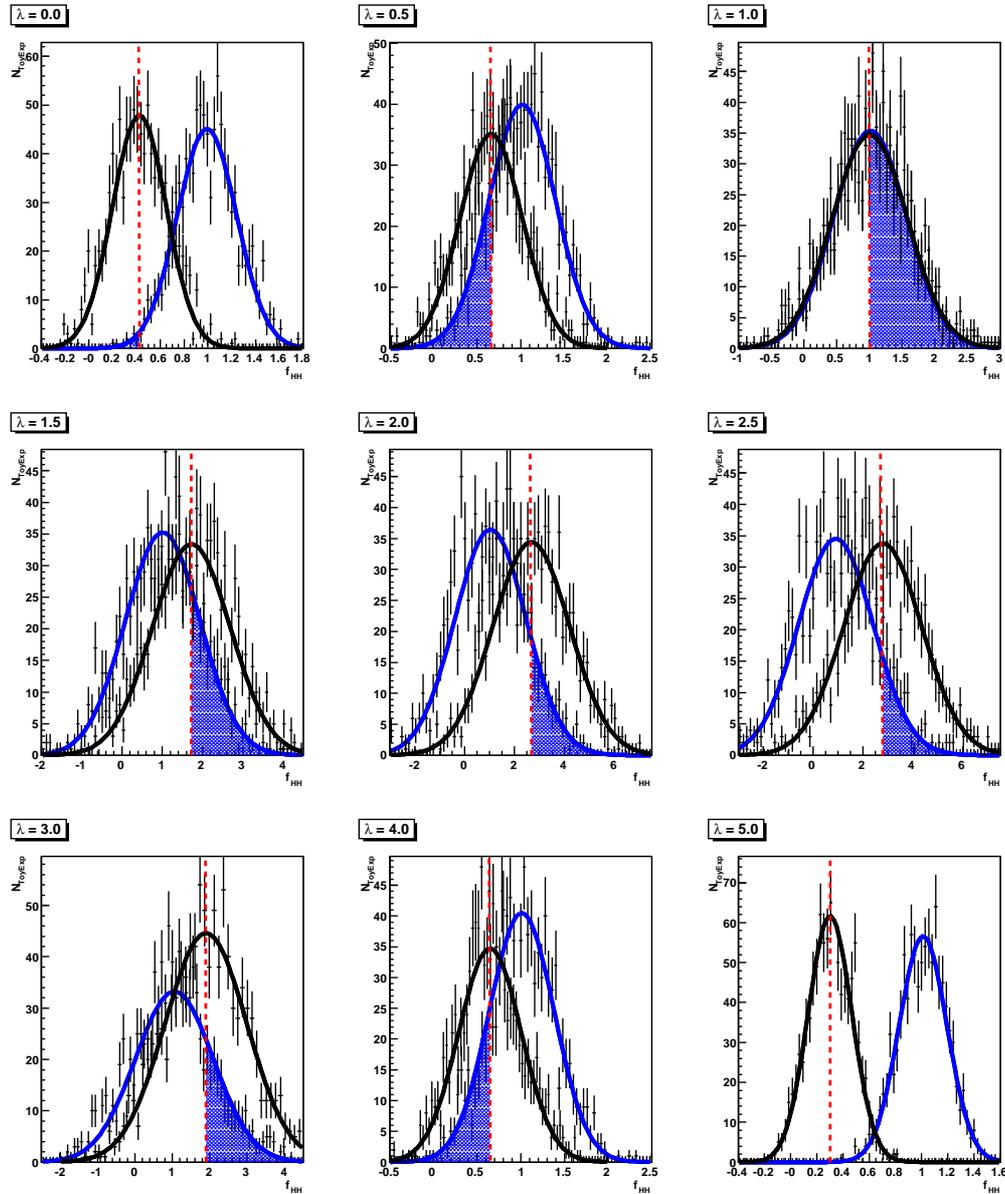


Abbildung 7.27: Verteilungen der Fitresultate  $f_{HH}$  für die SM-Hypothese (schwarz) und für die Hypothese mit vorgegebener Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$  (blau) für  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  unter der Annahme, daß das Szenario mit vorgegebenen  $\lambda$  gültig ist. Die rote Linie verdeutlicht den Mittelwert der angepaßten Gaußkurve an die Verteilung der SM-Hypothese mit  $\lambda = 1$ . Die blau unterlegte Fläche wird zur Berechnung des Konfidenzniveaus verwendet.

## 7.6 Bestimmung der Sensitivitätsgrenzen auf die trilineare Higgs-Selbstkopplung $\lambda$

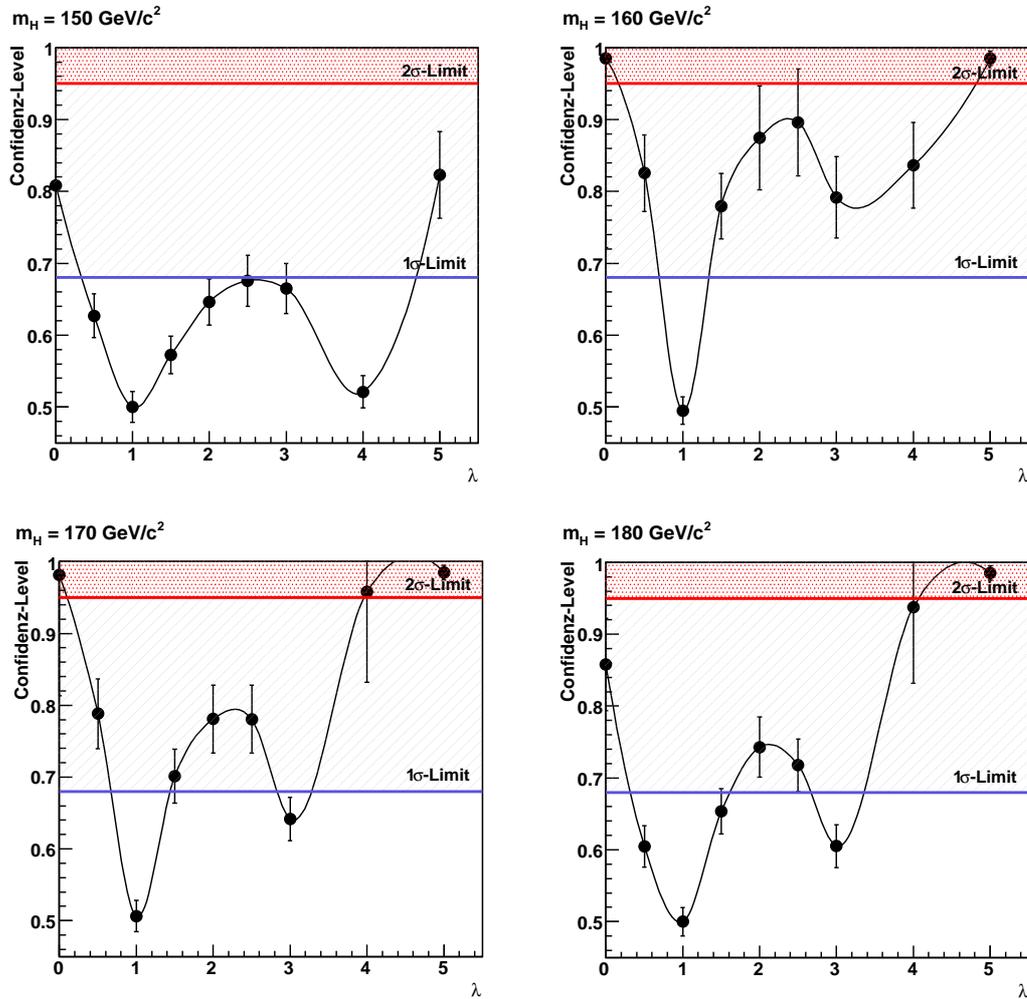


Abbildung 7.28: Konfidenzniveaus für einen Ausschluß von  $\lambda$  für den Higgs-Massenbereich von 150 bis 180 GeV/c<sup>2</sup>. Die rot (blau) schraffierte Fläche verweist auf einen Ausschluß mit 95% CL (68% CL).

gewisses Potential erkennen, daß zumindest eine Etablierung der spontanen Symmetriebrechung im Higgs-Mechanismus durch einen Ausschluß von  $\lambda = 0$  am SLHC möglich erscheint. Die bisherigen Ergebnisse berücksichtigen ausschließlich die reinen statistischen Fluktuationen sowie den statistischen Fehler auf  $N_{bgd}^{exp}$ , der aus der Untergrundnormierung mittels Daten bestimmt wird.

Im nächsten Abschnitt werden systematische Unsicherheiten in der Ereignisrekonstruktion und in der Beschreibung der Untergründe durch die verwendeten MC-Generatoren analysiert und deren möglichen Einflüsse auf die bisherigen Sensitivitätsgrenzen abgeschätzt.

## 7.7 Systematische Unsicherheiten

Diese Vorgehensweise zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{HH}$  und der Sensitivitätsgrenzen auf  $\lambda$  mit Hilfe des beschriebenen  $\chi^2$ -Fits (Abschnitt 7.7) ist extrem sensitiv auf Änderungen in der Form der Signal- und Untergrundverteilungen. Zudem ist das Vertrauen in die verwendeten MC-Generatoren sehr groß. Um diese Sensitivität und die daraus resultierenden Effekte auf die diskutierten Ergebnisse detailliert zu studieren, müßten die Formen der Verteilungen variiert werden. Durch Änderungen bestimmter Parameter in der Rekonstruktion der Detektor-Objekte sowie in den MC-Generatoren wurden Modifizierungen in den Verteilungen erzwungen. Die Ergebnisse dieser Systematik-Studie, die nur eine Abschätzung des systematischen Fehlers auf  $\sigma_{HH}$  ermöglicht, werden im folgenden diskutiert.

### 7.7.1 Unsicherheiten in der Ereignisrekonstruktion

Die Bestimmung der trilinearen Higgs-Selbstkopplung für den Higgs-Massenbereich von 150 bis 180 GeV/c<sup>2</sup> basiert auf dem SuperLHC-Szenario, folglich sind die bisherigen Ergebnisse sehr stark von der Performance des gesamten SuperLHC-Systems, Detektor und Beschleuniger, abhängig. Jedoch sind die Einzelheiten in der Frage der Leistungsfähigkeit sowohl beim Detektor als auch beim Beschleuniger noch nicht vollständig beantwortet, so daß diese Analyse vielen systematischen Unsicherheiten unterliegt.

Um dennoch die Auswirkung von Unsicherheiten bestimmter Detektor-Performancegrößen auf die Form der Verteilungen, die als Basis für den  $\chi^2$ -Fit dienen, und somit auf die Sensitivitätsgrenzen auf  $\lambda$  zu analysieren, wurden zusätzliche Sätze von MC-Experimente generiert, die in den folgenden Größen

- $b$ -Jet-Rekonstruktionseffizienz
- $\cancel{p}_T$ -Auflösung
- Jet-Energieskala

eine Abweichung vom nominellen Wert enthalten.

Für diese Datensätze mit jeweils 1000 MC-Experimente wurde der  $\chi^2$ -Fit unter Beibehaltung der Referenzhistogramme, die auf LHC-Performance beruhen, wiederholt. Die MC-Experimente wurden für ein Higgs-Boson der Masse  $160 \text{ GeV}/c^2$  mit  $\lambda = 1$  generiert für eine integrierte Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$ .

Eine Veränderung in der Form der Verteilungen würde eine Verschiebung der Mittelwerte der Fitparameter  $f_j$  verursachen. Als Abschätzung des Fehlers wurde die relative Abweichung des Mittelwertes der Fitparameter  $f_{HH}$  zum nominellen Wert für  $f_{HH}$  aus Abb. 7.23 angenommen. Abweichungen in den Ergebnissen für  $f_{t\bar{t}}$ ,  $f_{WWjj}$  und  $f_{t\bar{t}W}$  gehen nicht in den systematischen Fehler auf  $\sigma_{HH}$  ein.

### b-Jet-Rekonstruktionseffizienz

Ein wichtiger Faktor in dieser MC-Studie ist sicherlich der Unterdrückungsfaktor für  $t\bar{t}$ -Ereignisse aber auch der für  $t\bar{t}W$ . Beide beinhalten den Zerfall  $t \rightarrow bW$ , so daß im Endzustand dieser Ereignisse im Idealfall zwei  $b$ -Jets zu erwarten sind. Um die Untergrundprozesse  $t\bar{t}$  und  $t\bar{t}W$  möglichst zu unterdrücken wurde in der Ereignisselektion 7.4 ein  $b$ -Jet-Veto verlangt, da im Endzustand des *LikeSignDiLepton*-Signals keine  $b$ -Jets erwartet werden. Bislang wurde für die  $b$ -Jet-Rekonstruktionseffizienz 60% angenommen, was der LHC Performance entsprechen würde. Beim SuperLHC ist jedoch nicht sichergestellt, daß eine vergleichbare Effizienz  $\epsilon_b$  mit gleichbleibenden Unterdrückungsfaktoren für  $c$ - und *light*-Jets erreicht werden kann. Daher wurde für die Systematikstudie die Rekonstruktionseffizienz von  $b$ -Jets auf 50% herabgesetzt.

In Abb. 7.29 ist das Ergebnis für die Änderung der Rekonstruktionseffizienz von  $b$ -Jets gezeigt. Der Scheitelwert der angepaßten Gaußkurve an die Parameterwerte  $f_{HH}$  für die 1000 MC-Experimente ist weiterhin innerhalb des Fehlers mit 1 verträglich, so daß eine Änderung der  $b$ -Jet-Rekonstruktionseffizienz mit gleichbleibenden Unterdrückungsfaktoren für  $c$ - und *light*-Jets auf das bisherige Ergebnis keinen signifikanten Einfluß hat. Eine Änderung in der Form der Verteilungen liegt bei  $t\bar{t}$ - und  $t\bar{t}W$ -Ereignisse vor, da die Mittelwerte nicht mehr mit dem vorherigen Wert verträglich sind. Dieses hatte anscheinend zur Folge, daß die Trennung der drei Untergrundprozesse über die Form der Verteilungen beeinträchtigt wurde, was sich in der Position des Scheitelwerts für den  $WWWjj$ -Prozeß widerspiegelt.

### $\cancel{p}_T$ -Auflösung

Die  $\cancel{p}_T$ -Größe spielt bei der Selektion eines potentiellen Signal-Higgs-Paares mit Hilfe der kombinatorischen Likelihood 7.4.2 eine wichtige Rolle. Aus diesem Grunde wurde für die Systematikstudie eine Verschlechterung der  $\cancel{p}_T$ -Auflösung angenommen. Hierzu wurde die  $x$ - und  $y$ -Komponenten des fehlenden Transversalimpulses ( $\cancel{p}_{Tx}, \cancel{p}_{Ty}$ ) verschmiert. Beträgsmäßig wurde eine Verschlechterung von 10

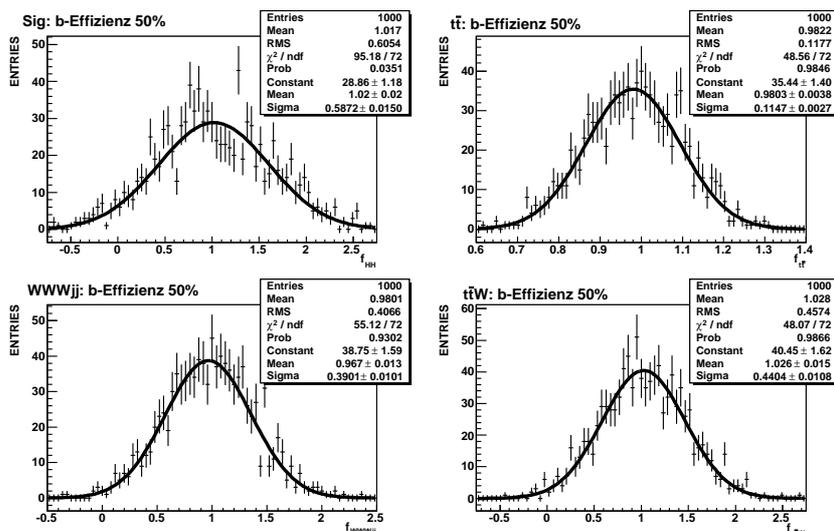


Abbildung 7.29: Fitresultate  $f_{HH}$  für einen generierten Datensatz mit der Annahme einer  $b$ -Jet-Rekonstruktionseffizienz von 50% für  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  im SM-Szenario ( $\lambda=1$ ) für eine integrierte Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$ . Für die Referenzhistogramme wurde der nominelle Wert von 60% angenommen.

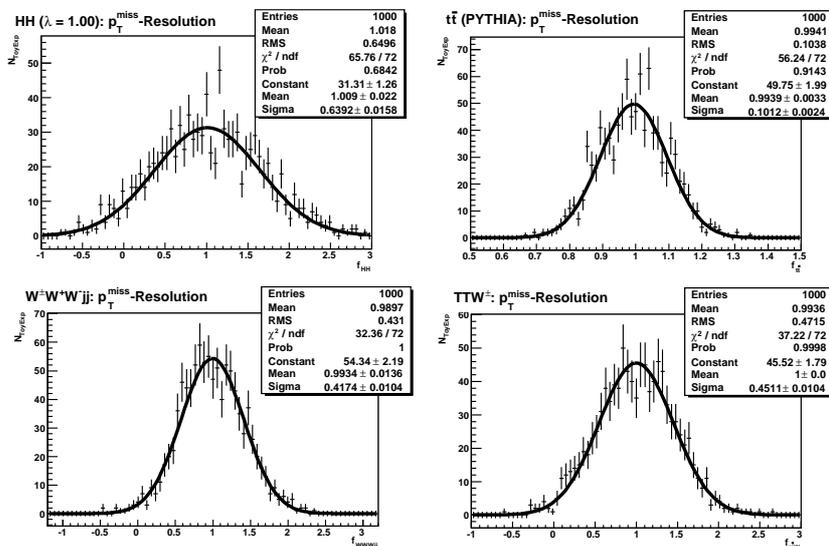


Abbildung 7.30: Fitresultate  $f_{HH}$  für einen generierten Datensatz mit der Annahme einer Verschlechterung der  $p_T^{\text{miss}}$ -Auflösung für  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  im SM-Szenario mit  $\lambda=1$  für eine integrierte Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$ .

GeV/c für die  $\cancel{p}_T$ -Auflösung erzwungen.

Dem Ergebnis zu Folge hat auch die Verschlechterung der  $\cancel{p}_T$ -Auflösung einen nahezu vernachlässigbaren Einfluß auf die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{HH}$  und somit auf die Bestimmung der trilinearen Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$ .

In Abb. 7.30 ist die Verteilung der Fitergebnisse  $f_j$  für die erzwungene Verschlechterung der  $\cancel{p}_T$ -Auflösung gezeigt.

### Jet Energieskala

Eine weitere systematische Unsicherheit liegt in der Messung der Jetenergieskala. Die rekonstruierte Jet-Energie muß Effekte wie z.B. Underlying Events, em/had-Verhältnis, Nichtlinearitäten in den Signalen des Kalorimeters berücksichtigen. Diese Effekte werden innerhalb eines Korrekturfaktors zusammengefaßt, welcher später auf die in den Daten rekonstruierten Jets angewendet wird. Die Bestimmung der Jet-Energieskala ist eine große Herausforderung am SLHC. Möglicherweise kann nicht die gleiche Güte wie am LHC erzielt werden, daher wurde für die Jet-Energieskala ein konservativer Fehler von 5% angenommen. Hierzu wurden alle relevanten Verteilungen und Akzeptanzen neu bestimmt zur Generierung des Datensatzes an MC-Experimenten inklusive einer Reduzierung aller Jet-Energien um 5%. In Abb. 7.31 sind die Verteilungen der Fit-Parameter  $f_j$  für diese Studie gezeigt. Die Reduzierung der Jet-Energieskala macht sich vor allem im Signal bemerkbar. Offensichtlich besitzt der  $t\bar{t}$ -Prozeß weiterhin genügend Unterschei-

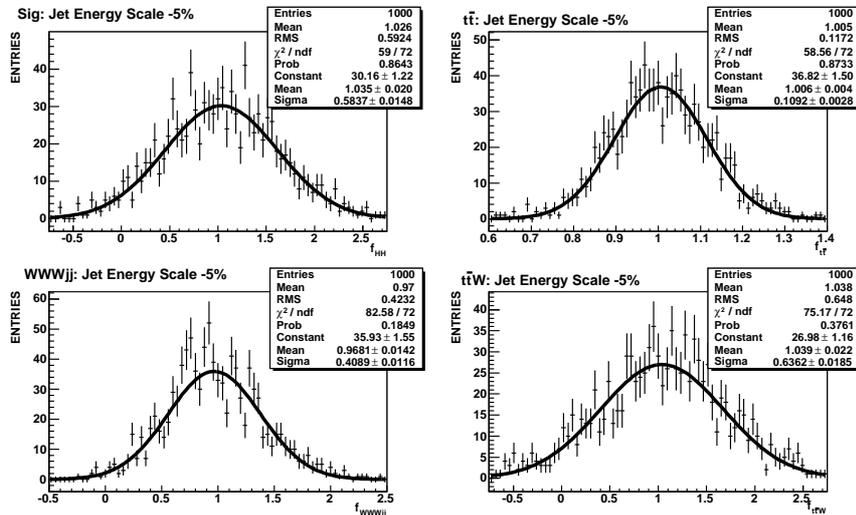


Abbildung 7.31: Verteilung der Fitergebnisse für die Normierungsfaktoren  $f_j$  für einen generierten Datensatz mit der Annahme, daß die Energieskala um 5% unterschätzt wird. Für die Verteilungen wurde  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  und eine Higgs-Selbstkopplung von  $\lambda = 1$  angenommen sowie eine integrierte Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$ .

dungsmerkmale in der Form der Verteilungen zu den restlichen Prozessen, so daß dieser von der Variation der Jet-Energieskala unberührt bleibt. Jedoch scheint die Anti-Korrelation zwischen dem Signal und dem  $WWWjj$ - sowie dem  $t\bar{t}W$ -Prozeß sich verstärkt zu haben. Daraus resultiert ein relativer Fehler auf den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{HH}$  von 3.5%.

### 7.7.2 Unsicherheiten auf die Wirkungsquerschnitte der Untergrundprozesse

Die theoretische Beschreibung der einzelnen Prozesse unterliegt bestimmten Annahmen, die für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte und für die Generierung auf Parton-Ebene relevant sind. Die Effekte folgender Unsicherheiten auf den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{HH}$  wurden im Rahmen dieser Studie näher untersucht:

- Renormalisierungs- und Faktorisierungsskala  $\mu$  für die  $WWWjj$ - und  $t\bar{t}W$ -Produktion
- Invarianter Massenschnitt  $m_{jj}$  für die  $WWWjj$ -Ereignisproduktion
- Verwendung eines  $t\bar{t}j$ -MC-Datensatzes anstelle des mit PYTHIA generierten  $t\bar{t}$ -Datensatzes

#### Renormalisierungs- und Faktorisierungsskala $\mu$

Alle Berechnungen endlicher Ordnungen in der QCD Störungstheorie sind stark abhängig von der Wahl der Renormalisierungs- und Faktorisierungsskala  $\mu$ , so auch die Hauptuntergründe  $t\bar{t}W$  und  $WWWjj$ . Für die Generierung des Datensatzes für  $t\bar{t}W$  auf Parton-Ebene wurde als nomineller Wert  $\mu = m_{top} + m_W/2$  gewählt. Für diese Studie wurde jeweils ein weitere  $t\bar{t}W$ -Datensatz generiert, wo die nominelle Skala mit dem Faktor 2 multipliziert beziehungsweise dividiert wurde. Entsprechend wurde auch mit dem Hauptuntergrundprozeß  $WWWjj$  verfahren. Die verwendete Skala für die Generierung von  $WWWjj$ -Ereignissen entsprach der Summe der Quadrate der Transversalimpulse aller auslaufenden Teilchen ( $\mu = \sum p_T^2$ ).

Da die Generierung von  $WWWjj$ -Ereignissen zu niedrigeren Massen stets CPU-lastiger wird, wurden diese zwei Szenarien für eine Higgs-Masse von 180 GeV/c<sup>2</sup> anstelle von 160 GeV/c<sup>2</sup> produziert. Der daraus resultierende Fehler auf  $\sigma_{HH}$  sollte unabhängig von der Higgs-Masse sein.

In beiden Fällen sind die Mittelwerte der Fitergebnisse  $f_{t\bar{t}W}$  und  $f_{WWWjj}$  inkonsistent mit ihren nominellen Werten aus Abb. 7.23, während  $f_{t\bar{t}}$  stabil ist.

Das angeführte Beispiel in Abb. 7.32 zeigt die Verteilungen der Fitparameter  $f_j$ , wo für den  $t\bar{t}W$ -Prozeß die nominelle Skala  $\mu$  mit dem Faktor 2 multipliziert wurde. Die daraus resultierende Abweichung des Mittelwertes von  $f_{HH}$  beträgt 3.1%. Ein ähnliches Verhalten wurde in der Verteilung der Fitparameter  $f_{HH}$  auch bei

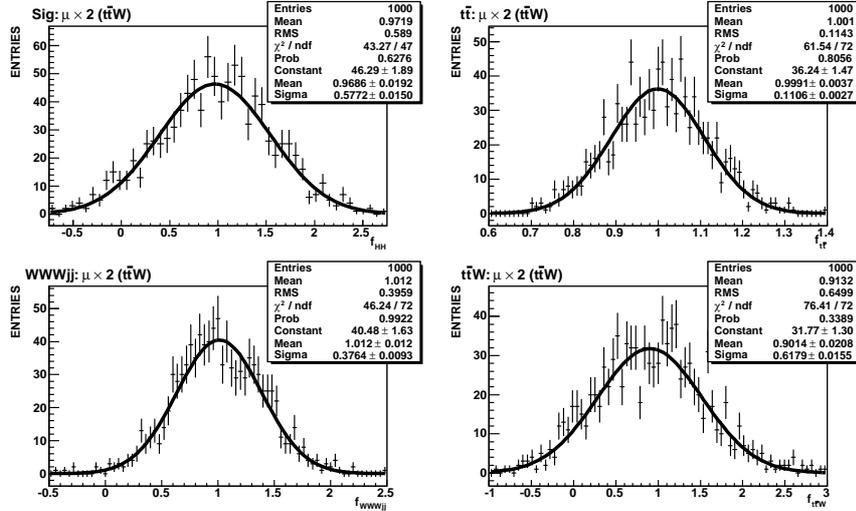


Abbildung 7.32: Verteilungen der Fitergebnisse  $f_j$  bei einer Änderung der Renormalisierungs- und Faktorisierungsskala um einen Faktor 2 für den Untergrundprozeß  $t\bar{t}W$ . Das Ergebnis wurde für  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ ,  $\lambda = 1$  und unter der Annahme einer integrierten Luminosität von insgesamt  $6000 \text{ fb}^{-1}$ .

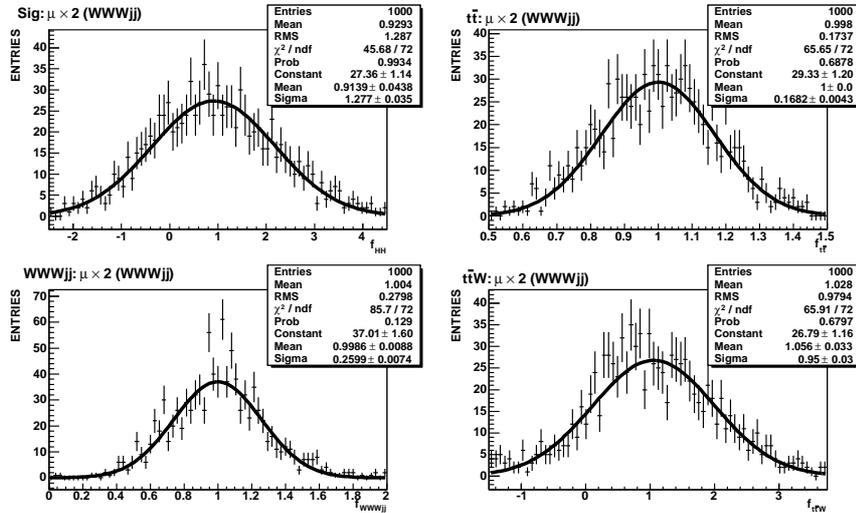


Abbildung 7.33: Verteilungen der Fitergebnisse  $f_j$  bei einer Änderung der Renormalisierungs- und Faktorisierungsskala um einen Faktor 2 für den Untergrundprozeß  $WWWjj$ . Das Ergebnis wurde für  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ ,  $\lambda = 1$  und unter der Annahme einer integrierten Luminosität von insgesamt  $6000 \text{ fb}^{-1}$ .

der Halbierung der nominellen  $t\bar{t}W$ -Skala beobachtet.

Aus der Verdopplung der nominellen Skala des  $WWWjj$ -Untergrundes wurde ein relativer Fehler auf den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{HH}$  von 8.6% abgeleitet (siehe Abb. 7.33), während eine Halbierung der Skala  $\mu$  nur eine vernachlässigbar kleine Abweichung des Mittelwertes von  $f_{HH}$  verursacht. Hier beträgt der relative Fehler  $\Delta\sigma_{HH}/\sigma_{HH}$  für  $\mu = 2 \cdot \mu_0$  in etwa 8.6%, während die Änderung  $\mu = 0.5 \cdot \mu_0$  keine Wirkung auf das bisherige Ergebnis zeigt.

### Invarianter Massenschnitt $m_{jj}$ für $WWWjj$ auf Parton-Ebene

Innerhalb der MC-Generierung auf Parton-Ebene von  $WWWjj$  auf Born-Niveau wurde ein zusätzlicher Schnitt auf die invariante Masse der zwei auslaufenden Quarks getätigt um Divergenzen zu vermeiden. Eine Änderung des Schnittes  $m_{q\bar{q}}$  macht sich nicht nur im Wirkungsquerschnitt für die  $WWWjj$ -Produktion bemerkbar, sie kann auch die Form der relevanten Verteilungen für den  $\chi^2$ -Fit signifikant beeinflussen. Daher ist dieser Schnitt  $m_{q\bar{q}}$  eine nicht zu vernachlässigbare Fehlerquelle für die Bestimmung von  $\sigma_{HH}$ . Der aus einer Änderung des Schnittparameters resultierende systematische Fehler wurde für zwei zusätzliche Werte  $m_{q\bar{q}} = 15 \text{ GeV}/c^2$  und  $m_{q\bar{q}} = 25 \text{ GeV}/c^2$  bestimmt für ein Higgs-Boson der Masse  $m_H = 180 \text{ GeV}/c^2$ .

In Abb. 7.34 sind die Verteilungen der Fitergebnisse  $f_j$  für einen Datensatz mit  $m_H = 180 \text{ GeV}/c^2$  gezeigt, der für die  $WWWjj$ -Produktion auf Parton-Ebene einen invarianten Massenschnitt von  $15 \text{ GeV}/c^2$  anstelle von  $20 \text{ GeV}/c^2$  enthält. Der daraus resultierende relative Fehler für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{HH}$  entspricht 5.6%. Bei einem invarianten Massenschnitt von  $25 \text{ GeV}/c^2$  auf Parton-Ebene ist die relative Abweichung des Mittelwertes  $f_{HH}$  vom nominellen Wert vernachlässigbar klein. Die Fitergebnisse  $f_j$  für diesen invarianten Massenschnitt mit  $m_{q\bar{q}} > 25 \text{ GeV}/c^2$  sind in Abb. 7.35 gezeigt.

### $t\bar{t}j$ -Matrixelement anstelle von $t\bar{t}$

Ein weiterer kritischer Punkt ist die theoretische Beschreibung des vierten Jets in der  $t\bar{t}$ -Produktion durch das MC-Paket PYTHIA. Die Annahme, daß der zusätzliche Jet durch das Parton-Schauermodell in PYTHIA korrekt beschrieben wird, ist nicht gegeben. Korrekterweise müßte das vollständige Matrix-Element für  $t\bar{t}j$  verwendet werden. Da das kinematische Verhalten dieses Jets für die Abschätzung des  $t\bar{t}j$ -Untergrundes für die hier vorgestellte Analyse von Bedeutung ist, wurde ein zusätzlicher MC-Datensatz für den  $t\bar{t}j$ -Prozeß mittels MadEvent in Kombination mit PYTHIA generiert.

Der daraus resultierende relative Fehler auf die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{HH}$  beträgt 5.8%. Der Effekt scheint sich auf die Prozesse  $HH$ ,  $t\bar{t}W$  und  $WWWjj$  gleichmäßig zu verteilen. Aber auch der  $t\bar{t}$ -Prozeß zeigt in diesem Fall eine minimale Abweichung (<2%) zum bisherigen Ergebnis.

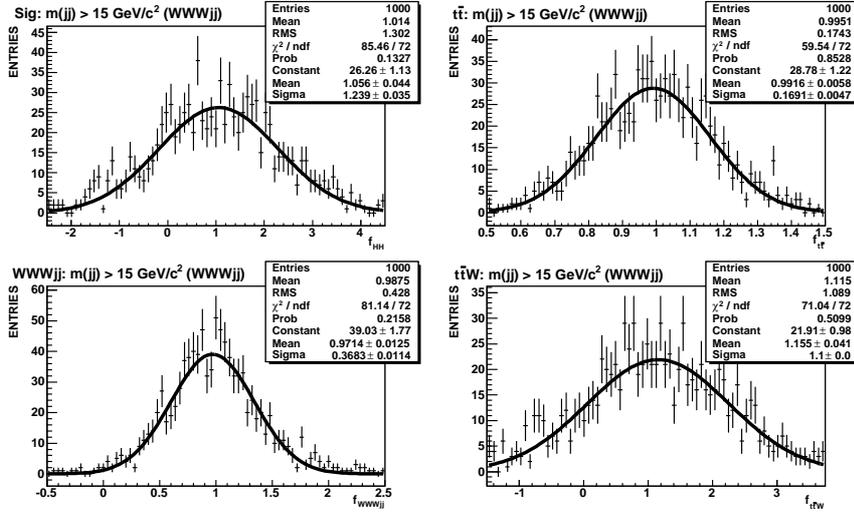


Abbildung 7.34: Verteilungen der Fitergebnisse  $f_j$  für einen Datensatz, wo die  $WWWjj$ -Produktion mit einem veränderten invarianten Massenschnitt  $m_{q\bar{q}} > 15 \text{ GeV}/c^2$  auf Parton-Ebene versehen wurde. Das Ergebnis wurde für  $m_H = 180 \text{ GeV}/c^2$ ,  $\lambda = 1$  und einer integrierten Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$  erstellt.

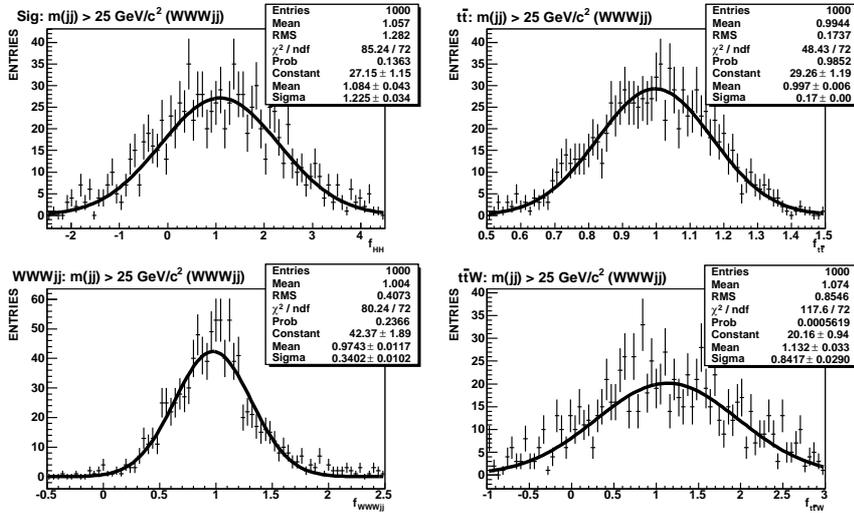


Abbildung 7.35: Verteilungen der Fitergebnisse  $f_j$  für einen Datensatz, wo die  $WWWjj$ -Produktion mit einem veränderten invarianten Massenschnitt  $m_{q\bar{q}} > 25 \text{ GeV}/c^2$  auf Parton-Ebene versehen wurde. Das Ergebnis wurde für  $m_H = 180 \text{ GeV}/c^2$  erstellt unter der Annahme des SLHC-Szenarios.

betrachtete Faktoren	nomineller Wert	Variation	rel. Fehler $\frac{\Delta\sigma_{HH}}{\sigma_{HH}}$
b-Jet-Rekonstruktionseffizienz $\epsilon_b$	0.6	0.5	< 0.5%
Reduzierung der Jet-Energieskala		5%	$\sim 3.5\%$
Verschlechterung der $\cancel{p}_T$ -Auflösung		10 GeV/c	< 0.5%
$Q^2$ -Skala für $t\bar{t}W$	$\mu = m_t + \frac{m_W}{2}$	$\mu \cdot 2.0$	$\sim 3.2\%$
$Q^2$ -Skala für $t\bar{t}W$		$\mu \cdot 0.5$	$\sim 3.0\%$
$Q^2$ -Skala für $WWWjj$	$\mu = \sum p_T^2$	$\mu \cdot 2.0$	$\sim 8.6\%$
$Q^2$ -Skala für $WWWjj$		$\mu \cdot 0.5$	< 0.5%
$m_{q\bar{q}}$ -Schnitt für $WWWjj$	20 GeV/c <sup>2</sup>	15 GeV/c <sup>2</sup>	$\sim 5.6\%$
$m_{q\bar{q}}$ -Schnitt für $WWWjj$		25 GeV/c <sup>2</sup>	< 8.4%
$t\bar{t} + j$ -Matrizelement	PYTHIA	MadGraph	$\sim 5.8\%$
Gesamtfehler			$\sim 16\%$

Tabelle 7.12: Übersicht über die betrachteten systematischen Fehlerquellen mit dem dadurch resultierenden relativen Fehler für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{HH}$ .

### 7.7.3 Schlußfolgerung aus der Systematikstudie

Wie schon erwähnt, sind bezüglich des SLHC-Szenarios noch viele Fragen ungeklärt und damit existieren noch eine Vielzahl von weiteren möglichen Fehlerquellen, die hier in der Systematikstudie eventuell nicht erfaßt wurden. Aufgrund dessen ist auch nur eine grobe Abschätzung des systematischen Gesamtfehlers möglich. Eine Zusammenfassung der betrachteten Unsicherheiten und die daraus resultierenden Fehler  $\Delta\sigma_{HH}/\sigma_{HH}$  ist in Tabelle 7.12 gegeben.

Unter der Annahme, daß die systematischen Fehler  $\Delta\sigma_{HH}/\sigma_{HH}$  aus der Tabelle 7.12 unabhängig voneinander sind, wurden diese quadratisch addiert zu einem systematischen Gesamtfehler von etwa 16% für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{HH}$ . Um den Einfluß dieses systematischen Fehlers auf die Ausschlußwahrscheinlichkeit für eine verschwindende Higgs-Selbstkopplungsstärke  $\lambda = 0$  zu bestimmen, wurden die Einträge in den Verteilungen der Fit-Parameter  $f_i^{HH}$  gaussisch verschmiert mit einer Standardabweichung gemäß des systematischen Fehlers. Dieser wurde für alle betrachteten Higgs-Massen und trilinearen Higgs-Selbstkopplungen  $\lambda$  als konstant angenommen. Als eine erste Näherung ist die Annahme über die Unabhängigkeit des Fehlers von  $m_H$  und  $\lambda$  sicherlich gegeben. Die Bestimmung der jeweiligen Konfidenzniveaus für die einzelnen vorgegebenen trilinearen Higgs-Selbstkopplungsstärken  $\lambda$  erfolgte analog zur bereits beschriebenen Vorgehensweise in Abschnitt (7.6).

Das Ergebnis ist für die betrachteten Higgs-Massen von  $m_H = 150$  GeV/c<sup>2</sup> bis

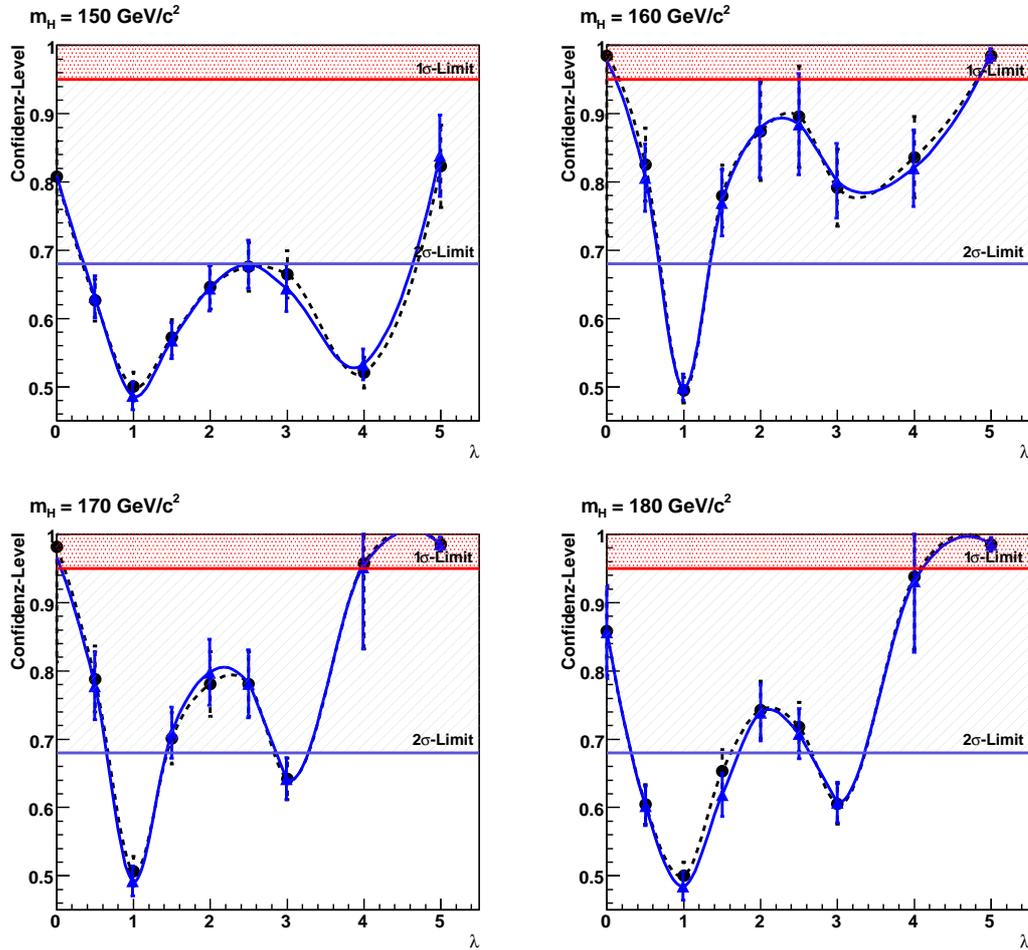


Abbildung 7.36: Konfidenzniveaus für einen Ausschluß von  $\lambda_{HHH}$  für den Higgs-Massenbereich von 150 bis 180  $\text{GeV}/c^2$  unter Berücksichtigung systematischer Unsicherheiten (rote Linie) für eine integrierte Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$ . Der Kurvenverlauf ohne systematische Unsicherheiten wird durch die schwarze gestrichelte Linie dargestellt. Die rot (blau) schraffierte Fläche verweist auf einen Ausschluß mit 95% CL (68% CL).

$m_H = 180 \text{ GeV}/c^2$  in Abb. 7.36 gezeigt. Die Sensitivitätsgrenzen in Abb. 7.36 zeigen deutlich, daß der Effekt aufgrund der zusätzlichen Verschlechterung in der Ereignisrekonstruktion und auch der theoretischen Unsicherheiten hinsichtlich der Wirkungsquerschnitte einzelner Untergrundprozesse in der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methode nur eine untergeordnete Rolle spielt. Die Sensitivität auf eine Bestimmung der trilinearen Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$  am SLHC ist vorwiegend durch die Statistik stark limitiert und nicht durch den systematischen Fehler. Daher ist auch weiterhin ein Ausschluß von  $\lambda = 0$  mit 95% CL für die Higgs-Massen  $160 \text{ GeV}/c^2$  und  $170 \text{ GeV}/c^2$  möglich, insofern eine integrierte Luminosität von insgesamt  $6000 \text{ fb}^{-1}$  am SLHC erreicht wird.

## 7.8 Weitere Szenarien

Viele Faktoren bezüglich des SLHC, die für diese MC-Studie relevant sind, wie z.B. die Luminosität, sind bis dato noch nicht geklärt. Daher wurde ein weiteres Szenario mit einer reduzierten integrierten Luminosität von insgesamt  $4000 \text{ fb}^{-1}$  betrachtet. Desweiteren wurde ein Szenario untersucht, bei dem K-Faktoren für das Signal und für den Untergrund berücksichtigt wurden.

### Szenario mit reduzierter Luminosität

Da die Bestimmung der Sensitivitätsgrenzen auf  $\lambda$  aufgrund der sehr geringen Statistik stark limitiert ist, spielt die integrierte Luminosität eine entscheidende Rolle. Da allerdings neben den entscheidenden Detektor-Performance-Fragen wie z.B. zum  $b$ -Tagging und zur Effizienz der Spurrekonstruktion auch die erreichbare integrierte Luminosität derzeit noch ungewiss ist, wurde zusätzlich ein Szenario mit reduzierter integrierter Luminosität am SLHC betrachtet, in dem beide Experimente ATLAS und CMS nur jeweils eine integrierte Luminosität von  $2000 \text{ fb}^{-1}$  anstelle der vorgesehenen  $3000 \text{ fb}^{-1}$  erzielen.

Dieses Szenario wurde nur für die Higgs-Massen  $m_H = 160$  und  $170 \text{ GeV}/c^2$  untersucht, da bereits bei einer integrierten Luminosität von insgesamt  $6000 \text{ fb}^{-1}$  ein Ausschluß von  $\lambda = 0$  für  $m_H = 150$  bzw.  $180 \text{ GeV}/c^2$  nicht möglich ist (siehe Abb. 7.36). Die Sensitivitätsgrenzen auf  $\lambda$  sind in Abb. 7.37 für  $m_H = 160$  und  $170 \text{ GeV}/c^2$  für eine integrierte Luminosität von  $2000 \text{ fb}^{-1}$  pro Experiment gezeigt. Die in Abschnitt 7.7 abgeschätzten systematischen Effekte wurden in Abb. 7.37 berücksichtigt.

Sollte aufgrund von technischen Gegebenheiten am SLHC die eigentlich geplante Designluminosität von  $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  nur um 25% verfehlt werden, ist ein Ausschluß von  $\lambda = 0$  bei einer Higgs-Masse von  $160 \text{ GeV}/c^2$  mit 95% CL eventuell noch möglich. Allerdings schwindet die Möglichkeit eines Ausschlusses für  $m_H = 170 \text{ GeV}/c^2$ .

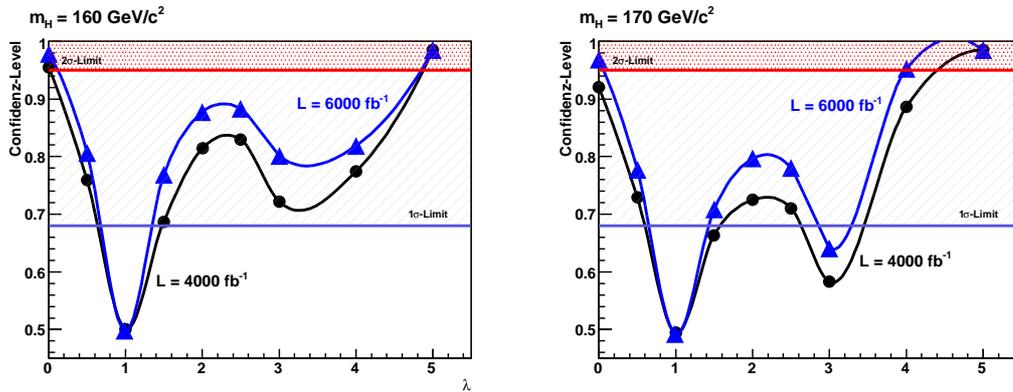


Abbildung 7.37: Konfidenzniveaus für einen Ausschluß von  $\lambda$  für  $m_H = 160, 170$   $\text{GeV}/c^2$  bei einer totalen integrierten Luminosität von  $4000 \text{ fb}^{-1}$  (schwarz) und  $6000 \text{ fb}^{-1}$  (blau).

### Szenario mit K-Faktoren

Analog zur Studie [Baur02], die im nächsten Abschnitt näher vorgestellt wird, wurden Signal und Untergrund mit entsprechenden K-Faktoren skaliert. Der K-Faktor hat somit einen Einfluß auf den statistischen Fehler, der in dieser MC-Studie stark dominiert.

Für das Signal beträgt der K-Faktor 1.65. Für jeden der drei Untergründe ist dieser jedoch nicht bekannt. Daher wurde, analog zur Theorie-Studie [Baur02], für die Untergründe eine pessimistische Abschätzung von 1.3 und ein optimistische von 1.1 als K-Faktor gewählt. Die Sensitivitätsgrenzen auf die trilineare Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$  sind in Abb. 7.38 für die Higgs-Massen 160 und 170  $\text{GeV}/c^2$  für die Szenarien:

- ohne K-Faktoren,
- optimistische Abschätzung mit  $K_{HH} = 1.65$  und  $K_{Bgd} = 1.1$  und
- pessimistische Abschätzung mit  $K_{HH} = 1.65$  und  $K_{Bgd} = 1.3$

gezeigt. Die in Abschnitt 7.7 diskutierten systematischen Effekte wurden bei der Untersuchung dieses Szenarios berücksichtigt. Zudem wurde eine integrierte Luminosität von insgesamt  $6000 \text{ fb}^{-1}$  angenommen.

Sollten also die wahren K-Faktoren mit den hier verwendeten Abschätzungen für Signal und Untergrund in erster Näherung übereinstimmen und die Formen der relevanten Spektren auf NLO denen auf LO entsprechen, erhöht sich die Sensitivität auf  $\lambda$  am SLHC. Dennoch ist eine direkte Messung der trilinearen Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$  mit einer angemessenen Genauigkeit selbst mit der Berücksichtigung der K-Faktoren am SLHC eher aussichtslos.

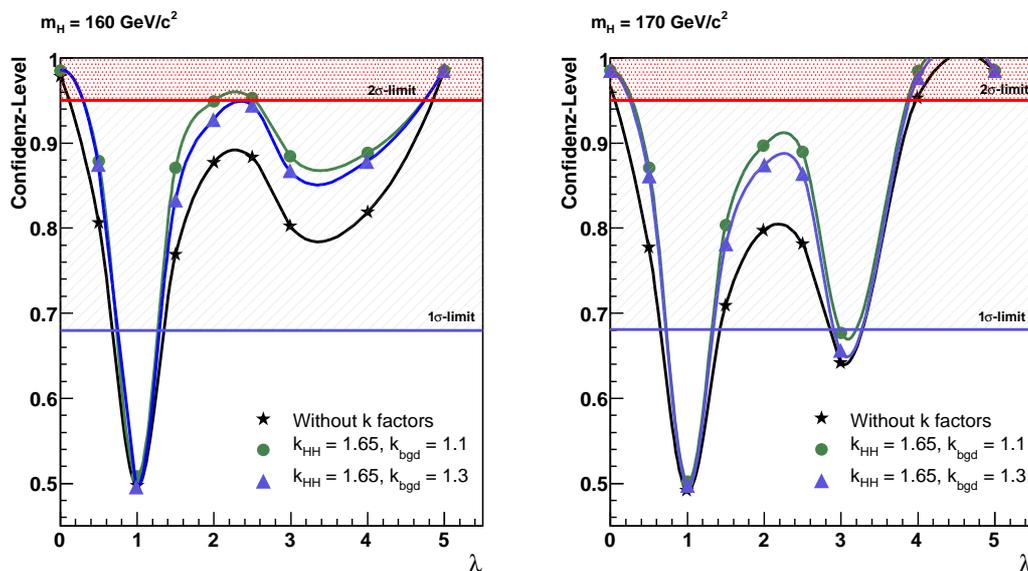


Abbildung 7.38: Sensitivität für den Ausschluß von  $\lambda$  für  $m_H = 160$  und  $170$   $\text{GeV}/c^2$  unter der Annahme von K-Faktoren für Signal ( $K = 1.65$ ) und Untergrund ( $K = 1.1 - 1.3$ ) bei einer integrierten Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$ .

## 7.9 Vergleich mit bereits existierenden MC-Studien

Neben dieser MC-Studie existieren zwei weitere Studien, die das Potential für eine Messung der trilinearen Higgs-Selbstkopplung am LHC bzw. SLHC abgeschätzen:

- eine ATLAS-Studie, basierend auf ATLFast [Blo02]
- eine Theorie-Studie mittels MC-Generatoren auf Parton-Ebene [Baur02, Baur03].

Im folgenden werden die Unterschiede dieser zwei Studien zu der hier vorgestellten MC-Studie dargelegt.

### 7.9.1 Theorie-Studie auf Parton-Ebene

In den Studien [Baur02, Baur03] wurden verschiedene Zerfallstopologien der Higgs-Paarproduktion über die Gluon-Fusion ( $gg \rightarrow HH$ ) über den gesamten Massenbereich  $120 \text{ GeV}/c^2 \leq m_H \leq 200 \text{ GeV}/c^2$  untersucht. Das Ergebnis dieser Studien bestätigt die Aussage, daß der *LikeSignDiLepton*-Kanal der meistversprechendste von allen ist. In [Baur02] wurde dieser Kanal detailliert untersucht. Da diese Studie auf Parton-Ebene durchgeführt wurde, berücksichtigt das Ergebnis keine Detektoreffekte und keinen kombinatorischen Untergrund, verursacht

durch zusätzliche Jets aus dem Partonschauer. Zudem wurde für das Signal ein K-Faktor von 1.65 angenommen. Bis dato liegen allerdings für die hier relevanten Untergrundprozesse keine NLO Rechnungen vor, daher wurde der K-Faktor für den gesamten Untergrund pessimistisch mit 1.3 und optimistisch mit 1.1 abgeschätzt.

Die Schlüsselvariable dieser Studie ist die sogenannte sichtbare invariante Masse. Aufgrund der Präsenz der zwei Neutrinos im Endzustand des *LikeSignDiLepton*-Kanals läßt sich die Schwerpunktsenergie der starken Wechselwirkung  $\sqrt{\hat{s}}$  nicht direkt rekonstruieren, stattdessen aber kann die sichtbare invariante Masse  $m_{vis}$  bestimmt werden. Aufgrund der Tatsache, daß die Untergrundprozesse vorwiegend Vielteilchen-Prozesse sind und das Signal ein Zwei-Körper-Zerfall darstellt, sollten sich die Verteilungen von  $m_{vis}$  unterscheiden. Für Vielteilchen-Prozesse tendiert die invariante Massenverteilung  $m_{vis}$  zu höheren Werten im Vergleich zur erwarteten Verteilung des Signals. In Abb. 7.39 (links) ist der Unterschied in den Verteilungen für  $m_{vis}$  deutlich erkennbar (nach Ref. [Baur02]).

Unter der Verwendung des Prinzips der kleinsten Quadrate ( $\chi^2$ ) wurde der relative Fehler für eine Messung der trilinearen Higgs-Selbstkopplung aus der Verteilung  $m_{vis}$  bestimmt für den Higgs-Massenbereich von 150 bis 200 GeV/c<sup>2</sup>. Die prognostizierten Grenzen der Sensitivität auf  $\lambda$  am LHC bzw. SLHC sind im rechten Histogramm in der Abb. 7.39 dargestellt, woraus hervor geht, daß bereits ein Ausschluß von  $\lambda = 0$  mit 95% Konfidenzniveau beim LHC mit einer integrierten Luminosität von 300 fb<sup>-1</sup> möglich wäre. Mit der 10fachen Luminosität wäre laut dieser Studie sogar eine Bestimmung der trilinearen Higgs-Selbstkopplung mit einer Ungenauigkeit von 20% - 30% für  $160 \text{ GeV}/c^2 \leq m_H \leq 180 \text{ GeV}/c^2$  realistisch.

Motiviert durch die doch sehr vielversprechenden Aussichten auf eine Bestimmung der Higgs-Selbstkopplung am SLHC mit Hilfe der rekonstruierten sichtbaren invarianten Masse, wurde auch im Rahmen dieser Arbeit das Potential dieser Variable  $m_{vis}$  untersucht. Im Vergleich zur Studie [Baur02] zeigen die Verteilungen von  $m_{vis}$  fürs Signal und für die drei Hauptuntergründe keine signifikanten Unterschiede in ihrer Form aufgrund der Berücksichtigung des kombinatorischen Untergrundes neben den allgemeinen Detektoreffekten. In Abb. 7.40 sind die Verteilungen der sichtbaren invarianten Masse für Signal und Untergrund gezeigt. Die Größe der sichtbaren invarianten Masse in Abb. 7.40 beruht dabei auf den vier Jets, die aus der Signal-Rekonstruktionsmethode resultieren. Zusätzlich zeigt die Abb. 7.40 die Verteilungen von  $m_{vis}$  für drei verschiedene Higgs-Selbstkopplungsstärken  $\lambda = 0, 1$  und  $2$  fürs Signal und für die Summe der drei Hauptuntergründe. Beide Histogramme in Abb. 7.40 zeigen deutlich, daß die Verteilung  $m_{vis}$  sehr stark vom Untergrund dominiert wird und daher eine schlechtere Separation von Signal und Untergrund im Vergleich zur Theorie-Studie erlaubt. Die Ergebnisse der Theorie-Studie sind zu optimistisch.

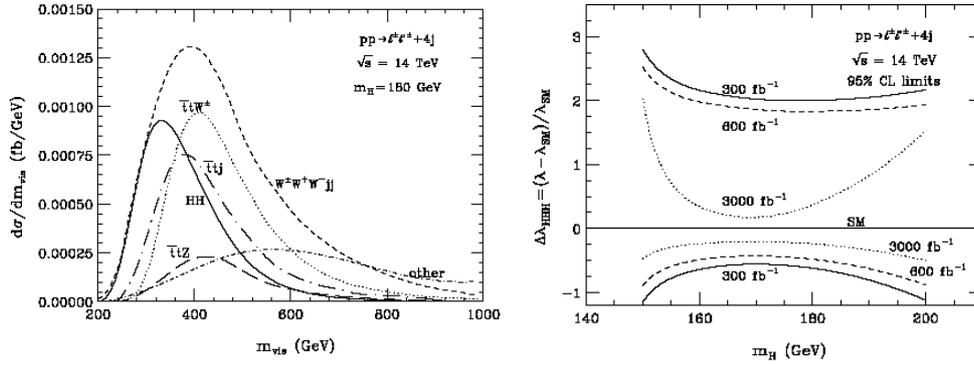


Abbildung 7.39: links) Verteilung der invarianten Masse  $m_{vis}$  aller Teilchen im Endzustand für  $pp \rightarrow \ell^\pm \ell^\pm + 4j$  mit  $m_H = 180 \text{ GeV}/c^2$  [Baur02]; rechts) Grenzen der Sensitivität mit 95% CL für  $\Delta\lambda = (\lambda - \lambda_{SM})/\lambda_{SM}$  mit  $\lambda_{SM}=1$  in  $pp \rightarrow \ell^\pm \ell^\pm + 4j$  [Baur02]; Die Grenzen sind für verschiedene integrierten Luminositäts-Annahmen dargestellt:  $300 \text{ fb}^{-1}$  (durchgezogene Linien),  $600 \text{ fb}^{-1}$  (gestrichelte Linien) und  $3000 \text{ fb}^{-1}$  (gepunktete Linien). Die erlaubte Region liegt jeweils zwischen zwei zugehörigen Linien gleicher Textur. Die Higgs-Selbstkopplung hat für  $\Delta\lambda = -1$  die Stärke Null.

## 7.9.2 Vorläufige ATLAS-Studie

Eine ähnliche Prognose wie die Studie auf Parton-Ebene wurde seitens ATLAS aufgrund der Ergebnisse einer vorherigen ATLFAST-Studie [Blo02] geäußert. Auch diese Studie hatte ihren Schwerpunkt auf dem *LikeSignDiLepton*-Kanal. Diese ATLAS-Studie sagte einen relativen Fehler von ca. 20% auf die trilineare Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$  vorher mit einer Signal-Signifikanz von  $5.4\sigma$  bei einer Higgs-Masse von  $170 \text{ GeV}/c^2$  und einer integrierten Luminosität von insgesamt  $6000 \text{ fb}^{-1}$ .

Mit Hilfe eines Zählexperimentes wurde bereits ein Ausschluß von  $\lambda = 0$  beim LHC mit hoher Luminosität ( $600 \text{ fb}^{-1}$ ) vorhergesagt. Die Ergebnisse beruhen auf einer einfachen eindimensionalen Schnittanalyse, die zudem keine systematischen Effekte berücksichtigt.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten diese Ergebnisse nicht verifiziert werden. Die durchgeführten Vergleiche legen die Vermutung nahe, daß der  $t\bar{t}$ -Untergrund um etwa einen Faktor 100 unterschätzt wurde. Tests ergaben, daß höchstwahrscheinlich der  $t\bar{t}$ -Datensatz mit der Einschränkung  $W \rightarrow \ell^\pm \nu$  (mit  $\ell = e, \mu$ ) für beide  $W$ -Bosonen aus den Top-Quark-Zerfällen generiert wurde. Mit der Forderung nach zwei like-sign Leptonen und einem Veto auf ein drittes Lepton wäre der eigentliche  $t\bar{t}$ -Untergrund somit nicht mehr im Datensatz enthalten. Diese Hypothese wurde mit einer zusätzlichen Generierung von  $t\bar{t}$ -Ereignissen mit denselben

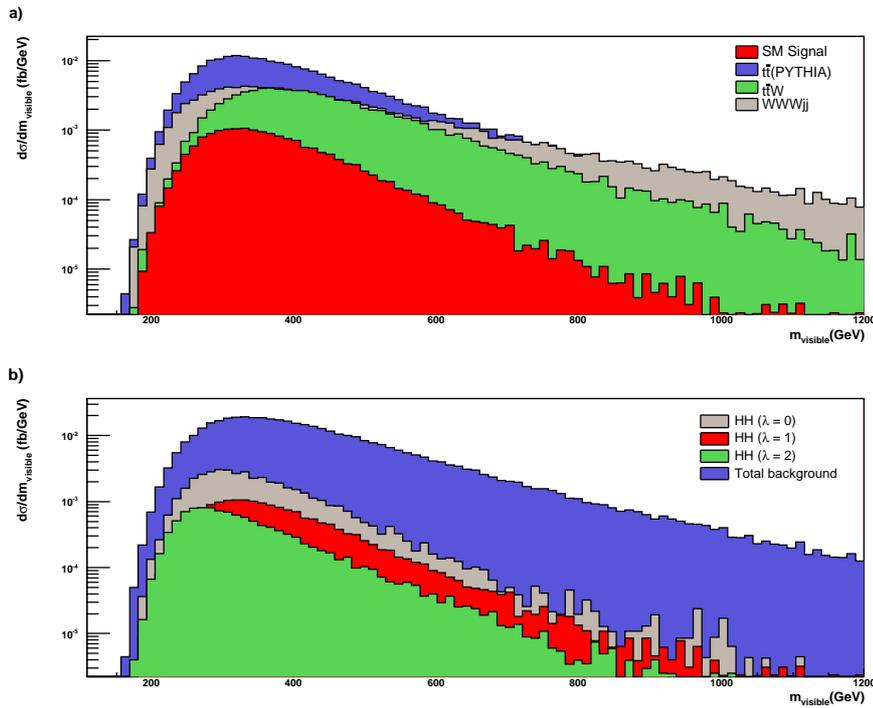


Abbildung 7.40: a) Verteilung der sichtbaren invarianten Masse fürs Signal  $HH$ ,  $t\bar{t}$ ,  $WWWjj$  und  $t\bar{t}W$  nach allen Selektionsschnitten für  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  mit  $\lambda = 1$  für eine integrierte Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$ . Die Größe  $m_{vis}$  wurde mit den vier Jets aus der selektierten Higgs-Paarkombination durch die kombinatorische Likelihood berechnet.  
 b) Verteilung von  $m_{vis}$  für das Signal und für die Summe der Untergründe ( $t\bar{t}, WWWjj, t\bar{t}W$ ) für drei verschiedene Higgs-Selbstkopplungen  $\lambda = 0, 1$  und  $2$ .

Einschränkungen überprüft und bestätigt. In dieser Vergleichsstudie konnten konsistente Ergebnisse erzielt werden.

Auch der  $WWWjj$ -Untergrund wurde zu optimistisch betrachtet. Da für diesen Prozeß kein offizielles MC-Programmpaket existierte, wurde dieser Untergrund nur durch den Beitrag von  $WH$  ( $H \rightarrow WW$ ) abgeschätzt.

## 8 Zusammenfassung

Eine der großen Herausforderungen am LHC Experiment ATLAS in Genf wird sein, die interessantesten Ereignisse aus den erwarteten  $10^9$  Proton-Proton-Wechselwirkungen pro Sekunde zu extrahieren. Zu diesem Zweck wurde ein effizientes, schnelles und flexibles dreistufiges Triggersystem entwickelt.

Der erste Teil dieser Arbeit beschreibt die Implementation von Triggeralgorithmen für einen Prototypen des Jet/Energiesummen-Moduls (JEM), welches die Basiseinheit des Jet/Energiesummen-Prozessors (JEP) der ersten Triggerstufe des ATLAS-Experimentes ist. Die Implementierung wurde in der Hardwarebeschreibungssprache VHDL geschrieben, wobei das Augenmerk auf der Zuverlässigkeit, Wartbarkeit und Wiederverwendbarkeit dieser Kodierung lag. Die erstellte Konfiguration beinhaltet den gesamten Energiesummen-Algorithmus zur Bestimmung der totalen und fehlenden transversalen Energie einschließlich des Algorithmus für das Common-Merger-Modul, welches die Ergebnisse aus den insgesamt 32 JEM-Modulen zu einem finalen Ergebnis zusammenfaßt. Zudem wurden alle relevanten Funktionen zur Kontrolle, Diagnose und Auslese für das JEM in der Implementation realisiert.

Eine zentrale Rolle bei der Erstellung der Konfiguration spielte die Optimierung der Verarbeitungszeit der Triggeralgorithmen. Die erforderliche Verarbeitungszeit wurde anhand von Simulationen auf der Register-Transfer-Ebene (RTL) und diverser Tests mit dem JEM-Modul zu insgesamt 7 LHC-Taktzyklen (175 ns) bestimmt. Für die gesamte Prozessierungskette der Kalorimeterdaten inklusive Kabellaufzeiten innerhalb des JEP werden 17.2 LHC-Taktzyklen (430 ns) benötigt. Die Verarbeitungszeit liegt somit deutlich unter den maximal erlaubten 20 Zyklen.

Ein weiteres Ziel war die Bestätigung der korrekten Arbeitsfunktion des JEM mittels realer Messungen unter der Verwendung simulierter Daten. Alle durchgeführten Tests zur Evaluierung der entwickelten Firmware einschließlich der zugrundeliegenden Hardware des JEM innerhalb der Stand-alone-Testumgebung des JEM fielen erfolgreich aus. Die prozessierten Ergebnisse stimmten zu 100% mit den Ergebnissen aus einer C-basierten JEM-Simulation überein.

Um die Kommunikation zwischen den Modulen untereinander und die Implementierung der Auslese-Funktion des JEM zu testen, wurde die Testumgebung des JEM schrittweise um weitere Module, die dem JEP-System angehören, erweitert. So wurde z.B. ein Readout-Driver (ROD), ein Common-Merger-Modul (CMM) und ein zweites JEM hinzugenommen.

---

Im zweiten Teil der Arbeit wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Studie untersucht, inwieweit eine Bestimmung der trilinearen Higgs-Selbstkopplung am SuperLHC möglich ist. Zu diesem Zweck wurde in Monte-Carlo-Simulationen die Higgs-Paarproduktion über die Gluon-Fusion mit genau zwei Leptonen gleicher Ladung im Endzustand ( $gg \rightarrow HH \rightarrow lvqq\bar{l}vqq$ ) als vielversprechendster Zerfallskanal intensiv studiert.

Für den hier betrachteten Endzustand spielen als Hauptuntergründe die Prozesse  $t\bar{t}$ ,  $t\bar{t}W^\pm$  und  $W^\pm W^+ W^- jj$  eine wichtige Rolle. Während der Untergrund  $t\bar{t}$  mit dem MC-Generator PYTHIA beschrieben wurde, erforderte die korrekte Beschreibung einschließlich der Spinkorrelationen der anderen beiden Prozesse eine Adaption zweier inoffizieller MC-Generatoren von den Autoren Baur, Plehn und Rainwater an den sogenannten *Les Houches Accord* zur Weiterverarbeitung der MC-Informationen auf Parton-Ebene in PYTHIA.

Das anfängliche Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 1 zu 6000 wurde mit Hilfe einer Selektion, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, auf 1 zu 20 reduziert. Dabei wurde eine Methode zur Rekonstruktion der Higgs-Vierimpulse, die auf moderaten theoretischen Annahmen basiert, zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes verwendet.

Um die Sensitivität auf die trilineare Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$  aus der Higgs-Paarproduktion am Upgrade vom LHC (SLHC) zu bestimmen, wurde ein Verfahren entwickelt, welches erlaubt, neben der Extrahierung des Fehlers auf den Wirkungsquerschnitt der Higgs-Paarproduktion  $\sigma_{HH}$  den Untergrund unter Verwendung der Daten zu normieren. Dieses Verfahren beruht auf einem  $\chi^2$ -Fit, bei dem die Form bestimmter Verteilungen, die aus der Rekonstruktion der Higgs-Viererimpulse resultieren, verwendet werden.

Unter der Annahme, daß die Daten beider Experimente ATLAS und CMS am SLHC kombiniert werden zu einer integrierten Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$ , wurde der relative Fehler auf den Wirkungsquerschnitt der Higgs-Paarproduktion  $\Delta\sigma_{HH}/\sigma_{HH}$  für verschiedene vorgegebene Higgs-Selbstkopplungsstärken  $\lambda$  unter Verwendung des  $\chi^2$ -Fits bestimmt. Bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  wurde dieser im Standardmodell mit  $\lambda = 1$  zu 57% bestimmt. Für eine Higgs-Masse von  $170 \text{ GeV}/c^2$  beträgt der Fehler 75%. Für die Higgs-Massen 150 und  $180 \text{ GeV}/c^2$  liegt dieser deutlich über 100 %.

Die Signifikanz dafür, daß das Signal im Falle des Standardmodells von einer Untergrund-Fluktuation, die eine solche Signaltopologie ergibt, zu unterscheiden ist, beträgt für  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$  etwa  $1.9\sigma$  für eine integrierte Luminosität von  $6000 \text{ fb}^{-1}$ . Für  $m_H = 170 \text{ GeV}/c^2$  ist die Signifikanz kleiner als  $1.5\sigma$ , während sie für die Massen 150 und  $180 \text{ GeV}/c^2$  unter  $1.0\sigma$  sinkt.

Damit zeigt diese Studie, daß auch am SLHC und trotz der Kombination der Daten beider Experimente mit einer jeweils integrierten Luminosität von  $3000 \text{ fb}^{-1}$  keine Sensitivität auf die trilineare Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$  erzielt werden kann. Die Sensitivität ist stark limitiert durch die sehr geringe Statistik. Ausschließlich ein Ausschluß mit 95% CL für eine verschwindene Higgs-Selbstkopplung  $\lambda = 0$

kann im Higgs-Massenbereich von  $160 \text{ GeV}/c^2 \leq m_H \leq 170 \text{ GeV}/c^2$  mit dem SLHC einschließlich systematischer Unsicherheiten erreicht werden. Die Messung der trilinearen Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$  ist auch am *International Linear Collider (ILC)* äußerst schwierig. Laut Studie [Cas01] ist am ILC mit  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$  und hoher Luminosität von  $2000 \text{ fb}^{-1}$  eine Messung der trilinearen Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$  mit einer Genauigkeit von ca. 20% im Massenbereich 120 bis  $140 \text{ GeV}/c^2$  möglich.



# A Beschreibung elektronischer Systeme mittels VHDL

In der heutigen Zeit spielt die Komplexität sowie die Kompaktheit beim Entwurf neuer elektronischer Systeme eine entscheidende Rolle. Ebenso relevant ist der Aspekt *Time-to-Market*, der dazu führt, daß die Entwicklungszeiten in der Industrie weiterhin sinken, um so die Wettbewerbsfähigkeit zu bewahren. Daher muß die richtige Designmethodik die nötige Transparenz, Flexibilität und Schnelligkeit aufweisen. Zudem ist eine zielgerichtete und schnelle Implementierungsphase sowie ein strukturiertes und wartungsfreundliches Design wünschenswert.

Durch Nutzung von *Top-Down*- bzw. *Bottom-Up*-Entwurfstechniken kann man eine im Vergleich zum herkömmlichen Verfahren des Schaltplanentwurfs höhere Abstraktionsebene erreichen und kommt daher den heutigen Anforderungen an ein Design mehr und mehr entgegen.

Die *Bottom-Up*-Methode basiert auf sogenannten *schematic entry tools*, grafische Werkzeuge zum Entwurf von elektronischen Systemen. Diese Methode eignet sich nur für einfache und überschaubare Module, während sich für hoch komplexe Systeme die *Top-Down* Lösung durchgesetzt hat. Diese beruht auf einer Modellierungssprache, die ein strukturiertes Vorgehen beim Entwurf ermöglicht.

Als Modellierungssprache haben sich weltweit zwei Sprachen, *Verilog* und *VHDL*, etabliert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ausschließlich VHDL als Hardwarebeschreibungssprache verwendet. Dabei steht VHDL für VHSIC (Very High Speed Integrated Circuit) Hardware Description Language und wurde durch den IEEE-1076 Standard 1987 und 1993 als herstellerunabhängige Hochsprache definiert.

## A.1 Grundlagen von VHDL

Die Modellierungssprache VHDL unterstützt den Entstehungsprozeß eines Hardwareentwurfs durch die unterschiedlichen Abstraktionsebenen, wobei das System jederzeit über eine Simulation verifizierbar ist. Dabei wird die *Top-Down*-Methode verwendet. Die Schaltung wird anfänglich auf der Verhaltensebene modelliert und simuliert. Unter der **Verhaltensmodellierung** eines Systems versteht man die funktionale Modellierung seines Ein- und Ausgabeverhaltens. Dabei kann die Verhaltensmodellierung in der Datenflußdarstellung sowie in der algorithmischen Darstellung erfolgen.

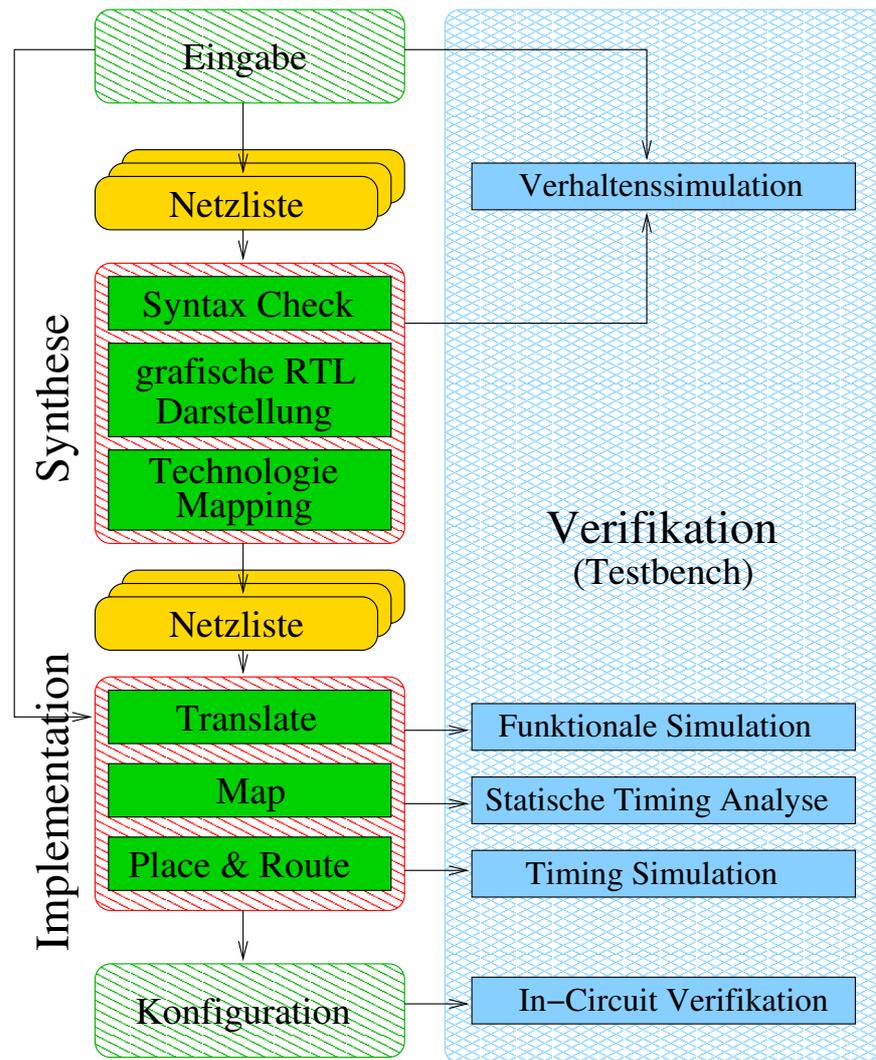


Abbildung A.1: Der FPGA-Entwurfsablauf ab der Register-Transfer-Ebene (RTL)

Dem gegenüber steht die **strukturelle Modellierung** eines Systems, die ebenso von VHDL unterstützt wird. Unter der strukturalen Modellierung wird die Gliederung des Systems in verschiedene Subkomponenten verstanden, die zur Realisierung und zur Festlegung der Funktionalität des Systems genutzt werden. Diese Subkomponenten müssen mit den Ein- und Ausgängen des System verdrahtet werden.

Daher kann der Prozeß des Hardwareentwurfs im weitesten Sinne als kontinuierliche Ersetzung von Verhalten durch Struktur verstanden werden.

## A.2 Design Flow

Der Design Flow bestimmt das Vorgehen, wie eine Transformation von einem VHDL-Entwurf zu einer Konfigurationsdatei für einen FPGA auszusehen hat. In Abb. A.1 sind die einzelnen Prozeßschritte schematisch dargestellt. Generell läßt sich der Entwurfsablauf in zwei wesentlichen Prozeßschritte, die **Synthese** und die **Implementation**, unterteilen.

Die **Synthese** beinhaltet die Überprüfung des VHDL Codes auf Syntax und Semantik sowie die Transformation der Beschreibung auf Register-Transfer-Level (RTL) auf Gatterebene. Das Resultat einer Synthese ist demzufolge eine Netzliste, die bereits von der Zielarchitektur abhängig ist. Dieser Schritt wird daher von einer kommerziellen Software unterstützt, die die erforderlichen Bibliotheken für die gewählte Zielarchitektur beinhaltet.

Innerhalb der **Implementation** wird zunächst aus den generierten Netzlisten eine gemeinsame Netzliste erstellt. Bei diesem Prozeßschritt besteht die Möglichkeit, über Constraints Änderungen an der Flächen- und Timing-Performance vorzunehmen. Als nächstes wird ein logischer *Design Rule Check* durchgeführt und im Anschluß daran erfolgt die Abbildung der Logik auf die Komponenten der Zielarchitektur. Die Konfigurationsdatei als Bitfile resultiert aus dem letzten Prozeßschritt, dem *Place-and-Route*. Dabei werden die Komponenten auf die vordefinierte physikalische Einheit der Zielarchitektur abgebildet. Das nötige Werkzeug zur Implementierung wird von den FPGA-Herstellern zur Verfügung gestellt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit dem Design-Werkzeug von MentorGraphics (ModelSim, Leonardo Spectrum, HDL Designer) und mit dem Entwicklungstool Xilinx ISE 7.x vom FPGA-Hersteller gearbeitet.

Es existiert mittlerweile eine Vielzahl von Lehrbüchern zum Thema VHDL-Design [Rei00, Ash02], die auch tiefergehende Informationen zum genauen Entwurfsablauf enthalten.

## **A.3 Programmierbare Logikbausteine - FPGAs und CPLDs**

Die Architektur des Jet/Energiesummen-Prozessors basiert vorwiegend auf der Technologie von programmierbaren Logikbausteinen, die sich durch nachträgliche Manipulation der internen Struktur dem Anwendungsfeld entsprechend programmieren lassen. Es sind zwei grundsätzlich verschiedene Ausprägungen erhältlich, die einmalig programmierbaren und die reprogrammierbaren Bausteine.

Die einmalig programmierbaren Schaltungen sind zwar in der Regel schneller und auch flächeneffizienter, verfügen aber nicht über die Flexibilität der reprogrammierbaren Logikbausteine. Da die Möglichkeit einer Änderung der Triggeralgorithmen auch noch während des laufenden Betriebs am LHC gewünscht ist, um so gegebenenfalls auf unvorhersehbare Bedingungen reagieren zu können, wurden im Bereich des CP, JEP und des CTP ausschließlich reprogrammierbare Logikbausteine verwendet.

Zwei unterschiedliche Typen von PLDs (Programmable Logic Devices), der FPGA und der CPLD, kommen auf dem JEM zum Einsatz. Wie bereits in der Beschreibung des Design Flows in A.1 ersichtlich wurde, spielt die Zielarchitektur beim Entwurf der Schaltungen und bei deren Implementierung eine entscheidende Rolle. Aus diesem Grunde wird im folgenden die innere Struktur dieser Bausteine kurz erörtert.

### **A.3.1 FPGA**

Der allgemeine Aufbau eines FPGAs setzt sich aus drei Hauptkomponenten zusammen: Ein-/Ausgabe-Block, Logikblock und Routing-Kanäle. Alle drei Einheiten sind programmierbar. Je nach Baustein-Typ verfügt der FPGA über zusätzliche Hardware und weitere Eigenschaften. Die Zielarchitektur spielt beim Entwurf der Schaltungen für eine flächeneffiziente Implementierung der Algorithmen sowie für die Optimierung der Verarbeitungszeit eine entscheidende Rolle. Die auf dem JEM verwendeten FPGAs beruhen auf der auf S-RAM basierenden Virtex-Architektur und gehören der Spartan-II und der Virtex-E Serie an, die vom weltweit führenden FPGA-Hersteller Xilinx Inc. bezogen wurden. Die zwei Serien unterscheiden sich vorwiegend nur in der Größe der bereitgestellten Logik (Anzahl der CLBs) sowie in der Anzahl zusätzlicher Block SelectRAMs und DLLs (Spartan-II: 4 DLLs, Virtex-E: 8 DLLs). Im folgenden werden nur die wesentlichen Aspekte der drei Hauptkomponenten eines FPGAs erläutert. Weitere Details bezüglich der FPGA Eigenschaften, im speziellen der Spartan-II und Virtex-E Serie, sind den Datenblättern [Xil06] zu entnehmen.

### **Complex Logic Block - CLB**

Die komplexe digitale Funktion einer Schaltung wird mittels Kombination vieler Logikblöcke erzielt. Ein solcher Block (CLB) besteht aus 3 Funktionsgeneratoren, mehreren Multiplexern, 2 flankengesteuerten D-FlipFlops und zusätzlicher Hardware zum Aufbau von Addierern. Je nach FPGA-Typ besitzen die CLBs Datenspeicher (RAM). Die Funktionsgeneratoren dienen der Realisierung der eigentlichen internen Logik. Sie können aber auch optional als RAM verwendet werden, da sie auf dem Prinzip eines herkömmlichen programmierbaren Speichers beruhen.

### **In-/Out-Block - IOB**

Die IOBs stellen die Schnittstelle zwischen den Gehäusepins und der internen Logik dar. Eine IOB-Einheit besteht aus 3 IOB-Speicherelementen, die optional als flankengesteuerte FlipFlops oder als pegel-sensitive Latches operieren können. Dabei werden unterschiedliche Pegelstandards unterstützt. Des weiteren kann ein Verzögerungselement an den FlipFlops aktiviert werden. Alle 3 IOB-Speicherelemente verwenden eine einheitliches Clock- und Set/Reset-Signal.

### **Routing**

Die interne Vernetzung besteht aus Metallsegmenten und programmierbaren Schaltmatrizen. Die Anzahl der Routing-Kanäle skaliert mit der Anzahl der CLBs.

## **A.3.2 CPLD**

Die innere Struktur eines CPLDs ist im Vergleich zum FPGA wesentlich einfacher. Er besteht aus einer geraden Anzahl von Logikblöcken, die über eine programmierbare Verbindungsmatrix miteinander verknüpft werden. Die Ein- und Ausgabe digitaler Signale geschieht über I/O-Zellen, die ebenso mittels der Verbindungsmatrix an die entsprechenden Logikblöcke geführt werden wie auch die internen Signale. Der innere Aufbau eines CPLDs stellt nicht die nötige Flexibilität und die nötige Anzahl an Logikressourcen zur Verfügung, so daß sie für hoch komplexe Schaltungen weniger geeignet sind.

Im Gegensatz zum FPGA behält der CPLD seine Konfiguration fortwährend bei, da nach Einschalten der Versorgungsspannung kein globaler Reset erfolgt. Aus diesem Grunde eignet sich der CPLD hervorragend als VME-Schnittstelle und vor allem als Steuerungseinheit für die Konfiguration der restlichen FPGAs auf dem JEM. Ansonsten ist der CPLD hinsichtlich der Performance dem FPGA weit unterlegen (siehe Tabelle A.1).

### A.3.3 Performance-Vergleich - CPLD und FPGA

CPLD	FPGA
Geringe Anzahl an Logikblöcken mit einer Vielzahl von Makrozellen	Hohe Anzahl an Logikressourcen mit kombinatorischer Logik
Kurze Signallaufzeiten	Teilweise lange Signallaufzeiten
Mapping und Routing fest vorgegeben	Mapping und Routing variabel und beeinflussbar
Hohe Taktfrequenz möglich (unabhängig von der Komplexität der Schaltung)	Taktfrequenz abhängig von der Komplexität der Schaltung
Nicht für komplexe Schaltungen geeignet	Hoch komplexe Schaltungen realisierbar

Tabelle A.1: Performance-Vergleich - CPLD und FPGA

# B Jet/Energiesummen-Modul

## B.1 Der JEM-Prototype

Zur Darstellung der Komplexität des JEM ist in Abb. B.1 ein detaillierter Schaltplan des JEM-Prototypen gezeigt. Die Schematic-Darstellung des JEM wurde für die Eingabe in das Leiterplatten-Designtool *CAD* verwendet. Die Schaltpläne sowie weitere Informationen sind unter

<http://www.physik.uni-mainz.de/schaefer/browsable/...> verfügbar.

Die einzelnen Blöcke in der schematischen Darstellung, bestehend aus den Logik- und Übertragungsbausteinen, sind im Lichtbild des JEM in Abb. B.2 leicht zu identifizieren und zu zuordnen.

## B.2 VME<sup>--</sup>

Die Funktionsweise des Kontrollpfades steht in enger Verbindung mit den Zugriffsmethoden auf das Modul bzw. auf die einzelnen FPGAs und den darauf implementierten Registern. Der Zugriff erfolgt über einen modifizierten VME-Bus mit separaten Daten- und Adressleitungen. Bei der modifizierten Version handelt es sich um eine Abwandlung des asynchronen VME-Standardprotokolls mit reduzierten Steuerleitungen und ohne Interrupt- und DMA-Funktionalität. Folgende Signale werden weiterhin unterstützt:

- SYSRESET zeigt einen RESET an und läßt sich von jedem Modul aus initiieren
- A[23 ... 1] Adressleitungen, die vom VME-Master<sup>1</sup> gesetzt werden
- D[15 ... 0] Datenleitungen, die sowohl vom VME-Master als auch vom VME-Slave<sup>2</sup> gesetzt werden können
- DS0 signalisiert die Gültigkeit der Adressen und Daten
- WRITE teilt die Art des Zugriffs mit und wird vom Master gesetzt. '1' entspricht einem Lese- und '0' einem Schreibzugriff

---

<sup>1</sup>Master - initiiert einen VME-Zugriff, in dem er die Signal- und Steuerleitungen setzt.

<sup>2</sup>Kommt noch!!!

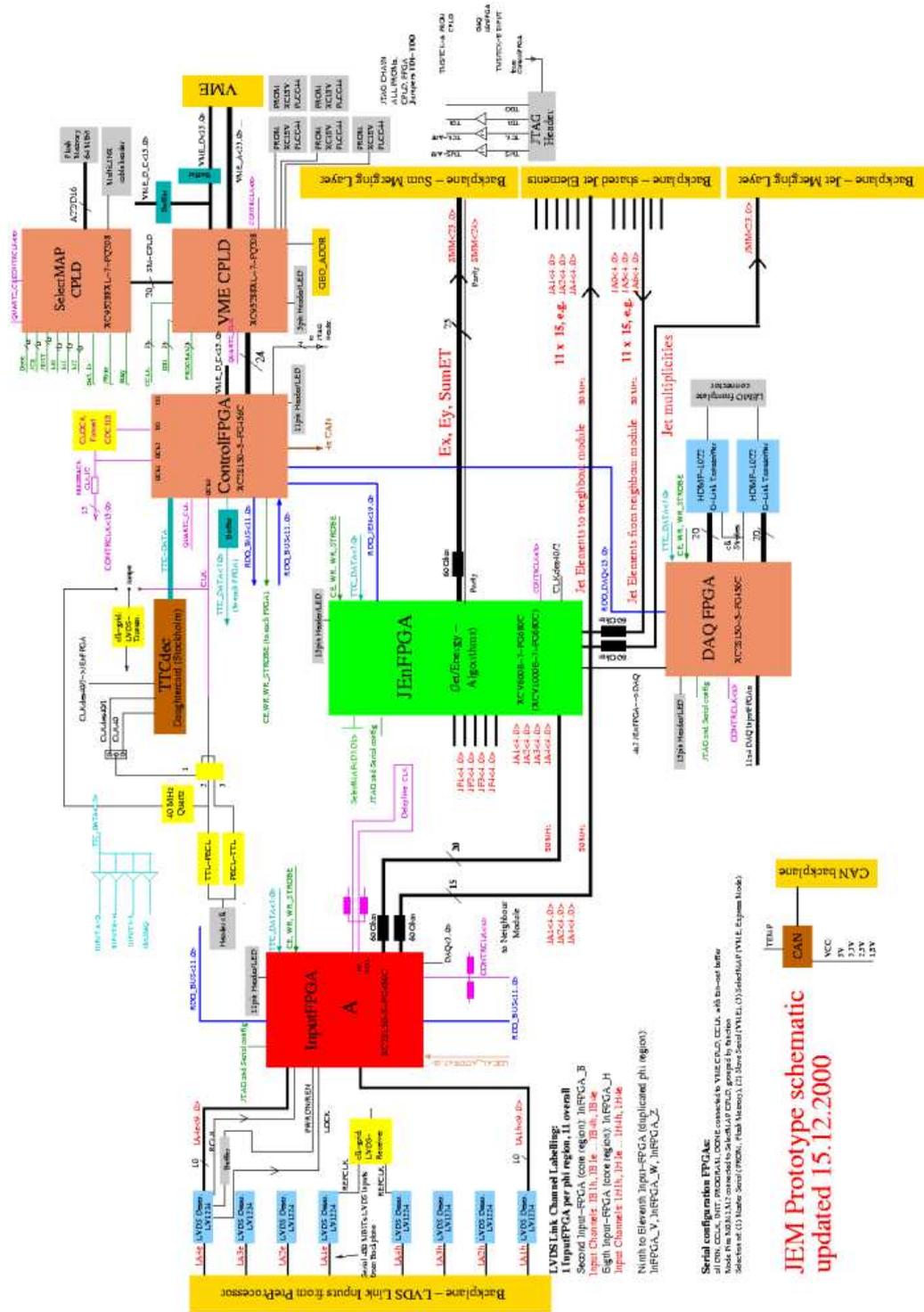


Abbildung B.1: Graphische Darstellung des JEM-Prototypen als Schematic

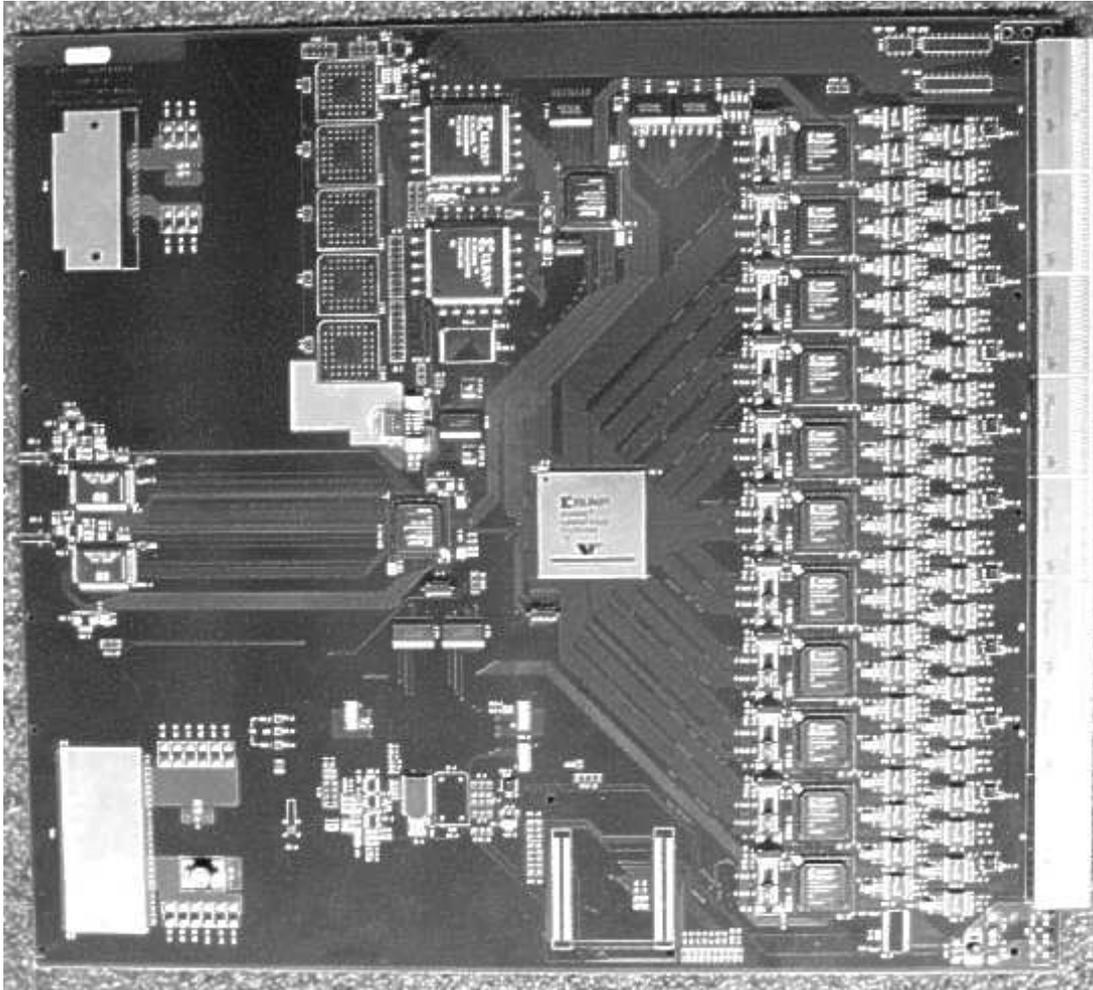


Abbildung B.2: Schwarz-Weiß-Lichtbild des JEM-Prototypen. Der Datenfluß würde in dieser Darstellung von rechts nach links verlaufen. Auf der rechten Seite ist der Eingangsblock, bestehend aus den 88 LVDS-Links und den 11 InputFPGAs, zu sehen. Der MainProcessor ist sehr mittig angeordnet. In der direkten waagerechten Verlängerung folgt der ROC-FPGA sowie die zwei G-Links für die Übertragung des DAQ- und RoI-Datenstroms. Im oberen Bereich ist die Anordnung der CPLDs zusammen mit dem ControlFPGA zu sehen. Unten ist der vorgesehene Steckplatz für den TTCrx-Chip sichtbar.

- DTACK wird vom Slave gesetzt und signalisiert das ordnungsgemäße Ende eines Zugriffs

Um eindeutige VME-Zugriffe auf die Module bzw. auf die implementierten Register auf den FPGAs zu gewährleisten, ist ein eindeutiges Adressierungsschema sowie grundlegende Zugriffsrichtlinien notwendig, die im Abschnitt B.2.1 beschrieben sind.

### **B.2.1 Adressierungsschema und VME-Zugriffsrichtlinien**

Die insgesamt 24 frei verfügbaren Adressleitungen setzen sich aus der Basisadresse (6 bit), der Subadresse (5 bit) und den 16 bit für die Registeradresse zusammen. Die Basisadresse ermöglicht die Adressierung des Moduls eines Crates, wobei die Moduladressen von den geographischen Adresspins der Backplane abgeleitet werden. Pro Crate stehen insgesamt 64 Basisadressen zur Verfügung. Die Subadresse dient zur Adressierung des gewünschten FPGAs bzw. CPLDs auf dem Modul, während die Ansprache des entsprechenden Registers über die Registeradresse erfolgt. Es besteht die Möglichkeit, insgesamt 4096 Register pro Logikbaustein zu implementieren.

Bei einem VME-Zugriff wird zwischen einem Lese- und Schreibzugriff mittels des WRITE-Signals unterschieden, wobei Register, die ausschließlich schreibbar sind, nicht existieren. Folglich sind alle Register von der VME-CPU auslesbar. Eine Ausnahme bilden die sogenannten Pulsregister, deren hineingeschriebenes Datenwort sich in ein Pulssignal von mehreren Taktzyklen umwandelt.

Status-Register sind ausschließlich lesbar, während Control-Register beide Zugriffe unterstützen. Sollte dennoch fälschlicherweise ein Schreibzugriff auf ein Status-Register erfolgen, hat dieser Zugriff keinen Einfluß auf den Inhalt des Registers. Das eigentliche asynchrone VME-Protokoll wird innerhalb eines FPGAs vollständig synchron gehandhabt. Damit wird sichergestellt, daß keine Überschneidungen von einem Lesezugriff, gesteuert von der crate-eigenen VME-CPU, und einem Schreibprozeß auf das selbige Register auftreten können.

Ein Großteil der Busleitungen werden bidirektional genutzt, so daß die Einhaltung der zeitlichen Abfolge eines VME-Zugriffs bedeutend ist, um Businkonsistenzen zu verhindern. Daher wird der VME-Master über das Ende eines jeden Lese- und Schreibzugriffs durch das DTACK-Signal informiert, welches vom VME-CPLD ausgesendet wird. Während einer Aktion kann kein weiterer Zugriff erfolgen.

# C Methoden der statistischen Datenanalyse

In den folgenden Abschnitten werden kurz die statistischen Methoden der Datenanalyse vorgestellt, die für die hier diskutierte Analyse relevant sind. Für eine ausführlichere Beschreibung dieser Methoden sei auf [Bar89, Bra99, Fel04] verwiesen.

## C.1 Die Methode der Fisher-Diskriminante

Die Fisher-Diskriminanten-Methode [Fis36] bestimmt diejenige Linearkombination im  $n$ -dimensionalen Raum, die die beste Hyperebene zur Separation von Signal und Untergrund definiert.

Dazu werden die Ereignisgrößen  $x_\alpha$  ( $x_\beta$ ) zu den Vektoren  $\vec{x}$  für das Signal (Index sig) und für den Untergrund (Index bg) zusammengefaßt. Für die Fisher-Diskriminanten-Methode werden die Mittelwerte  $\vec{M}$  der Ereignisgrößen und die Kovarianzmatrix  $C = (c_{\alpha\beta})$

$$\vec{M} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \vec{x}(i) \quad (\text{C.1})$$

$$c_{\alpha\beta} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_\alpha(i)x_\beta(i) - M_\alpha M_\beta \quad (\text{C.2})$$

benötigt, wobei  $N$  für die Anzahl der Ereignisse steht. Mit dem Abstandsvektor  $\vec{\Delta}$  der Signal- und Untergrundverteilungen und der gemeinsamen Kovarianzmatrix  $C$

$$\vec{\Delta} = \vec{M}_{sig} - \vec{M}_{bg} \quad (\text{C.3})$$

$$C = \frac{C_{sig} + C_{bg}}{2} \quad (\text{C.4})$$

sind die Größen gegeben, die zur Berechnung des Vektors  $\vec{\lambda}$  der Hyperebene erforderlich sind

$$\vec{\lambda} = C^{-1} \vec{\Delta} \quad , \quad (\text{C.5})$$

die zur besten Separation der Verteilungen führt. Die Fisher-Diskriminante  $y$  erhält man durch die Projektion des Vektors  $\vec{x}$  auf den Vektor  $\vec{\lambda}$

$$y = \vec{\lambda}\vec{x} \quad . \quad (C.6)$$

Mit dem Festlegen eines Schnittwertes für die Fisher-Diskriminante  $y$  läßt sich ein Schnitt entlang einer Hyperebene in dem  $n$ -dimensionalen Raum der  $x_\alpha$  durchführen, wenn  $n$  die Anzahl der verwendeten Ereignisgrößen  $x_\alpha$  ist. Der Vorteil des Verfahrens ist, daß man die Separationsfähigkeit vieler Größen in einer einzigen Variablen vereint und die Korrelationen (Kovarianzmatrix) benutzt.

## C.2 Das Likelihood-Verhältnis als Test-Statistik zur Selektion von Ereignissen

Eine weitere geeignete Methode für Hypothesentests ist das sogenannte Likelihood-Verhältnis. Dazu wird eine Auswahl von charakteristischen Ereignisgrößen  $x_i$  getroffen, die zu dem Vektor  $\vec{x}$  zusammengefaßt werden. Die Entscheidung wird aufgrund von Übereinstimmungen von Meßwerten  $\vec{x}$  mit der Signal-Hypothese  $H_0$  und der Untergrund-Hypothese  $H_1$  getroffen. Die zwei Hypothesen sind jeweils über die Wahrscheinlichkeitsdichten  $f_i(x_i, H_{1/2})$  der Zufallsvariablen  $x_i$  eindeutig definiert. Für  $n$  Messungen des Vektors  $\vec{x}$  ist das Likelihood-Verhältnis gegeben durch

$$r = \frac{f(\vec{x}, H_0)}{f(\vec{x}, H_1)} = \frac{\prod_{i=1}^n f_i(x_i, H_0)}{\prod_{i=1}^n f_i(x_i, H_1)} \quad . \quad (C.7)$$

Dieser Wert besagt, um wieviel wahrscheinlicher das Ereignis mit den Meßwerten  $\vec{x}$  aus der Signal-Hypothese  $H_0$  folgt als aus der Untergrund-Hypothese  $H_1$ .

Analog zur Fisher-Diskriminanten kann auch mit dem Likelihood-Verhältnis ein mehrdimensionales Problem auf eine eindimensionale Größe reduziert werden. Ob mit der Likelihood-Methode oder mit der Fisher-Diskriminante bei gleicher Effizienz eine höhere Reinheit der selektierten Ereignismenge erzielt wird, hängt stark von der Form der Verteilungen  $\vec{x}$  der zugrundeliegenden Hypothesen  $H_1$  und  $H_2$  ab.

## C.3 $\chi^2$ -Test

Ein  $\chi^2$ -Test ist eine wichtige Methode, mit der die Übereinstimmung der verschiedenen Monte-Carlo-Vorhersagen mit den Daten quantifiziert werden kann. Die Größe  $\chi^2$  ist definiert durch die Summe der Quadrate der Abweichungen der

$N$  unabhängigen Meßgrößen  $x_i$  ( $i=1,2,\dots,N$ ) von ihren theoretischen Erwartungswerten  $\mu_i$ :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(x_i - \mu_i)^2}{\sigma_i^2} \quad , \quad (\text{C.8})$$

wobei  $\sigma^2$  die Varianz der Normalverteilung von  $(x_i - \mu_i)$  ist. Besteht jedoch eine Korrelation zwischen den Fehlern der gemessenen  $x_i$  Werte, ist  $\chi^2$  über die folgende Relation gegeben

$$\chi^2 = (\vec{x} - \vec{\mu})^t V^{-1} (\vec{x} - \mu) \quad , \quad (\text{C.9})$$

mit der Kovarianzmatrix  $V$  für die Zufallsvariablen  $x_i$ .

Um jedoch eine Aussage treffen zu können, wie wahrscheinlich es ist, daß die Stichprobe mit dem Modell, das als Hypothese dient, verträglich ist, muß die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für  $\chi^2$  ausgewertet werden. Diese ist gegeben durch

$$P(\chi^2, N) = \frac{2^{-N/2}}{\Gamma(N/2)} \chi^{N-2} \exp(-\chi^2/2), \quad (\text{C.10})$$

für  $N$  Freiheitsgrade.

# Literaturverzeichnis

- [Ach05] R. Achenbach et al., *Pre-Production Validation of the ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger System*, ATL-DAQ-CONF-2005-0117(2005)
- [Alt77] G. Alterelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298
- [Alt98] G. Alterelli, R. Kleiss, C. Verzegnassi, *Z Physics at LEP1*, CERN 89-08 (1998) 170
- [Ash02] P.J. Ashenden, *The Designer's Guide to VHDL*, Morgan Kaufmann Publisher (2002)
- [Ass04] K.A. Assamaagan et al., *The Higgs Working Group: Summary Report 2003*, Proceedings 3rd Les Houches Workshop 2003, hep-ph/0406152 (2004)
- [ATL94] ATLAS Collaboration, *ATLAS Technical Proposal*, CERN/LHCC/94-43 (1994)
- [ATLF98] E. Richter-Was, D. Froidevaux, L. Poggioli, *ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS*, ATL-PHYS-98-131 (1998)
- [Bar89] R.J. Barlow, *Statistics*, John Wiley & Sons (1989)
- [Baur03] U. Baur, T. Plehn, D. Rainwater, *Probing the Higgs self-coupling at hadron colliders using rare decays*, CERN-TH/2003-186 (2003)
- [Baur02] U. Baur, T. Plehn, D. Rainwater, *Determining the Higgs Boson Self Coupling at Hadron Colliders*, CERN-TH/2002-327 (2002)
- [Ber02] Ch. Berger, *Elementarteilchenphysik*, Springer (2002)
- [Bil03] S.M. Bilenky et al., Phys. Rept. 379 (2003) 69 - 148
- [Blo02] A. Blondel, A. Clark, F. Mazzucato, *Studies on the measurement of the SM Higgs self-couplings*, ATL-PHYS-2002-029 (2002)
- [Bra99] S. Brandt, *Datenanalyse*, Spektrum Lehrbuch (1999)

- [Boo01] E. Boos et al., *Generic User Process Interface for Event Generators* hep-ph/0109068 (2001)
- [Bue05] V. Büscher, K. Jakobs, *Higgs Boson Searches at Hadron Colliders*, Phys. Lett. A 20 2523-2602, hep-ph/0504099 (2005)
- [Bus03] C.P. Buszello et al., Eur. Phys. J. C32 (2003) 209
- [CTEQ5] H. L. Lai, J. Huston, S. Kuhlmann, J. Morfin, F. Olness, J. F. Owens, J. Pumplin, W. K. Tung, *Global QCD Analysis of Parton Structure of the Nucleon: CTEQ5 Parton Distributions*, Eur.Phys.J. C12 (2000)
- [Cal69] C.G. Callan Jr., D.J. Gross, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156
- [Cas01] C. Castanier, P. Gay, P. Lutz, J. Orloff, *Higgs self coupling measurement in  $e^+e^-$  collisions at center-of-mass energy of 500 GeV*, hep-ph/0101028 (2001)
- [Cav96] D. Cavalli, D. Froidevaux, F. Gianotti, L. Poggoli, S. Resconi, E. Richter-Was, *Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs rates and backgrounds in ATLAS*, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-96-074 (1996)
- [CDF95] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2626 - 2631
- [Che01] Y. Chen, J.C. Collins, N. Tkachuk, *Subtraction method for NLO corrections in Monte-Carlo event generators for Z boson production*, J. High Energy Phys. 06 (2001) 015
- [Choi03] S.Y. Choi et al., Phys. Lett. B553 (2003) 61, hep-ph/0210077
- [Cor01] G. Corcella et al., JHEP 0101 (2001), hep-ph/0011363
- [Csa96] C. Csaki, *The Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM)*, hep-ph/9606414 (1996)
- [Daw03] D. Dawson, C. Buttar, A. Moraes, *Minimum bias and the underlying event: towards the LHC*, Czechoslovak Journal of Physics, Vol. 53 (2003), Suppl. A
- [Daw98] S. Dawson, M. Spira, P. M. Zerwas, *Neutral Higgs-boson pair production at hadron colliders: QCD corrections*, Phys. Rev. D58 115012 (1998)
- [DPG04] Deutsche Physikalische Gesellschaft, *Welt der Physik*, [www.weltderphysik.de](http://www.weltderphysik.de), (2004)

- [Djo97] A. Djouadi, J. Kalinowski, M. Spira, HDECAY, *a Program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric Extension*, hep-ph/9704448 (1997)
- [Djo00] A. Djouadi, M. Spira, Phys. Rev. D62 (2000) 014004
- [Djo05] Abdelhak Djouadi, *The Anatomy of Elektro-Weak Symmetry Breaking*, arXiv:hep-ph/0503172 (2005)
- [Djo99] A. Djouadi, W. Kilian, M. Mühlleitner, P. Zerwas, *Testing Higgs-Selfcouplings at  $e^+e^-$  Linear Colliders*, Eur. Phys. J. C10 (1999) 45
- [D095] D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2632 - 2637
- [Düh03a] M. Dührssen, *Prospects for the measurement of Higgs boson coupling parameters in the mass range from 110 - 190 GeV/c<sup>2</sup>*, ATLAS note, ATL-PHYS-2003-030
- [Düh03b] M. Dührssen, *Untersuchung zur Bestimmung der Higgs-Kopplungsparameter am ATLAS-Detektor*, Diplomarbeit an der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz (2003)
- [EWG04] Electro Weak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG> (2004)
- [Fel04] L. Feld, *Statistik und Datenanalyse*, Skript zur Vorlesung im WS 2003/2004 an der Albert-Ludwigs-Universität in Freiburg (2004)
- [Fig03] T. Figy, C. Oleari, D. Zeppenfeld, *Next-to-Leading Order Jet Distributions for Higgs Boson Production via Weak-Boson Fusion*, Phys. Rev. D68 (2003) 073005
- [Fis36] R.A. Fisher, *The use of multiple measurements in taxonomic problems*, Annals of Eugenics 7 (1936) 179
- [Fri02] S. Frixione, B.R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP06 (2002) 029
- [Gar04] J. Garvey et al., *Beam Test of the ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger System*, IEEE-NSS, Rome (2004)
- [GEANT] *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, Geneva (1993)
- [Gia02] F.Gianotti et al., *Physics potential and experimental challenges of the LHC Luminosity upgrade*, arXiv:hep-ph/0204087 (2002)

- [Gee05] N. Gee, *TCM: Timing and Control Module Specification*, (2005)  
<http://hepwww.rl.ac.uk/ATLAS-L1/Modules/Modules.html>
- [Gee06] N. Gee, I. P. Brawn, *Project Specification: ATLAS Calorimeter First Level Trigger - Common Merger Module*, (2006)  
<http://hepwww.rl.ac.uk/ATLAS-L1/Modules/Modules.html>
- [Gre92] W. Greiner, *Quantenmechanik, Teil 1, Einführung*, Verlag Harri Deutsch (1992) 359ff
- [Gro73] D. J. Gross, F. Wilczek, *Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories*, Phys. Rev. Lett. 30, 1343 (1973)
- [Gun88] J.F. Gunion, H.E. Haber, *Higgs Bosons in supersymmetric Models (III)*, Nuclear Physics B307 (1988) 445-475
- [Häu02] Häusling, K. Jakobs, *Vorlesung im Rahmen des Graduiertenkollegs der Universität Mainz: Jenseits des Standardmodells*, Universität Mainz, (2002)
- [Hal06] J. Haller, *The first-level trigger of ATLAS*, ATL-DAQ-PUB-2006-001 (2006)
- [Hal84] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley (1984)
- [Ham97] Th. Hambye, K. Riesselmann, *Matching conditions and Higgs boson mass upper bounds reexamined*, Phys.Rev. D55, 0556-2821 (1997)
- [Han90] T. Han, S. Willenbrock, Phys. Lett. B273 (1990) 167
- [Han03] P. Hanke, *Preprocessor Module Specification*, (2003)  
<http://hepwww.rl.ac.uk/ATLAS-L1/Modules/Modules.html>
- [HER00] G. Corcella, M.H. Seymour et.al., *HERWIG 6: An event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons*, arXiv:hep-ph/0011363 (2000)
- [Hig64] P. Higgs, Phys. Rev. Lett 13 (1964) 508
- [Hill87] A. Hill, J.J. van der Bij, *Strongly interacting singlet-doublet Higgs model*, Phys.Rev. D36, 3463-3473 (1987)
- [Jun99] T. Junk, *Modified frequentist analysis of search results*, Inst. Meth. Phys. Res. A434 (1999) 435

- [Kac02] M. El Kacimi, R. Lafaye, *Simulation of neutral Higgs pair production processes in PYTHIA using HPAIR matrix elements*, ATL-PHYS-2002-015 (2002)
- [KAM98] Super-Kamiokande Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 1562 - 1567
- [KAM02] Super-Kamiokande Collaboration, *Phys. Lett.* B539 (2002) 197 - 187
- [Ker02] B.P. Kersevan, E. Richter-Was, *The Monte Carlo Event Generator AcerMC 1.0 with Interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.3*, hep-ph/0201302 (2002)
- [Ker03] B.P. Kersevan, M. Malawski, E. Richter-Was, *Prospects for observing decaying Higgs boson in the  $t\bar{t}H$  production at LHC?*, ATL-PHYS-2003-028 (2003)
- [Klei92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Stuttgart, Teubner (1992)
- [Kur00] L. Kurchaninov, *9th International Conference on Calorimetry in High Energy Physics - pp. 219-226*, Annecy, France (2000)
- [JEM00] Carsten Nöding et al., *Jet/Energy Processor Module Project Specification (PDR)*, 8th Dezember 2000, <http://www.physik.uni-mainz.de/schaefer/browsable/jemspecc>
- [LEP01a] The LEP Higgs Working Group, *Searches for the Neutral Higgs Bosons of the MSSM: Preliminary Combined Results Using LEP Data Collected at Energies up to 209 GeV*, <http://lephiggs.web.cern.ch/LEPHIGGS> LHWG-Note 2001-04 (2001)
- [LEP03] The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP*, *Physics Letters B* 565 (2003), 61-75
- [LEP05] LEP Collaboration, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>, (2005)
- [LCG05] LCG - LHC Computing Grid, *LHC Computing Grid - Technical Design Report*, <http://www.cern.ch/lcg> CERN-LHCC-2005-024 (2005)
- [LHC95] D. Boussard et al., *The Large Hadron Collider: conceptual design*, CERN/AC/95-05 (1995)
- [Lud06] I. Ludwig, Private Mitteilung, Feb. 2006 (Dissertation in Vorbereitung)
- [Lue01] F. Luehring: *Athena Pile-up Requirements*, <http://hep.physics.indiana.edu/luehring/pile-up.html> (2001)

- 
- [Mar99] S.P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, arXiv:hep-ph/9709356v3 (1999)
- [Mar88] G. Marchesini and B.R. Webber, *Monte Carlo simulation of general hard processes with coherent QCD radiation*, Nucl. Phys. B310 (1988) 461
- [McN02] P. McNamara, *Higgs Results from LEP2*, [http://www.anta.canterbury.ac.nz/neutrino/overhead/P\\_McNama.pdf](http://www.anta.canterbury.ac.nz/neutrino/overhead/P_McNama.pdf) (2002)
- [Minuit] Minuit - Function Minimization and Error Analysis , CERN Program Library Long Writeup D506, Geneva (1998)
- [Muhl99] M. Muhlleitner et al., *Production of Neutral Higgs-Boson Pairs at LHC*, arXiv:hep-ph/9904287 (1999)
- [Muhl01] M. Muhlleitner et al., *Testing Higgs Self-couplings at  $e^+e^-$  Linear Colliders*, arXiv:hep-ph/9903229 (2001)
- [MuonTDR97] ATLAS Muon Collaboration, *ATLAS Muon Spectrometer, Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-22, (1997)
- [Noe01] Carsten Nöding, *Implementation und Simulation von Triggeralgorithmen in programmierbare Logikbausteine für das ATLAS Experiment*, Diplomarbeit, Universität Mainz (2001)
- [PDF00] H. Plothow-Besch, *PDFLIB - Proton, Pion and Photon Parton Density Functions, Partons Density Functions of the Nucleus, and  $\alpha_S$  Calculations - Users's Manual*, CERN Computer Program Library entry W5051 (2000)
- [PDG04] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. B592 (2004)
- [Pich04] A.Pich, *Aspects of Quantum Chromodynamics*, arXiv:hep-ph/0001118
- [Pich05] A.Pich, *The Standard Model of Elektroweak Interactions*, arXiv:hep-ph/0502010 (2005)
- [Pov95] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, *Teilchen und Kerne, Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, Springer Lehrbuch (1995)
- [Pol74] H. D. Politzer, *Asymptotic Freedom: An Approach to Strong Interactions*, Phys. Lett. 14, 129 (1974)
- [Preshp00] W. D. Cwienk et al., *Preshaper for the Hadron Endcap Calorimeter, Design Review*, ATLAS HEC-Note-094, (2000)

- [QCD00] I.G. Knowles, T. Sjöstrand, *QCD Event Generators*, LEP 2 QCD Generators Report, CERN yellow report
- [ROOT] Rene Brun and Fons Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A389 (1997) 81-86.  
See also <http://root.cern.ch/>
- [Rad88] V. Radeka, *Low Noise techniques in detectors*, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci 38, 217-277 (1988)
- [Rei00] J. Reichardt, B. Schwarz, *VHDL-Synthese*, Oldenbourg (2000)
- [Rub83] C. Rubbia, *Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at  $\sqrt{s} = 540$  GeV*, Physics Letters 122B (1983) 103
- [Rub84] C. Rubbia, *Physics Results of the UA1 Collaboration at the CERN Proton-Antiproton Collider SSI84-027*, SLAC Technical Publications Department (1984)
- [Sap01] M. Sapinski, *Jets, b-jets, tau-jets and ETmiss in ATLAS*, ATLAS Internal Communications ATL-COM-CONF-2001-006, (2001)
- [Sch04] D. Schroff, *Studie zur elektronischen Kalibration der Flüssig-Argon-Kalorimeter und zur Entdeckung unsichtbar zerfallender Higgs-Bosonen im ATLAS-Experiment*, Dissertation, Universität Freiburg (2004)
- [Sjö01] T. Sjöstrand, P. Edén, C. Friberg, L. Lönnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, *PYTHIA 6.154*, Computer Physics Commun. 135, 238 (2001), hep-ph/0010017
- [SNO01] SNO Collaboration, *Astrophys. J*539 (2000) 317 - 324
- [Spi95] M. Spira, HPAIR program,  
<http://m.home.cern.ch/m/mspira/www/hpair/hpair.f>
- [Spi98] M. Spira, P. M. Zerwas, *Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics*, hep-ph/9803257 (1998)
- [Ste94] T. Stelzer and W.F. Long, *Comput. Phys. Commun.* 81, 357 (1994), hep-ph/9401258
- [TDR97] ATLAS Inner Detector Community, *Inner Detector, Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-16, (1997)
- [TDR99] ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance, Technical Design Report Volume I*, CERN/LHCC 99-14, (1999)

- [Tho02] J. Thomas, *Entwicklung des Energiesummen-Prozessors für das ATLAS Level-1 Triggersystem und Studien zur Suche nach MSSM-Higgs-Bosonen in Tau-Zerfällen*, Dissertation an der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz (2002)
- [Tho04] J. Thomas, *Online Simulation package for the Jet/Energy Module - jemSim*, <http://hepwww.ph.qmul.ac.uk/l1calo/sweb/packages/> (2004)
- [Trig06] Level-1 Calorimeter Trigger Collaboration, <http://hepwww.ph.qmul.ac.uk/l1calo/sweb/packages/>
- [Trig98] ATLAS Trigger Performance Group, *ATLAS Trigger Performance, Status Report*, CERN/LHCC 98-15, (1998)
- [Trig03] ATLAS Trigger Group, Data Acquisition and Controls, *ATLAS High-Level Trigger, Data Acquisition and Controls, Technical Design Report*, ATLAS TDR-016, (2003)
- [Trig98] ATLAS Level-1-Trigger Group, *Level-1 Trigger, Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-12, (1998)
- [UA283] The UA2 Collaboration, *Evidence for  $Z0e+e-$  at the CERN  $p$  collider*, Physics Letters B Volume 129, Issues 1-2 (1983), 130-140
- [Wou99] V. Wouter, [http://www.nikhef.nl/pub/experiments/zeus/theses/wouter\\_verkerke/latex2html/node9.html](http://www.nikhef.nl/pub/experiments/zeus/theses/wouter_verkerke/latex2html/node9.html), Zeus Promotion (1999)
- [Web84] B.R. Webber, *A QCD model for jet fragmentation including soft gluon interference*, Nucl. Phys. **B 238** (1984) 492
- [Xil06] Xilinx Inc., [http://www.xilinx.com/products/silicon\\_solutions/fpgas/](http://www.xilinx.com/products/silicon_solutions/fpgas/), Data Sheets and Application Notes

Diese Arbeit entstand von Oktober 2001 bis März 2003 am Institut für Physik der Universität Mainz und von April 2003 bis März 2006 am Physikalischen Institut der Universität Freiburg im Rahmen des ATLAS-Experiments, das vom Bundesministerium für Bildung und Forschung im Rahmen des Programms 'Verbundforschung: Großgeräte der physikalischen Grundlagenforschung' gefördert wird (<http://www.verbundforschung.org>).

# Tabellenverzeichnis

2.1	Die fundamentalen Teilchen des Standardmodells und ihre Quantenzahlen . . . . .	9
3.1	Auszug aus der Parameterliste des LHC . . . . .	32
3.2	Beispiel des ATLAS Level-1 Trigger-Menüs für hohe Luminosität $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ mit den erwarteten Raten der einzelnen Menüpunkte [Trig98] . . . . .	44
3.3	Übersicht über die geplanten Trigger des ATLAS-Experiments . .	45
4.1	Skalenfaktoren und Skalenbits des Quad-Linear-Coding-Systems zur Komprimierung der 12-bit breiten Energiesummen auf 6 Daten-Bits . . . . .	59
5.1	TTC-Broadcast-Kommandos . . . . .	83
7.1	Wirkungsquerschnitte für den $gg \rightarrow HH$ -Prozess in Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse . . . . .	114
7.2	Wirkungsquerschnitte mal Verzweigungsverhältnis $gg \rightarrow HH \rightarrow WWWW$ . . . . .	115
7.3	Mögliche $gg \rightarrow HH \rightarrow WWWW$ Zerfallstopologien mit mindestens zwei Leptonen ( $e, \mu$ ) im Endzustand . . . . .	115
7.4	Generierte Datensätze für Signal und Untergrund . . . . .	123
7.5	Übersicht über die akzeptierten Wirkungsquerschnitte für Signal- und Untergrund ( $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$ ) . . . . .	138
7.6	Übersicht über die akzeptierten Wirkungsquerschnitte für Signal- und Untergrund ( $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ ) . . . . .	139
7.7	Übersicht über die akzeptierten Wirkungsquerschnitte für Signal- und Untergrund ( $m_H = 170 \text{ GeV}/c^2$ ) . . . . .	139
7.8	Übersicht über die akzeptierten Wirkungsquerschnitte für Signal- und Untergrund ( $m_H = 180 \text{ GeV}/c^2$ ) . . . . .	139
7.9	Die erwarteten Ereignisse nach allen Selektionsschnitten für Signal und Untergrund . . . . .	140
7.10	Überblick über die reinen statistischen Fehler der einzelnen Prozesse ( $HH, t\bar{t}j, WWWWjj$ und $t\bar{t}W$ ) für $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ und einer integrierten Luminosität von $6000 \text{ fb}^{-1}$ . . . . .	146

7.11	Tabellarische Auflistung der relativen Fehler $\Delta\sigma_{HH}/\sigma_{HH}$ . . . . .	149
7.12	Übersicht über die betrachteten systematischen Fehlerquellen und ihre Beiträge zum systematischen Fehler $\Delta\sigma_{HH}/\sigma_{HH}$ . . . . .	164
A.1	Performance-Vergleich - CPLD und FPGA . . . . .	vi

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Kopplungen der Quarks und Gluonen in der QCD . . . . .	7
2.2	Vertizes der Eichboson-Selbstkopplungen . . . . .	10
2.3	Higgs-Potential im eichsymmetrischen Fall und mit spontaner Symmetriebrechung . . . . .	12
2.4	Selbstkopplungsvertiz des Higgs-Bosons . . . . .	13
2.5	Die Kopplung des Higgs-Bosons an die Vektorbosonen und Fer- mionen . . . . .	15
2.6	SM Higgs-Verzweigungsverhältnisse als Funktion von $M_H$ . . . . .	17
2.7	SM Higgs-Breite $\Gamma_H$ in Abhängigkeit von $M_H$ . . . . .	17
2.8	Feynmangraphen für die verschiedenen Prozesse der Higgs- Produktion . . . . .	19
2.9	Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Higgs-Produktionsprozesse am LHC . . . . .	20
2.10	Grenzen auf die SM Higgs-Masse in Abhängigkeit von der Ener- gieskala $Q^2$ und die Sensitivität der Higgs-Masse von der $W$ - und Top-Masse . . . . .	21
2.11	Diagramme zu Strahlungskorrekturen der $W$ -Bosonmasse . . . . .	22
2.12	Entdeckungspotential für ein Higgs-Boson beim ATLAS- Experiment am LHC . . . . .	24
2.13	Relativer Fehler auf die relativen Verzweigungsverhältnisse und der relativen Kopplungen des SM Higgs-Bosons . . . . .	25
2.14	Wirkungsquerschnitte der dominanten Higgs-Paarproduktions- mechanismen am LHC in Abhängigkeit von $m_H$ . . . . .	26
2.15	Higgs-Paarproduktion über die Gluon-Fusion am LHC. . . . .	27
2.16	Beiträge zur Higgs-Paarproduktion am LHC über die $WW$ - oder $ZZ$ -Fusion und über die $W$ - und $Z$ -Higgsstrahlung . . . . .	28
3.1	Schematische Übersicht der Anordnung der LHC-Experimente . . . . .	30
3.2	Schematische Übersicht über die einzelnen Komponenten des ATLAS-Detektors . . . . .	34
3.3	Schematische Darstellung des Inneren Detektors . . . . .	36
3.4	Querschnitt durch das Kalorimetersystem . . . . .	37
3.5	Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten für Proton-(Anti-)Proton Kollisionen in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie. . . . .	40

3.6	Datenverarbeitung des dreistufigen ATLAS-Triggersystems . . . . .	41
3.7	Verarbeitungszeit des ATLAS Level-1-Triggers . . . . .	42
3.8	Schematische Darstellung des Level-1 Myon-Triggers . . . . .	43
4.1	Geometrische Zuordnung der ATLAS-Kalorimeter im $(\eta, \phi)$ - Koordinaten-System . . . . .	49
4.2	Schematischer Aufbau des ATLAS Level-1 Kalorimeter-Triggers mit den drei Prozessorsystemen PreProzessor, Cluster-Prozessor und Jet/Energiesummen-Prozessor . . . . .	51
4.3	Elektron/Photon- und Tau/Hadronen-Algorithmus . . . . .	53
4.4	Aufteilung des Kalorimetersystem auf 2 Crate-Systeme mit jeweils 16 Jet/Energiesummen-Modulen des Jet/Energiesummen-Prozessors	55
4.5	Blockdiagramm des Jet/Energiesummen-Moduls . . . . .	56
4.6	Schematische Darstellung des Jet-Algorithmus . . . . .	57
4.7	Schematischer Überblick des Common Merger Moduls . . . . .	61
5.1	Prozessierter Datenbereich in $\phi$ und $\eta$ eines Jet/Energiesummen- Moduls . . . . .	64
5.2	Blockdiagramm des Jet/Energiesummen-Moduls . . . . .	67
5.3	Schematische Darstellung des Echtzeitdatenpfads im InputFPGA.	69
5.4	Schematische Darstellung des Echtzeitdatenpfads im MainProzessor.	71
5.5	Blockdiagramm zur Implementation des Echtzeitdatenpfades im Crate-Common-Merger-Module . . . . .	74
5.6	Blockdiagramm zur Implementation des Echtzeitdatenpfades im System-Common-Merger-Module . . . . .	75
5.7	Darstellung des Auswahlverfahrens der LUT im System-Common- Merger-Module zur Bestimmung von $E_{T,miss}$ . . . . .	77
5.8	Darstellung der internen Logik der FPGAs zur Handhabung des bidirektionalen Bussystems . . . . .	81
5.9	Ausschnitt aus dem JEM-Schematik zur Visualisierung des Ringbus-Systems zusammen mit dem idealen Verhalten der geführten VME-Signale auf dem Bus . . . . .	82
5.10	Blockdiagramm der ROC- und ROS-Implementation . . . . .	86
5.11	Format der Datenslices vom InputFPGA und vom MainProzessor	87
5.12	Standalone Tests des JEM im DSS/Spy-Testmodus . . . . .	90
5.13	Beschreibung der Funktionsweisen von zwei unterschiedlichen Testmöglichkeiten zur Verifikation der Implementierung des RTDP	91
5.14	Skizze einer ersten vollständigen Testumgebung mit einer reduzier- ten Anzahl von verschiedenen Modulen des Level-1 Kalorimeter- Triggers . . . . .	93
5.15	Messung der Verarbeitungszeit des Echtzeitdatenpfades des Energie-Algorithmus auf dem JEM . . . . .	95

5.16	Testaufbau zur Verifikation der unmittelbaren JEM-Umgebung, bestehend aus einem TCM, CMM und ROD . . . . .	96
5.17	Simulationsergebnis des RTDP für den $E_{tot}$ -Zweig im System-CMM	98
5.18	Simulationsergebnis des RTDP für den $E_{T,miss}$ -Zweig im System-CMM . . . . .	98
5.19	Ausschnitt einer Ausgabedatei der CMM-RTDP-Testbench . . . . .	99
6.1	Schematische Darstellung des Hadronisierungsprozesses im hadronischen Zerfallskanals des W-Bosons . . . . .	105
7.1	Feynmandiagramm des <i>LikeSignDiLepton</i> -Kanals . . . . .	117
7.2	$p_T$ -Verteilungen der Leptonen und der vier Jets aus dem Endzustand des <i>LikeSignDiLepton</i> - Kanals . . . . .	118
7.3	Beispiele von Feynmangraphen für $pp \rightarrow W^+W^+W^-jj$ . . . . .	121
7.4	Zwei exemplarische Feynmangraphen für die $t\bar{t}W^+$ -Produktion . . . . .	122
7.5	Illustration des Farbflusses an einem exemplarischen Feynmangraphen $ug \rightarrow W^+W^+W^-dg$ . . . . .	122
7.6	Verteilung der $b$ -Jet-Multiplizität für Signal, $t\bar{t}$ und $t\bar{t}W$ . . . . .	126
7.7	Verteilung der Jet-Multiplizität und der Anzahl der möglichen Higgs-Paarkombinationen . . . . .	127
7.8	Zweidimensionale Verteilung des Impulses beider Higgs-Bosonen vom Signal im jeweiligen rekonstruierten Ruhesystem des hadronisch zerfallenen $W$ -Bosons versus der rekonstruierten invarianten Masse des $W$ -Bosons . . . . .	128
7.9	Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Variablen $m_{jj}$ , $p_T^{min}(W^{reco})$ , $\Delta\Phi(W_{had,1}^{reco}, W_{had,2}^{reco})$ , $\Delta R(j, j)$ je Higgs, $\Delta R(jj, l)$ je Higgs, $\Delta R^{min}(j, \ell)$ , $\Delta R^{max}(j, \ell)$ , $\Delta\cancel{p}_T(reco, obs)$ für das Signal und für den kombinatorischen Untergrund . . . . .	129
7.10	Verteilung der Likelihood-Diskriminante für die richtige Higgs-Paarkombination und für den kombinatorischen Untergrund und die Verteilung der Likelihood-Diskriminante für die selektierte Higgs-Paarkombination für das Signal und für die Summe der Untergründe $t\bar{t}$ , $t\bar{t}W^\pm$ und $WWWjj$ . . . . .	131
7.11	Der relative Anteil an richtigen Higgs-Paaren, die dem Signal entsprechen, als Funktion der Higgs-Masse $m_H$ . . . . .	132
7.12	Verteilungen der Likelihood-Diskriminante $\log r$ , $\Delta\Phi(H_1^{reco}, H_2^{reco})$ , $\Delta\cancel{p}_T(reco, obs)$ und $\angle(\cancel{p}_T^{reco}, \cancel{p}_T^{obs})$ für $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	133
7.13	$m_{H_1}^{reco}$ vs. $m_{H_2}^{reco}$ für den betrachteten Higgs-Boson-Massenbereich von 150 bis 180 $\text{GeV}/c^2$ . . . . .	134
7.14	Verteilungen der invarianten rekonstruierten Higgs-Massen $m_H^{reco}$ für Signal und Untergrund für $150 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 180 \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	135

7.15	Verteilung des transversalen Impulses des weicheren der zwei like-sign Leptonen und die Anzahl von Spuren geladener Teilchen innerhalb eines Kegels mit dem Radius $R = 0.4$ um das entsprechende Lepton für das Signal und für den $t\bar{t}$ -Untergrund . . . . .	136
7.16	Transversalimpuls $p_T$ gegen Anzahl der Spuren innerhalb eines Kegels mit $R=0.4$ um das Soft-Lepton Verteilung der Fisher-Diskriminanten für Signal und $t\bar{t}$ . . . . .	137
7.17	Zweidimensionale Verteilung der rekonstruierten invarianten Higgs-Massen $m_{H_1}$ versus $m_{H_2}$ für Signal und Untergrund für $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ und $\lambda = 1$ und für eine integrierte Luminosität von $6000 \text{ fb}^{-1}$ . . . . .	141
7.18	Zweidimensionale Verteilung des rekonstruierten Abstandes $\Delta R(jj_1, l_1)$ versus $\Delta R(jj_2, l_2)$ für Signal und Untergrund für $m_H = 160 \text{ GeV}$ und $\lambda = 1$ und für eine integrierte Luminosität von $6000 \text{ fb}^{-1}$ . . . . .	142
7.19	Zweidimensionale Verteilung der rekonstruierten invarianten Higgs-Masse $m_{H_1}$ versus $\Delta R(jj_1, l_1)$ für Signal und Untergrund für $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ und $\lambda = 1$ und für eine integrierte Luminosität von $6000 \text{ fb}^{-1}$ . . . . .	142
7.20	Parametrisierung des Fehlers auf die Anzahl der erwarteten Ereignisse pro Bin zusammen mit der Funktion $\sqrt{N}$ . . . . .	144
7.21	Testhistogramm mit einer geringen Anzahl von Ereignissen pro Bin zur Verifikation des $\chi^2$ -Fits zusammen mit der Verteilung $\chi^2$ und der Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\chi^2, ndf)$ für die Parametrisierung des Fehlers auf die Anzahl der erwarteten Ereignisse pro Bin und für die Alternative $\sqrt{N_i}$ . . . . .	145
7.22	Verifikation des $\chi^2$ -Fits anhand der rein statistischen Unsicherheiten der einzelnen Prozesse $HH$ , $t\bar{t}$ , $WWWjj$ und $t\bar{t}W$ für $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ , $\lambda = 1$ und $\mathcal{L} = 6000 \text{ fb}^{-1}$ . . . . .	146
7.23	Verteilung der Fitparameter $f_{HH}$ , $f_{t\bar{t}}$ , $f_{WWWjj}$ und $f_{t\bar{t}W}$ für $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ , $\lambda = 1$ und $\mathcal{L} = 6000 \text{ fb}$ . . . . .	148
7.24	Der relative gaußsche Fehler des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{HH}$ als Funktion von $\lambda_{HHH}$ . . . . .	149
7.25	Verteilungen des Fitparameters $f_{HH}$ für die Hypothese Untergrund und Signal plus Untergrund für $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ , $\lambda = 1$ und für das SLHC-Szenario . . . . .	151
7.26	Verteilungen der Größen $m_{jj}$ , $p_T^{\min}(W^{\text{reco}})$ , $\Delta\Phi(W_{\text{had},1}^{\text{reco}}, W_{\text{had},2}^{\text{reco}})$ , $\Delta R(j, j)$ je Higgs, $\Delta R(jj, l)$ je Higgs, $\Delta R^{\min}(j, \ell)$ , $\Delta R^{\max}(j, \ell)$ , $\Delta\phi_T(\text{reco}, \text{obs})$ für $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ mit einer verschwindenden trilinearen Higgs-Selbstkopplung $\lambda = 0$ . . . . .	152
7.27	Verteilungen der Fitresultate $f_{HH}$ für die SM-Hypothese und für die Null-Hypothese mit vorgegebener Higgs-Selbstkopplung $\lambda$ für $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ und $\mathcal{L} = 6000 \text{ fb}^{-1}$ . . . . .	154

7.28	Konfidenzniveaus für einen Ausschluß von $\lambda$ für den Higgs-Massenbereich von 150 bis 180 GeV/c <sup>2</sup> . . . . .	155
7.29	Fitresultate $f_{HH}$ für einen generierten Datensatz mit der Annahme einer $b$ -Jet-Rekonstruktionseffizienz von 50% für $m_H = 160$ GeV/c <sup>2</sup> , $\lambda = 1$ und $\mathcal{L} = 6000$ fb <sup>-1</sup> . . . . .	158
7.30	Fitresultate $f_{HH}$ für einen generierten Datensatz mit der Annahme einer Verschlechterung der $\cancel{p}_T$ -Auflösung für $m_H = 160$ GeV/c <sup>2</sup> im SM-Szenario mit $\lambda=1$ und für $\mathcal{L} = 6000$ fb <sup>-1</sup> . . . . .	158
7.31	Fit-Ergebnis für einen generierten Datensatz mit einer Reduzierung der Jet-Energieskala um 5% für $m_H = 160$ GeV/c <sup>2</sup> , $\lambda=1$ und $\mathcal{L} = 6000$ fb <sup>-1</sup> . . . . .	159
7.32	Verteilungen der Fitergebnisse $f_j$ bei einer Änderung der Renormalisierungs- und Faktorisierungsskala um einen Faktor 2 für den Untergrundprozeß $t\bar{t}W$ für $m_H = 160$ GeV/c <sup>2</sup> , $\lambda=1$ und $\mathcal{L} = 6000$ fb <sup>-1</sup> . . . . .	161
7.33	Verteilungen der Fitergebnisse $f_j$ bei einer Änderung der Renormalisierungs- und Faktorisierungsskala um einen Faktor 2 für den Untergrundprozeß $WWWjj$ für $m_H = 160$ GeV/c <sup>2</sup> , $\lambda=1$ und $\mathcal{L} = 6000$ fb <sup>-1</sup> . . . . .	161
7.34	Verteilungen der Fitergebnisse $f_j$ mit einem invarianten Massenschnitt $m_{q\bar{q}} > 15$ GeV/c <sup>2</sup> für die $WWWjj$ -MC-Ereignissimulation auf Parton-Ebene für $m_H = 180$ GeV/c <sup>2</sup> , $\lambda=1$ und $\mathcal{L} = 6000$ fb <sup>-1</sup> . . . . .	163
7.35	Verteilungen der Fitergebnisse $f_j$ mit einem invarianten Massenschnitt $m_{q\bar{q}} > 25$ GeV/c <sup>2</sup> für die $WWWjj$ -MC-Ereignissimulation auf Parton-Ebene für $m_H = 180$ GeV/c <sup>2</sup> , $\lambda=1$ und $\mathcal{L} = 6000$ fb <sup>-1</sup> . . . . .	163
7.36	Konfidenzniveaus für einen Ausschluß von $\lambda$ für den Higgs-Massenbereich von 150 bis 180 GeV/c <sup>2</sup> inklusive Systematik . . . . .	165
7.37	Konfidenzniveaus für einen Ausschluß von $\lambda$ für $m_H = 160$ und 170 GeV/c <sup>2</sup> bei einer integrierten Luminosität von 4000 fb <sup>-1</sup> und 6000 fb <sup>-1</sup> . . . . .	167
7.38	Sensitivität für den Ausschluß von $\lambda$ für $m_H = 160$ und 170 GeV/c <sup>2</sup> unter der Annahme von K-Faktoren für Signal ( $K = 1.65$ ) und für den Untergrund ( $K = 1.1 - 1.3$ ) bei einer integrierten Luminosität von 6000 fb <sup>-1</sup> . . . . .	168
7.39	Verteilung der invarianten Masse $m_{vis}$ aller observierten Teilchen im Endzustand und die Grenzen der Sensitivität auf der trilinearen Higgs-Selbstkopplung am LHC bzw. SLHC . . . . .	170
7.40	Verteilung der sichtbaren invarianten Masse fürs Signal $HH$ , $t\bar{t}$ , $WWWjj$ und $t\bar{t}W$ und für verschiedene Higgs-Selbstkopplungen $\lambda$ . Die sichtbare invariante Masse wurde mit den vier Jets aus der selektierten Higgs-Paarkombination durch die kombinatorische Likelihood berechnet. . . . .	171

A.1	Der FPGA-Entwurfsablauf ab der Register-Transfer-Ebene (RTL)	ii
B.1	Graphische Darstellung des JEM-Prototypen als Schematic . . . .	viii
B.2	Schwarz-Weiß-Lichtbild des JEM-Prototypen . . . . .	ix





# Danksagung

*Keine Schuld ist dringender, als die, Dank zu sagen.*

Marcus Tullius Cicero

Daher möchte ich nun die Gelegenheit nutzen, all denen zu danken, die mir während der Dissertation mit Rat und Tat zur Seite standen.

An erster Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei Prof. Dr. K. Jakobs bedanken für die äußerst vielseitige und interessante Aufgabenstellung. Seine Erfahrungen und seine strukturierte Denkweise waren oft sehr hilfreich und haben zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Ebenso einen besonderen Dank auch an Herrn Prof. Dr. K. Kleinknecht für die hervorragenden Arbeitsbedingungen in seiner Mainzer Arbeitsgruppe ETAP.

Bei der Gelegenheit möchte ich mich auch ganz herzlich bei der gesamten Arbeitsgruppe ETAP bedanken, für die sehr schöne und inspirierende Zeit mit all den netten Festchen und Kaffeerunden.

Ein besonderer Dank geht an Uli Schäfer, der mich in die Geheimnisse der Signalverarbeitung und des VHDL-Designs einwies. Seine hervorragende Betreuung und seine fachlichen Anregungen und Ratschlägen waren stets von großem Wert für die Arbeit auf dem Level-1 Triggersystem. Für die nette und sehr konstruktive Zusammenarbeit auf diesem Projekt möchte ich auch Jürgen Thomas meinen Dank aussprechen.

Allen Mitgliedern der ATLAS Level-1 Kalorimeter Kollaboration sei gedankt für die sehr freundliche Atmosphäre und für das Interesse an meiner Arbeit.

In meiner Zeit als *Simulantin* in Freiburg wurde ich von den zwei M&M's (Michael Dührssen und Michael Heldmann) tatkräftig unterstützt. Daher gilt den zweien ein ganz besonderer Dank für die fachliche, technische und auch moralische Unterstützung und nicht zuletzt für die exzellente Administration der Computer-Umgebung in Freiburg.

Uli Baur, David Rainwater und Tilman Plehn möchte ich danken für die nette und auch fruchtbare Zusammenarbeit sowie für ihr stetiges Interesse an das Fortschreiten der MC-Studie.

Ulla Blumenschein, Carsten Nöding, Dietrich Schroff und wiederum meine zwei M&Ms möchte ich dafür danken, daß sie mir den Wechsel von Mainz nach Freiburg leicht gemacht haben. Im weiteren geht ein ganz herzlicher Dank an die gesamte Arbeitsgruppe Jakobs in Freiburg.

Ein spezieller Dank gilt denen, die diese Arbeit, sei es fachlich oder orthographisch, Korrektur gelesen haben. Diesbezüglich möchte ich besonders das Engagement von Prof. Dr. K. Desch, Michael Dührssen, Inga Ludwig, Christian Weiser und Tom Ziegler hervorheben.

Desweiteren möchte ich die Gelegenheit nutzen, mich bei meinen jetzigen Kollegen von der LITEF GmbH herzlichst zu bedanken für den netten Einstieg und für die sehr fröhliche und entspannte Arbeitsatmosphäre.

Meinen Eltern und Geschwistern gebührt ein besonderer Dank für ihre unermüdliche Unterstützung in jedweder Beziehung. Die Worte von Johann Wolfgang Goethe möchte ich gezielt an meine Mutter richten.

*Leider läßt sich eine wahrhafte Dankbarkeit mit Worten nicht ausdrücken.*