



# Studien zur $CP$ -Natur des Higgs-Bosons mithilfe von Optimalen Observablen in der Vektorbosonfusion im Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$ mit dem ATLAS-Detektor

DIPLOMARBEIT

vorgelegt von Michaela Oettle

Juli 2014

Physikalisches Institut  
Fakultät für Mathematik und Physik  
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

Nachdem der Nachweis für die Existenz eines Higgs-Bosons 2012 erbracht wurde, rücken dessen Eigenschaften, unter anderem das Verhalten unter  $CP$ -Transformationen, in den Fokus des Interesses. Es wird in eine Methode Einblick gegeben, mit der anhand von Optimalen Observablen Ausschlussgrenzen auf  $CP$ -ungerade Beiträge zur Higgskopplung an die schwachen Vektorbosonen der Vektorbosonfusion bestimmt werden können. Optimale Observablen sind maximal sensitiv auf die zu untersuchenden  $CP$ -Eigenschaften, da sie aus einer Kombination aus Matrixelementen für SM- und  $CP$ -ungerade Kopplung bestehen, die durch unterschiedliche Vertexstrukturen gekennzeichnet sind. Die Arbeit diskutiert die Bestimmung des anomalen  $CP$ -ungeraden Kopplungsparameters in der Vektorbosonfusion im Zerfallskanal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , basierend auf dem Datensatz des ATLAS-Experimentes aus dem Jahr 2012. Dieser Kanal weist unter allen Zerfallskanälen von ATLAS die höchste Signifikanz auf und ist dadurch hervorragend für diese Art von Studien geeignet.

**Betreuer:**

Prof. Dr. Markus Schumacher

## Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Freiburg, .....

Datum

.....

Unterschrift



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Das Standardmodell . . . . .	5
2.1.1	Teilchenspektrum und fundamentale Kräfte . . . . .	5
2.1.2	Die Eichtheorie der fundamentalen Wechselwirkungen . . . . .	9
2.1.3	Der Higgs-Mechanismus . . . . .	13
2.2	Das Higgs-Boson . . . . .	18
2.2.1	Massengrenzen im Standardmodell . . . . .	18
2.2.2	Entdeckung . . . . .	20
2.2.3	Phänomenologie des Higgs-Bosons am LHC . . . . .	21
2.2.4	Quantenzahlbestimmungen des entdeckten Higgs-Bosons . . . . .	26
2.3	Beschreibung von Drei - Eichboson - Kopplungen . . . . .	27
2.4	Messung anomaler $HVV$ -Kopplungen . . . . .	29
2.4.1	Modellunabhängiger Test der $CP$ -Invarianz . . . . .	29
2.4.2	$CP$ -sensitive Observablen . . . . .	30
	Der vorzeichenbehaftete Winkel $\Delta\Phi_{jj,vz}$ . . . . .	30
	Die Optimale Observable $\mathcal{O}$ . . . . .	31
2.4.3	Methode zur Bestimmung der anomalen Kopplung $\tilde{d}$ . . . . .	33
<b>3</b>	<b>Das ATLAS-Experiment am LHC</b>	<b>37</b>
3.1	Der LHC . . . . .	37
3.2	Der ATLAS-Detektor . . . . .	39
3.3	Objektrekonstruktion . . . . .	47
<b>4</b>	<b>Untersuchte Prozesse und verwendete Datensätze</b>	<b>49</b>
4.1	Signal- und Untergrundprozesse . . . . .	49
4.2	Datennahme 2012 . . . . .	52
4.3	Monte-Carlo-Simulationen . . . . .	53
4.3.1	Verwendete Generatoren . . . . .	53
4.3.2	Umgewichtung auf anomale Kopplungen $\tilde{d}$ . . . . .	55
<b>5</b>	<b>Ereignisselektion</b>	<b>59</b>
5.1	Inklusive Zwei-Photon-Selektion . . . . .	60
5.2	Definition weiterer physikalischer Objekte . . . . .	62
5.3	Kategorisierung . . . . .	64
5.4	VBF-Kategorie . . . . .	67
<b>6</b>	<b>Vertrauensintervall auf <math>\tilde{d}</math> - Generatorniveau</b>	<b>73</b>
6.1	Sensitivität auf $\tilde{d}$ - Optimale Observable . . . . .	74
6.1.1	Eichkurven . . . . .	74
6.1.2	Maximum-Likelihood-Anpassung . . . . .	77

6.1.3	Variation von Ereignisanzahlen . . . . .	78
6.2	Sensitivität auf $\tilde{d} - \Delta\Phi_{jj,vz}$ . . . . .	80
6.3	Test von Modellen mit $\tilde{d} \neq 0$ . . . . .	82
6.4	Formfaktoren . . . . .	85
6.5	Anomale Kopplungen in der Gluonfusion . . . . .	89
<b>7</b>	<b>Vertrauensintervall auf <math>\tilde{d}</math> - Detektorniveau</b>	<b>93</b>
7.1	VBF-Signal . . . . .	93
7.1.1	Simulationsniveaus im Vergleich . . . . .	93
7.1.2	Einschränkung des Wertebereiches von $\mathcal{O}$ . . . . .	99
7.1.3	Vorzeichenbehafteter Azimuthalwinkel $\Delta\Phi_{jj,vz}$ . . . . .	101
7.2	Zwei-Photon-Untergrund . . . . .	102
7.3	Eichkurven für Signal und Untergrund . . . . .	107
7.4	Optimierung der Selektion . . . . .	114
7.4.1	Eichkurven mit optimierter Selektion . . . . .	119
7.5	Abschätzung systematischer Unsicherheiten . . . . .	121
7.5.1	Theoretische Unsicherheiten . . . . .	121
7.5.2	Experimentelle Unsicherheiten für VBF-Signal . . . . .	127
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>133</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>135</b>
A.1	Maximum-Likelihood-Methode . . . . .	135
A.2	Maximum-Likelihood-Schätzer für $\tilde{d} \neq 0$ -Modelle . . . . .	138
A.3	Eichkurven für verschiedene Einschränkungen des $\mathcal{O}$ -Wertebereiches . . . . .	139
A.4	Validierung des $\gamma\gamma$ -Untergrundes . . . . .	140
A.5	Systematische Unsicherheiten für $\Delta\Phi_{jj,vz}$ . . . . .	141
	<b>Literatur</b>	<b>143</b>

# Einleitung

Eine der Eigenschaften, die uns als Menschen ausmacht und definiert ist die Bereitschaft alles zu hinterfragen, um zu verstehen, um zu lernen und dieses Wissen in Zukunft positiv zu nutzen. Zu den grundlegendsten und ältesten Fragen zählen: Aus was sind wir und die Materie, die uns umgibt aufgebaut? Was hält sie zusammen? Welche Kräfte wirken zwischen den einzelnen Bausteinen, so dass das Universum, wie wir es kennen, von kleinsten Abständen bis hin zu kosmischen Dimensionen verstanden und beschrieben werden kann?

Die Teilchenphysik widmet sich der Beantwortung dieser Fragen. Ihr Ziel ist die Beschreibung aller Elementarteilchen und ihre durch Austauschteilchen vermittelten Wechselwirkungen anhand einer einheitlichen und allumfassenden Theorie, dem sogenannten Standardmodell. Falls es möglich ist ein allgemein gültiges falsifizierbares Modell zu finden, in welches einerseits alle bisher beobachtbaren Naturphänomene eingeordnet und erklärt werden können, so lassen sich andererseits auch Vorhersagen machen über die Existenz bislang noch unentdeckter Komponenten. In einem jahrzehntelangen Wechselspiel von theoretischen Vorhersagen und experimentellen Untersuchungen, eingeleitet durch die Entdeckung des Elektrons Ende des 19. Jahrhunderts, wurde das Standardmodell auf diese Weise fast vollständig etabliert.

Ein grundlegendes Phänomen allerdings war lange Zeit nicht erklär- bzw. einordbar. Das Standardmodell erlaubt durch seine lokal eichinvariante Struktur nur masselose Fermionen und Bosonen. Im Gegensatz dazu wurden 1983 die Vermittler der (elektro-) schwachen Wechselwirkung am Proton-Antiproton-Collider am CERN mit Massen von  $93,0 \pm 1,7 \text{ GeV}^1$  ( $Z$ ) und  $82,1 \pm 1,7 \text{ GeV}$  ( $W^\pm$ ) nachgewiesen [1, 2].

Erst der sogenannte Higgs-Mechanismus mit seiner Manifestierung in einem weiteren Elementarteilchen, dem Higgs-Boson, lieferte den finalen Bestandteil, um das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik zu einer ganzheitlichen Theorie zu vervollständigen. Der nach seinen Erfindern mit vollem Namen benannte *Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble-Mechanismus* [3–6] beschreibt, wie die quantenfeldtheoretische Annahme der lokalen Eichinvarianz spontan gebrochen wird, was als Folge

---

<sup>1</sup> Energien sowie Massen werden in der Teilchenphysik in Natürlich Einheiten angegeben. Es gilt  $c \equiv \hbar \equiv 1$ , so dass alle Einheiten in  $eV$  oder  $eV^{-1}$  umgeformt werden können.

Masseneigenzustände der Fermionen und Bosonen im SM zulässt. Die explizite Existenz eines bis dahin unentdeckten weiteren Bosons, dem Higgs-Boson, wurde 1964 von Higgs postuliert und 2012 von den ATLAS- und CMS- Kollaborationen [7, 8] am Large Hadron Collider (LHC) am CERN bewiesen.

Obgleich die beobachteten Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons im Rahmen ihrer Unsicherheiten mit den Vorhersagen des Standardmodells vereinbar sind, rücken nach der Messung der Masse von  $m_H \approx 125 \text{ GeV}$  weitere durch das Modell zugeordnete Eigenschaften, beschrieben durch Quantenzahlen, in den Fokus des Interesses. Diese Untersuchungen können bestätigen, ob es sich um das SM-Higgs-Boson handelt oder es öffnen sich die Tore zu neuer Physik.

Ein Higgs Boson gemäß dem Standardmodell trägt die Quantenzahlen  $J^{CP} = 0^+$ , wobei  $J$  den Eigendrehimpuls (engl. Spin) und  $CP$  das Verhalten unter sogenannten  $CP$ -Transformationen wiedergibt, welche alle Teilchen durch ihre Antimateriepartner ersetzen bei gleichzeitiger Spiegelung aller Raumkoordinaten. Bleiben alle physikalischen Gesetze einer Wechselwirkung unter einer solchen Transformation in ihrer Form bestehen, so spricht man von  $CP$ -Erhaltung und die entsprechenden Teilchen befinden sich in Eigenzuständen des  $CP$ -Operators mit Eigenwerten  $\pm 1$ .

Die  $CP$ -Quantenzahl kann mit der Struktur der Kopplung an andere Elementarteilchen assoziiert werden. Der Zusammenhang ergibt sich aus den zugrundeliegenden quantenfeldtheoretischen Überlegungen: Die Wechselwirkung der durch relativistische Vierervektoren dargestellten Elementarteilchen kann durch einen Vertex mit Tensorstruktur beschrieben werden. In seiner allgemeinsten Form weist solch ein Tensor für eine  $HVV$ -Kopplung des Higgs-Boson an schwache Vektorbosonen  $CP$ -gerade und -ungerade Terme auf. Die Art dieser Zusammensetzung spiegelt sich in messbaren  $CP$ -sensitiven kinetischen Observablen wieder. Umgekehrt lassen sich aus den gemessenen Observablenverteilungen Informationen über die Struktur eines solchen Vertex gewinnen. Hierbei reicht jedoch der Mittelwert der gemessenen Verteilungen allein nicht aus, um zwischen rein  $CP$ -geraden oder -ungeraden Tensorstrukturen zu diskriminieren. Erst eine Summe aus beiden führt zu einer  $CP$ -Verletzung und der Möglichkeit, diese durch die gemessenen Mittelwerte der Observablenverteilungen zu quantifizieren.

In der folgenden Arbeit soll auf diese Weise der Parameterraum einer kleinen anomalen  $CP$ -ungeraden Beimischung zur  $CP$ -geraden SM-Kopplung des Higgs-Bosons an ein Paar schwacher Vektorbosonen ( $ZZ$  oder  $W^+W^-$ ) in der Vektorbosonfusion (VBF) eingeschränkt werden. Dieser Produktionsprozess ist durch seine charakteristische Topologie mit zwei hochenergetischen *Jets* (engl. für gerichtetes Teilchenbündel), die in entgegengesetzte Richtungen im Detektor auslaufen, sehr gut identifizierbar. Die Rekonstruktion des bereits im Detektor zerfallenen Higgs-Bosons erfolgt mittels zweier Photonen. Dieser Kanal weist unter allen Zerfallskanälen bei ATLAS die höchste Signifikanz auf. Es werden hierzu Daten des Detektors aus dem Jahr 2012 mit einer integrierten Luminosität von  $L = 20,7 \text{ fb}^{-1}$  verwendet. Als  $CP$ -sensitive Observablen dienen der *vorzeichenbehaftete Azimuthalwinkel* zwischen den auslaufenden Jets im VBF-Prozess [9], sowie die *Optimale Observable* [10–12], eine Kombination aus Matrixelementen für eine SM- und anomale  $CP$ - ungerade Kopplung.

---

In Kapitel 2 wird eine Einführung in die relevanten theoretischen Grundlagen mit einem kurzen Abriss zur spontanen Symmetriebrechung der lokalen Eichinvarianz gegeben, auf welcher der Higgs-Mechanismus basiert. Ein besonderes Augenmerk liegt im Weiteren auf dem Zusammenhang zwischen den für Ereignisse messbaren  $CP$ -sensitiven Observablen und der Form der zugrundeliegenden Tensorstruktur des  $HVV$ -Vertex. In Kapitel 3 wird der Aufbau des LHC-Beschleunigers und speziell derjenige des ATLAS-Experimentes erläutert, mit welchem die im Folgenden untersuchten Daten gemessen wurden. In Kapitel 4 wird ein Überblick über die relevanten Signal- und Untergrundprozesse, sowie eine Beschreibung des verwendeten Datensatzes und der Monte-Carlo Simulationen gegeben. Das Kapitel schließt mit einer Validierung der Ungewichtungsmethode, welche in dieser Arbeit zur Erzeugung von Ereignissen basierend auf anomalen Kopplungsstrukturen dient. Kapitel 5 konzentriert sich auf die Beschreibung der Selektionskriterien, welche zur Auswahl der Ereignisse und für die Teilchenidentifikation benötigt werden.

Die Methode zur Bestimmung der anomalen,  $CP$ -ungeraden Beimischung zur SM-Kopplung, quantifiziert durch den Parameter  $\tilde{d}$ , wird in Kapitel 6 am Beispiel einer Simulation des harten Streuprozesses  $VBF H \rightarrow \gamma\gamma$  mit dem Generator VBFNLO [13, 14] eingeführt und in Kapitel 7 auf das volle Rekonstruktionsniveau des ATLAS-Detektors unter Einbeziehung der relevanten Untergründe ausgeweitet. Beide Kapitel beinhalten eine Beschreibung der statistischen Unsicherheiten, während in Kapitel 7.5 die systematischen Unsicherheiten abgeschätzt werden. Kapitel 8 fasst die erzielten Ergebnisse zusammen.



# Theoretische Grundlagen

## 2.1 Das Standardmodell

### 2.1.1 Teilchenspektrum und fundamentale Kräfte

Seit den 1960er und -70er Jahren wurde in der Teilchenphysik eine einheitliche Theorie entwickelt, die bestrebt ist, sämtliche Bausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen untereinander auf Grundlage der Quantenfeldtheorie zu beschreiben. Das sogenannte **Standardmodell** (SM) ist das bis heute erfolgreichste Modell dieser Art und hat auf beeindruckende Weise die Entdeckung weiterer Elementarteilchen vorhergesagt, wie z.B. das *Bottom*-Quark [15], das *Top*-Quark [16, 17] und das  $\tau$ -Neutrino [18].

Im SM werden alle **Elementarteilchen** mit *Spin*-1/2 (halbzahlig, Fermionen) in 3 Generationen mit sukzessiv größeren Massen eingeordnet und die **fundamentalen Kräfte**, welche zwischen ihnen wirken, in Form von Austauscheteilchen mit *Spin*-1 (ganzzahlig, Bosonen) betrachtet (siehe Abbildung 2.1). Die elektromagnetische, starke und schwache Wechselwirkung von Elementarteilchen werden durch eine Theorie der lokalen Eichinvarianz unter der  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetriegruppe auf Grundlage der Quantenelektrodynamik (QED), Quantenchromodynamik (QCD) und des Glashow-Salam-Weinberg-Modells (GSW) der elektroschwachen Kraft vereinigt. Für eine detailliertere Beschreibung aus quantenfeldtheoretischer Sicht wird auf Kapitel 2.1.2 verwiesen. Die Gravitation als vierte Fundamentalkraft ist bis jetzt noch nicht in diese Form der Standardmodellbeschreibung integrierbar. Ihre Stärke ist überdies zu gering, um Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen bei derzeit erreichbaren Energien merklich zu beeinflussen.

Die Gruppe der **Fermionen** wird im SM unterteilt in Leptonen und Quarks. Die geladenen **Leptonen** setzen sich zusammen aus dem Elektron  $e^-$  und zwei schwereren Kopien, dem Myon  $\mu^-$  und dem Tauon  $\tau^-$ . Alle drei tragen die Elementarladung

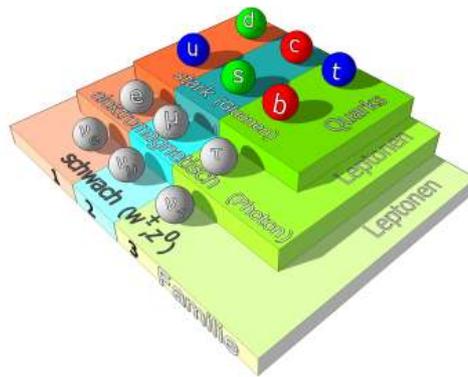


Abbildung 2.1: Die Elementarteilchen und die fundamentalen Kräfte [19]

$1,602 \cdot 10^{-19}$  C des Elektrons. Zusätzlich gibt es drei ungeladene, masselose<sup>1</sup> Leptonen - die Neutrinos. Der von Paul Dirac 1928 aus der Schrödingergleichung abgeleiteten relativistischen Wellengleichung für Spin-1/2-Teilchen folgend, gibt es zu jedem Fermion einen Antimateriepartner mit gleicher Masse und Spin, jedoch entgegengesetzter elektrischer Ladung. Die Antiteilchen werden in der hier verwendeten Notation mit Querbalken gekennzeichnet und der Übersicht halber nicht in der Abbildung aufgeführt.

Die zweite Gruppe innerhalb der Fermionen stellen die **Quarks** dar. Sie tragen eine elektrische Ladung von  $2/3 e$  (*Up*, *Charme* und *Top*) oder  $-1/3 e$  (*Down*, *Strange* und *Bottom*). Auch hier findet sich eine Art Anordnung in 3 sukzessiv schwereren Familien mit entsprechender Paarung (in Abbildung 2.1 von hinten nach vorne) zuzüglich eines Antiquarks für jedes Quark.

Quarks tragen zusätzlich zur elektrischen eine sogenannte Farbladung. Dies ist ein theoretisches Konzept, welches jedem Quark eine der Farben blau, rot oder grün und jedem Antiquark anti-blau, anti-rot oder anti-grün zuordnet. Die starke Kraft koppelt an diese Farbladung und wirkt auf Quarks, nicht aber auf Leptonen.

Durch das Farbkonzept wird ebenfalls beschrieben, wie sich Quarks zu zusammengesetzten Teilchen formen: Quarks kommen in der Natur nicht einzeln vor, sondern in gebundenen Zuständen (Hadronen) aus zwei ( $q\bar{q}$ , Mesonen mit ganzzahligem Spin) oder drei ( $qqq$  oder  $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ , Baryonen mit halbzahligem Spin). Dieses Phänomen bezeichnet man als *Confinement* (engl. für Einsperrung). Quarks als Fermionen folgen bei der Zusammensetzung dieser Hadronen der quantenmechanischen Fermi-Dirac-Statistic. Sie besagt, dass sich in einem Ensemble von Fermionen nie zwei identische Teilchen in exakt dem gleichen Zustand mit den gleichen Quantenzahlen befinden. Durch unterschiedliche Farbquantenzahlen ist dennoch ein gebundener Zustand wie zum Beispiel das  $\Delta^{++}$ -Baryon mit Quarkinhalt  $|uuu\rangle$  möglich. Die Farbverteilung erfolgt dabei derart, dass ein Hadron als Ganzes farbneutral erscheint.

Schließlich tragen alle Fermionen des Standardmodells eine Art Ladung, an welche die schwache Kraft koppelt: Der schwache Isospin kann gemeinsam mit der

<sup>1</sup> Nachweise von Neutrinooszillationen [20–23] beweisen heute, dass Neutrinos Massen besitzen, wenn auch recht geringe. Diese Tatsache ist momentan noch nicht durch das SM erklärbar, zerstört aber auch andererseits nicht seine Gültigkeit.

elektromagnetischen Wechselwirkung durch die Quantenzahlen in Gleichung 2.1 beschrieben werden.

Durch die Treppenstufen in Abbildung 2.1 werden die **fundamentalen Wechselwirkungen** der Elementarteilchen untereinander schematisch dargestellt: Die starke, die elektromagnetische und die schwache Kraft. Hierbei wirkt jede Kraft immer auf alle Bausteine, die sich auf der gleichen oder einer höherliegenden Stufe befinden und koppelt an deren verschiedene Ladungen: Farbladung für die starke, elektrische Ladung für die elektromagnetische und schwache Ladung für die schwache Kraft. Die Wechselwirkungen finden durch den Austausch von Bosonen statt, deren Wechselwirkungszeit für die Größe der jeweiligen Kopplungsstärke charakteristisch ist.

So wird die **starke Kraft** durch 8 **Gluonen** ( $g$ ) mit einer Wechselwirkungszeit von  $\tau \sim 10^{-23}$  s vermittelt, die sich durch unterschiedliche Farbzustände aus je einer Farbe und einer Antifarbe auszeichnen. Die Farbladung des ausgetauschten Gluons zwischen Quarks gewährleistet, dass Farbströme innerhalb einer Wechselwirkung und damit eine Invarianz unter Transformationen aus der  $SU(3)_c$ -Symmetriegruppe erhalten bleibt. Eine Besonderheit der starken Kernkraft besteht darin, dass ihre Kopplungsstärke  $\alpha_s$  mit wachsendem Abstand zunimmt. Daraus resultiert das erwähnte Phänomen, dass Quarks in der Natur nicht einzeln als freie Teilchen, sondern innerhalb von Hadronen zu finden sind. Neben den Valenzquarks, welche den nach außen scheinbaren Quarkinhalt der Mesonen und Baryonen bestimmen, finden sich in Hadronen noch zusätzlich eine Menge virtueller Quark-Antiquark-Paare - sogenannte Seequarks - sowie die zwischen den Quarks fortwährend ausgetauschten Gluonen. Valenzquarks, Seequarks und Gluonen werden unter dem Begriff **Partonen** zusammengefasst und nehmen am "harten" Streuprozess zwischen Hadronen, wie zum Beispiel in  $pp$ -Kollision am LHC, teil.

Die **elektromagnetische Kraft** koppelt an die elektrische Ladung und wirkt damit neben den Quarks auch auf die geladenen Leptonen. Sie wechselwirken miteinander durch den Austausch von **Photonen** ( $\gamma$ ) mit  $\tau \sim 10^{-20}$  s bis  $\tau \sim 10^{-16}$  s. Photonen tragen selbst keine elektrische Ladung und wechselwirken deshalb nicht untereinander. Die Kopplungsstärke dieser Wechselwirkung ist bedeutend geringer diejenige der starken Kraft, besitzt aber aufgrund des elektromagnetischen  $\frac{1}{r}$  Potentials eine unendliche Reichweite. Die elektromagnetische Kopplungskonstante  $\alpha$  wird auch als Feinstrukturkonstante bezeichnet und besitzt bei niedrigen Energien den Wert  $\alpha = 1/137$  in natürlichen Einheiten, während sie für höhere Energien abnimmt. Dieses Verhalten resultiert aus der sogenannten Vakuumpolarisation, welche die wahren elektrischen Ladungen zweier agierender Teilchen für höhere Abstände - und damit kleinere Impulsüberträge - voneinander abschirmt.

Die dritte durch das Standardmodell beschriebene Wechselwirkung ist die **schwache Kraft**. Sie wirkt auf alle Leptonen und Quarks. Aufgrund der Tatsache, dass Neutrinos - auf der untersten Stufe in Abbildung 2.1 - ausschließlich schwach wechselwirken, können sie als eindeutigen Indikator für das Vorliegen einer schwachen Wechselwirkung gewertet werden. Die Austauscheteilchen der schwachen Kraft sind massive Vektorbosonen: Das elektrisch neutrale Z-Boson mit einer Ruhemasse von 91,2 GeV, sowie die geladenden  $W^\pm$ -Bosonen mit 80,4 GeV [20]. Aufgrund der Masse

Fermionen	Generation			$Q/e$	$I_3$	$Y$
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0	$\frac{1}{2}$	-1
	$e_R$	$\mu_R$	$\tau_R$	-1	$-\frac{1}{2}$	-1
				-1	0	-2
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
	$u_R$	$c_R$	$t_R$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{2}{3}$
	$d_R$	$s_R$	$b_R$	$\frac{2}{3}$	0	$\frac{1}{3}$
				$-\frac{1}{3}$	0	$-\frac{2}{3}$

Tabelle 2.1: Die elektroschwachen Quantenzahlen der Fermionen im Standardmodell [24–26]: Die elektrische Ladung  $Q$ , die schwache Hyperladung  $Y$  und die dritte Komponente des schwachen Isospins  $I_3$

ihrer Vermittler und der damit verbundenen endlichen Lebensdauer ist die schwache Wechselwirkung von kurzreichweitiger Natur.

Z- und W-Bosonen koppeln an unterschiedliche Elementarteilchen: Bislang wurden lediglich neutralen Ströme zwischen Leptonen oder Quarks derselben Generation und mit demselben *Flavour* (engl. für Geschmack, Sorte) beobachtet. W-Bosonen dagegen werden von verschiedenen Leptonen innerhalb einer Familie und von Quarks auch zwischen Generationen ausgetauscht. Die Wahrscheinlichkeit, mit welcher Quarks unterschiedlicher Generationen innerhalb der geladenen schwachen Wechselwirkung aneinanderkoppeln, wird durch die **Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix** (CKM-Matrix) beschrieben [27, 28]. Unter dem Begriff der (V-A)-Theorie bekannt, enthält die geladene schwache Kopplung eine Summe aus Termen von vektorartiger und axialvektorartiger Struktur. Vektoren sind hierbei durch eine Änderung ihres Vorzeichens unter Paritätstransformationen definiert, Axialvektoren behalten ihr Vorzeichen hingegen bei. Eine Kombination aus beiden führt deshalb zu einer Paritätsverletzung. Die Größe dieser Verletzung ist maximal für den geladenen schwachen Strom, da Axial- und Vektorterme zu gleichen Teilen eingehen. Im Falle des neutralen schwachen Stroms hängt die Stärke der Verletzung von den Quantenzahlen der am Prozess beteiligten Fermionen ab. Dies sind die elektrische Ladung  $Q$ , die schwache Hyperladung  $Y$  und die dritte Komponente des schwachen Isospins  $I_3$  (siehe Tabelle 2.1) mit folgendem Zusammenhang:

$$Q = \frac{Y}{2} + I_3^3 \tag{2.1}$$

Die tiefergestellten Buchstaben in der Tabelle  $L, R$  beziehen sich auf die Chiralität<sup>2</sup> des betreffenden Teilchens und deuten an, dass die geladenen schwachen Eichbosonen  $W^\pm$  nur an Dupletts linkshändiger Fermionen koppeln, während Z- Bosonen mit links- oder rechtshändigen Fermionen wechselwirken.

<sup>2</sup> Die Wellenfunktion von Fermionen kann in gerade und ungerade Anteile mit Eigenwerten  $\pm 1$  bezüglich Raumspiegelungen zerlegt werden. Für masselose Teilchen lässt sich diese Chiralität mit der Helizität  $h = (\vec{s} \cdot \vec{p}) / (|\vec{s}| \cdot |\vec{p}|)$ , also der Projektion des Spins auf die Bewegungsrichtung, identifizieren. Ist dieser Wert positiv, spricht man von Rechtshändigkeit, ist er negativ von Linkshändigkeit.

## 2.1.2 Die Eichtheorie der fundamentalen Wechselwirkungen

Die im vorigen Kapitel diskutierte phänomenologische Sichtweise zur Beschreibung der fundamentalen Wechselwirkungen im Standardmodell basiert auf einer Theorie der lokalen Eichinvarianz unter Transformationen der mathematischen  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetriegruppe. Die Quantenfeldtheorie, auf welcher die elektromagnetische Wechselwirkung beruht, wird dabei als **Quantenelektrodynamik** (QED) bezeichnet, diejenige der starken als **Quantenchromodynamik** (QCD). Die gemeinsame Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung heißt nach den Namen ihrer Begründer **Glashow-Salam-Weinberg-Theorie** (GSW) [29–31].

Im folgenden Kapitel wird zuerst in die Theorie relativistischer Felder und des Prinzips der lokalen Eichinvarianz eingeführt. Es folgt ein kurzer Abriss zu jeder der Wechselwirkungen und zuletzt des Higgs-Mechanismus, welcher beschreibt, wie die Massen der Bosonen und Fermionen im Standardmodell durch die spontane Brechung der zuvor erwähnten Symmetrie erklärt werden können. Die verwendeten Ansätze und Notationen orientieren sich hierbei vor allem an [24, 26, 32, 33].

### Quantenelektrodynamik

Analog zum Lagrangeformalismus der klassischen Mechanik, in welchem die Lagrangefunktion  $L = L(q, \dot{q}) = T - U$  als von den kanonischen Koordinaten  $q$  und Geschwindigkeiten  $\dot{q}$  abhängige eindimensionale Funktion die gesamte Dynamik eines Systems beschreibt, lässt sich die Dynamik eines relativistischen Systems über die Beziehung  $L = \int \mathcal{L} dt$  kompakt mittels der **Lagrangedichte**

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\Phi, \partial_\mu \Phi) \quad \partial_\mu \Phi_i = \frac{\partial \Phi_i}{\partial x^\mu} \quad (i = 0, 1, 2, 3) \quad (2.2)$$

zusammenfassen. Sie hängt ab von relativistischen Feldern  $\Phi$  und ihren kovarianten Ableitungen  $\partial_\mu \Phi$ . Die vollständige Lagrangedichte der QED, welche alle elektromagnetischen Wechselwirkungen von *Spin*-1/2 Teilchen mit Masse  $m$  beschreibt, ist gegeben durch<sup>3</sup>

$$\mathcal{L}^{\text{QED}} = \bar{\Psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi - (Q\bar{\Psi}\gamma^\mu \Psi) A_\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (2.3)$$

$$= \bar{\Psi} (i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu - m) \Psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (2.4)$$

unter Verwendung der *kovarianten Ableitung*

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + iQA_\mu \quad (2.5)$$

<sup>3</sup> Hier und in den folgenden Ausführungen wird die Einstein'sche Summenkonvention  $a^\mu b_\mu = a_0 b_0 - \sum_{i=1}^3 a_i b_i$  verwendet.

Die Lösungen  $\Psi$  sind vierdimensionale *Dirac-Spinoren*, welche entweder positive (Teilchen, z.B. Elektron) oder negative (Antiteilchen, z.B. Positron) Energielösungen besitzen, und durch zwei verschiedene Spinrichtungen charakterisiert sind.  $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger \gamma^0$  ist der zu  $\Psi$  adjungierte Spinor.  $\gamma^{0,1,2,3}$  sind 4x4-Dirac-Matrizen, welche die Beziehungen einer Clifford-Algebra erfüllen (siehe z.B. [24]).

Das Vektorfeld  $A_\mu$  wird als **Photon** identifiziert mit  $Q$  als elektromagnetischer Kopplungskonstante. Der letzte Term in 2.4 gilt als kinetischer Term für  $A_\mu$  mit der Definition des **Feldstärketensors**

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \text{eq} : \text{kovariantderivative} \quad (2.6)$$

Die Lagrangedichte 2.4 ist forminvariant unter lokalen Eichtransformationen

$$\Psi \rightarrow \Psi' = e^{iQ\alpha(x)}\Psi \quad \bar{\Psi} \rightarrow \bar{\Psi}' = e^{-iQ\alpha(x)}\bar{\Psi} \quad \alpha \in \mathbb{R}, \quad (2.7)$$

falls das Vektorfeld  $A_\mu$  mit der Zuordnungsvorschrift  $A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \alpha$  transformiert und der kinetische Term für  $A_\mu$  invariant bleibt. Der Transformationsoperator  $e^{iQ\alpha(x)}$  ist Element der unitären abelschen Symmetriegruppe und von dem Ort  $x$  abhängig, weshalb man von **lokaler  $U(1)$ -Eichinvarianz**<sup>4</sup> spricht.

Die Tatsache, dass Terme der Form  $m^2 A_\mu A^\mu$  die Invarianz der Lagrangedichte zerstören würden ( $A'_\nu A^{\nu'} \neq A_\nu A^\nu$ ) impliziert die Masselosigkeit des Photons.

### Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik befasst sich mit der Quantenfeldtheorie, auf welcher die starke Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen basiert. Jedes Quark kann dargestellt werden durch einen Zustand im dreidimensionalen Farbraum. Analog zur QED kann gezeigt werden, dass für die lokale Eichinvarianz der Lagrangedichte unter  $SU(3)_c$ -Transformationen (c für *colour*, engl. für Farbe) 8 Vektorfelder notwendig sind, deren Anregungszustände - auch **Quanten** genannt - mit masselosen **Gluonen** identifiziert werden. Die zugrundeliegende Symmetriegruppe weist eine nicht-abelsche Struktur auf, was bedeutet, dass die sogenannten **Gell-Mann-Matrizen** als Generatoren der Gruppe nicht kommutieren. Als Resultat tragen Gluonen im Unterschied zu den Photonen der QED selbst die charakteristische Ladung der Wechselwirkung und können miteinander in 3- und 4-Gluon-Vertizes interagieren. Dies ist der Grund für das bereits angesprochene *Confinement*.

### Yang-Mills-Theorie und Elektroschwache Vereinigung

Die **Yang-Mills-Theorie** strebt eine Beschreibung der lokalen Eichinvarianz an, welche der schwachen Wechselwirkung zugrundeliegt. Für das Beispiel des geladenen

---

<sup>4</sup> Im Standardmodell erscheint die QED nur in Verbindung mit der schwachen Wechselwirkung, was gruppentheoretisch dadurch zum Ausdruck kommt, dass  $U(1)$  als Untergruppe in der  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetriegruppe enthalten ist (siehe unten)

schwachen Stromes, der ausschließlich an Eigenzustände des linkshändigen Chiralitätsoperator  $\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$  mit  $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$  koppelt, kann das Feld  $\Psi$  dargestellt werden durch ein Duplett der Form

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L, \quad (2.8)$$

wobei die Komponenten  $l$  (Lepton) und  $\nu_l$  (Neutrino) jeweils einen Dirac-Spinor repräsentieren.

Dem **Noether-Theorem** folgend, welches jeder Erhaltungsgröße die Existenz einer Symmetrie zuordnet, wird für die Erhaltung schwacher Ströme eine Invarianz unter Transformationen  $U$  aus der nicht-abelschen  $SU(2)$ -Gruppe zugrundegelegt:

$$\Psi \rightarrow U\Psi \quad \text{mit} \quad UU^\dagger = 1 \quad , \quad \det(U) = 1 \quad , \quad [U_1, U_2] \neq 0 \quad (2.9)$$

Als Erzeuger dieser Symmetriegruppe werden die **Pauli-Matrizen**  $\tau_{1,2,3}$  gewählt, in deren Darstellung der Transformationsoperator geschrieben werden kann als

$$U = e^{i\frac{\vec{\tau}\vec{a}}{2}} \quad a_1, a_2, a_3 \in \mathbb{R} \quad (2.10)$$

Um lokale Eichinvarianz zu gewährleisten werden wiederum drei Vektorfelder  $W_\mu^i$  mit Kopplungsstärke  $g$  eingeführt, die sich durch hinzufügen der freien kinetischen Terme

$$\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^\vec{W}W^{\vec{W}\mu\nu} \quad , \quad W_{\mu\nu}^\vec{W} = \partial_\mu\vec{W}_\nu - \partial_\nu\vec{W}_\mu - 2g(\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu) \quad (2.11)$$

und unter Verwendung der kovarianten Ableitung  $\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig\vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu$  wiederfinden in der invarianten Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{YM} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu - M)\Psi - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^\vec{W}W^{\vec{W}\mu\nu}, \quad (2.12)$$

wobei  $M$  durch eine Massenmatrix für Lepton (Index 1) und Neutrino (Index 2) von folgender Form gegeben ist:

$$M = \begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad m_2 = 0 \quad (2.13)$$

Durch die Struktur der Symmetriegruppe treten Selbstwechselwirkungen der eingeführten Eichfelder  $W_\mu^i$  auf, die sich durch die Existenz des letzten Termes des Feldstärketensors in 2.11 auszeichnen.

Es stellt sich jedoch heraus, dass die Vektorfelder  $W_\mu^i$  nicht mit physikalisch beobachtbaren Masseneigenzuständen identifiziert werden können. Es gibt unter anderem mathematische Gründe dafür, dass ein konstruierter Ladungstensor

$$Q = \begin{pmatrix} Q_\nu & 0 \\ 0 & Q_l \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

kein Erzeuger der  $SU(2)$ -Gruppe sein kann: Eine Transformation des Feldes aus Gleichung 2.8 von der Form

$$\Psi' = e^{i\sum_i \alpha_i T_i} \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

impliziert für alle Generatoren  $T_i = \tau_i/2$  der Symmetriegruppe die Bedingung  $\text{Spur}\{T_i\} = 0$ . Mit der Definition 2.14 ergibt sich

$$Q_\nu + Q_l \stackrel{!}{=} 0. \quad (2.16)$$

Diese Gleichung ist für verschwindende Neutrinoladung nicht lösbar. Falls man nicht von der Existenz weiterer - noch unentdeckter - geladener Leptonen ausgeht, die den zweikomponentigen Spinor zu einem Tripletten erweitern und dadurch die Spurbedingung lösen würden, so bleibt als andere Option die **Erweiterung der Symmetriegruppe** auf  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Hierbei fungiert das **schwache Isospintriplett**  $T^{1,2,3}$  als Erzeuger der  $SU(2)$ - und die **schwache Hyperladung**  $Y$  als Erzeuger der  $U(1)$ -Transformationen. Sie genügen Gleichung 2.1. Die zugehörigen Eichfelder werden als  $W_\mu^{1,2,3}$  und  $B_\mu$  bezeichnet und definieren die beobachteten elektroschwachen Masseneigenzustände des heutigen Standardmodells durch

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W^1 \mp iW^2) \quad (2.17)$$

$$A_\mu = -\sin \Theta_w W_\mu^3 + \cos \Theta_w B_\mu \quad Z_\mu = \cos \Theta_w W_\mu^3 + \sin \Theta_w B_\mu, \quad (2.18)$$

wobei  $\Theta_w$  als **schwacher Mischungswinkel** oder **Weinbergwinkel** bezeichnet wird. Aufgrund dessen, dass das Photon einerseits nicht an  $Z$ -Bosonen und andererseits im gleichen Maße an links- und rechtshändige geladene Leptonen koppelt, kann gezeigt werden [29–31], dass der Zusammenhang  $e = g \cdot \sin \theta_W$  gilt.

Die kombinierte elektroschwache Lagrangedichte lässt sich aufgrund dieser Überlegungen schreiben als

$$\mathcal{L}_{EW} = \bar{\Psi} (i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu - m) \Psi - \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \cdot \vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (2.19)$$

Sie ist invariant unter lokalen  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Transformationen der Form

$$\Psi_L \rightarrow e^{i\frac{a(x)\vec{\tau}}{2}} e^{i\beta(x)Y_L} \Psi_L \quad \text{und} \quad l_R \rightarrow e^{i\beta(x)Y_R} l_R \quad \beta, a_1, a_2, a_3 \in \mathbb{R} \quad (2.20)$$

mit den Ersetzungen

$$\mathcal{D}_L = \partial_\mu + ig\vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{Y_L}{2} B_\mu \quad (2.21)$$

$$\mathcal{D}_R = \partial_\mu + ig' \frac{Y_R}{2} B_\mu \quad . \quad (2.22)$$

### 2.1.3 Der Higgs-Mechanismus

Zusammenfassend impliziert jede der fundamentalen Wechselwirkungen durch die ihr eigene lokale Eichinvarianz die Existenz von masselosen Vektorbosonen. Im Gegensatz zu dem Photon der QED und den Gluonen der QCD besitzen das  $Z$ - und die  $W^\pm$ -Bosonen jedoch gemessene Massen von  $m_Z = 91,187 \pm 0,0021 \text{ GeV}$  bzw.  $m_W = 80,385 \pm 0,015 \text{ GeV}$  [20]. Der Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble-Mechanismus (kurz: Higgs-Mechanismus [3–6]) beschreibt, wie die Einführung eines skalaren Feldes die Symmetrie **spontan** bricht. Spontan deshalb, weil die  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetrie des Gesamtsystems erhalten bleibt, während ein Grundzustand gewählt wird, der lediglich eine  $U(1)_Q \times SU(3)_c$ -Symmetrie aufweist.

#### Abelscher Fall: Gebrochene $U(1)$ -Symmetrie

Eine allgemeine, unter lokalen  $U(1)$ -Transformationen invariante, Lagrangedichte für ein komplexes skalares Feld

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Phi_1 + i\Phi_2) \quad (2.23)$$

kann geschrieben werden als [24]

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\mathcal{D}_\mu \Phi)^* (\mathcal{D}^\mu \Phi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - V(\Phi^* \Phi) \quad (2.24)$$

mit den Definitionen von kovarianter Ableitung  $\mathcal{D}_\mu$  und Feldstärketensor  $F_{\mu\nu}$  wie in Gleichung 2.5 bzw. 2.6 und unter Einbeziehung eines betragserhaltenden<sup>5</sup> Potentials  $V$  von der Form

$$V(\Phi^* \Phi) = V(\Phi_1^2 + \Phi_2^2) = -\frac{1}{2} \mu^2 (\Phi_1^2 + \Phi_2^2) + \frac{1}{4} \lambda^2 (\Phi_1^2 + \Phi_2^2)^2 \quad \mu, \lambda \in \mathbb{R} \quad (2.25)$$

In der Interpretation des Feynman-Calculus als Störungsrechnung werden die an einer Wechselwirkung beteiligten Felder als Fluktuationen um einen Grundzustand aufgefasst, welcher auch als **Vakuum** bezeichnet und unter Verwendung des **Vakuumerwartungswertes**  $v$  mit  $v^2 = \mu^2/\lambda$  durch die Minima des Potentials definiert wird zu:

$$\Phi_{1,min}^2 + \Phi_{2,min}^2 = \begin{cases} \frac{\mu^2}{\lambda^2} = \frac{v^2}{2} & \text{für } \mu^2 > 0 \\ 0 & \text{für } \mu^2 < 0 \end{cases} \quad (2.26)$$

Neben der Lösung für  $\mu^2 < 0$ , welche  $\Phi = 0$  impliziert, liegen alle Minima für  $\mu^2 > 0$  auf einem Kreis mit dem Radius  $v/\sqrt{2}$  (siehe Abbildung 2.2). Durch die  $U(1)$ -Symmetrie wird demnach nur der Betrag von  $\Phi$  festgelegt. Erst die Wahl eines

<sup>5</sup>  $V$  bleibt invariant unter betragserhaltenden Drehungen im  $\Phi_1 - \Phi_2$ -Raum. Es gilt:  $\Phi^* \Phi = \Phi_1^2 + \Phi_2^2$ .

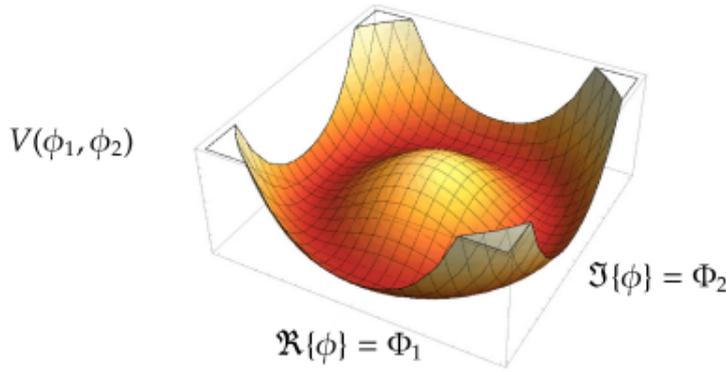


Abbildung 2.2: Das komplexe Higgs-Potenzial  $V(\phi_1, \phi_2)$  [34]

bestimmten Minimums fixiert dagegen die Phase der  $U(1)$ -Transformation lokal und die Symmetrie ist in Folge spontan gebrochen. Die Lagrangedichte lässt sich nach den Abweichungen  $\eta = \phi_1 - \mu/\lambda$  und  $\xi = \phi_2$  um das Vakuum entwickeln:

$$\mathcal{L} = \left[ \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta) (\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 \right] + \left[ \frac{1}{2} (\partial_\mu \xi) (\partial^\mu \xi) \right] \quad (2.27)$$

$$+ \left[ -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \left( \frac{g\mu}{\lambda} \right)^2 A_\mu A^\mu \right] + \left( \frac{\mu g}{\lambda} \right) (\partial_\mu \xi) A^\mu \quad (2.28)$$

$$+ \text{verschiedene Kopplungen von } \xi, \eta, A_\mu \quad (2.29)$$

mit dem Eichfeld  $A_\mu$  und der als  $g$  bezeichneten Kopplungskonsten der QED. Hierbei kann die erste Zeile mit der freien Lagrangedichte eines massiven skalaren Feldes  $\eta$  und eines masselosen skalaren Feldes  $\xi$  identifiziert werden. Das **Goldstone-Theorem** sagt für jede verletzte globale Invarianz die Existenz eines solchen masselosen Skalarfeldes voraus und  $\xi$  wird auch als **Goldstone-Boson** bezeichnet.

Es ergeben sich zwei Probleme bei der weiteren Interpretation dieser Lagrangedichte: Zum einen wird die Ursache von massiven Eichfeldern im Standardmodell nicht aufgedeckt, sondern es wurden sogar weitere masselose Felder  $\xi$  eingeführt. Zum anderen beschreibt der letzte Term in Zeile 2.28 eine nicht ohne weiteres erklärable Art von Verwandlung des Goldstone-Bosons  $\xi$  in das Eichfeld  $A_\mu$ . Die Existenz des Feldes  $\xi = \Phi_2$  in der Lagrangedichte lässt sich jedoch aufheben durch die Ausnutzung der  $U(1)$ -Eichfreiheit und der Verwendung einer **unitären Eichung** des Feldes  $\Phi$  der Form:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [v + \eta(x)] e^{i\xi(x)/v} \quad \rightarrow \quad \Phi'(x) = e^{-i\xi/v} \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (v + \eta(x)) \quad (2.30)$$

Die Wahl dieser Eichung lässt die Lagrangedichte forminvariant, solange das Feld  $A_\mu$  ebenfalls transformiert wird wie

$$A'_\mu \equiv B_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{1}{g v} \partial_\mu \xi(x) \quad . \quad (2.31)$$

Es ergibt sich für die durch die transformierten Felder ausgedrückte vollständige Lagrangedichte

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - \mu^2 \eta^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu} \cdot F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}(gv)^2 B_\mu B^\mu \quad (2.32)$$

$$+ \frac{1}{2}g^2 B_\mu B^\mu \eta(2v + \eta) - \lambda\mu\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda^2\eta^4 + \frac{\mu^4}{4\lambda^2} \quad (2.33)$$

mit  $F^{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ . Die Lagrangedichte beinhaltet das **massive Vektorboson**  $B$  und das **massive skalare Higgs-Boson**  $\eta$  mit

$$m_B = g \cdot v \quad m_\eta = \sqrt{2}\mu \quad (2.34)$$

Eine Betrachtung der Anzahl an Freiheitsgraden lässt den Grund für das Verschwinden des Goldstone-Bosons erkennen: Vor der spontanen Symmetriebrechung (SSB) wurde der Prozess durch die skalaren Felder  $\Phi_{1,2}$  und das masselose Eichfeld  $A_\mu$  beschrieben. Letzteres besitzt als elektromagnetische Welle zwei transversale Polarisationszustände. Die Anzahl von 4 Freiheitsgraden wird auch nach der SSB erreicht, da  $\eta$  als skalares einen und  $B_\mu$  als massives Vektorboson 3 Polarisationszustände aufweist. Anschaulich ausgedrückt wird das Goldstone-Boson vom longitudinalen Polarisationszustand des Eichbosons einverleibt, welches im Gegenzug massiv wird.

## Spontane Symmetriebrechung im Standardmodell

Im Falle des Standardmodells besteht das komplexe skalare Feld  $\Phi$  aus einem vierkomponentigen Isospindublett

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \Phi^0 = \Phi_1 + i\Phi_2 \quad , \quad \Phi^+ = \Phi_3 + i\Phi_4 \quad (2.35)$$

mit der folgenden Zuordnungen an den Quantenzahlen aus Gleichung 2.1:

$$Q(\Phi^+ = 1) \quad , \quad Q(\Phi^0 = 0) \quad , \quad Y(\Phi) = 1 \quad , \quad I_w(\Phi) = 1/2 \quad . \quad (2.36)$$

Die eichinvariante Lagrangedichte wird in Anlehnung an die Yang-Mills-Theorie gegeben durch

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) - \frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_\mu B^\mu \quad (2.37)$$

$$\text{mit} \quad \mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig\vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu \quad (2.38)$$

$$\text{und} \quad \vec{W}^{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - 2g(\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu) \quad . \quad (2.39)$$

Wird ein Grundzustand

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

gewählt, so lässt sich diese Lagrangedichte wiederum in Abhängigkeit von 4 reellen Felder  $\xi_1(x), \xi_2(x), \xi_3(x), \eta(x)$  formulieren. Völlig parallel zum abelschen Fall wird  $\Phi$  durch diese Felder parametrisiert:

$$\Phi(x) = e^{i\frac{\vec{\tau}\cdot\vec{\xi}(x)}{v}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

Es ergeben sich folgende Bedingungen an eine unitäre Eichung  $\Phi'(x) = U(x)\Phi(x)$ :

$$\Phi'(x) = \frac{v + \eta(x)}{\sqrt{2}} \chi \quad \text{mit} \quad \chi = (0, 1) \quad (2.42)$$

$$\frac{\vec{\tau} \cdot \vec{W}'_\mu}{2} = U(x) \frac{\vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu}{2} U^{-1}(x) - \frac{i}{g} [\partial_\mu U(x)] U^{-1}(x) \quad (2.43)$$

$$B'_\mu = B_\mu \quad (2.44)$$

Wird die Lagrangedichte schließlich durch die transformierten Felder ausgedrückt, so verschwinden wiederum die Goldstone-Bosonen  $\xi_i$ . Es verbleiben das skalare **Higgs-Boson**  $\eta$  mit einer Masse von<sup>6</sup>  $m_\eta = \sqrt{2}\mu$  und vier Vektorfelder  $\vec{W}'_\mu, B'_\mu$ , welche die bekannten elektroschwachen Eichbosonen des Standardmodells nach Gleichung 2.17 darstellen.

## Die Massen der Vektorbosonen und Fermionen im Standardmodell

Die **Massen der Vektorbosonen** ergeben sich aus dem ersten Term in 2.37:

$$\left| \left( -ig \frac{\vec{\tau} \cdot \vec{W}'_\mu}{2} - i \frac{g'}{2} B'_\mu - \mu \right) \Phi \right|^2 = \frac{v^2}{2} \chi^\dagger \left( \frac{g}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}'_\mu + \frac{g'}{2} B'_\mu \right) \left( \frac{g}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}'^\mu + \frac{g'}{2} B'^\mu \right) \chi \quad (2.45)$$

$$= \frac{g^2 v^2}{8} \left[ (W'^1_\mu)^2 + (W'^2_\mu)^2 \right] + \frac{g^2 v^2}{8} (g W'^3_\mu - g' B'_\mu)^2 \quad (2.46)$$

$$\equiv M_W^2 W'^+_\mu W'^{-\mu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \quad (2.47)$$

mit

$$W'^\pm_\mu = \frac{1}{2} (W'^1_\mu \mp i W'^2_\mu) \quad \text{und} \quad M_W = \frac{g v}{2} \quad (2.48)$$

<sup>6</sup> Die Masse ergibt sich analog zum abelschen Fall aus dem Vorfaktor des  $\eta^2$ -Termes, falls die aus Gleichung 2.37 transformierte Lagrangedichte ausgeschrieben wird.

Um die Massen der elektrisch neutralen Vektorbosonen zu bestimmen, muss folgendes, durch einen Basiswechsel in die Masseneigenzustände  $Z, \gamma$  transformiertes, Gleichungssystem gelöst werden:

$$\frac{1}{2}M_Z^2 Z_\mu Z^\mu = \frac{v^2}{8} \begin{pmatrix} W'_\mu{}^3 \\ B'_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W'_\mu{}^3 \\ B'_\mu \end{pmatrix} \equiv \frac{v^2}{8} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_Z^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} . \quad (2.49)$$

Durch die Überlegungen der GSW-Theorie lässt sich die von  $g$  und  $g'$  abhängige Matrix identifizieren mit

$$\begin{pmatrix} \cos \Theta_w & \sin \Theta_w \\ -\sin \Theta_w & \cos \Theta_w \end{pmatrix} , \quad (2.50)$$

was durch Diagonalisieren schließlich auf die Massen

$$M_A = 0 \quad M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} \quad \text{mit} \quad \sin \Theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.51)$$

führt mit  $v$  als Vakuumerwartungswert,  $g$  als elektromagnetischer und  $g'$  als schwacher Kopplungskonstante. Die Massen der geladenen und schwachen Vektorbosonen sind somit nicht unabhängig voneinander. Es gilt:  $M_W = M_Z \cdot \cos \Theta_w$ .

Die **Massen der Fermionen** im Standardmodell sollten durch Terme der Form

$$\mathcal{L}_f = -m_f \bar{\Psi} \Psi = -m (\bar{\Psi}_R \Psi_L + \bar{\Psi}_L \Psi_R) \quad (2.52)$$

bedingt sein, mit  $\Psi = \Psi_L + \Psi_R$  aus links- und rechtshändigen Spinoren. Dieser einfache Ansatz verletzt jedoch die Forminvarianz unter  $SU(2)$ -Transformationen wie

$$\Psi'_L = U_L \Psi_L \quad \text{mit} \quad U_L \in SU(2)_L , \quad (2.53)$$

da die rechtshändige Komponente  $\Psi_R$  nicht durch einen Operator aus der  $SU(2)$ -Symmetriegruppe transformiert wird ( $U_R \notin SU(2)$ ) und sich daher Interferenzterme in der transformierten Lagrangedichte aufgrund von  $U_R^\dagger U_L \neq \mathbb{1}$  nicht aufheben lassen. Stattdessen wird wiederum von einer Wechselwirkung von  $\Psi$  mit dem Higgs-Feld ausgegangen und die **Yukawa-Kopplung** definiert als

$$\mathcal{L}_{YC} = C \cdot \bar{\Psi}_L \Phi \Psi_R + \text{h.c.} , \quad (2.54)$$

wobei  $C$  eine  $3 \times 3$ -Matrix ist und  $\Psi_L$  durch Gleichung 2.8 gegeben ist. Die Forderung nach Eichinvarianz und Ausnutzung der Eichfreiheit führt nach einer Herleitung ähnlich derer für die Vektorbosonmassen auf eine transformierte Lagrangedichte

der Form

$$\mathcal{L}_{YC} = -m_f \bar{\Psi}_f \Psi_f \left(1 + \frac{\eta}{v}\right) \quad \text{mit} \quad m_f = C \cdot v \quad . \quad (2.55)$$

Diese beschreibt die Wechselwirkung des Higgs-Feldes mit Fermionen und bestimmt gleichzeitig deren Massen. Insgesamt kann man feststellen, dass im Standardmodell somit alle Kopplungen durch die Higgs-Masse festgelegt werden.

## 2.2 Das Higgs-Boson

### 2.2.1 Massengrenzen im Standardmodell

Die Masse des im letzten Abschnitt eingeführten Higgs-Bosons ist im Standardmodell gegeben durch

$$m_H = \sqrt{2}\mu = \sqrt{2\lambda} \cdot v \quad \lambda, \mu > 0 \quad (2.56)$$

Mit einem Vakuumerwartungswert von  $v \simeq 246$  GeV verbleibt ein freier Parameter  $\lambda$  oder  $m_H$  im sogenannten **Higgs-Sektor**. Theoretische Grenzen schränken jedoch den Massenbereich für Suchen nach einem Higgs-Boson-Kandidaten ein:

Die **Unitaritätsbedingung** legt einen Wert für die obere Grenze auf die Masse des Higgs-Bosons fest: In ihrer Eigenschaft als Operator, welcher die physikalischen Prozesse zwischen Teilchen beschreibt, muss die sogenannte *S*-Matrix Unitaritätsbedingungen erfüllen:  $S^\dagger S = \mathbb{1}$ . Es kann gezeigt werden, dass die Berücksichtigung des Austausches von Higgs-Bosonen in der Störungsrechnung von  $2 \rightarrow 2$ -Streuprozessen diese Unitarität gewährleistet. Wird dieser Austausch durch eine zu hohe Masse unterdrückt, so wird die Bedingung dagegen verletzt. Die stärkste Einschränkung auf die Higgs-Masse findet sich in einem Streuprozess von longitudinalen Vektorbosonen  $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$  mit einer Grenze von  $m_H \lesssim 1$  TeV [35].

Des Weiteren ergeben sich obere und untere Grenzwerte aus der Betrachtung der quartischen Higgs-Selbstkopplung: Der laufende Kopplungsparameter  $\lambda$ , welcher sich hier über den Zusammenhang  $m_H^2 = 2\lambda v^2$  mit der Masse des Higgs-Bosons in Verbindung setzen lässt, weist eine Energieabhängigkeit auf, welche nur für bestimmte Wertebereiche von  $\lambda$  eine in sich konsistente Quantenfeldtheorie erlaubt. Einerseits divergiert die Störungsrechnung für den erwähnten Prozess für hohe Energien oberhalb einer Energieskala  $\Lambda$  ohne die Einführung *Neuer Physik* (NP). Überdies kann gezeigt werden [36], dass für eine selbstkonsistente Feldtheorie für  $\Lambda \rightarrow \infty$  ein Wert von  $\lambda = 0$  verlangt wird. Dies würde keine spontane Symmetriebrechung implizieren und die darausfolgende obere Grenze auf  $m_H$  wird daher auch als **Trivialitätsgrenze** bezeichnet.

Andererseits ergibt sich eine untere Grenze auf  $m_H$  durch die sogenannte **Stabilitätsbedingung**: Die Higgs-Selbstkopplung  $\lambda$  kann für sehr kleine Higgs-Boson-Massen

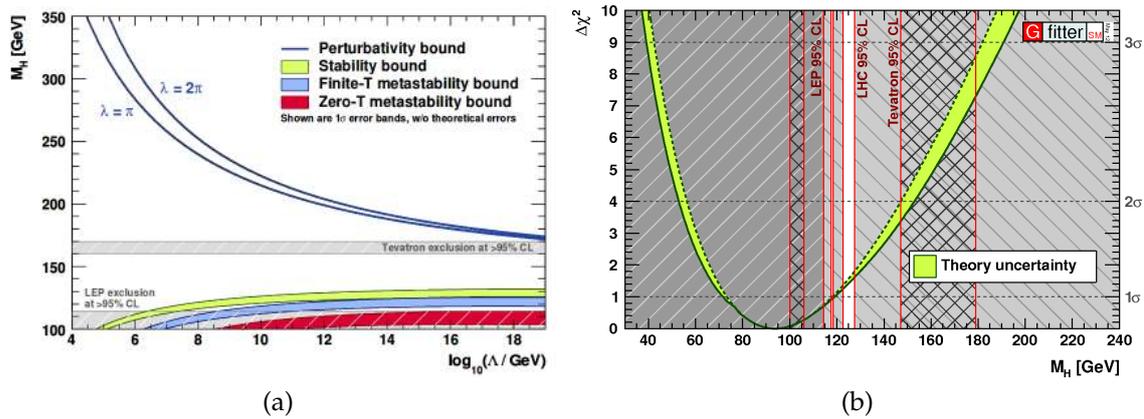


Abbildung 2.3: a)  $m_H$  in Abhängigkeit der Skala  $\Lambda$ , oberhalb derer die Theorie ohne Einführung von *Neuer Physik* nicht haltbar ist. Gezeigt sind Trivialitäts- (*perturbative bound*) und Vakuumstabilitätsgrenzen für verschiedene Parameterunsicherheiten, sowie die bereits von LEP und Tevatron ausgeschlossenen Bereiche (grau schraffiert) [38]. b)  $\Delta\chi^2$  als Funktion von  $m_H$  für die globale Anpassung der SM-Parameter. Ein Minimum von  $m_H \approx 94$  GeV wird bevorzugt. Grau eingezeichnet: Die von LEP, Tevatron und den LHC-Experimenten mit einem Vertrauensniveau von 95% ausgeschlossenen Bereiche (Stand Mai 2012) [39].

negative Werte annehmen, was zu einem instabilen Potenzial  $V(\Phi)$  (siehe Gleichung 2.25) unter Ausprägung eines weiteren Minimums führen würde. Wie jedoch in der zusammenfassenden Abbildung 2.3.a) der theoretischen Einschränkungen der Higgs-Boson-Masse zu erkennen, liegt ein seit dem Urknall noch nicht zerfallenes Vakuum im Bereich des Möglichen [37], da sich ein mittlerer nicht ausgeschlossener Massenbereich bis hin zur Planck-Skala  $\Lambda_{\text{Planck}} = 2 \cdot 10^{18}$  GeV extrapolieren lässt.

Abgesehen von den theoretischen Grenzen auf  $m_H$  wurden in den letzten 3 Jahrzehnten große experimentelle Anstrengungen aufgewandt, die noch unbestimmten Parameter im Standardmodell durch Präzisionsmessungen zu bestimmen. Aufgrund dessen, dass in den höheren Ordnungen der Störungstheorie für elektroschwache Prozesse Schleifendiagramme mit virtuellen Higgs-Bosonen auftreten, liefert die präzise Messung elektroschwacher Parameter, wie z.B. der Massen von Z- und W-Bosonen, indirekt Informationen über  $m_H$ . In Abbildung 2.3.b) wird die Größe  $\Delta\chi^2$ , welche die Güte einer gemeinsamen Anpassung der freien elektroschwachen Parameter des Standardmodells beschreibt, als Funktion einer hypothetischen Higgs-Boson-Masse gezeigt. Durch das Minimum definiert wird hier  $m_H \approx 94$  GeV favorisiert. Aus der Abbildung lässt sich des Weiteren mit einem Vertrauensniveau von 95% eine obere Grenze von  $m_H \approx 147$  GeV ablesen.

Gleichzeitig haben die LEP-Experimente mit 95%-Vertrauensniveau ein Higgs-Boson ausgeschlossen, welches leichter als 114,4 GeV ist [40], während Experimente am Tevatron mit gleichem Vertrauensniveau die Bereiche 100 – 108 GeV und 156 – 177 GeV ausschließen konnten [41]. Die an den CMS- und ATLAS-Kollaborationen am LHC aufgezeichneten Daten führten von 2009 bis Mai 2012 schließlich zu einem Abschluss von  $m_H$  bis auf einen schmalen Energiebereich um 125 GeV.

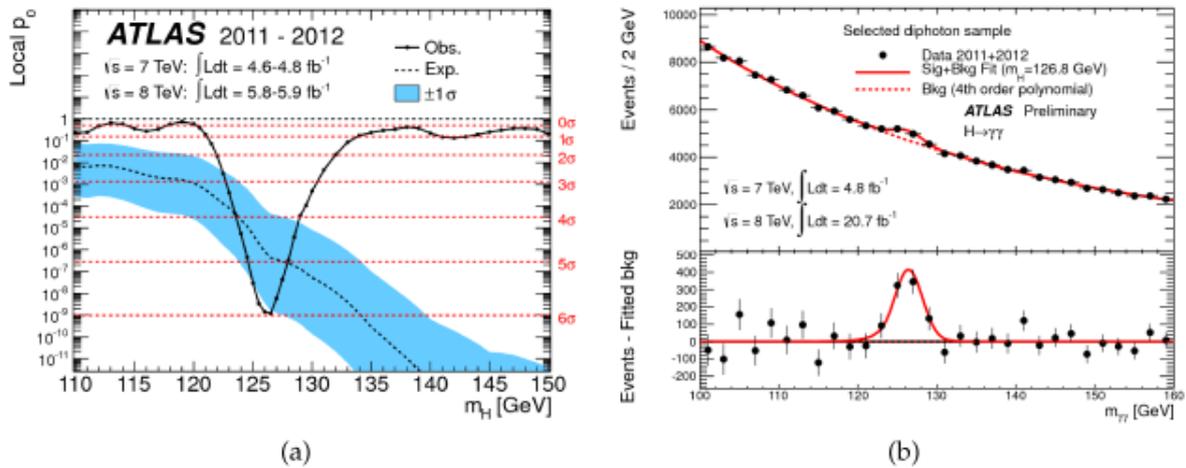


Abbildung 2.4: Die lokale  $p_0$ -Teststatistik für die Higgs-Entdeckung im ATLAS-Experiment [7], welche die Wahrscheinlichkeit angibt, mit welcher für eine reine Untergrundhypothese die gleiche oder eine größere Anzahl an Ereignissen gemessen würde wie in den beobachteten Daten. Eingezeichnet sind die beobachtete (durchgezogene Linie) sowie die erwartete Signifikanz (Sensitivität, gestrichelt) mit Standard- $1\sigma$ -Band (blau) für ein hypothetische Higgs-Boson-Masse  $m_H$ . b) Inklusives Spektrum der invarianten Masse des Zwei-Photon-Systems aus den ATLAS-Daten der Jahre 2011 und 2012 (letzteres hier für die gesamte Luminosität von  $L = 20,7 \text{ fb}^{-1}$ ) [42]. Ebenfalls eingezeichnet ist die Signal+Untergrund-Anpassung (durchgezogene Linie), sowie die reine Untergrundanpassung (gestrichelt).

## 2.2.2 Entdeckung

Im Juli 2012 verkündeten die ATLAS- und CMS-Kollaborationen die Entdeckung eines neuen Bosons mit einer Masse von 125 GeV [7, 8]. Gestützt wird diese Beobachtung innerhalb der kombinierten ATLAS-Ergebnisse auf eine Signifikanz von 5,9 Standardabweichungen ( $\sigma$ ), um welche ein reiner Untergrund fluktuieren müsste, um die gleichen Messergebnisse zu erzeugen. Dies entspricht einer Wahrscheinlichkeit von  $1,7 \cdot 10^{-9}$ . Nach Teilchenphysikrichtlinien wird eine Signifikanz von mindestens  $5\sigma$  für eine Entdeckung gefordert.

Durch eine Kombination der Zerfallskanäle  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l, H \rightarrow W^+W^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$  und  $H \rightarrow \gamma\gamma$  konnte die in Abbildung 2.4 a) gezeigte Sensitivität innerhalb der ATLAS-Kollaboration erzielt werden. Der in dieser Arbeit untersuchte  $\gamma\gamma$ -Kanal erreichte mit  $4,1\sigma$  die höchste Signifikanz, gefolgt von  $ZZ^*$  ( $3,1\sigma$ ). Im Zwei-Photon-Kanal wird die invariante Masse der beiden Photonen als diskriminierende Observable verwendet: In Abbildung 2.4,b) wird als Beispiel das  $m_{\gamma\gamma}$ -Spektrum für die inklusive Zwei-Photon-Selektion für die ATLAS-Daten des Jahres 2012 entsprechend einer Luminosität von  $L = 20,7 \text{ fb}^{-1}$  gezeigt. An den Untergrund wird ein Bernstein-Polynom 4. Ordnung angepasst. Für eine gemeinsame Anpassung von Signal und Untergrund wird zusätzlich die Summe mit einer *Crystal-Ball*-Funktion, fixiert auf den Signalbereich um  $m_H = 126,5 \text{ GeV}$ , gebildet. Ein Überschuss an Ereignissen über der reinen Untergrund-Hypothese ist in der Verhältnisabbildung deutlich zu erkennen.

## 2.2.3 Phänomenologie des Higgs-Bosons am LHC

### Proton-Proton-Kollisionen

Wechselwirkungsvorgänge, welche unter anderem schwere neue Teilchen wie das Higgs-Bosons hervorbringen, können durch hochenergetische, inelastische Streuexperimente erzeugt werden. Am LHC werden hierzu Strahlen mit Protonenbündeln in entgegengesetzter Umlaufrichtung auf einer Kreisbahn auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt und zur Kollision gebracht (siehe Kapitel 3). Die im Prozess entstandenen Teilchen können direkt oder indirekt durch ihre Zerfallsprodukte mit einem entsprechenden Detektor nachgewiesen werden, wobei kinetischen Größen wie Energie und Impulsrichtung gemessen werden.

Die Wahrscheinlichkeit, mit welcher ein bestimmter Wechselwirkungsprozess auftritt ist durch den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma = \frac{R}{\mathcal{L}} \quad (2.57)$$

gegeben<sup>7</sup> [43], wobei  $R = dN/dt$  die Wechselwirkungsrate, also die Anzahl detektierter Ereignisse pro Zeiteinheit angibt und  $\mathcal{L}$  die **instantane Luminosität**. Neben der Schwerpunktenergie ist sie eine wichtige Kenngröße des Beschleunigers und berechnet sich am LHC zu

$$\mathcal{L} = f \frac{n_b N_1 N_2}{A} = f \frac{n_b N_p^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (2.58)$$

mit  $n_b$  als Anzahl Protonenbündel pro Strahl mit je  $N_p = N_{1,2}$  Protonen,  $f$  als Kollisionsfrequenz und  $A = \sigma_x\sigma_y$  als Querschnittsfläche der Strahlen am Ort der Kollision. Die Werte des LHC für diese Größen werden in Kapitel 3 diskutiert.

Die **integrierte Luminosität**  $L_{\text{int}}$  über den Zeitraum der Datennahme erlaubt eine Berechnung der erwarteten Anzahl von Ereignissen für einen bestimmten Prozess mit Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ :

$$L_{\text{int}} = \int \mathcal{L} dt \quad \Rightarrow \quad N = \sigma \cdot \int \mathcal{L} dt \quad (2.59)$$

Aufgrund der Tatsache, dass es sich bei Protonen um Hadronen handelt, nehmen neben den Valenzquarks eine Vielzahl von Partonen (siehe 2.1.1) am Streuprozess teil. Dabei wird unterschieden zwischen jenen Partonen, welche direkt zum sogenannten **harten Streuprozess** beitragen und denjenigen mit niedrigem Impulsübertrag, welche eine Menge an überlagerten Interaktionen hervorrufen (*underlying event*, engl. für zugrundeliegendes Ereignis).

<sup>7</sup> Wirkungsquerschnitte werden in der Hochenergiephysik in der Flächeneinheit Barn (b) angegeben:  $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$ .

Eine Bestimmung des von den am harten Prozess teilnehmenden Partonen getragenen Impulses oder *Flavour* ist nicht möglich, allerdings notwendig für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten. Es können jedoch Wahrscheinlichkeitsaussagen darüber getroffen werden, eine bestimmte Partonart bei gegebenem Impulsübetrag  $Q^2$  mit einem Impulsbruchanteil  $x$  am Gesamtimpuls des Protons zu finden. Die Form dieser *parton distribution functions* (engl. für Partonverteilungsfunktionen, PDF) wird durch Anpassung an Daten unter anderem aus tief-inelastischen Streuprozessen gewonnen [44].

Unter Berücksichtigung dieser Verteilungsfunktionen  $f(x, Q^2)$  erlaubt das **Faktorisierungstheorem** [45] eine Vorhersage des **hadronischen** Wirkungsquerschnittes für einen Endzustand  $Y$  durch eine Faltung mit den **partonischen** Wirkungsquerschnitten  $\hat{\sigma}(q_i q_j \rightarrow Y)$  für die Streuung der Partonen  $q_i, q_j$ :

$$\sigma(pp \rightarrow Y) = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_i \int_0^1 dx_j f_{q_i}(x_i, Q^2) f_{q_j}(x_j, Q^2) \hat{\sigma}(q_i q_j \rightarrow Y) \quad (2.60)$$

Näherungsweise können sowohl PDFs als auch partonische Wirkungsquerschnitte nach einer gewissen Anzahl an Ordnungen in der Störungsrechnung abgebrochen werden, was zu einer Energieskalenabhängigkeit

$$\sigma(pp \rightarrow Y) = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_i \int_0^1 dx_j f_{q_i}(x_i, \mu_F) f_{q_j}(x_j, \mu_F) \hat{\sigma}(x_i, x_j, \mu_R) \quad (2.61)$$

führt [46], wobei die **Faktorisierungsskala**  $\mu_F$  den Gültigkeitsbereich der alleinigen Einbeziehung niederer Ordnungen definiert und  $\mu_R$  die **Renormierungsskala** der QCD angibt.

Der Zusammenhang zwischen partonischem Wirkungsquerschnitt und der Lagrangedichte der zugrundeliegenden Dynamik ist gegeben durch [25]:

$$\hat{\sigma} = \int \frac{|\mathcal{M}|^2}{F} dQ \quad (2.62)$$

wobei  $\mathcal{M}$  das **Übergangsmatrixelement** (kurz: Matrixelement) angibt, welches den Übergang eines quantenmechanischen Anfangs- in einen Endzustand beschreibt und dessen Quadrat  $|\mathcal{M}|^2$  mit einer Wahrscheinlichkeitsamplitude interpretiert werden kann. Pertubativ kann das Matrixelement durch die Larangedichten der an der Störungsreihe beteiligten Prozesse berechnet werden.  $F$  beschreibt den Fluss der einfallenden Teilchen und  $dQ$  den Phasenraumfaktor, welcher die Anzahl an möglichen Endzuständen angibt und von der Kinematik der am Prozess beteiligten Teilchen abhängt.

Im Allgemeinen wird in Proton-Proton-Kollisionen ein hohes Maß an hadronischer Aktivität im Detektor registriert. Die Hadronen werden in der sogenannten **Hadronisierung** aus einer Endmenge an Quarks und Antiquarks gebildet, die durch **Fragmentation** aus den Quarks und Gluonen entstehen, welche ihrerseits im har-

ten Streuprozess oder durch QCD-Bremsstrahlung oder durch sogenanntes *Pile-Up* (engl. für Anhäufung) erzeugt werden.

Hierbei handelt es sich bei **QCD-Bremsstrahlung** um Vorgänge, bei welchen entweder von einem der Partonen im Anfangs- oder einem Quark oder Gluon im Endzustand ein oder mehrere zusätzliche Gluonen abgestrahlt werden. Diese Phänomene werden als *Initial State Radiation* (ISR, engl. Abstrahlung im Anfangszustand) oder *Final State Radiation* (FSR) bezeichnet.

Unter dem Begriff **Pile-Up** werden Signale im Detektor zusammengefasst, welche durch Protonkollisionen außerhalb des untersuchten Primärvertex entstehen. Sie lassen sich einteilen in zusätzliche Wechselwirkungen neben dem untersuchten Ereignis in der Kollision der gleichen Protonpakete (*In-time Pile-up*) und aus den Kollisionen weiterer Protonpakete (*Out-of-time Pile-up*).

Eine Endmenge an Hadronen, welche den gleichen Ursprung besitzen und sich hochenergetisch in dieselbe Flugrichtung bewegen, wird als gerichtetes Teilchenbündel oder auch **Jet** bezeichnet (siehe detailliertere Beschreibung in Kapitel 5).

### Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse

Im Standardmodell tragen vier dominierende Prozesse zur Erzeugung eines Higgs-Bosons bei: Die Gluonfusion (abgekürzt GGF), die Vektorbosonfusion (VBF), Higgs-Strahlungs-Prozesse (WH, ZH) und eine Produktion mit einem assoziierten  $t\bar{t}$ -Paar ( $t\bar{t}H$ ) (siehe Abbildung 2.5 v.l.n.r.).

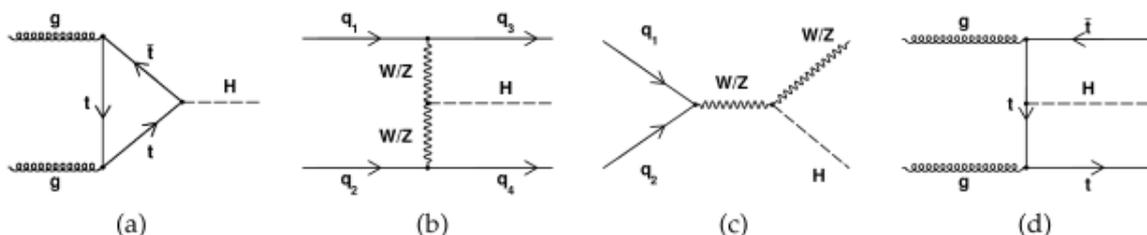


Abbildung 2.5: Produktionsprozesse für das Higgs-Boson im Standardmodell in schematischer Feynman-Darstellung.

In der **Vektorbosonfusion**  $pp \rightarrow qqH$  werden von zwei einlaufenden Quarks jeweils ein schwaches Vektorboson unter kleinem Winkel abgestrahlt, welche in der Kombination  $ZZ$  oder  $W^+W^-$  zu einem Higgs-Boson fusionieren. Im Endzustand finden sich neben dem Higgs-Boson mindestens zwei Jets, welche durch die auslaufenden Quarks des Prozesses initiiert werden. In dieser Arbeit bildet die VBF - zusammen mit dem Zerfall des Higgs-Bosons in zwei Photonen - den untersuchten Signalprozess, auf dessen spezielle Topologie in Kapitel 4 und 5 genauer eingegangen wird. Gluonen können auf Born-Niveau der Störungsreihe nicht direkt an ein Higgs-Boson koppeln. Vielmehr wird bei der **Gluonfusion**  $pp \rightarrow H$  durch zwei Gluonen aus der Menge der Partonen der streuenden Protonen eine Quarkschleife erzeugt, welche

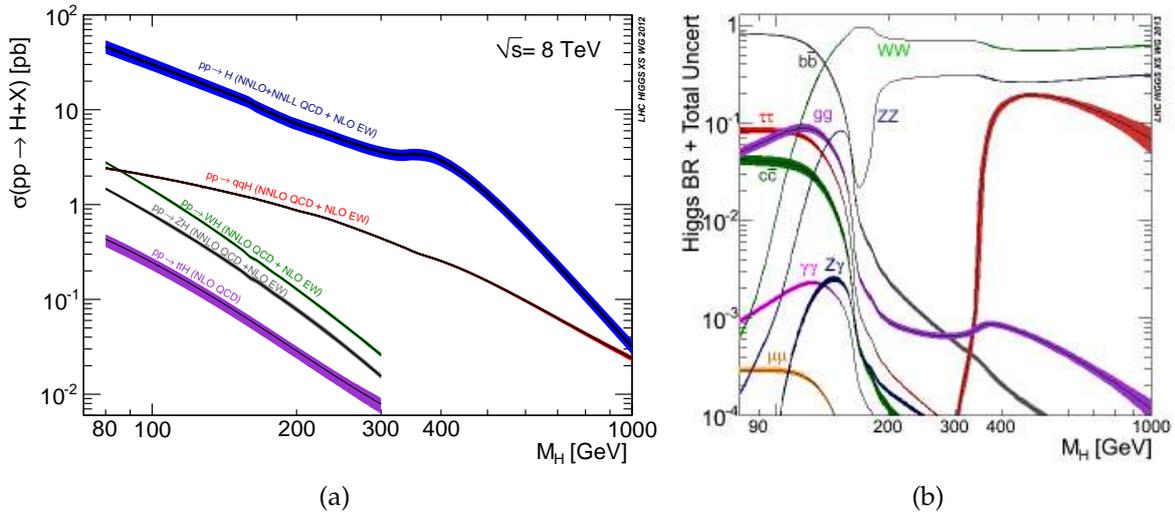


Abbildung 2.6: a) Berechnete Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse bei  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . Die eingezeichneten Fehlerbänder resultieren aus der in Gleichung 2.61 eingeführten Skalenabhängigkeit der theoretischen Berechnung von Wirkungsquerschnitten und sind je nach Fall von elektroschwachen und QCD-Unsicherheiten dominiert. b) Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons bei  $\sqrt{s} = 8 \text{ GeV}$  [47].

das Higgs-Boson generiert. Da die Kopplungsstärke des Higgs-Bosons proportional zur Masse der Fermionen ist, dominieren Top-Quarkschleifen diesen Produktionsprozess. Die Existenz von Jets im Endzustand ist nur über die Berücksichtigung von Prozessen höherer Ordnung möglich.

Bei der **Higgs-Strahlung**  $pp \rightarrow WH(ZH)$  erzeugen zwei Quarks ein schwaches Vektorboson, welches seinerseits ein Higgs-Boson abstrahlt. Neben diesem Higgs-Boson - beziehungsweise seiner Zerfallsprodukte - wird der Endzustand aus den Zerfallsprodukten eines Z- oder W-Bosons gebildet.

In der **assoziierten Produktion**  $pp \rightarrow t\bar{t}H$  schließlich erzeugen zwei Gluonen ein Antitop-Top-Paar, wobei gleichzeitig ein Higgs-Boson entsteht.

Zwischen den einzelnen Produktionsmechanismen variieren sowohl die charakteristische Energie als auch die Impulsrichtung des erzeugten Higgs-Bosons, was im Umkehrschluss signalisiert, dass einige Wechselwirkungen bei gegebener Higgs-Masse wahrscheinlicher sind als andere. Die einzelnen Wirkungsquerschnitte lassen sich gemäß 2.61 als Funktion einer hypothetischen Higgs-Masse  $m_H$  berechnen (siehe Abbildung 2.6.a) für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8 \text{ GeV}$ ). Es zeigt sich, dass die Gluonfusion über den gesamten dargestellten Massenbereich von ca. 80–1000 GeV den dominierenden Beitrag zur Produktion eines Higgs-Bosons liefert, gefolgt von der Vektorbosonfusion, deren Wirkungsquerschnitt verhältnismäßig weniger stark abnimmt mit zunehmendem  $m_H$ . Higgs-Strahlung und vor allem assoziierte Produktion zeigen dagegen einen kleinen Wirkungsquerschnitt, welcher zusätzlich stark zurückgeht mit steigender Masse.

Durch die Entdeckung bei einer Masse von  $m_H \sim 125 \text{ GeV}$  wurden somit die totalen Produktionswirkungsquerschnitte festgelegt, deren Werte sich in Tabelle 2.2 finden.

	GGF	VBF	WH	ZH	ttH
$\sigma$ [pb]	19,27	1,578	0,7046	0,4153	0,1293

Tabelle 2.2: Wirkungsquerschnitte der Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons für  $m_H = 125 \text{ GeV}$  [47]. Unsicherheiten auf diese Werte werden innerhalb der Abschätzung systematischer Unsicherheiten in Kapitel 7.5 aufgeführt und diskutiert.

Im direkten Vergleich zur Gluonfusion ist der totale Wirkungsquerschnitt für den im Weiteren untersuchten VBF-Prozess somit um einen Faktor von mehr als 10 verringert. Es können jedoch gewisse Selektionskriterien auf die kinematischen Größen des Endzustandes dazu verwendet werden, den als Untergrund betrachteten GGF-Prozess weiter zu unterdrücken.

Generell ermöglicht es die unterschiedlichen Topologie der Produktionsmechanismen gemeinsam mit der Kinematik der Zerfallsprodukte des Higgs-Bosons (siehe unten), aus den detektierten Endzuständen Rückschlüsse auf die Art der Produktion zu ziehen. Dabei spielt unter anderem die Anzahl an beobachteten Jets eine zentrale Rolle. Je nach Effizienz der Selektion ist dabei eine Klassifizierung der Ereignisse nach der Art der Higgs-Boson-Produktion nicht zwingend eindeutig, jedoch zeichnet sich die Vektorbosonfusion durch ihre charakteristische Signatur mit zwei hohenenergetischen Jets im Detektor, welche in entgegengesetzte Richtungen auslaufen, besonders aus. Die in dieser Arbeit verwendete Selektion für VBF-Ereignisse wird in Kapitel 5 vorgestellt. Auf die berücksichtigten Untergründe, insbesondere die weiteren Higgs-Signale, wird in Kapitel 4 eingegangen.

Aufgrund seiner Masse zerfällt das Higgs-Boson sofort wieder im Detektor ( $\tau \approx 10^{-22}$  für SM-Vorhersagen). Die Verzweigungsverhältnisse der als **Zerfallskanäle** bezeichneten Endzustände lassen sich aus den Kopplungsstärken des Higgs-Bosons an Fermionen und Bosonen berechnen und sind deshalb ebenfalls als Funktion von  $m_H$  in Abbildung 2.6.b) dargestellt.

Zu den **bosonischen Zerfällen** zählen  $H \rightarrow ZZ$ ,  $H \rightarrow WW$ ,  $H \rightarrow gg$ ,  $H \rightarrow Z\gamma$  und der in dieser Arbeit untersuchte Zerfall  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Hierbei ist wiederum der Zerfall in masselose Teilchen im Standardmodell nur über Schleifendiagramme (insbesondere Top-Quark-Schleifen) möglich, da das Higgs-Boson an Masse koppelt. Im Rahmen einer effektiven Theorie, auf deren typischer Skala die Top-Masse als unendlich angenommen werden kann ( $m_t \rightarrow \infty$ ) wird in Rahmen dieser Arbeit der  $H\gamma\gamma$ -Vertex jedoch als punktförmig betrachtet.

Die in Abbildung 2.6.b) aufgeführten **fermionischen Zerfälle** setzen sich zusammen aus  $H \rightarrow b\bar{b}$ ,  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ ,  $H \rightarrow c\bar{c}$ ,  $H \rightarrow \mu^+\mu^-$  und dem aus Gründen des sehr geringen Verzweigungsverhältnisses nicht gezeigten  $H \rightarrow e^+e^-$ . Bei einer Masse des Higgs-Bosons von  $m_H \approx 125 \text{ GeV}$  dominiert der Zerfall in ein  $b\bar{b}$ -Paar mit 57,7%, gefolgt von der  $W^+W^-$ -Bildung mit 21,5% [47]. Der Zerfall in zwei Photonen, welcher in dieser Arbeit von Interesse ist, geht lediglich mit einem Verzweigungsverhältnis von 0,23% [47] ein, lässt sich jedoch mit hoher Eindeutigkeit im Detektor rekonstruieren (siehe Kapitel 3).

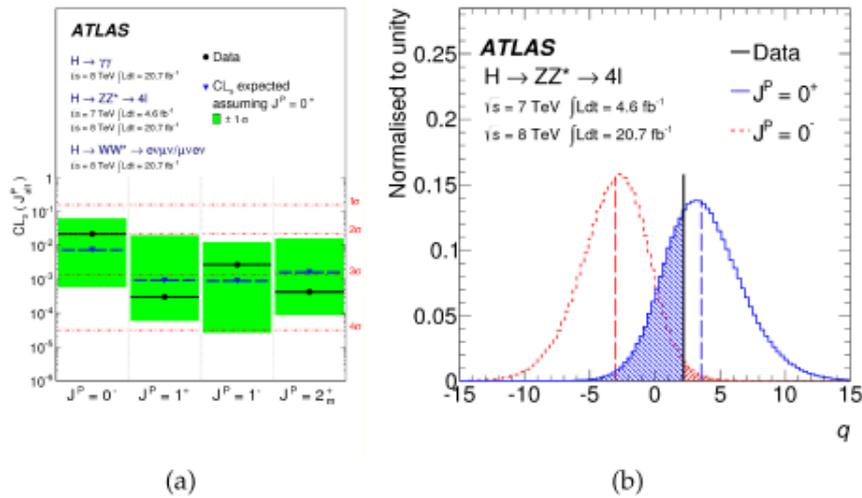


Abbildung 2.7: a) Status der Quantenzahlbestimmungen des entdeckten Higgs-Bosons. Für das elektrisch neutrale Higgs-Boson repräsentiert hier  $P$  die volle  $CP$ -Quantenzahl. b) Erwartete Profil-Likelihood-Teststatistik für Hypothesen mit  $0^+$  ( $0^-$ ) in blau (rot) im Kanal  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ . Ebenfalls eingezeichnet ist der in Daten gemessene Wert (schwarz), welcher ein  $CP$ -gerades Modell favorisiert [48].

## 2.2.4 Quantenzahlbestimmungen des entdeckten Higgs-Bosons

Nach der Entdeckung und der daraus resultierenden Festlegung der massenabhängigen Wirkungsquerschnitte und Partialbreiten, stellt sich die Frage, ob die durch Quantenzahlen beschriebenen Eigenschaften des beobachteten Higgs-Bosons tatsächlich mit den Vorhersagen des Standardmodells übereinstimmen.

Ein Higgs-Boson gemäß dem Standardmodell trägt die Quantenzahlen  $J^{CP} = 0^+$ , wobei  $J$  den Eigendrehimpuls (engl. *Spin*) und  $cp$  den Eigenzustand bezüglich des  $CP$ -Operators wiedergibt, welcher alle Teilchen durch ihre Antimateriepartner ersetzt bei gleichzeitiger Spiegelung aller Raumkoordinaten. Für den **Spin**  $J$  des Higgs-Teilchens wird unter anderem aufgrund des beobachteten Zerfalls in zwei Photonen bzw. in zwei  $Z$ -Bosonen eine Zuordnung zur Gruppe der Bosonen mit ganzzahligem Spin angenommen. Ein Spin von 1 wird ausgeschlossen aufgrund des Landau-Yang-Theorems [49, 50], welches den direkten Zerfall eines *Spin*-1 Teilchens in zwei Photonen verbietet. Der Zwei-Photon-Zerfallskanal trug maßgeblich zur Entdeckung des Higgs-Bosons bei (siehe Abschnitt 2.2.2). Aufgrund von gemessenen Verteilungen kinematischer Observablen der Endzustände in den Zerfallskanälen  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu$  und  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  wird eine Spin-2-Hypothese für ein Graviton-Modell mit minimalen Kopplungen an die SM-Teilchen inzwischen ebenfalls mit einem Vertrauensniveau von über 99,9 % ausgeschlossen [51].

Ähnliche Studien schließen eine  **$CP$ -Quantenzahl** von  $-1$  mit einem Vertrauensniveau von 97,8 % aus [48]. In Abbildung 2.7.b) sind beispielhaft die erwarteten Verteilungen und der gemessene Wert der Profil-Likelihood-Teststatistik  $q$  [52] für die Hypothesen  $J^{CP} = 0^+$  und  $0^-$  im Kanal  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  gezeigt.

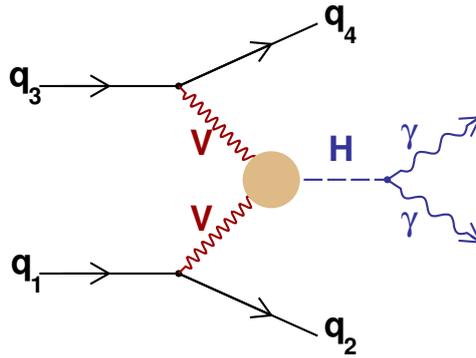


Abbildung 2.8: Feynman-Darstellung einer anomalen  $HVV$ -Kopplung im Vektorbosonfusionsprozess und Higgs-Zerfall in zwei Photonen. Direkte Kopplungen an die masselosen Photonen sind im Standardmodell nur über Schleifen-Diagramme, insbesondere Top-Quark-Schleifen möglich, können jedoch im Rahmen einer effektiven Theorie als punktförmig betrachtet werden.

Zusammenfassend wird ein skalares Higgs-Boson mit Spin 0 und  $CP$ -geradem Verhalten favorisiert. Abbildung 2.7.a) gibt einen Überblick über die bisherigen Einschränkungen der verschiedenen  $Spin$ - $CP$ -Hypothesen.

Obgleich rein gerade oder ungerade  $CP$ -Quantenzahlen für das Higgs-Boson ausgeschlossen wurden, können Modelle existieren, in welchen neben einer  $CP$ -geraden Kopplung des Higgs-Bosons an schwache Vektorbosonen gemäß dem Standardmodell kleine anomale  $CP$ -ungerade Kopplungen beitragen. Wie in Kapitel 2.4.1 erklärt, impliziert diese Art von kombinierter Kopplung eine messbare **Verletzung der  $CP$ -Invarianz**. Solche Verletzungen bilden unter anderem das Fundament für Erklärungen der Baryon-Asymmetrie im Universum [53] und wurden zuerst in den Zerfällen von neutralen Kaonen nachgewiesen [54].

## 2.3 Beschreibung von Drei - Eichboson - Kopplungen

Wechselwirkungen zwischen dem Higgs-Boson und einem Paar von schwachen Vektorbosonen ( $ZZ$  oder  $W^+W^-$ ) treten unter anderem in der in Abbildung 2.8 dargestellten Vektorbosonfusion auf. Die allgemeinste, lorentz-invariante Kopplung ist durch einen Tensor von der Form

$$T^{\mu\nu}(q_2, q_4) = a_1(q_2, q_4) g^{\mu\nu} + a_2(q_2, q_4) [q_2 \cdot q_4 g^{\mu\nu} - q_2^\mu q_4^\nu] + a_3(q_2, q_4) \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{2\rho} q_{4\sigma} \quad (2.63)$$

gegeben [55], wobei  $a_i$  von den Viererimpulsen  $q_2, q_4$  der Vektorbosonen abhängige, lorentz-invariante Formfaktoren sind: Der erste Summand kann für die konstante Wahl von

$$a_1 = \frac{2m_V^2}{v} \quad (2.64)$$

mit der Kopplung nach Vorhersage des Standardmodells identifiziert werden mit  $m_V$  als Masse des betreffenden Vektorbosons und  $v$  als Vakuumerwartungswert.

Für die Interpretation der  $a_{2,3}$ -Terme bedarf es der Betrachtung einer **effektiven Theorie** für eine verallgemeinerte Lagrangedichte: Wird lediglich eine  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Invarianz verlangt, so kann die in Gleichung 2.37 eingeführte Lagrangedichte des Standardmodells als erster Term einer Reihenentwicklung betrachtet werden, deren nächsthöhere Korrektur durch  $CP$ -invariante Operatoren  $O_i$  der Massendimension 6 gegeben ist, welche anomale Kopplungen von Vektorbosonen an ein skalares Dublett-Higgs-Boson mit Kopplungsstärken  $f_i$  beschreiben [9]:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_i \frac{f_i^{(6)}}{\Lambda^2} O_i^{(6)} + \dots \quad (2.65)$$

Der effektive Charakter kommt durch die Energieskala  $\Lambda$  zum Ausdruck, welche die zugrundeliegende *Neue Physik* für hohe Energien unterdrückt.

Es wird im Folgenden die innerhalb der L3-Kollaboration verwendete Notation der ersten Korrektur zur effektiven Lagrangedichte verwendet [56]:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{(6)} = g_{H\gamma\gamma} H A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + g_{HZ\gamma}^{(1)} A_{\mu\nu} Z^\mu \partial^\nu H + g_{HZ\gamma}^{(2)} H A_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} \quad (2.66)$$

$$+ g_{HZZ}^{(1)} Z_{\mu\nu} Z^\mu \partial^\nu H + g_{HZZ}^{(2)} H Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + g_{HWW}^{(2)} H W_{\mu\nu}^+ W_-^{\mu\nu} \quad (2.67)$$

$$+ g_{HWW}^{(1)} \left( W_{\mu\nu}^+ W_-^\mu \partial^\nu H + W_{\mu\nu}^- W_+^\mu \partial^\nu H \right) + \tilde{g}_{H\gamma\gamma} H \tilde{A}_{\mu\nu} A^{\mu\nu} \quad (2.68)$$

$$+ \tilde{g}_{HZ\gamma} H \tilde{A}_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \tilde{g}_{HZZ} H \tilde{Z}_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \tilde{g}_{HWW}^{(2)} H \tilde{W}_{\mu\nu}^+ W_-^{\mu\nu} \quad (2.69)$$

mit der Definition von Feldstärketensor und dualem Feldstärketensor

$$X_{\mu\nu} = \partial_\mu X_\nu - \partial_\nu X_\mu \quad \tilde{X}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} X_{\rho\sigma}. \quad (2.70)$$

Die einzelnen Terme in der Lagrangedichte 2.66 ff., welche den Operatoren in 2.65 zugeordnet werden können, weisen entweder ein  $CP$ -gerades ( $CP(O_g) = O_g$ ) oder ein  $CP$ -ungerades ( $CP(O_u) = -O_u$ ) Verhalten auf, wobei letztere durch die Terme mit Koeffizienten  $\tilde{g}$  in der hier verwendeten Notation gekennzeichnet sind.

Es wird die als  $d$ -Parametrisierung bezeichnete Form der Parametrisierung der Kopplungen  $g$  in Abhängigkeit von den dimensionslosen Größen  $d$ ,  $d_B$  (welche zuerst für die Suche nach anomalen Kopplungen in  $e^+e^- \rightarrow ZH$  und  $\gamma H$  verwendet wurden [57]) und  $\Delta g_1^z$ ,  $\Delta \kappa_\gamma$  (diese beschreiben zusätzlich anomale Kopplungen von  $Z$ -Bosonen und Photonen an  $W$ -Bosonen [58]) sowie  $\delta_Z$  (entspricht einer globalen Skalierung aller Higgs-Kopplungen [59]) gewählt.

Im Rahmen dieser Arbeit werden lediglich  $CP$ -ungerade Kopplungsstrukturen des Higgs-Bosons an Vektorbosonen untersucht. Für diese gilt folgender Zusammenhang zwischen den  $\tilde{g}$ -Koeffizienten und den ebenfalls mit “ $\sim$ ” gekennzeichneten

$d$ -Parametern [56]:

$$\tilde{g}_{H\gamma\gamma} = \frac{e}{2M_W \sin \Theta_W} (\tilde{d} \sin \Theta_W^2 + \tilde{d}_B \cos \Theta_W^2) \quad (2.71)$$

$$\tilde{g}_{HZ\gamma}^{(1)} = \frac{e}{M_W \sin \Theta_W} (-\tilde{\kappa}_\gamma \tan \Theta_W) \quad (2.72)$$

$$\tilde{g}_{HZ\gamma}^{(2)} = \frac{e}{2M_W \sin \Theta_W} \sin 2\Theta_W (\tilde{d} - \tilde{d}_B) \quad (2.73)$$

$$\tilde{g}_{HZZ}^{(1)} = \frac{e}{M_W \sin \Theta_W} (\tilde{\kappa}_\gamma \tan \Theta_W^2) \quad (2.74)$$

$$\tilde{g}_{HZZ}^{(2)} = \frac{e}{2M_W \sin \Theta_W} (\tilde{d} \cos \Theta_W^2 + \tilde{d}_B \sin \Theta_W^2) \quad (2.75)$$

$$\tilde{g}_{HWW}^{(1)} = 0 \quad (2.76)$$

$$\tilde{g}_{HWW}^{(2)} = \frac{e}{2M_W \sin \Theta_W} \tilde{d} \quad (2.77)$$

Im Folgenden werden ausschließlich die höherdimensionalen Kopplungen des Higgs- an  $W^\pm$ - oder  $Z$ -Bosonen untersucht. Die Produktion eines Higgs-Bosons durch  $H\gamma Z$ - und  $H\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen ist im Standardmodell unterdrückt und die entsprechenden Terme in 2.66 ff. werden vernachlässigt. Die Formfaktoren im Tensor 2.63 können den verbleibenden Operatoren in der effektiven Lagrangedichte zugeordnet werden,  $a_2$  den  $CP$ -geraden und  $a_3$  den  $CP$ -ungeraden.

Für weitere Betrachtungen wird speziell ein Modell untersucht, welches zusätzlich zur Standardmodellkopplung des Higgs- and  $W^+W^-$ - oder an  $ZZ$ -Paare eine kleine  $CP$ -ungerade Beimischung enthält. Technisch wird dies durch das Nullsetzen aller Parameter in der  $d$ -Parametrisierung außer  $\tilde{d}$  in den Gleichungen 2.71-2.77 erreicht.  $\tilde{d}$  gibt die Größe des anomalen  $CP$ -ungeraden Beitrags in den  $HWW$  und  $HZZ$ -Kopplungen an. Der Zusammenhang zu den Formfaktoren  $a_{2,3}$  ergibt sich für dieses Modell zu:

$$a_2 = 0 \quad , \quad a_3^{HZZ} = \frac{2e}{\sin \Theta_W M_W} \tilde{d} \cos \Theta_W^2 \quad , \quad a_3^{HWW} = \frac{2e}{\sin \Theta_W M_W} \tilde{d} \quad (2.78)$$

## 2.4 Messung anomaler HVV-Kopplungen

### 2.4.1 Modellunabhängiger Test der $CP$ -Invarianz

Basiert ein Prozess auf einer  $CP$ -erhaltenden Wechselwirkung, so wird der Erwartungswert einer  $CP$ -ungeraden Observablen  $\mathcal{A}$  integriert über den gesamten  $CP$ -geraden Phasenraum  $\Omega$  verschwinden [60]:

$$\langle \mathcal{A} \rangle = \frac{\int \mathcal{A} d\Omega}{d\Omega} = 0 \quad (2.79)$$

Umgekehrt impliziert ein nicht verschwindender Mittelwert eine Verletzung der  $CP$ -Invarianz. Die Abweichung von Null gibt dabei ein Maß für die Größe der Verletzung an. Dieser Ansatz wird als modellunabhängig bezeichnet, da keine Annahmen über die zugrundeliegende  $CP$ -Struktur der untersuchten Kopplungen getroffen werden. Im Folgenden werden die in dieser Arbeit verwendeten  $CP$ -ungerade Observablen vorgestellt.

## 2.4.2 $CP$ -sensitive Observablen

### Der vorzeichenbehaftete Winkel $\Delta\Phi_{jj,vz}$

Das zentrale Erkennungszeichen von Ereignissen, die ein Higgs beinhalten, welches durch Vektorbosonfusion (VBF) erzeugt wird, besteht in dem Nachweis von zwei hochenergetischen Jets, die in entgegengesetzte Richtungen aus dem harten Streuprozess auslaufen. Sie werden als *Tagging Jets* (engl. markierende Teilchenbündel) bezeichnet. Die Form ihrer gemessenen kinetischen Verteilungen wird durch die Struktur der  $HVV$ -Kopplung in Gleichung 2.63 bestimmt und bietet sich demnach zur Unterscheidung an. Im Gegensatz zu Transveralimpuls und Energie der Jets oder invarianter Masse des Zwei-Jet-Systems zeichnet sich die Azimuthalwinkeldifferenz  $\Delta\Phi_{jj}$  hierbei durch eine weitestgehende Insensitivität auf die Form des zugrundeliegenden Kopplungsmodells - beschrieben durch verschiedene Wahlen von Formfaktoren (siehe Kapitel 6.4) - aus [55]. Ein möglichst modell-unabhängiger Ansatz ist erwünscht.

Während die  $\Delta\Phi_{jj}$ -Verteilungen reiner  $CP$ -gerader oder -ungerader anomaler Kopplungen durch ihre Form leicht von denen gemäß dem Standardmodell unterschieden werden können, addiert sich eine Mischung zu gleichen Anteilen derart, dass diese Unterscheidungskraft verloren geht. Verantwortlich für den Informationsverlust ist dabei das nichtbeachtete Vorzeichen des Winkels.

Es lässt sich jedoch zeigen, dass die Einführungen des sogenannten **vorzeichenbehaftete Azimuthalwinkels**  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  [9] zur Unterscheidung geeignet ist. Diese Observable bezieht die Korrelation der VBF-Jets mit den beiden Strahlrichtungen der kollidierenden Protonen ein und ist definiert durch

$$\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} b_+^\mu p_+^\nu b_-^\rho p_-^\sigma = 2p_{T,+}p_{T,-} \sin(\Phi_+ - \Phi_-) \equiv 2p_{T,+}p_{T,-} \sin(\Delta\Phi_{jj,vz}), \quad (2.80)$$

wobei  $p_\pm$  die Viererimpulse der Jets in die gleiche Detektorhemisphäre (siehe Kapitel 3.2) wie die Viererimpulse der Strahlen  $b_\pm$  bezeichnen. Anschaulich kann  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  somit als eine von zwei Möglichkeiten aus der Differenz der Azimuthalwinkel in der Transversalebene zur Strahlrichtung zwischen dem Jet in der positiven Detektorhemisphäre mit  $z > 0$  (bezeichnet mit  $\Phi_+$ ) und demjenigen in der negativen Hemisphäre mit  $z < 0$  ( $\Phi_-$ ) berechnet werden.

Die Unterscheidungsfähigkeit der  $\Delta\Phi_{jj,vz}$ -Verteilungen zwischen Kopplungsstrukturen wird in Abbildung 2.9.a) anhand einer vereinfachten Simulation von VBF-

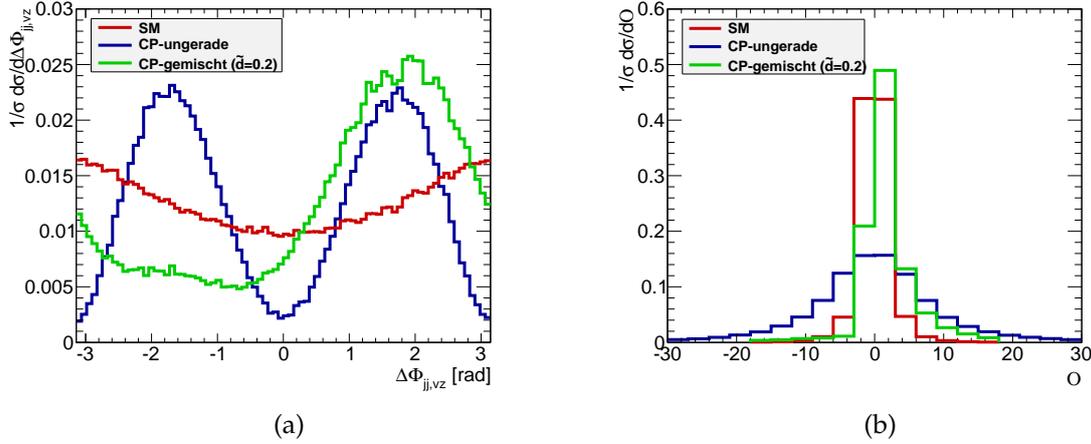


Abbildung 2.9: Normierte Verteilungen von a)  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  und b)  $\mathcal{O}$  für rein gerade (SM), rein ungerade und zusammengesetzte Tensorstrukturen im HVV-Vertex für VBF-Ereignisse erzeugt mit dem Generator VBFNLO [13]

Ereignissen mithilfe des Generators VBFNLO [13] gezeigt. Unterschiedliche Wirkungsquerschnitte werden durch die Normierung nicht berücksichtigt. Wie sich beobachten lässt, erlaubt die Form der Verteilungen eine Unterscheidung zwischen den verschiedenen Kopplungsstrukturen, die Summe aus geraden und ungeraden prägt jedoch als einzige einen von Null verschiedenen Mittelwert aus. Für eine quantitative Diskussion wird auf Kapitel 6 verwiesen.

### Die Optimale Observable $\mathcal{O}$

Eine weitere CP-ungerade Observable ist durch die **Optimale Observable  $\mathcal{O}$**  gegeben. Erstmals eingeführt wurde sie von David Atwood und Amarjit Soni [10], um Formfaktoren für magnetische und elektrische Dipolmomente im Prozess  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$  zu bestimmen, fand im Folgenden unter anderem aber auch Verwendung für die Messung von  $\tau$ -Polarisationen [11], in der Untersuchung von 3-Eichboson-Kopplungen in den Prozessen  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  [12] und  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}l\nu_l$  [61], in der Bestimmung schwacher  $\tau$ -Dipolmomente in  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  [60] und in einer Sensitivitätsstudie zur Messung von CP-Verletzungen im Higgsstrahlungsprozess an einem zukünftigen linearen  $e^+e^-$ -Teilchenbeschleuniger [62]. Im folgenden Abschnitt wird eine kurze Herleitung zu der in dieser Arbeit verwendeten Form der Optimalen Observablen gegeben.

Das Matrixelement für eine HVV-Kopplung, welches zusätzlich zum SM-Term eine CP-ungerade Beimischung  $\tilde{d}$  enthält und durch die in Gleichung 2.78 beschriebene

Formfaktorwahl der  $a_i$  erzeugt wird, ist gegeben durch

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{SM} + \tilde{d} \cdot \mathcal{M}_{CPU} \quad (2.81)$$

$$\Rightarrow |\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_{SM}|^2 + \tilde{d} \cdot 2\Re \{ \mathcal{M}_{SM}^* \mathcal{M}_{CPU} \} + \tilde{d}^2 |\mathcal{M}_{CPU}|^2 \quad , \quad (2.82)$$

wobei die Indizes  $SM$  und  $CPU$  auf die Berechnung der Matrixelemente für  $HVV$ -Kopplungen gemäß dem SM- und dem rein  $CP$ -ungeraden Fall hinweisen. Einzig der Interferenzterm in der Gleichung 2.82 für das quadrierte Matrixelement zeigt ein  $CP$ -ungerades Verhalten, definiert durch einen Vorzeichenwechsel unter  $CP$ -Transformationen. Dies motiviert die hier verwendete Form der Optimalen Observablen:

$$\mathcal{O} = \frac{2\Re \{ \mathcal{M}_{SM}^* \mathcal{M}_{CPU} \}}{|\mathcal{M}_{SM}|^2} \quad (2.83)$$

Mithilfe von extrahierten Berechnungen aus dem Generator HAWK [63–65] werden in dieser Arbeit die verwendeten Matrixelemente aus der Kinematik in Form von Viererimpulsen der am Prozess beteiligten Teilchen ausgewertet. In vereinfachter Weise besteht der funktionelle Zusammenhang

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}(p_{q_1}^\mu, p_{q_2}^\mu, p_{j_1}^\mu, p_{j_2}^\mu, p_{\gamma_1}^\mu, p_{\gamma_2}^\mu), \quad (2.84)$$

wobei hier  $q_{1,2}$  die beiden Partonen im Anfangszustand,  $\gamma_{1,2}$  die Photonen aus dem Higgs-Zerfall und  $j_{1,2}$  als Stellvertretersymbol die auslaufenden Quarks aus dem VBF-Prozess bezeichnen (siehe Kapitel 4 zur Problematik Generator- gegenüber Detektorniveau). Die Photonen dienen zur alleinigen Rekonstruktion des Higgs-Vierervektors und die unbekannte Energie der beteiligten Partonen kann durch den Impulsbruchteil  $x_{1,2}$  am Gesamtimpuls der Protonen aus der Gesamtmasse  $M$  und der Gesamtrapidität  $y$  des Endzustandes - bestehend aus den beiden Photonen und auslaufenden Quarks bzw. Jets - berechnet werden:

$$p_1^\mu = x_1 \frac{\sqrt{s}}{2} \cdot (1, 0, 0, 1) \quad \text{mit} \quad x_1 = \frac{M}{\sqrt{s}} e^y \quad (2.85)$$

$$p_2^\mu = x_2 \frac{\sqrt{s}}{2} \cdot (1, 0, 0, -1) \quad \text{mit} \quad x_2 = \frac{M}{\sqrt{s}} e^{-y} \quad . \quad (2.86)$$

Die Matrixelementberechnung in der Funktion 2.84 hängt dabei ebenfalls von dem *Flavour* der beteiligten Quarks ab. Im Rahmen dieser Arbeit wird die explizite *Flavour*-Information bei der Berechnung allerdings nicht verwendet, sondern es findet vielmehr eine mithilfe von PDFs gewichtete Mittelung der Form

$$\mathcal{M}(x_1, x_2, p_{j_1}^\mu, p_{j_2}^\mu, p_{\gamma_1}^\mu, p_{\gamma_2}^\mu) = \sum_{f_1, f_2} \mathcal{M}(q_{f_1}^\mu, q_{f_2}^\mu, p_{j_1, f_1}^\mu, p_{j_2, f_2}^\mu, p_{\gamma_1}^\mu, p_{\gamma_2}^\mu) \quad (2.87)$$

$$\cdot F(x_1, f_1) F(x_2, f_2) \quad (2.88)$$

statt, wobei die Summe über alle möglichen *Flavour*  $f_{1,2}$  der einlaufenden Quarks läuft und  $F(x_i, f_i)$  die PDF beschreibt, welche die Wahrscheinlichkeit angibt, dass bei einem Impulsbruchteil  $x_i$  das *Flavour*  $f_i$  auftritt<sup>8</sup>. Die *Flavour* der auslaufenden Jets/Quarks (gekennzeichnet mit  $f'$ ) sind hierbei unter Berücksichtigung des Auftretens von  $W$ - oder  $Z$ -Bosonen in der Vektorbosonfusion durch diejenigen der einlaufenden Quarks bestimmt.

In Abbildung 2.9.b) sind Verteilungen der Optimalen Observable für die  $CP$ -gerade SM-Kopplung, für eine rein  $CP$ -ungerade und für eine kombinierte Kopplungsstruktur gemäß Gleichung 2.78 mit  $\tilde{d} = 0,2$  für die vereinfachte Simulation von VBF-Ereignissen gezeigt. Rein qualitativ lässt sich eine Asymmetrie bezüglich  $O = 0$  und daraus folgend ein nicht-verschwindender Mittelwert lediglich für die Verteilung gemäß der  $CP$ -gemischten Kopplungsstruktur beobachten.

### 2.4.3 Methode zur Bestimmung der anomalen Kopplung $\tilde{d}$

Aufgrund des quadratischen Zusammenhang mit dem Matrixelement 2.82, lässt sich der korrespondierende *differentielle Wirkungsquerschnitt* für HVV-Kopplungen als Summe aus SM- und kleinen anomalen  $CP$ -ungeraden Beiträgen schreiben als

$$\frac{d\sigma(\Omega, \tilde{d})}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} + \tilde{d} \frac{d\sigma_1}{d\Omega} + \tilde{d}^2 \frac{d\sigma_2}{d\Omega}, \quad (2.89)$$

wobei sich die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{0,1,2}$  mit den in Gleichung 2.82 beschriebenen Matrixelementen zu SM-, Interferenz- und rein ungerader Kopplung identifizieren lassen. Der Zusammenhang 2.89 gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein bestimmter Satz an messbaren Phasenraumvariablen  $\Omega = \Omega(\omega_1, \dots, \omega_n)$  für einen gegebenen Parameter  $\tilde{d}$  auftritt. Den Ausführungen von [61] folgend, soll nun gezeigt werden, was die Verwendung von Optimalen Observablen als maximal sensitives Instrument auszeichnet, um aus gemessenen Verteilungen den Parameter  $\tilde{d}$  zu bestimmen. Für diese Arbeit wird dabei vorerst eine Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes von  $\tilde{d}$  nicht berücksichtigt:  $\sigma(\Omega, \tilde{d}) \equiv \sigma(\Omega)$ .

Der beste Schätzer für  $\tilde{d}$  kann durch eine  $n$ -dimensionale *Maximum-Likelihood* (ML) Anpassung in den Phasenraumvariablen  $\Omega_n$  berechnet werden. Hierbei wird die gemeinsame ML-Funktion der beobachteten Daten in Abhängigkeit von  $\tilde{d}$  definiert als<sup>9</sup>

$$L(\tilde{d}) = \prod_{k=1}^{N_{\text{Daten}}} d\sigma_0(\Omega_k) + \tilde{d} d\sigma_1(\Omega_k) + \tilde{d}^2 d\sigma_2(\Omega_k) \quad , \quad (2.90)$$

<sup>8</sup> Die PDFs hängen des Weiteren von der Wahl der Faktorisierungsskala  $\mu_F$  ab, welche für die Berechnung von  $O$  hier auf die Masse  $m_H = 125 \text{ GeV}$  des Higgs-Bosons festgesetzt wird.

<sup>9</sup> In der Berechnung der Lagrangedichte 2.90 werden die gemessenen Phasenraumvariablen in diskret geteilte (engl. *binned*) Histogramme geföhlt, weshalb in einem *Binned-Maximum-Likelihood-Fit* hier noch zusätzlich ein Produkt über alle *Bins* laufen müsste, worauf bei der Herleitung der Übersicht halber verzichtet wird.

wobei  $d\sigma_i$  hier die differentiellen Wirkungsquerschnitte entsprechend der Summanden in 2.89 bezeichnet. Betrachtet man insbesondere VBF-Ereignisse, so ist der durch die Variablen in Gleichung 2.84 aufgespannte Phasenraum von der Dimension<sup>10</sup>  $n = 7$ . Eine sehr große Menge an simulierten Ereignissen wäre für eine gemeinsame Anpassung aller Phasenraumvariablen erforderlich.

Werden andererseits **Optimale Observablen 1. und 2. Ordnung** durch die Verhältnisse

$$\mathcal{O}^{(1)} = \frac{d\sigma_1}{d\sigma_0} \quad \mathcal{O}^{(2)} = \frac{d\sigma_2}{d\sigma_0}, \quad (2.91)$$

definiert, so findet sich für das Auffinden des besten Schätzers für  $\tilde{d}$  durch Maximierung der *Log-Likelihood-Funktion* in zwei Dimensionen die Bestimmungsgleichung

$$\frac{d \log L}{d\tilde{d}} = \frac{d \left( \sum_k \log (d\sigma_0 + \tilde{d} d\sigma_1 + \tilde{d}^2 d\sigma_2) \right)}{d\tilde{d}} = \frac{\sigma_1 + 2 \tilde{d} d\sigma_2}{d\sigma_0 + \tilde{d} d\sigma_1 + \tilde{d}^2 d\sigma_2} \quad (2.92)$$

$$= \frac{\mathcal{O}^{(1)} + 2 \tilde{d} \mathcal{O}^{(2)}}{1 + \tilde{d} \mathcal{O}^{(1)} + \tilde{d}^2 \mathcal{O}^{(2)}} \quad (2.93)$$

$$\stackrel{!}{=} 0 \quad (2.94)$$

Eine zweidimensionale Anpassung der Observablen  $\mathcal{O}_1$  und  $\mathcal{O}_2$  ist demnach äquivalent zu der  $n$ -dimensionalen ML-Anpassung. Alle Informationen über die *CP*-Kopplungsstruktur ist in den Optimalen Observablen enthalten ist. Für ihre Berechnung wird der gesamte zur Verfügung stehende Phasenraum verwendet.

Aufgrund der Tatsache, dass der Parameter  $\tilde{d}$  laut Definition lediglich eine kleine Abweichung von der SM-Kopplung darstellt, wird in dieser Arbeit der quadratische Zusammenhang durch die Observable die zweite Ordnung als Näherung vernachlässigt und das verwendete  $\mathcal{O}^{(1)}$  im weiteren Verlauf als  $\mathcal{O}$  bezeichnet.

Zudem kann gezeigt werden [11], dass die alleinige Verwendung der Mittelwerte  $\langle \mathcal{A} \rangle$  mit  $\mathcal{A} = \Delta\Phi_{j,vz}$  oder  $\mathcal{A} = \mathcal{O}$  keinen Sensitivitätsverlust auf die Bestimmung des Kopplungsparameters gegenüber einer ML-Anpassung darstellt: Wird eine Verteilung durch die Entwicklung nach ihren Momenten beschrieben und wird diese Reihe nach dem Moment 1. Ordnung - dem Mittelwert - abgebrochen, so ist die Information über die *CP*-Struktur in dieser eindimensionalen Größe enthalten<sup>11</sup>.

In Kapitel 6 wird zudem gezeigt, dass speziell in der hier vorliegenden Analyse keine Verlust an Sensitivität vorliegt.

<sup>10</sup> Die Anzahl der Freiheitsgrade ergibt sich zum Beispiel aus den beiden Viererimpulsen der auslaufenden Jets abzüglich einer Dimension aufgrund der ebenfalls festgelegten Higgs-Boson-Energie.

<sup>11</sup> Die ausschließliche Verwendung des Mittelwerts reicht allerdings nicht aus, um zwischen rein *CP*-geraden oder -ungeraden Tensorstrukturen zu diskriminieren. Erst eine *CP*-gemischte Kopplungsstruktur führt zu einem nicht verschwindenden messbaren Mittelwert der Observablenverteilungen und der Möglichkeit, die vorliegende *CP*-Verletzung anhand von diesem zu quantifizieren (siehe Kapitel 2.4.1).

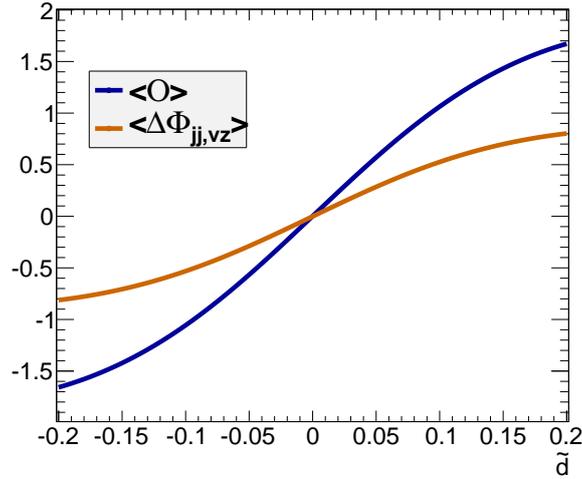


Abbildung 2.10: Vereinfachte Eichkurven von  $O$  und  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  für eine Simulation von VBF-Ereignissen. Näherungsweise ergibt sich ein linearer Zusammenhang für kleine Werte von  $\tilde{d}$  (siehe Haupttext).

Der Zusammenhang zwischen Observablenmittelwert und  $\tilde{d}$  wird als **Eichkurve** bezeichnet und ist beispielhaft in Abbildung 2.10 für  $O$  und  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  gezeigt. Für kleine  $\tilde{d}$ -Werte lässt sich ein linearer Zusammenhang feststellen, für große Werte dagegen gewinnt der anomale, rein  $CP$ -ungerade Beitrag an Gewicht, was sich für die Konstruktion der Optimalen Observable durch eine im Vergleich zur SM-Kopplung verhältnismäßig stärkere Zunahme des rein  $CP$ -ungeraden Matrixelementes in Gleichung 2.82 äußert. Da der Observablenmittelwert für eine rein  $CP$ -ungerade Kopplungsstruktur integriert über den  $CP$ -geraden Phasenraum verschwindet, resultiert eine relative Zunahme dieses Terms in einem Rückgang der Kurvensteigung für große  $\tilde{d}$ -Werte, was außerhalb des gezeigten Wertebereiches sogar in einen Abfall der Eichkurve bis auf Null für  $\tilde{d} \rightarrow \infty$  endet. Es kann gezeigt werden, dass der Mittelwert der Observablen zweiter Ordnung für große Parameterwerte monoton ansteigt, weshalb sich durch die zusätzliche Verwendung dieser Observablen Sensitivität auf  $\tilde{d}$  zurückgewinnen lassen könnte. Im Umfang dieser Arbeit wird jedoch allein die Observable 1. Ordnung verwendet.

Unter Verwendung von Eichkurven für Optimale Observable und vorzeichenbehafteten Azimuthalwinkel soll in dieser Arbeit ein 68%-Vertrauensintervall auf den anomalen  $CP$ -ungeraden Kopplungsparameter  $\tilde{d}$  bestimmt werden. Hierbei werden Eichkurven mit Fehlerbändern durch die sogenannte **Neyman-Konstruktion** [66] gebildet. Es werden hierzu für verschiedene Werte von  $\tilde{d}$  Observablenverteilungen von simulierten Ereignissen verwendet. Nach einer erwarteten Anzahl von Ereignissen in Daten werden nach diesen Verteilungen Pseudoereignisse gewürfelt. Für eine sehr hohe Anzahl an solchen Pseudoexperimenten wird jeweils der Median und das obere- und untere 68%-Quantil bestimmt (Abbildung 2.11.a) und als Funktion von  $\tilde{d}$  aufgetragen (Abbildung 2.11.b). Die Breite des Fehlerbands ist dabei von der Erwartung für die Signalereigniszahl in Daten für gegebene Luminosität abhängig.

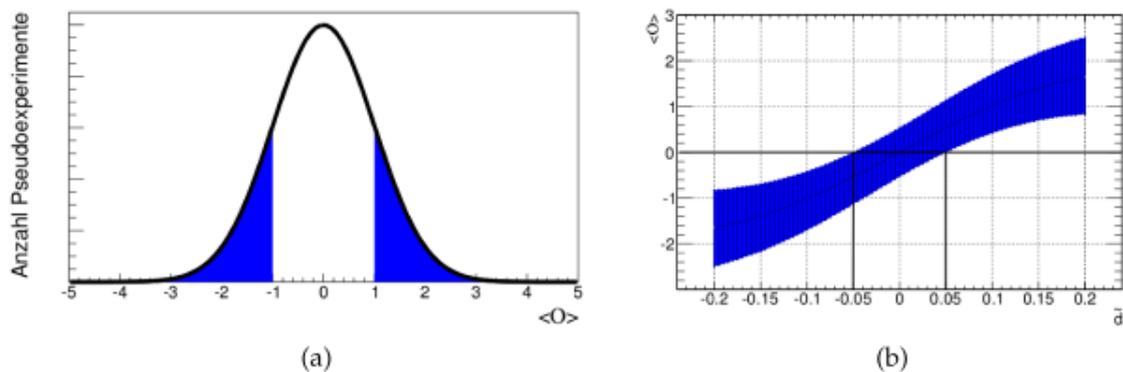


Abbildung 2.11: a) Verteilung von Observablenmittelwerten für Pseudoexperimente. Die vereinfachte Darstellung zeigt eine Normalverteilung zusammen mit oberem und unterem 68 %-Quantil. b) Eichkurve mit Fehlerband für  $O$  mit einer Erwartung von  $s = 10$  (siehe Text)

Durch eine Messung von Observablenmittelwerten in Daten kann schließlich aus den ursprünglich aus Unsicherheiten auf die Mittelwerte bestimmten Fehlerbändern ein Vertrauensintervall auf  $\tilde{d}$  abgelesen werden. Für die in Abbildung 2.11.b) gezeigte Eichkurve ergibt sich aus der Erwartung  $\langle O \rangle = 0$  ein Vertrauensintervall auf  $\tilde{d}$  von  $[-0,05, 0,05]$ . Für die Erzeugung des Fehlerbandes wurde in diesem Beispiel eine erwartete Signalereignisanzahl von  $s = 10$  verwendet.

# Das ATLAS-Experiment am *LHC*

## 3.1 Der LHC

Der Large Hadron Collider (LHC, engl. großer Hadronbeschleuniger) [67] ist ein Hadron-Speicherring, welcher sich am Europäischen Forschungszentrum für Elementarteilchenphysik CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) bei Genf befindet. Er ist der momentan größte existierende Teilchenbeschleuniger der Welt und ermöglicht durch die Kollision gegenläufiger Protonenstrahlen bei einer maximalen Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  die Erforschung neuer Energiebereiche in der Teilchenphysik. Der LHC ist ebenfalls ausgelegt für hohe instantane Luminositäten von bis zu  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  [68], wodurch integriert über den Zeitraum der Datennahme auch seltenere Streuprozesse mit niedrigem Wirkungsquerschnitt häufiger gemessen werden können (siehe Definition der Ereignisrate in Gleichung 2.59).

Ursprünglich für Elektron-Positron-Kollisionen am *LEP* (engl. Large Electron-Positron Collider) erbaut, beherbergt ein ringförmiger Tunnel mit einem Umfang von fast 27 km Länge im Mittel 100 m unter der Erde den LHC. In zwei separaten evakuierten Strahlröhren kursieren Strahlen von ca. 3000 Paketen, welche wiederum je  $10^{11}$  Protonen enthalten, in entgegengesetzte Richtungen. An vier Wechselwirkungspunkten werden die Strahlen zur Kollision gebracht. Dort sind große Detektoren installiert (siehe Abbildung 3.1).

Zwei der vier Experimente (ATLAS [70] und CMS [71]) sind Vielzweckdetektoren, welche in erster Linie für Untersuchungen des Standardmodells im Allgemeinen und der Suche nach dem Higgs-Boson im Speziellen, sowie für die Suche nach neuer Physik jenseits des Standardmodell hinaus konzipiert wurden. Das LHCb-Experiment [72] befasst sich mit der Untersuchung von Prozessen mit Bottom-Quarks und untersucht insbesondere *CP*-Verletzung in Zerfällen von B-Hadronen. Das ALICE-Experiment [73] schließlich ist unter anderem für die Erforschung des Quark-Gluon-Plasmas ausgelegt, welches durch Kollisionen von Bleiionen im LHC entstehen kann. Separiert von den Laufzeiten (engl. *Run*), in welchen Protonen beschleunigt werden, wurden bislang in den Jahren 2010 und 2011 Kollisionen von Bleiionen und Ende 2012 von Bleiionen mit Protonen herbeigeführt.

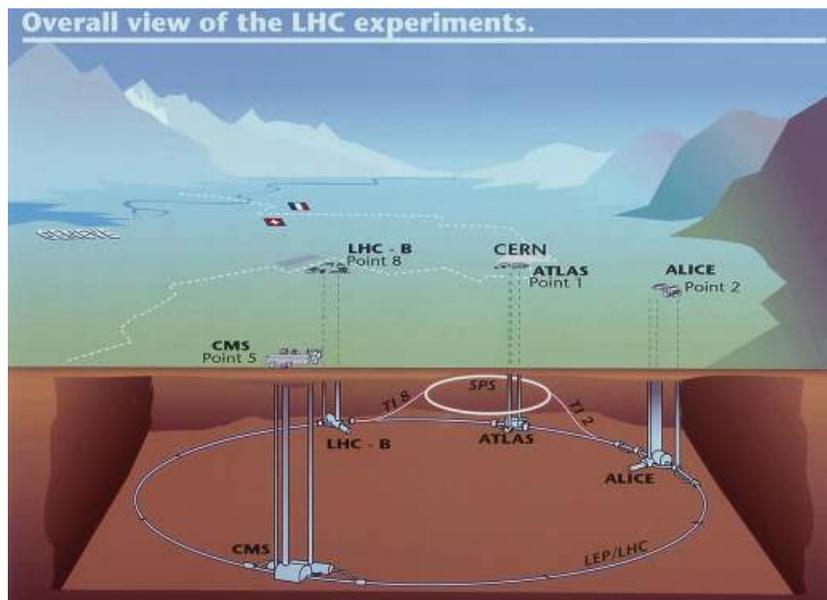


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des LHC mit dem Vorbeschleuniger SPS und den vier an den Kollisionspunkten positionierten Experimenten ATLAS, CMS, LHCb und ALICE [69]

Die zu beschleunigenden Protonen werden bei der Erhitzung von Wasserstoff gewonnen. Sie durchlaufen eine Reihe von Vorbeschleunigern bevor sie in den LHC eingespeist werden. Am Ende der Kette der kleineren Beschleuniger, welche eine sukzessive Erhöhung der kinetischen Energie der Protonen bewirken, steht das SPS (Super Proton Synchrotron), welches sie mit einer Energie von 450 GeV verlassen.

Im Ring des LHC selbst durchlaufen die Teilchen ein hochfrequentes elektrisches Wechselfeld mit einem Feldgradienten von 5 MV/m, was die bereits zuvor in der Beschleunigungskette in Pakete gruppierten Protonen schließlich auf maximal 7 TeV (bisher nur bis 4 TeV) beschleunigt und endgültig in Pakete mit einer durchschnittlichen Länge von 7,5 cm und einem Durchmesser von  $30 \mu\text{m}$  in einem Abstand von 25 ns gruppiert. Letzterer Wert gibt gleichzeitig den zeitlichen Kollisionsabstand an. Die elektrischen Wechselfelder sind derart mit der Flugzeit der Teilchen im Ring synchronisiert, dass sie den durch Synchrotronstrahlung entstehenden, sehr geringen Energieverlust pro Umlauf ausgleichen.

1232 supraleitende Dipolmagnete mit einer maximalen Feldstärke von 8,33 Tesla zwingen die Protonen auf die Kreisbahn. Für den supraleitenden Betrieb werden sie mithilfe flüssigen Heliums auf Temperaturen von bis zu 1,9 K gekühlt. Die Fokussierung der Strahlen wird des Weiteren mithilfe von 392 ebenfalls supraleitenden Quadrupolmagneten erreicht.

Der LHC nahm den Betrieb im Jahr 2008 auf und 2009 konnten zum ersten Mal Protonkollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$  beobachtet werden [74]. Ab März 2010 und über das Jahr 2011 hinweg konnte der Beschleuniger bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  und 2012 bei  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  betrieben werden, bevor er für Reparatur- und Verbesserungsmaßnahmen bis zur zweiten Laufzeit abgeschaltet wurde. Diese

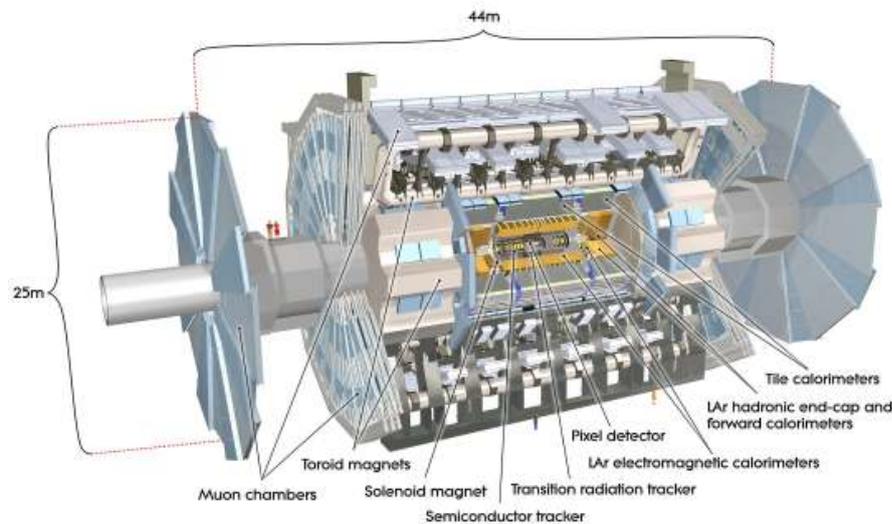


Abbildung 3.2: Skizze des Aufbau des ATLAS-Detektors [70]

sieht eine Steigerung bis hin zur maximal erreichbaren Schwerpunktsenergie vor. Die finale Datennahme vor der Abschaltung erreichte eine instantane Luminosität von  $\mathcal{L} = 0,75 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

## 3.2 Der ATLAS-Detektor

Die in dieser Arbeit diskutierten Daten wurden mithilfe des ATLAS-Detektors gemessen, dessen Aufbau in den folgenden Abschnitten diskutiert wird. Eine detailliertere Beschreibung findet sich in [70], woraus auch die im Weiteren gezeigten Auflösungs- und Abbildungen entnommen wurden.

ATLAS ist ein multifunktionaler Detektor, welcher für die präzise Messung einer Vielzahl physikalischer Prozesse entworfen wurde, welche bei hohen Luminositäten, wie sie am LHC erzeugt werden, mit signifikanter Häufigkeit auftreten. Er ist das größte am LHC angesiedelte Experiment und wurde insbesondere dafür konzipiert, aus der Menge an erzeugten Ereignissen in den Protonkollisionen diejenigen herauszufiltern, in welchen Zeichen eines oder mehrerer Higgs-Bosonen bzw. von neuer Physik jenseits des Standardmodells beobachtet werden können. Hierfür wird eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit der in den Kollisionen entstandenen Teilchen und ihrer Zerfallsprodukte vorausgesetzt. Der Detektor, dessen Aufbau in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt wird, gewährleistet durch die Art und Anordnung seiner Komponenten diese Anforderung.

Mit einer Länge von 44 m, einem Durchmesser von 25 m und einem Gesamtgewicht von ungefähr 7000 t ist der ATLAS-Detektor zylinderförmig um die Strahlröhre des LHC aufgebaut, symmetrisch zu dem sich im Mittelpunkt befindlichen Kollisionspunkt der Protonenstrahlen. Einem Zwiebelprinzip folgend sind die einzelnen

Detektorteile von innen nach außen um die Strahlrichtung angeordnet, jeweils abgeschlossen durch Endkappen senkrecht zur Strahlrichtung. Die im Weiteren auch als *Barrel-Region* bezeichnete Zentralregion im Detektor wird aus den drei Hauptkomponenten des **inneren Detektors**, des **Kalorimetersystems** und des **Myonsystems** gebildet, auf welche in den folgenden Abschnitten nach einer kurzen Einführung in das verwendete geometrische Koordinatensystem genauer eingegangen wird<sup>1</sup>.

Der Großteil der Gesamtmasse des Detektors wird durch ein System von Magneten bestimmt, deren Felder dazu dienen, geladene Teilchen abzulenken. Aus Betrag sowie Richtung der Bahnkrümmung lassen sich die Impulse der Teilchen bestimmen. Das Magnetensystem besteht aus einer supraleitenden Magnetspule (Solenoid), welche den inneren Detektor umgibt, sowie aus drei toroidalen, ebenfalls supraleitenden Magneten mit Luftkern, welche in einer achtfachen Azimuthalsymmetrie um die Kalorimeter angeordnet sind und das magnetische Feld für das Myonspektrometer bereitstellen.

## Das Koordinatensystem

Aufgrund der Form des ATLAS-Experimentes bietet sich die Einführung eines zylindrischen Koordinatensystems zur Beschreibung der Detektorkonstruktion an. Hierbei zeigt die  $z$ -Achse entlang der Strahlröhre, während sich die  $x$ - $y$ -Ebene senkrecht zur Strahlrichtung befindet. In dem rechtshändigen Bezugssystem weist die positive  $x$ -Richtung zum Mittelpunkt des LHC-Rings und die positive  $y$ -Richtung nach oben. Neben  $z$  sind die weiteren Zylinderkoordinaten durch den Azimuthalwinkel  $\Phi$  gegeben, welcher Winkel in der transversalen Ebene um die  $z$ -Achse beschreibt, und durch den Polarwinkel  $\Theta$ , welcher Winkel in Bezug zur Strahlachse misst.

Der **Transversalimpuls**  $p_T$  der Teilchen, welche dem Wechselwirkungspunkt der Strahlen entspringen, wird in der  $x$ - $y$ -Ebene gemessen. Eine weitere wichtige Messgröße stellt die **Rapidität**

$$y = \frac{1}{2} \log \frac{E + p_L}{E - p_L} \quad (3.1)$$

dar, wobei  $E$  die Energie und  $p_L$  den longitudinalen im Gegensatz zum transversalen Impuls des Teilchens angibt. Anstatt des Polarwinkels  $\Theta$  wird häufig die sogenannte **Pseudorapidität**  $\eta$  verwendet, die wie folgt definiert ist:

$$\eta = -\ln \tan \frac{\Theta}{2} \quad (3.2)$$

Abstände in der  $\eta \times \Phi$ -Ebene werden durch den Abstandsparameter  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\Phi)^2}$  angegeben.

---

<sup>1</sup> Auf eine Beschreibung der ebenfalls vorhandenen Vorwärtsdetektoren wird im Rahmen dieser Arbeit verzichtet. Sie dienen hauptsächlich zur Messung von Luminositäten.

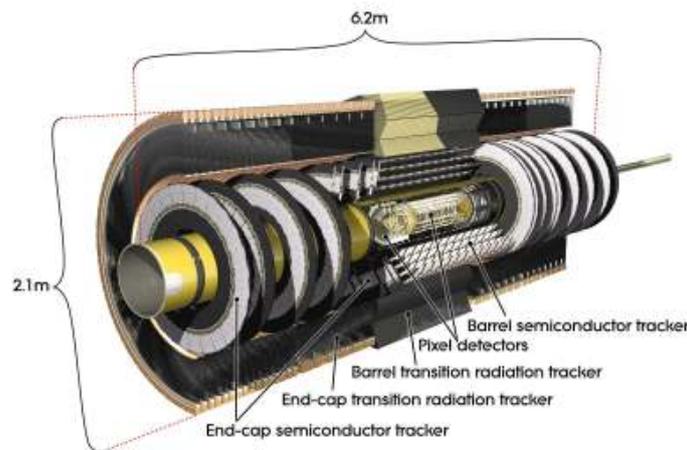


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des inneren Detektors [70]

## Der innere Detektor

Der innere Detektor oder auch **Spurdetektor**, welcher sich unter allen Detektorkomponenten in nächster Nähe zur Strahlachse befindet, ist in einem Zylinder mit einer Länge von 7 m und einem Radius von 1,15 m untergebracht. Er ist wiederum aus drei Komponenten aufgebaut, welche in der Barrel-Region in zylinderförmigen Schichten um die und in den Endkappen in Scheiben senkrecht zur Strahlachse angelegt sind (Abbildung 3.3). Beträgsmäßig wird einen Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 2,5$  abgedeckt.

Hauptaufgabe des inneren Detektors ist die Vermessung der Spuren geladener Teilchen, welche im Kollisionspunkt entstehen. Die Spuren weisen eine Krümmung auf aufgrund des durch den umgebenden Solenoidmagneten parallel zur Strahlachse erzeugten magnetischen Feldes einer Stärke von ca. 2 Tesla. Aus Betrag und Richtung der Krümmung lassen sich Rückschlüsse auf Ladung und Transversalimpuls des durchgeflogenen Teilchens ziehen.

Jede der drei im Folgenden beschriebenen Komponenten des Spurdetektors trägt zur Rekonstruktion der Teilchentrajektorien durch die Messung von Raumpunkten bei. Eine Analyse der Trajektorien gibt Aufschlüsse über den präzisen Ort sowohl des harten Streuprozesses - den sogenannten **Primärvertex** - als auch von weiteren als **Sekundärvertizes** bezeichneten Zerfallspunkten innerhalb des Spurdetektors, welche unter anderem aus dem Zerfall langlebiger Teilchen wie  $\tau$ -Leptonen oder  $B$ -Hadronen entstehen.

## Der Pixeldetektor

Der innerste Teil des Spurdetektors ist auf die Auflösung der nah am Kollisionspunkt hohen Teilchendichte ausgerichtet und muss deshalb eine große Granularität aufweisen. Hierfür sind in drei Schichten 140 Millionen Siliziumsensoren in Form von

Plättchen (sogenannte **Pixel**) angeordnet. Sie besitzen Ausmaße von  $50\ \mu\text{m} \times 400\ \mu\text{m}$  in der  $(R - \Phi) \times z$ -Ebene. Durch Dotierung des Siliziummaterials und Anlegen einer Spannung, welche in entgegengesetzte Richtung zum elektrischen Feld in der Raumladungszone zeigt, können geladene Teilchen nachgewiesen werden, welche beim Durchflug durch diese Region Atome im Detektormaterial ionisieren und dadurch Elektronen herausgelöst haben. Die Elektronen werden durch die angelegte Spannung zur Anode hin beschleunigt.

Durch die Anzahl der Pixelschichten werden im Normalfall drei Raumpunkte für die Trajektorie eines Teilchens bestimmt. Dabei wird eine Ortsauflösung für die Punkte von  $10\ \mu\text{m}$  in  $(R - \Phi)$ - und von  $115\ \mu\text{m}$  in  $R/z$ -Richtung für Barrel-/Endkappenregion erreicht.

#### **Der Halbleiterspurdetektor**

Umgeben wird der innere Detektor von dem sogenannten SCT (engl. *Semiconductor Tracker*), welcher ebenfalls aus Siliziummodulen zusammengesetzt ist. Um mit möglichst geringen Kosten den größeren Raum in dieser Detektorkomponente abzudecken, wird hier eine streifenförmige Modulform verwendet, was zu einer niedrigeren Granularität im Vergleich zum Pixeldetektor führt. Die Module sind in 4 Schichten mit jeweils zylindrischem Aufbau in der Barrelregion und in 9 Schichten in Scheibenform in den Endkappen angeordnet, was eine präzise Messung von mindestens vier Raumpunkten pro Flugbahn eines Teilchens erlaubt. Durch die Existenz jeweils einer zweiten Lage von Modulen in der Zentralregion, welche um einen Winkel von  $40\ \mu\text{rad}$  zur ersten verdreht ist, wird auch die Bestimmung der  $z$ -Komponente in der Ortsmessung ermöglicht. Die Ortsauflösung des SCT beträgt in der *Barrel*-Region  $17\ \mu\text{m}$  in  $(R - \Phi)$ - und  $580\ \mu\text{m}$  in  $R/z$ -Richtung.

#### **Der Übergangsstrahlungsspurdetektor**

In der äußersten Schicht des inneren Detektors befindet sich der sogenannte TRT (engl. *Transition Radion Tracker*). Er ist aufgebaut aus Driftröhren mit einem Radius von  $4\ \text{mm}$  und einer Länge von  $144\ \text{cm}$ , welche mit einem Xenon-Gasgemisch gefüllt sind. Sie werden in der Barrel-Region parallel und in den Endkappen fächerförmig in Bezug auf die Strahlachse angeordnet.

Beim Durchflug des hochenergetischen geladenen Teilchens durch die Grenze zweier Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes entsteht Übergangsstrahlung, welche ihrerseits das Gas in den Driftröhren ionisiert und durch das Anlegen einer Spannung gemessen werden kann. Eine Messung von ungefähr 36 Punkten pro Teilchenspur bis zu einer maximalen Pseudorapidität von  $|\eta| = 2,0$  wird durch den Aufbau ermöglicht. Es wird jedoch lediglich die  $(R - \Phi)$ -Komponente bestimmt.

Aufgrund der Tatsache, dass die Intensität der Übergangsstrahlung von dem Lorentzfaktor  $\gamma = E/mc^2$  mitbestimmt wird, trägt der TRT bei einer zusätzlichen unabhängigen Messung von Energie bzw. Impuls des Weiteren zur Teilchenidentifikation

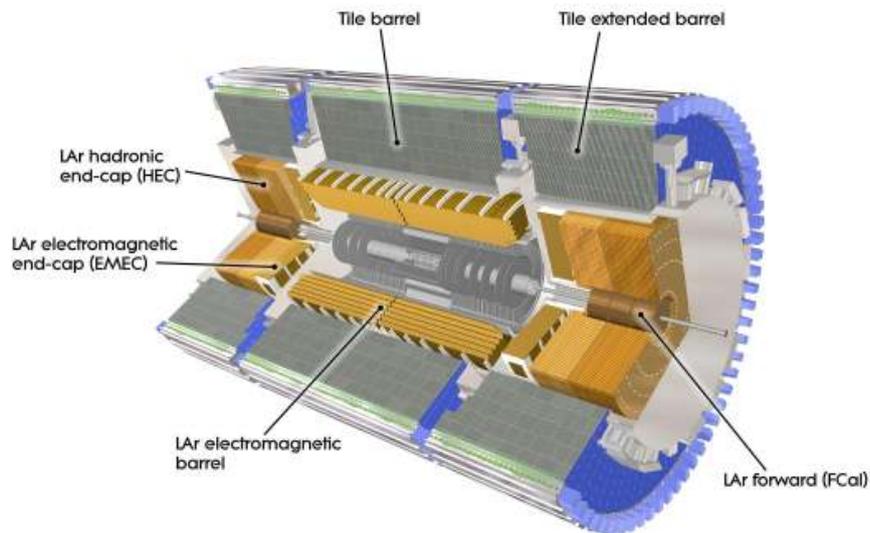


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Kalorimetersystems [70]

bei: Es findet hier vor allem eine Unterscheidung von Elektronen bzw. Positronen von weiteren geladenen Teilchen statt, welche vorrangig aus den aus *Up*- und *Down*-Quarks zusammengesetzten Pionen  $\Pi^\pm$  bestehen.

## Das Kalorimetersystem

Der Spurdetektor wird vollständig von dem im folgenden beschriebenen Kalorimetersystem (siehe Abbildung 3.4) umschlossen und deckt einen Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 4,9$  sowie den vollen Azimuthalwinkelbereich für  $\Phi$  ab. Hauptaufgabe dieser Komponente ist die präzise Energiemessung der eintretenden Teilchen, wobei sie gleichzeitig im Detektormaterial absorbiert werden. Hierbei deponieren überwiegend Elektronen und Photonen ihre Energie im innen liegenden **elektromagnetischen** und Hadronen im anschließenden **hadronischen Kalorimeter**. Es werden des Weiteren auch Auskünfte über Teilchen geliefert, welche beim Durchflug nicht absorbiert werden. So hinterlassen Myonen zumindest eine Ionisationsspur und durch die möglichst großflächige Raumabdeckung des Kalorimetersystems kann aus dem Prinzip der Transversalimpulserhaltung die Energie ebenfalls existierender Neutrinos durch die fehlende Energie abgeschätzt werden.

Für geladene Teilchen lässt sich im Bereich  $|\eta| < 2,5$  durch den Vergleich von Winkelmessungen eine Zuordnung der Energiedepositionen im Kalorimetersystem zu den Trajektorien im Spurdetektor durchführen. Insbesondere dienen die Kalorimeter dazu, Informationen über elektrische neutrale Teilchen zu erhalten, welche keine Spur im inneren Detektor hinterlassen haben, so zum Beispiel die in dieser Arbeit diskutierten Photonen.

#### Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter ist ein sogenanntes *Sampling*-Kalorimeter, welches in einem akkordeonförmigen Aufbau abwechselnd Schichten aus aktivem (flüssiges Argon, engl. Liquid Argon, LAr) und passivem Detektormaterial (Blei) enthält. Während des Durchflugs durch das Kalorimeter erfahren die hochenergetischen Elektronen und Photonen einen sukzessiven Energieverlust durch elektromagnetische Wechselwirkungen - insbesondere Paarbildung und Bremsstrahlung - bis hin zur vollständigen Absorption. Hierbei dient das passive Medium der Absorption und das aktive dem Nachweis. Die sukzessive Energiedeposition wird in Form von Schauern in den Detektorzellen registriert.

Das elektromagnetische Kalorimeter kann unterteilt werden in Barrel-Region ( $|\eta| < 1,475$ ) und Endkappen ( $1,375 < |\eta| < 3,2$ ), wobei ersteres eine gesamte Stärke von ca. 24 Strahlungslängen und letzteres - unterteilt in zwei koaxiale Räder - von 26 Strahlungslängen aufweist.

Für eine besonders hohe Auflösung im Bereich von ( $|\eta| \lesssim 1,5$ ) setzt sich die Zentralregion aus 3 Lagen zusammen, deren Granularität mit wachsender Entfernung zur Strahlachse abnimmt. Die Granularität liegt für die direkt an den Spurdetektor anschließende Schicht im Bereich von  $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,025 \times 0,025$ , was eine optimale Zuordnung der in diesem Bereich dichteren Spuren zu den Energiedepositionen gewährleistet. Eine hohe Auflösung in den ersten Lagen des Kalorimeters ist außerdem für die Rekonstruktion des Zerfalls der in Protonkollisionen häufig erzeugten  $\Pi^0$ -Mesonen in zwei Photonen von großer Bedeutung. In den Endkappen finden sich lediglich zwei Lagen mit gröberer Granularität bis hin zu  $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,1 \times 0,1$ .

Vor den beschriebenen Lagen im Zentralbereich des Kalorimeters befindet sich der sogenannte *Presampler*. Dieser dient dazu, den Energieverlust der Teilchen durch passives Detektormaterial, wie beispielsweise durch den Solenoidmagneten, abzuschätzen. Insgesamt ermöglicht das elektromagnetische Kalorimeter eine Energieauflösung für Elektronen, Positronen und Photonen von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,7\% ,$$

wobei  $\oplus$  auf eine quadratische Addition der Fehler hinweist.

#### Das hadronische Kalorimeter

Während Elektronen und Photonen meist vollständig innerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters absorbiert werden, gelangen Hadronen in das daran anschließende hadronische Kalorimeter. Hier erfahren sie über starke Wechselwirkungen inelastische Streuungen an den Atomkernen des Detektormaterials und lösen neben dem eigenen sukzessiven Energieverlust eine Flut an Sekundärteilchen aus, welche als Energiedepositionen in Form von Schauern detektiert werden.

Ebenfalls als *Sampling*-Kalorimeter konzipiert, besteht das in Kacheln (engl. Tile) angelegte aktive Medium in der Zentralregion ( $|\eta| < 1,7$ ) aus Plastik-Szintillatoren und das passive aus Stahlschichten. Aufgrund höherer Strahlenbelastungen werden in den Endkappen ( $1,5 < |\eta| < 3,2$ ) wiederum flüssiges Argon sowie Kupfer als Absorber verwendet. Zur Auslesung der Plastikszintillatoren in der Zentralregion dienen Sekundärelektronenvervielfacher.

Die in 3 Lagen aufgebaute Barrel-Region weist in den beiden inneren Schichten Granularitäten von  $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,1 \times 0,1$  und in der äußeren  $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,2 \times 0,1$  auf, während in den Endkappen für  $1,5 < |\eta| < 2,4$  eine Granularität von  $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,1 \times 0,1$  und ansonsten  $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,2 \times 0,2$  erreicht wird.

Insgesamt liefert das hadronische Kalorimeter eine Energieauflösung für Hadronen bzw. Jets

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% .$$

### Das Vorwärtskalorimeter

Das Vorwärtskalorimeter (engl. *LAr forward*, FCal) wird zum hadronischen Kalorimetersystem hinzugezählt. Es ist ebenfalls im Endkappen-Kryostat untergebracht und dient der Energiemessung von Elektronen, Photonen und Jets nahe der Strahlachse ( $3,1 < |\eta| < 4,9$ ). In der aus 3 Lagen aufgebauten Komponente wird wiederum flüssiges Argon als aktives Medium verwendet. In der innersten Schicht dient Kupfer als Absorber, während in den äußeren Schichten Wolfram verwendet wird. Es werden gröbere Granularitäten mit wachsenden Ausmaßen bis hin zu  $\Delta x \times \Delta y = 5,4 \text{ cm} \times 4,7 \text{ cm}$  in der letzten Lage verwendet, was auf die gesamte Energieauflösung des Vorwärtskalorimeters führt:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% .$$

### Das Myonspektrometer

Der Aufbau des Myonsystems, welches als äußerste und räumlich größte Komponente die Gesamtausmaße des ATLAS-Detektors bestimmt, wird in Abbildung 3.5 gezeigt. Hauptaufgabe ist die Impulsmessung der Myonen, welche durch die von den supraleitenden Luftkern-Toroidmagneten möglichst senkrecht zur Myonflugrichtung erzeugten Felder mit Stärken von ca. 0,3 Tesla abgelenkt werden.

Für die Spurrekonstruktion werden je nach Pseudorapiditätsbereich verschiedene Driftröhren verwendet, welche in der Barrel-Region in drei zylindrischen Schichten symmetrisch um die Strahlachse angeordnet sind und im Übergangs-Endkappenbereich senkrecht dazu.

Über den größten  $\eta$ -Bereich hinweg dienen die Driftröhren als Präzisionskammern

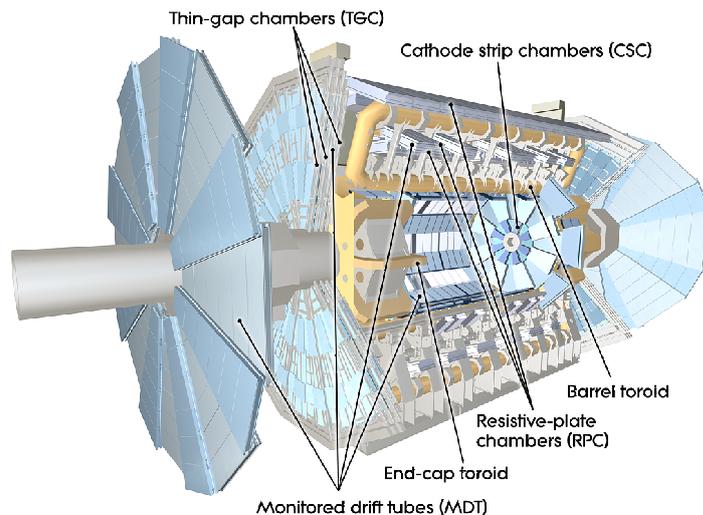


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Myonsystems [70]

(engl. *Monitored Drift Tubes*, MDT) zur Messung der Raumpunkte einer Myonspur. Für große Pseudorapiditäten und nah am Wechselwirkungspunkt werden dagegen Kathoden-Streifern-Kammern (engl. *Cathode-Stripe-Chambers*, CSC) mit verbesserter Granularität in der jeweils ersten Lage ( $2 < |\eta| < 2,7$ ) eingesetzt. Des Weiteren weisen die Triggerkammern (engl. *Thin-gap Chambers*, TGC und *Resistive-plate Chambers*, RPC) eine besonders kurze Ansprechzeit auf und werden deshalb als **Trigger** (engl. für Auslöser) verwendet. Insgesamt ergibt sich eine Impulsauflösung des Myonspektrometers von  $\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$  für Impulse von  $\sim 1$  TeV.

## Das Triggersystem

Bei Luminositäten von bis zu  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  treten Protonkollisionen am LHC, sogenannte Ereignisse, mit einer Rate von etwa 40 MHz auf, was einer Anzahl von ca.  $10^9$  pro Sekunde entspricht. Speicherressourcen für gemessene Ereignisse sind nur begrenzt verfügbar. Des Weiteren weisen nur etwa 400 Ereignisse ([75]) unter allen anderen QCD-induzierten Untergründen interessante Signaturen auf. Aus diesen beiden Gründen ist ein effizientes Triggersystem notwendig, welches innerhalb kürzester Zeit entscheidet, welche Ereignisse zur dauerhaften Speicherung und Aufarbeitung herausgefiltert werden. ATLAS verwendet hierfür ein dreistufiges System. Der **Level-1 Trigger** (L1) reduziert die Ereignisrate innerhalb von  $2 \mu\text{s}$  auf ein Niveau von 75 kHz. Er verwendet hierfür Informationen aus den Triggerkammern des Myonspektrometers und aus dem Kalorimetersystem mit einer gröberen als der verfügbaren Granularität. Als Auswahlkriterium wird nach Teilchen und Jets gesucht, welche einen hohen transversalen Impuls und/oder hohe Beiträge zur totalen oder fehlenden Transversalenergie aufweisen. Diese interessanten Regionen (engl. *Region of Interest*, RoI) werden an den **Level-2 Trigger** (L2) übermittelt. Diesem steht innerhalb eines Kegels um die Strahlachse der RoI die volle Granularität des Detektors zur

Verfügung und mithilfe strengerer Selektionskriterien reduziert er die Ereignisrate innerhalb von  $\sim 40$  ms ([76]) auf einen Wert von ca. 3,5 kHz.

Schließlich verwendet der sogenannte **Ereignisfilter** (EF) umfangreiche Selektionsalgorithmen ähnlich der *Offline*-Analyse und die Informationen aller Detektorbereiche mit maximaler Auflösung, um die Ereignisrate auf 200 Hz herunterzuberechnen, was etwa 400 ms ([76]) an Zeit in Anspruch nimmt.

### 3.3 Objektrekonstruktion

Anhand der Existenz und den Eigenschaften der rekonstruierten Spuren und Energiedepositionen in den verschiedenen Detektorkomponenten und gegebenenfalls möglichen winkelaufgelösten Zuordnungen unter ihnen wird die Rekonstruktion und Identifikation der physikalischen Objekte eines Ereignisses ermöglicht. Für diese Arbeit spielen insbesondere Photonen und Jets eine zentrale Rolle. In den folgenden Abschnitten wird deshalb kurz auf die Methoden ihrer Rekonstruktion eingegangen, während sich eine detaillierte Beschreibung der Identifikation mithilfe von Selektionskriterien in Kapitel 5 findet.

#### Rekonstruktion von Photonen

Photonenkandidaten werden in erster Linie mithilfe von *Energieclustern* (engl. für Anhäufung) im elektromagnetischen Kalorimeter rekonstruiert. In einem nächsten Schritt wird nach winkelaufgelösten zugeordneten Spuren im inneren Detektor gesucht und der Kandidat bei Existenz je nach Krümmungsrichtung der Spur als Elektron bzw. Positron klassifiziert. Schließlich wird der Übergang zu einer Analyse aller detektierten Spuren eines Ereignisses gegangen. Für die Beobachtung zweier zu Clustern im elektromagnetischen Kalorimeter zugeordneter nah beieinanderliegender Spuren unterschiedlicher Ladung mit einem als Konversionsradius bezeichneten  $\Delta R$ -Abstand wird ein Photon aus dem ursprünglichen Ereignis rekonstruiert, welches innerhalb des Detektormaterials in ein Elektron-Positron-Paar zerfallen ist. Photon werden aus diesem Grund klassifiziert als sogenannte **konvertierte Photonen** oder als **unkonvertierte Photonen**. Die Unterscheidung wird durch die Zuordnung eventueller Spuren und Konversionsvertizes ermöglicht, welche im inneren Detektor rekonstruiert und in das elektromagnetische Kalorimeter extrapoliert werden [77]. Zusätzlich findet eine Kalibrierung der Cluster statt, um etwaige Energieverluste auf dem Weg eines Photons durch den Detektor auszugleichen. Für konvertierte Photonen tragen separate Monte-Carlo Studien mit simulierten Daten zur verbesserten Bestimmung des Konversionsradius bei.

Die Effizienz der Photonrekonstruktion für den in dieser Arbeit analysierten Datensatz aus dem Jahr 2012 bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8$  TeV beträgt mehr

als 96,5 % über den durchschnittlichen Transversalenergie- und Pseudorapiditätsbereich hinweg, welcher für Photonen aus dem Zerfalls eines Higgs-Bosons mit Masse  $m_H \approx 125 \text{ GeV}$  erwartet wird [78].

## Rekonstruktion von Jets

Die Herausforderung in der Rekonstruktion von Jets besteht darin, die durch Fragmentierung, Zerfälle und Hadronisierung aus den aus dem Wechselwirkungspunkt auslaufenden Quarks und Gluonen entstandenen Teilchen durch geeignete Rechenalgorithmen zu einem physikalischen Objekt zusammenzufassen. Eigenschaften wie Transversalimpuls, Pseudorapidität und Azimutalwinkel des Jets sollten im finalen Schritt möglichst exakt mit den Werten des ursprünglichen Partons übereinstimmen. Als Eingangsgrößen für die Rechenalgorithmen dienen in dieser Arbeit topographische *Cluster* (im Weiteren als *Topo-Cluster* bezeichnet). Dies sind dreidimensionale Energiecluster, welche durch Auffinden von Energiedepositionen in vorgegebenen  $\Delta\eta \times \Delta\Phi$ -Bereichen im Kalorimetersystem mit hohem Signal-zu-Untergrundverhältnis und dem Zusammenschluss mit benachbarten Bereichen mit ebenfalls positivem Verhältnis berechnet werden [79].

Die Topo-Cluster bilden die Keimzellen (engl. *Seed*) für den sogenannten *Cluster-Algorithmus* (im Vergleich zu *Cone-Algorithmus*, engl. für Kegel), bei welchem sukzessiv Paare von nahen Objekten gruppiert werden. Hierbei werden die Distanzen

$$d_{ij} = \min(k_{T_i}^{2p}, k_{T_j}^{2p}) \cdot \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad \text{mit } p = \pm 1 \quad (3.3)$$

$$d_{ib} = k_{T_i}^{2p} \quad (3.4)$$

zwischen Pseudoobjekten  $i$  und  $j$  bzw. zwischen einem Pseudoobjekt  $i$  und der Strahlachse  $b$  definiert.  $k_{T_i}$  gibt den Transversalimpuls des Pseudoobjektes  $i$  an,  $\Delta R_{ij}$  den bereits in Abschnitt 3.2 eingeführten Abstand in der  $\eta \times \Phi$ -Ebene und  $R$  einen variablen Distanzparameter. Die sukzessive Gruppierung von Pseudoobjekten mit dem kürzesten Abstand  $d_{ij}$  im Algorithmus wird abgebrochen, falls dieser Abstand derjenige zur Strahlachse, definiert durch  $d_{ib}$  ist. Das betreffende Teilchen wird als Jet klassifiziert. Sukzessive werden alle Pseudoobjekte auf diese Weise gruppiert bis lediglich Jets als Resultat zurückbleiben.

In der folgenden Analyse wird speziell der sogenannte *Anti-kt4-Algorithmus* verwendet. Der Begriff *Anti-kt* bezieht sich hierbei auf eine Wahl von  $p = -1$  und die 4 gibt das gewählte  $R = 0,4$  in Gleichung 3.3 an. Für eine genauere Beschreibung der Identifikation und Selektion von Jets wird auf Kapitel 5 verwiesen.

# Untersuchte Prozesse und verwendete Datensätze

Im folgenden Kapitel wird zuerst ein Überblick über den Signalprozess und die relevanten Untergrundprozesse dieser Arbeit gegeben, bevor im Weiteren der untersuchte Datensatz und die verwendeten Monte-Carlo-Simulationen beschrieben werden. Insbesondere wird in Abschnitt 4.3.2 die Umgewichtungsmethode vorgestellt, welche zur Erzeugung von Simulationen des Signalprozesses mit anomalen  $CP$ -ungeraden Beiträgen zusätzlich zur Standardmodellkopplung des Higgs-Bosons an die schwachen Vektorbosonen in der Vektorbosonfusion dient. Die zugrundeliegende Theorie hierfür wurde bereits in Kapitel 2.3 diskutiert.

## 4.1 Signal- und Untergrundprozesse

### VBF Signal

Bei den Ereignissen von Interesse, welche in dieser Arbeit als Signal bezeichnet werden, entsteht ein Higgs-Boson durch die Fusion zweier von Quarks abgestrahlten schwachen Vektorbosonen (VBF) und zerfällt nach einer Lebensdauer von  $\tau \approx 10^{-22}$  (für Standardmodellvorhersage) noch im Detektor in zwei Photonen. Wie bereits erwähnt, wird der Zerfall nur über Schleifendiagramme möglich. Die  $H\gamma\gamma$ -Kopplung kann jedoch in einer effektiven Näherung ( $m_t \rightarrow \infty$ ) als punktförmig betrachtet werden. Abbildung 4.1 zeigt den vollständigen Prozess in einer vereinfachten Feynman-Darstellung für den t-Kanal<sup>1</sup>.

Die sehr markante Topologie des VBF-Prozesses zeichnet sich durch charakteristische Signaturen im Detektor aus: Die beiden auslaufenden Quarks im Endzustand, welche nach Fragmentierung als Jets im Kalorimeter detektiert werden, weisen sehr

---

<sup>1</sup> Das Diagramm des u-Kanals ergibt sich aus Vertauschung der beiden einlaufenden Quarks. Es gibt kein VBF-Diagramm für den s-Kanal, da dieser Prozess zur Higgs-Strahlung mit hadronisch zerfallendem Vektorboson gezählt wird.

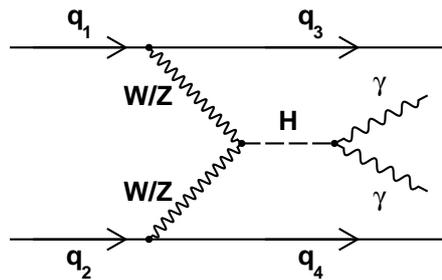


Abbildung 4.1: Feynman-Darstellung des untersuchten Signalprozesses im t-Kanal: Das durch Vektorbosonfusion entstandene Higgs-Boson zerfällt (über Quark- oder W-Bosonschleifen, nicht eingezeichnet) in zwei Photonen.

hohe Energien auf (hohe invariante Masse  $m_{jj}$ ) und bewegen sich in durch hohe  $|\Delta\eta_{jj}|$ -Werte beschriebene entgegengesetzte Richtungen. Zwischen den beiden Jets wird eine sehr geringe hadronische Aktivität im Detektor erwartet. Zusätzlich können die beiden Photonen mit hoher Effizienz rekonstruiert werden und halten sich mit höherer Wahrscheinlichkeit im Zentralbereich des Detektors auf. Wie in Kapitel 5 diskutiert wird, macht sich eine auf den Signalprozess zugeschnittene Selektion diese Zusammensetzung und die speziellen kinematischen Eigenschaften des Endzustandes zunutze.

## Untergründe

Untergründe lassen sich allgemein klassifizieren als **reduzible** und **irreduzible**. Reduzible Untergründe zeichnen sich durch einen von dem Signalprozess verschiedenen Endzustand aus, können jedoch durch eine Fehlidentifikation der Teilchen im Endzustand - so hier zum Beispiel ein Jet als Photon - dennoch die Reinheit des Signals verringern. Irreduzible Untergründe weisen dagegen den gleichen Endzustand wie das Signal auf, dessen kinematischen Eigenschaften in der Selektion zur Unterdrückung ausgenutzt werden müssen.

Für den hier untersuchten Signalprozess werden als Untergrund alle Ereignisse gewertet, welche je zwei rekonstruierte auslaufende Photonen und Jets aufweisen. Sie werden hier als **Higgs-Untergrund** - bei Beteiligung eines Higgs-Bosons in der Wechselwirkung - oder als **Nicht-Higgs-Untergrund** bezeichnet und sind in den folgenden Abschnitten kurz beschrieben.

## Higgs-Untergrund

Der Prozess, welcher neben den Zerfallsprodukten des durch **Gluonfusion** entstandenen Higgs-Bosons zwei zusätzliche Jets im Endzustand aufweist, wird durch Prozesse von der Ordnung  $\alpha_s^4$  gegeben [80] und lässt sich aufteilen in die Unterprozesse

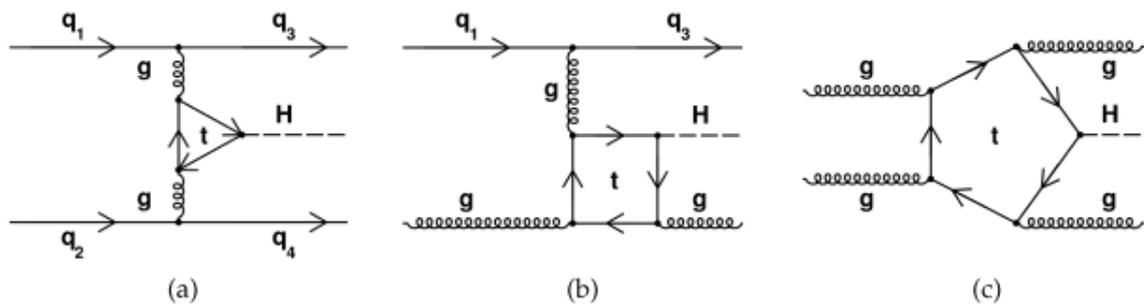


Abbildung 4.2: Beispiele für Feynmandarstellungen von Higgs-Prozessen durch Gluonfusion mit zwei Jets im Endzustand: a) Quark-Quark-Streuung, b) Quark-Gluon-Streuung und c) Gluon-Gluon-Streuung

der Quark-Quark-, Quark-Gluon- und Gluon-Gluon-Streuung unter Berücksichtigung virtueller Topquarkschleifen mit 3, 4 oder 5 Vertizes. In Abbildung 4.2 sind beispielhafte Feynman-Graphen dargestellt.

Für die weiteren Produktionsmechanismen eines Higgs-Bosons ist die Existenz zweier Jets bereits in führender Ordnung möglich (siehe Feynmandarstellungen in Abbildung 2.5): Bei der **assoziierte  $t\bar{t}$ -Produktion** werden die Jets direkt aus den auslaufenden (Anti-)Topquarks gebildet und in **Higgs-Strahlungs-Prozessen** zerfällt das auslaufende schwache Vektorboson in ein Quarkpaar.

## Nicht-Higgs-Untergrund

Der Endzustand bestehend aus zwei Photonen und zwei Jets wird ebenfalls durch eine Vielzahl fundamentaler Wechselwirkungen ohne Erzeugung eines intermediären Higgs-Bosons erreicht: Der Prozess mit dem größten Anteil bzw. Wirkungsquerschnitt für invariante Zwei-Photon-Massen im Bereich  $\sim 125$  GeV ist hierbei durch die **Kontinuumsproduktion**  $pp \rightarrow \gamma\gamma$  zweier Photonen gegeben [81], welche in führender Ordnung in Abbildung 4.3.a) dargestellt wird. Die zusätzlich geforderten Jets werden beispielsweise durch Gluon-Abstrahlungen im Anfangszustand erzeugt.

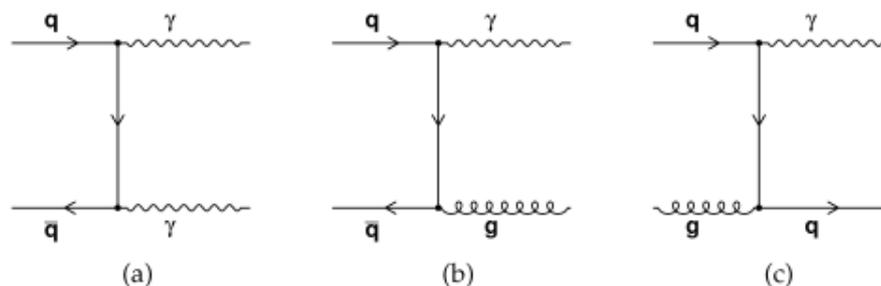


Abbildung 4.3: a) Kontinuumsproduktion zweier Photonen, b) und c) zeigen Beispiele für die Produktion eines Photons und eines Jets im Standardmodell

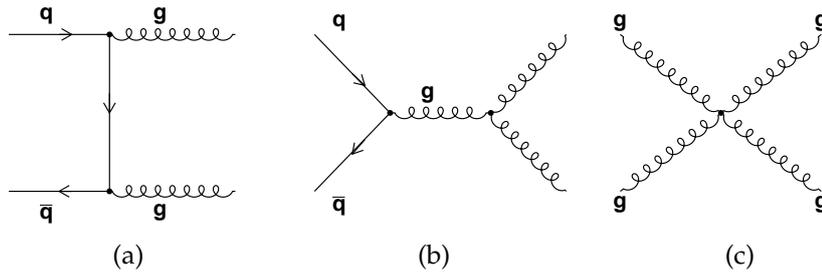


Abbildung 4.4: Beispiele für die Multijet-Produktion

Durch einfache bzw. zweifache Fehlidentifikation eines Jets als Photon (siehe entsprechenden Abschnitt zum elektromagnetischen Kalorimeter in Kapitel 3) wird der Nicht-Higgs-Untergrund ebenfalls aus Photon-Jet- ( $pp \rightarrow \gamma j$ ) und Jet-Jet- bzw. Multijet-Ereignissen ( $pp \rightarrow jj$ ) gebildet. Beispielhafte Feynman-Graphen für ersteres finden sich in Abbildung 4.3.b) und c) und für zweiteres in Abbildung 4.4. Der Beitrag der  $\gamma j$ - und  $jj$ -Produktion ist nach der Identifikation zweier Photonen im Endzustand im Verhältnis zur  $\gamma\gamma$ -Produktion geringer aufgrund der hohen Identifikationseffizienz von über 96,5% [78] für Photonen im entsprechenden Energiebereich, welche eine geringe Fehlidentifikation von Jets als Photonen erlaubt und daher in der Selektion von Photonen einen großen Anteil an  $\gamma j$ - und  $jj$ -Ereignissen zurückweist.

## 4.2 Datennahme 2012

Diese Arbeit verwendet den vollen Datensatz, welcher bis zu der Abschaltung des LHC am 17.12.2012 in selbem Jahr bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  mit dem ATLAS-Detektor aufgenommen wurde und nach vorgegebenen Forderungen an die Datenqualität einer integrierten Luminosität von  $L = 20,7 \pm 0,7 \text{ fb}^{-1}$  [78] entspricht. Die instantane Luminosität variierte hierbei über den Zeitraum der Datennahme zwischen  $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  und  $\mathcal{L} = 7,8 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  und es traten im Durchschnitt eine Anzahl von 20,4 Streuungen bei dem Aufeinandertreffen der Protonenpakete auf.

Die Untermenge an Ereignissen, welche im Folgenden analysiert werden, wurde mithilfe eines **Zwei-Photon-Triggers** selektiert, in dessen finalem Prozessierungsschritt (siehe Ereignisfilter in Kapitel 3) zwei rekonstruierte *Cluster* im elektromagnetischen Kalorimeter mit Energiewerten von mindestens 35 GeV bzw. 25 GeV für den führenden bzw. nächstführenden Kalorimetereintrag gefordert werden. Des Weiteren werden bestimmte Forderungen an die Form der in Schauern vorliegenden Energie-depositionen, wie sie für verursachende Photonen erwartet werden, gestellt (siehe *Loose-Photonidentifikation* in Kapitel 5). Insgesamt ergibt sich eine Effizienz des auf diese Weise gewählten *g35loose\_25loose*-Triggers für Ereignisse mit zwei Photonen von  $99,61^{+0,06}_{-0,07} \text{ (stat)} \pm 0,5 \text{ (sys)}$  [82].

## 4.3 Monte-Carlo-Simulationen

Neben dem Datensatz werden im weiteren Verlauf Monte-Carlo-Simulationen für den Signalprozess (VBF), für jeden der Prozesse des Higgs-Untergrundes sowie für die Kontinuumsproduktion zweier Photonen als Vertreter für den Nicht-Higgs-Untergrund (siehe Kapitel 7.2) verwendet. Durch den Vergleich von Daten mit den Erwartungen aus den Simulationen lassen sich - in dieser Arbeit in Form von Eichkurven für messbare Observablen - die gemessenen Ereignisse interpretieren.

Für einen möglichst unverfälschten Vergleich müssen die Simulationen hierfür sowohl den harten Streuprozess mit *Pile-Up* und *Underlying Event* (siehe Kapitel 2.2.3) der entsprechenden Ereignisse, als auch alle Teilchenwechselwirkungen mit dem und das Ansprechverhalten des ATLAS-Detektors wirklichkeitsgetreu berücksichtigen. Diese im Weiteren mit dem Zusatz **vollständig simuliert** bezeichneten Datensätze werden schrittweise erzeugt:

- Im ersten Schritt verwenden Monte-Carlo (MC) Generatoren die quantenmechanischen Berechnungen des quadrierten Übergangsmatrixelementes (siehe Kapitel 2.2.3) in der Interpretation als Wahrscheinlichkeitsamplitude dazu, für einen bestimmten harten Streuprozess die Verteilungen kinematischer Größen der teilnehmenden Teilchen zufällig zu würfeln. Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte werden des Weiteren im Voraus bestimmte PDFs (*parton distribution functions*, siehe ebenfalls 2.2.3) verwendet.
- QCD-Abstrahlungen im Anfangs- und Endzustand werden anschließend mit geeigneten Partonschauerprogrammen simuliert, wobei in Betracht gezogen werden muss, in wieweit diese bereits durch den Generator mitberücksichtigt wurden.
- Mithilfe der GEANT4 Software [83] wird die Antwort des ATLAS-Detektors in Form von Energiedepositionen und Spuren der Teilchen im Detektor unter Berücksichtigung von Auflösungseffekten simuliert, bevor das Ergebnis schließlich im Schema des EDM (*Event Data Model*, engl. für Ereignisdatenmodell) [84] in das gleiche Format wie die gemessenen Daten gebracht wird.

### 4.3.1 Verwendete Generatoren

Für die in Kapitel 6 beschriebene Analyse wurde lediglich eine Simulation des direkten - auch als "hart" bezeichneten - Streuprozesses gegeben durch VBF  $H \rightarrow \gamma\gamma$  Signalereignisse für eine Higgs-Boson-Masse von  $m_H = 126 \text{ GeV}$  unter Verwendung der PDF-Kollektionen CTEQ6L1 [85] (für führende Ordnung) und CT10 [86] (nächstführende Ordnung) für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  mithilfe des Monte-Carlo Ereignisgenerators VBFNLO [13, 14] verwendet.

Der in Kapitel 7 untersuchte vollständig simulierte Datensatz für den Signalprozess wurde ebenfalls mithilfe des Generators VBFNLO, jedoch unter hinzunahme von

Prozess	Generator+PS	PDF	$N_{MC}$
VBF ( $m_H = 125$ GeV)	VBFNLO (LO) + Herwig++	CT10 (LO)	$2 \cdot 10^5$
GGH ( $m_H = 125$ GeV)	PowHeg (NLO)+ Pythia8	CT10	$3 \cdot 10^6$
WH ( $m_H = 125$ GeV)	Pythia8 (LO)	CTEQ6L1	$3 \cdot 10^4$
ZH ( $m_H = 125$ GeV)	Pythia8 (LO)	CTEQ6L1	$3 \cdot 10^4$
ttH ( $m_H = 125$ GeV)	Pythia8 (LO)	CTEQ6L1	$3 \cdot 10^5$
$\gamma\gamma + n_j \lesssim 3$	Sherpa	CT10	$10 \cdot 10^6$

Tabelle 4.1: Verwendete Simulationen für VBF Signal und relevante Untergründe: Neben Generator und Partonschauerprogrammen (PS) werden die berücksichtigten PDFs sowie der Umfang an erzeugten Ereignissen aufgeführt. Die Matrixelementberechnungen im Generator wurden in führender (LO) oder in nächstführender Ordnung (NLO) verwendet.

HERWIG++ [87] als Partonschauerprogramm und GEANT4 für die Detektorsimulation für  $N_{MC} = 100k$  Ereignisse ebenfalls mithilfe des PDF-Sets CTEQ6L1 [85] für eine Higgs-Masse von  $m_H = 125$  GeV für die gleiche Schwerpunktsenergie erzeugt. Insbesondere werden die Ereignisse des simulierten Signal-Datensatzes (und auch diejenigen des Higgs-Untergrundes) mit einem Gewicht der Form

$$W = \frac{w_E \cdot \sigma \cdot BR \cdot L}{N_{MC}} \quad (4.1)$$

belegt. Durch die konstanten Größen  $N_{MC}$  als Anzahl generierter Ereignisse,  $\sigma$  als totalem Wirkungsquerschnitt und  $BR$  als Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in zwei Photonen (siehe entsprechende Werte für  $\sigma$  und  $BR_{\gamma\gamma}$  in Kapitel 2.2.3) und in diesem Falle  $L = 20,7 \text{ fb}^{-1}$  wird die Simulation auf die Anzahl erwarteter Ereignisse in Daten für eine gegebene integrierten Luminosität  $L$  normiert. Das ereignisspezifische Gewicht  $w_E$  korrigiert dagegen unter anderem die mittlere Anzahl an Ereignissen pro Kollision und die  $z$ -Position des Primärvertex derart, dass eventuelle Unterschiede in diesen Verteilungen zwischen Daten und Simulation ausgeglichen werden.

Für die Higgs-Untergründe werden Ereignissätze (engl. *Sample*) verwendet, welche mit dem Generator POWHEG [88] (für Gluonfusion, GGH) und PYTHIA 8 [89] (WH, ZH, ttH) jeweils mit PYTHIA 8 für die Partonschauersimulation erzeugt wurden. Es werden die PDF-Kollektionen CT10 für die Gluonfusion und CTEQ6L1 für die restlichen Higgs-Untergründe verwendet.

Für eine Abschätzung des Nicht-Higgs-Untergrundes wird ein  $\gamma\gamma$ -Sample mit bis zu drei zusätzlich erzeugten Jets verwendet, welches mit dem Generator SHERPA [90] und mithilfe der PDF-Berechnungen CT10 erzeugt wurde. In diesem Fall wird die Simulation auf die Anzahl an Ereignissen in den  $m_{\gamma\gamma}$ -Seitenbändern (siehe Definition in Kapitel 7.2) in Daten normiert.

In Tabelle 4.1 finden sich alle relevanten Kenngrößen der verwendeten Simulationen.

### 4.3.2 Umgewichtung auf anomale Kopplungen $\tilde{d}$

In dieser Arbeit liegt ein besonderes Augenmerk auf der Untersuchung des Signalprozesses  $\text{VBF } H \rightarrow \gamma\gamma$ , wobei neben der  $CP$ -geraden Kopplungen des Higgs-Bosons an die beiden schwachen Vektorbosonen mit Stärken gemäß Standardmodellvorhersagen ein  $CP$ -ungerader Anteil von der Größe  $\tilde{d}$  beiträgt. Das Übergangsmatrixelement eines solchen Prozesses ist gegeben durch

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{\text{SM}} + \tilde{d} \cdot \mathcal{M}_{\text{CPU}} \quad , \quad (4.2)$$

wobei der Index  $\text{CPU}$  auf die Form des Matrixelements im anomalen  $CP$ -ungeraden Fall hinweist. Eichkurven, wie sie zum Beispiel bereits in Abbildung 2.11.b) gezeigt wurden, geben prinzipiell die Abhängigkeit der Mittelwerte  $CP$ -ungerader Observablen von der anomalen Beimischung an. Für eine präzise Erzeugung von simulierten Eichkurven<sup>2</sup> wird demnach die Existenz von erzeugten Ereignissen für eine möglichst große Anzahl an  $\tilde{d}$ -Werten vorausgesetzt. Aufgrund beschränkter Rechen- und Speicherressourcen bietet sich statt einer direkten Erzeugung von simulierten Datensätzen für diskrete  $\tilde{d}$ -Werte eine Umgewichtung der Standardmodellereignisse durch ein Gewicht der Form

$$w = \frac{|\mathcal{M}(\tilde{d})|^2}{|\mathcal{M}(\tilde{d} = 0)|^2} \quad (4.3)$$

an. Wie bereits erwähnt werden hierbei die  $\tilde{d}$ -abhängigen Matrixelemente für den untersuchten Prozess aus der Kinematik des Anfangs- und Endzustandes berechnet, welche sich reduzieren lässt auf die Viererimpulse der auslaufenden Photonen und Jets und auf die mithilfe von Gleichung 2.86 berechneten Björken- $x$ , welche die Impulsbruchanteile der einlaufenden Partonen am Gesamtprotonimpuls angeben:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}(x_1, x_2, p_{j1}^\mu, p_{j2}^\mu, p_{\gamma1}^\mu, p_{\gamma2}^\mu) \quad (4.4)$$

Für diese Arbeit wurden die entsprechenden Matrixelementberechnungen in führender Ordnung der Störungsreihe (engl. *Leading Order*, LO) für die Definition 4.3 der Gewichte aus dem Ereignisgenerator HAWK [63–65] extrahiert.

Für eine Validierung dieser Umgewichtungsmethode wurde einerseits die zuvor beschriebene VBFNLO-Simulation des harten Streuprozesses für Standardmodellereignisse sowohl auf Werte von  $\tilde{d}$  im Intervall  $[-0,2, 0,2]$ , als auch auf ein rein  $CP$ -ungerades Modell mit verschwindender SM-Kopplung umgewichtet. Andererseits erlaubt der Generator die direkte Erstellung von simulierten Verteilungen für die verschiedenen anomalen  $\tilde{d}$ -Modelle.

Als Vergleich für den maximal von der Standardmodellvorhersage abweichenden rein  $CP$ -ungeraden Fall werden in Abbildung 4.5 die normierten Verteilungen von

<sup>2</sup> Dies gilt nicht nur für die Observablenmittelwerte. Durch die Umgewichtung der Ereignisse werden die Verteilungen aller untersuchbarer Observablen für anomale Kopplungen zugänglich.

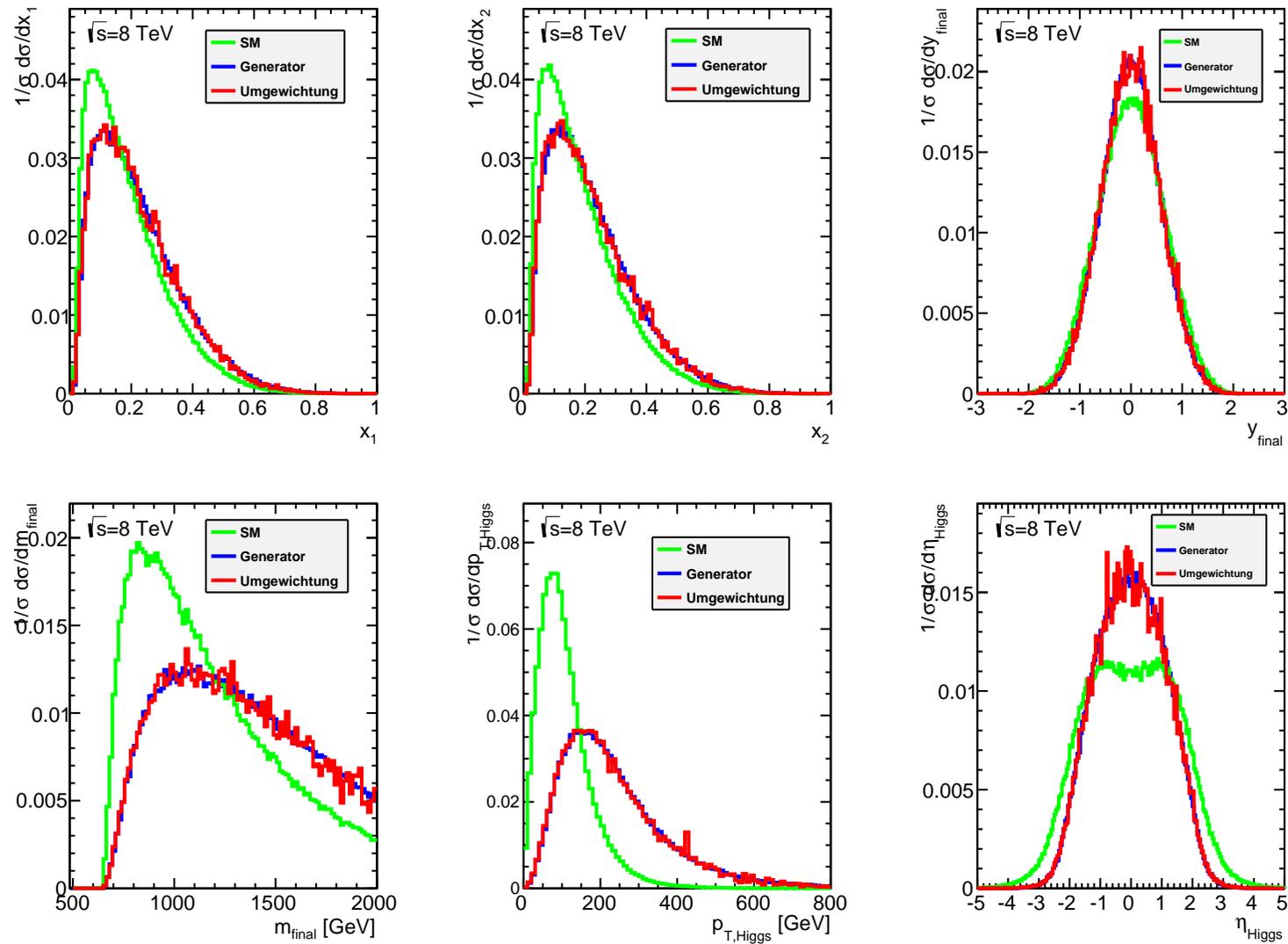


Abbildung 4.5: Vergleich von Verteilungen für VBF  $H \rightarrow \gamma\gamma$  Ereignissen erzeugt mit dem Generator VBFNLO für  $HVV$ -Kopplungen gemäß SM (grün) und rein  $CP$ -ungerader Kopplung sowohl direkt simuliert mit VBFNLO (blau), als auch aus der Umgewichtung der SM-Ereignisse (rot).  $x_i$  bezeichnet die Björken- $x$ ,  $m_{\text{final}}$  und  $y_{\text{final}}$  die invariante Masse bzw. Rapidität des Endzustandes bestehend aus Photonen und Jets und  $p_{T,\text{Higgs}}$  und  $\eta_{\text{Higgs}}$  Transversalimpuls bzw. Pseudorapidität des aus den Photonen rekonstruierten Higgs-Viererimpulses.

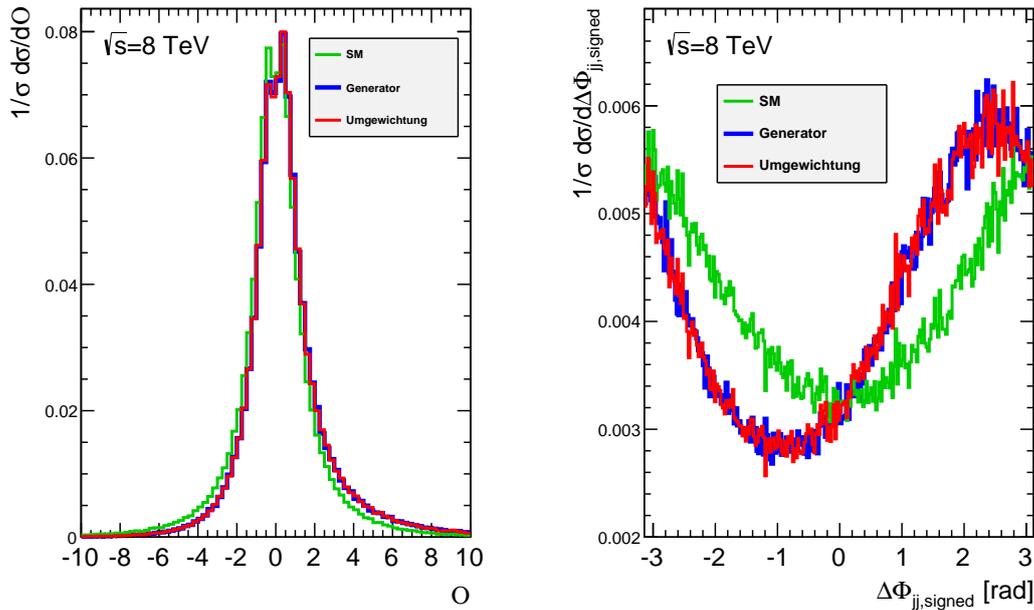


Abbildung 4.6: Vergleich von Verteilungen für VBF  $H \rightarrow \gamma\gamma$  Ereignissen erzeugt mit dem Generator VBFNLO für  $HVV$ -Kopplungen gemäß SM (grün) und einem  $CP$ -gemischten Modell mit  $\tilde{d} = 0,05$ , welches sowohl direkt simuliert wurde mit VBFNLO (blau) als umgewichtet aus den SM-Ereignissen (rot). Gezeigt sind die Optimale Observable  $O$  (links) und der vorzeichenbehaftete Winkel  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  (rechts).

$x_{1,2}$  sowie der Eingangsgrößen in deren Berechnung für den Standardmodellfall, für die Umgewichtung auf und die direkte Erzeugung von anomaler Kopplung gezeigt. Hierbei bezeichnet  $m_{final}$  die invariante Masse des Endzustandes, welcher aus den beiden Photonen und Jets besteht und  $y_{final}$  die entsprechende Rapidität gemäß der Definition 3.1.

Ebenfalls dargestellt sind die Verteilungen für Transversalimpuls und Pseudorapidität des Higgs-Boson, auf dessen Kinematik im Generator entweder direkt oder über die Photonen als seine Zerfallsprodukte zugegriffen werden kann. Diese kinematischen Observablen gehen insbesondere auch in die Berechnung der Optimalen Observable (siehe Kapitel 2.4.2) ein und sind aus diesem Grund im Rahmen dieser Arbeit von besonderer Bedeutung. Alle Verteilungen zeigen qualitativ eine gute Übereinstimmung der verschiedenen Methoden für die Erzeugung der  $CP$ -ungeraden Modelle.

In Abbildung 4.6 wird der entsprechende Vergleich für die in dieser Arbeit relevante Optimale Observable und den vorzeichenbehafteten Azimuthalwinkel der VBF-Jets (ebenfalls in Kapitel 2.4.2 diskutiert) für ein  $CP$ -gemischtes Modell mit  $\tilde{d} = 0.05$  gezogen. Neben der erwarteten Sensitivität der beiden Observablen auf verschiedene  $CP$ -Strukturen zeigt sich wiederum eine sehr hohe Maß an Kongruenz zwischen den  $CP$ -gemischten Modellen aus direkter Simulation und Umgewichtung.

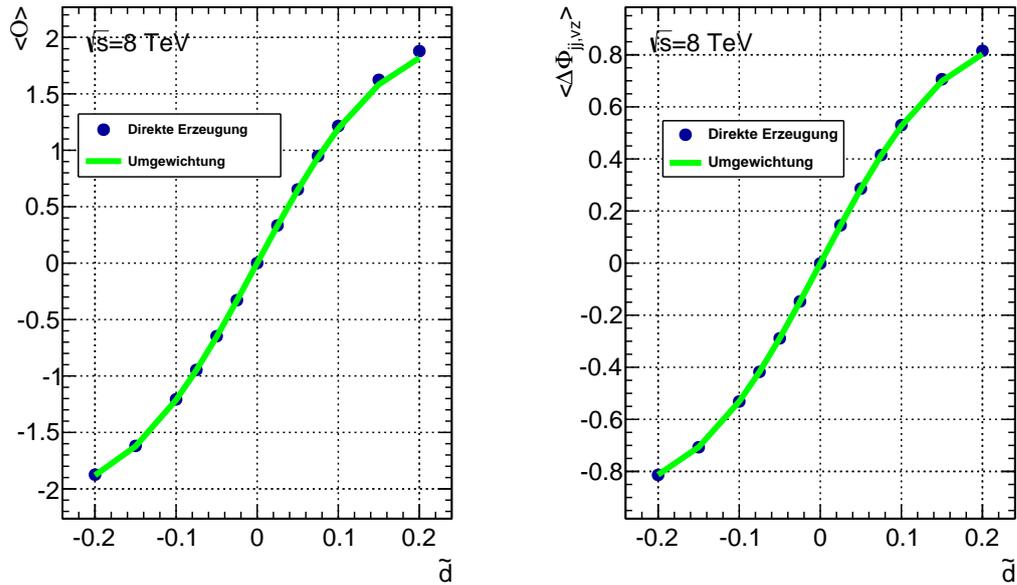


Abbildung 4.7: Eichkurven für  $O$ - und  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  im Vergleich: Einer direkten Erzeugung mithilfe des Ereignisgenerators VBFNLO (blaue Punkte) steht die im Text beschriebene Umgewichtungsmethode (grüne Linie) gegenüber.

Im finalen Schritt zur Validierung der im Rahmen dieser Arbeit an die Umgewichtungsmethode gestellten Ansprüche wurden für 13 diskrete Werte  $\tilde{d} \in [-0,2, 0,2]$  die  $O$ - und  $\Delta\Phi_{jj,vz}$ -Verteilungen aus direkter Produktion mit VBFNLO und aus der Umgewichtungsmethode verglichen. Die Ergebnisse werden in Form von Eichkurven, welche lediglich die direkten Mittelwerte der erzeugten Verteilungen ohne Bestimmung des Konfidenzgürtels in Abhängigkeit von  $\tilde{d}$  angeben, in Abbildung 4.7 gezeigt. Innerhalb der statistischen Unsicherheiten, welche von vernachlässigbarer Größenordnung und deshalb nicht in der Darstellung zu erkennen sind, stimmen die derart erzeugten Kurven überein.

# Ereignisselektion

In folgendem Kapitel wird die Selektionsstrategie vorgestellt, welche in dieser Arbeit verwendet wird, um mit möglichst großer Effizienz die als Signal definierten VBF  $H \rightarrow \gamma\gamma$  Ereignisse von der zahlenmäßig dominierenden Menge an Untergrundeignissen zu trennen. Die diskutierten Selektionskriterien entsprechen den Vorgaben, auf welchen die Messung von Eigenschaften wie Masse, Kopplung und Spin des 2012 entdeckten Higgs-Boson-Kandidaten im Zwei-Photon-Zerfallskanal für den mit dem ATLAS-Detektor aufgenommenen Datensatz bei  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  entsprechend einer Luminosität von  $L = 20,7 \text{ fb}^{-1}$  basiert [78].

Nach einer Beschreibung der inklusiven Zwei-Photon-Selektion (Abschnitt 5.1) werden in Abschnitt 5.2 die Definitionen weiterer physikalischer Objekte gegeben. Hier liegt ein besonderer Schwerpunkt auf einer Beschreibung von Jets, welche für den VBF-Prozess eine zentrale Rolle spielen. Zur Maximierung der Sensitivität für die verschiedenen Produktionsprozesse des Higgs-Bosons wird in den Analysen eine Klassifizierung der Ereignisse durch Einteilung in Ereigniskategorien durchgeführt, über welche in Abschnitt 5.3 ein Überblick gegeben wird. Das Kapitel schließt mit einer detaillierten Beschreibung der Selektionskriterien, welche die sogenannte *VBFtight*-Kategorie (*tight* engl. für streng, im Gegensatz zur VBF-Kategorie mit lockeren VBF-Schnitten) definieren und im Folgenden mit der Bezeichnung **Standardselektion** zur Auswahl der untersuchten Signalereignisse verwendet werden. Eine Optimierung dieser Kriterien in Bezug auf die in dieser Arbeit untersuchte Kopplungsstruktur des *HVV*-Vertex in der Vektorbosonfusion wird zu einem späteren Zeitpunkt in Kapitel 7.4 diskutiert.

## Vorbemerkung

In dieser Analyse spielt die Identifikation von Photonen mithilfe der Informationen aus den einzelnen Detektorkomponenten (siehe Kapitel 3.3) eine zentrale Rolle. Sie stützt sich auf eine Untersuchung der Form der elektromagnetischen Schauer im Kalorimetersystem, für welche mit Photonen als Auslöser bestimmte Eigenschaften

erwartet werden: Während für die sogenannte **Loose-Identifikation** (engl. für locker) lediglich die Form der Schauer in der zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters sowie mögliche Energiedepositionen im hadronischen Kalorimeter berücksichtigt werden, bezieht die **Tight-Identifikation** (engl. streng) ebenfalls Informationen aus der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters mit ein, welches aus Streifen (engl. *stripes*) mit feinerer Granularität aufgebaut ist. Wie bereits angesprochen, erlaubt diese Zusatzinformation die Unterscheidung zwischen primären Photonen einerseits und sekundären Zerfällen von  $\Pi^0$ -Mesonen - gebildet aus den Quarks in der Hadronisierung - in zwei Photonen andererseits. Die **Tight-Identifikation** zeichnet sich des Weiteren durch härtere Schnittkriterien auf die in beiden Identifikationsmethoden verwendeten Informationen aus. Eine volle Übersicht über die innerhalb der ATLAS-Kollaboration verwendeten Photondefinitionen findet sich in [77], worin auch die Optimierungsstudien mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen beschrieben werden, durch welche die Kriterien bestimmt wurden, so dass eine Identifikationseffizienz für Photonen mit  $E_T > 25 \text{ GeV}$  zwischen 85% für die **Tight-** und über 95% für die **Loose-Identifikation** erreicht wird.

### 5.1 Inklusive Zwei-Photon-Selektion

Ereignisse werden im ersten Schritt mithilfe eines **Zwei-Photon-Triggers** ausgewählt, welcher die Existenz von mindestens zwei rekonstruierten, im weiteren vorerst als **Kandidaten** bezeichneten Photonen mit Transversalenergien von mindestens 35 (25) GeV für führendes (nächstführendes) Photon verlangt. Diese müssen zusätzlich die Kriterien der **Loose-Identifikation** erfüllen.

Um sicher zu stellen, dass zum Zeitpunkt der Datennahme alle Komponenten des ATLAS-Detektors störungsfrei funktionstüchtig waren, wird gefordert, dass die durch den Trigger ausgewählten Ereignisse in der sogenannten *Good-Runs-List* (**GRL**) aufgelistet sind. Zusätzlich werden im "**Event Cleaning**" sowohl diejenigen Ereignisse verworfen, für welche unter anderem durch technische Defekte in der Datenauslesung die Informationen aus manchen Detektorkomponenten unvollständig sind, sowie jene aus Laufzeiten des LHC, in welchen eine Überhitzung des *LAr*-Materials in einigen Zellen des elektromagnetischen Kalorimeters und daraus folgend Spitzen im Untergrundrauschen festgestellt wurden.

Für die verbleibenden Ereignisse wird vor der unten beschriebenen Vorselektion die Existenz mindestens eines rekonstruierten **Primärvertex** (siehe Definition unten) verlangt, wobei vorerst auf eine Analyse der zugeordneten rekonstruierten Spuren verzichtet wird.

#### Vorselektion

In der Vorselektion werden die folgenden Anforderungen an die Photonkandidaten des Ereignisses gestellt [78]:

- Es wird eine Transversalenergie von  $E_T > 25 \text{ GeV}$  für die Viererimpulse der Photonen gefordert, wobei die Energiemessung aus dem elektromagnetischen *LAr*-Kalorimeter und die Pseudorapiditätsmessung aus der zweiten Lage des Kalorimeters entnommen wird. Es werden verschiedene daten- und simulationsbasierten Energiekalibrationen der rekonstruierten *Cluster* durchgeführt, welche Energieverluste auf dem Weg durch den Detektor und Verluste in benachbarte Regionen aus dem *Cluster* heraus ausgleichen sollen. Für konvertierte Photonen werden zusätzliche Korrekturen angewandt, welche von dem Konversionsradius abhängige Unsicherheiten beschreiben. Aus der Untersuchung simulierter  $Z \rightarrow e^+e^-$  Ereignisse ergibt sich hier eine Energieauflösung zwischen 5% – 20% für Photonen mit einer Transversalenergie von  $E_T \sim 60 \text{ GeV}$  abhängig von dem Bereich des Kalorimeters [91].
- Ein maximaler Betrag an Pseudorapidität von  $|\eta_{cl}| < 2.37$  wird im Kalorimeter verlangt, wobei die Region mit  $1.37 < |\eta_{cl}| < 1.56$  ausgenommen wird, welche den Übergangsbereich des *LAr*-Kalorimeters zwischen Zentralregion und Endkappen umfasst.
- Im sogenannte *Ambiguity Resolver* (engl. für Auflösung von Uneindeutigkeit) werden diejenigen konvertierten Photonen entfernt, deren Spurrekonstruktion auf nicht-funktionierenden *Pixeln* in der ersten Lage des inneren Detektors basiert.
- Analog zu dem *Event-Cleaning* werden im *Photon-Cleaning* diejenigen Kandidaten aussortiert, welche aus bekannterweise als "schlecht" gekennzeichneten *Energieclustern* rekonstruiert wurden.
- Schließlich müssen die verbleibenden Kandidaten die Kriterien der *Loose-Identifikation* erfüllen.

### Auswahl des Primärvertex

Die Kenntnis des genauen Ortes des Primärvertex (PV) im Ereignis ist von zentraler Bedeutung sowohl zur Bestimmung der invarianten Masse des Zwei-Photon-Systems (siehe unten), als auch für spurbasierte Selektionskriterien wie die Photonisolierung oder um die aus dem harten Streuprozess entstandenen Jets von denjenigen aus überlagerten *pp*-Wechselwirkungen (*Pile-Up*) zu separieren.

Die Position der möglichen Primärvertizes auf der Strahlachse wird mithilfe des sogenannten *Photon-Pointings* (*to point*, engl. für zeigen) aus den mithilfe der aus der longitudinalen Unterteilung des Kalorimeters extrapolierten Photonrichtung bestimmt. Bei der anschließenden finalen Auswahl des PV aus der Menge aller auf diese Weise rekonstruierten Vertizes helfen Neuronale-Netzwerk-Methoden [92]. Diese verwenden als Inputparameter unter anderem die Summe aller Transversalimpulse von Spuren, welche einem Vertex zugeordnet werden. Die durch separate Monte-Carlo-Simulationsstudien bestimmte Effizienz, den auf diese Weise identifizierten

Primärvertex innerhalb einer Distanz von 0,3 mm von dem richtigen entfernt zu finden, beträgt mehr als 75% [92].

Bestehen mindestens zwei Kandidaten die Anforderungen der Vorselektion, so wird in der weiteren Abfolge der Ereignisselektion innerhalb des sogenannten **kinematischen Schnittes** ein Transversalenergiewert von mindestens 40 (30) GeV für führendes (nächstführendes) Photon erwartet, sowie das jeweilige Bestehen der Kriterien für die **Tight-Photonidentifikation**.

Im letzten Schritt der inklusiven Zwei-Photon-Selektion werden **Isolationskriterien** auf die Kandidaten angewandt. Um den hadronischen Untergrund zu unterdrücken bestehen diese Kriterien einerseits aus der Forderung, dass die Energiesumme aller *Topocluster* (siehe Definition in Kapitel 3.3) innerhalb eines Kegel mit dem Radius  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0,4$  um den Photonkandidaten einen Wert von 6 GeV nicht übersteigt. Um eine Restabhängigkeit dieser Kalorimeterisolation von *Pile-Up* zu korrigieren, wird andererseits eine Isolation der Kandidaten mithilfe von Informationen aus dem Spurdetektor gefordert. Hierbei darf die Summe aller Transversalimpulse innerhalb eines Kegel mit  $\Delta R = 0,2$  um die rekonstruierte Richtung des Photonkandidaten maximal 1 GeV betragen.

Für den in dieser Arbeit untersuchten Datensatz ergibt sich mit der bis hierhin beschriebenen Selektion eine Ereigniszahl von  $N = 118\,893$  in einem Bereich der invarianten Zwei-Photon-Masse von 100 – 160 GeV [78]. Diese Masse wird für die beiden selektierten Photonen mittels

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{T1}E_{T2}(\cosh \Delta\eta - \cos \Delta\phi)} \quad (5.1)$$

berechnet. Das datenbasierte  $m_{\gamma\gamma}$ -Spektrum für die inklusive Zwei-Photon-Selektion wurde bereits in Abbildung 2.4.b) gezeigt, während es für die verwendeten Simulationen von Signal- und Untergrundprozessen - normiert auf die Luminosität in Daten - in Abbildung 5.5 links oben dargestellt ist. Innerhalb eines im Weiteren als **Signalregion** definierten Massenfensters von 121 – 131 GeV ergibt sich für die inklusive Selektion eine Ereigniszahl von  $s = 355,5$  Ereignissen [78]. Durch die in Kapitel 2 beschriebene Signal+Untergrund-Anpassung ergibt sich eine Massenauflösung definiert als die Standardabweichung  $\sigma$  der angepassten *Crystal-Ball*-Funktion in der Signalregion von  $\sigma_{CB} = 1,77$  [78].

## 5.2 Definition weiterer physikalischer Objekte

### Jets

Jets werden wie bereits in Kapitel 3.3 beschrieben mithilfe des *Anti-k<sub>t</sub>*-Algorithmus mit Distanzparameter  $\Delta R = 0.4$  aus rekonstruierten *Topoclustern* im Kalorimetersystem berechnet. Der Einsatz des Vorwärtskalorimeters erlaubt eine effiziente Jet-

rekonstruktion bis zu einem Maximalwert an Pseudorapidität, weshalb  $|\eta| < 4,5$  gefordert wird. Für den Transveralimpuls der Jetkandidaten wird ein Mindestwert von 30 (25) GeV für Pseudorapiditätsbereiche von  $|\eta| < 2,4$  ( $> 2,4$ ) verlangt.

Um eine Energieabhängigkeit der berechneten Jetobjekte von der mittleren Anzahl an zusätzlichen Wechselwirkungen in der Kollision der gleichen Protonpakete (engl. *in-time pile-up*) und aus weiteren Kreuzungen von Paketen (*out-of-time pile-up*) abzuschwächen, wird eine datenbasierte Korrektur durch sukzessive Subtraktion der einzelnen Ereignisse (engl. *event-by-event subtraction*) angewandt [93].

Um Jets bedingt durch *Pile-Up* generell zu unterdrücken, wird des Weiteren für jeden selektierten Jet durch die Forderung eines Mindestwertes an *Jet-vertex-fraction* (engl. für Jet-Vertex-Anteil) von  $JVF > 0,25$  verlangt. Der JVF gibt den Bruchteil für einen Jet an, den dieser an der quadratischen Summe der Transversalimpulse derjenigen Spuren trägt, die dem Primärvertex zugeordnet werden. Dies bedingt eine Effizienz für die Selektion der aus dem harten Streuprozess stammenden Jets für VBF  $H \rightarrow \gamma\gamma$  Ereignisse von über 95% [92].

## Leptonen

Leptonen werden im Rahmen der Selektion in dieser Arbeit dazu verwendet, weitere Kategorien neben der VBF-Kategorie von Interesse zu definieren (siehe unten). Des Weiteren werden sie für die sogenannte Überlappentfernung (siehe nächsten Abschnitt) benötigt, welche eine Fehlidentifikation von Photonen oder Jets reduzieren soll

**Elektronen** werden ähnlich den Photonen mithilfe der *Cluster* von Energiedepositionen im elektromagnetischen Kalorimeter und der Zuordnung von Spuren im inneren Detektor rekonstruiert. In dieser Analyse werden sie selektiert durch die Forderung nach  $p_T > 15$  GeV und  $|\eta| < 2,47$ . Des Weiteren werden Identifikationsanforderungen an die Form der elektromagnetischen Schauer und die Charakteristik der rekonstruierten Spuren analog zur *Tight*-Identifikation der Photonen gestellt, jedoch mit durchschnittlich lockereren Schnitten [91].

Die Rekonstruktion von **Myonen** erfolgt mithilfe der Informationen aus dem inneren Detektor sowie aus dem Myonenspektrometer, für die Vorwärtregion mit  $2,5 < |\eta| < 2,7$  jedoch aus der Endkappenregion des Myonenspektrometers allein. Die Kandidaten werden durch Forderungen von  $p_T > 10$  GeV und  $|\eta| < 2,7$  selektiert.

Des Weiteren wird von Elektron- und Myonkandidaten die Erfüllung ähnlicher Isolationskriterien wie diejenigen für die Photonen verlangt: Die Summe aller Transversalimpulse innerhalb eines Kegels mit  $\Delta R = 0,2$  um die Spure des Leptons geteilt durch den reinen Transversalimpuls des Leptons darf einen Wert von 0,15 nicht überschreiten und die Summe der Transversalenergien in einem Kegel von  $\Delta R = 0,4$  um den Leptoneintrag im Kalorimeter geteilt durch die wahre Transversalenergie darf maximal 0,2 betragen.

## Entfernung überlappender Objekte

Um eine mögliche Doppelzählung von Objekten zu vermeiden, wird ein sogenanntes *Overlap Removal* (engl. für Überlappentfernung) durchgeführt, dessen schrittweises Schema auf dem folgenden Verfahren beruht:

- Die beiden selektierten Photonen der inklusiven Zwei-Photon-Selektion mit maximaler Transversalenergie werde in jedem Fall behalten.
- Elektronkandidaten mit einem Abstand von  $\Delta R < 0,4$  zu den Photonen werden aussortiert.
- Jets mit  $\Delta R < 0,2$  zu den Elektronen oder/und  $\Delta R < 0,4$  zu den Photonen werden verworfen.
- Myonkandidaten mit  $\Delta R < 0,4$  zu den Jets oder/und  $\Delta R < 0,4$  zu den Photonen werden entfernt.

## Fehlende Transversalenergie $E_T^{miss}$

Um eine Abschätzung der im Ereignis möglicherweise existierenden Neutrinos zu erhalten, welche nicht mit dem Detektor wechselwirken, kann die fehlende Transversalenergie mithilfe der Summe  $\sum E_T$  aus unter anderem allen zuvor definierten selektierten Photon-, Elektron-, Myon- und Jetkandidaten berechnet. In der im Folgenden beschriebenen Kategorisierung der Ereignisse wird jedoch die sogenannte  $E_T^{miss}$ -**Signifikanz**

$$E_T^{miss} / \sigma_{E_T^{miss}} \quad \text{mit} \quad \sigma_{E_T^{miss}} = 0,67 [\text{GeV}^{-1}] \sqrt{\sum E_T} \quad (5.2)$$

verwendet [94]. Wird diese berechnete Größe statt  $E_{T,miss}$  verwendet, so haben Multijet-Ereignisse (siehe Kapitel 4) einen möglichst kleinen Einfluss, in welchen lediglich durch Auflösungseffekte ein Beitrag zur fehlenden Transversalenergie gegeben wird.

## 5.3 Kategorisierung

Um die Sensitivität für die verschiedenen Produktionsprozesse des Higgs-Bosons zu erhöhen, wird eine Klassifizierung der inklusiven Zwei-Photon-Ereignisse in 14 exklusive Kategorien vorgeschlagen [78]. Die Kategorisierung erfolgt hierbei anhand der charakteristischen Zusammensetzung der selektierten Objekte im Ereignis und wurde bereits in den Analysen zur Messung von Masse und Kopplungsstruktur des Higgs-Bosons für den 8 TeV-Datensatz im Zwei-Photon-Zerfallskanal verwendet [42,

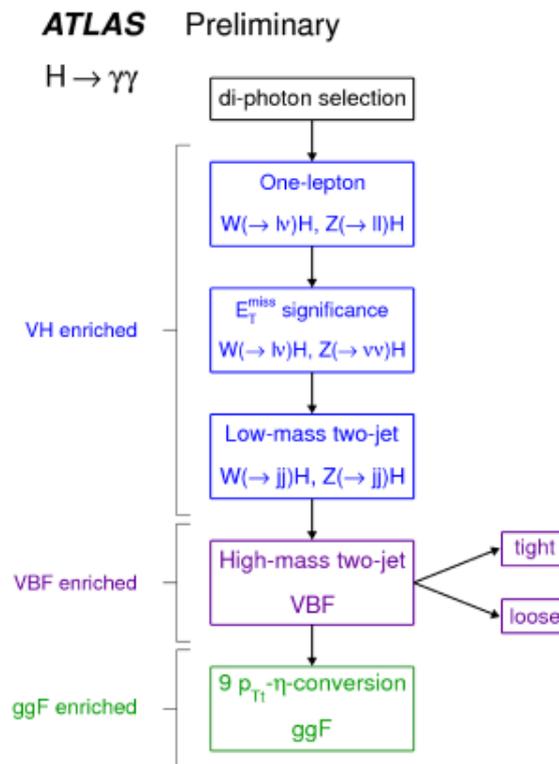


Abbildung 5.1: Ablauf der Ereigniskategorisierung, von oben nach unten in der Reihenfolge der Selektion [92], Erklärung siehe Haupttext.

95]. Wie in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt, wird eine Einordnung in die Kategorien in folgender Reihenfolge durchgeführt:

1. **Lepton-Kategorie** (*One-Lepton*): Ereignisse mit mindestens einem identifizierten Elektron oder Myon, wobei alle Ereignisse ohne Myonen ausgeschlossen werden, in welchen die invariante Masse für das System bestehend aus einem Elektron und jeweils einem der beiden Photonen im Bereich  $84 \text{ GeV} < m_{e\gamma} < 94 \text{ GeV}$  liegt oder falls eines der Photonen im Ereignis die Identifikationskriterien für Elektronen erfüllt.
2. **MET-Kategorie** ( $E_T^{\text{miss}}$  significance): Ereignisse mit einer  $E_T^{\text{miss}}$ -Signifikanz von mindestens 5 werden selektiert. Hierbei werden jedoch wiederum Ereignisse ausgeschlossen, in welchen eines der Photonen die Identifikationskriterien für Elektronen erfüllt.
3. **Low-mass two-jet-Kategorie** (engl. für zwei Jets mit niedriger invarianter Masse): Es werden mindestens zwei Jets mit invarianter Masse von  $60 \text{ GeV} < m_{jj} < 100 \text{ GeV}$  gefordert, deren Pseudorapiditätsdifferenz weniger als 3,5 beträgt. Des Weiteren wird verlangt, dass die Pseudorapiditätsdifferenz zwischen Zwei-Photon- und Zwei-Jet-System maximal 1 beträgt und der Transversalimpuls des Zwei-Photon-System senkrecht auf die Zwei-Photon-*thrust*-Achse (engl.

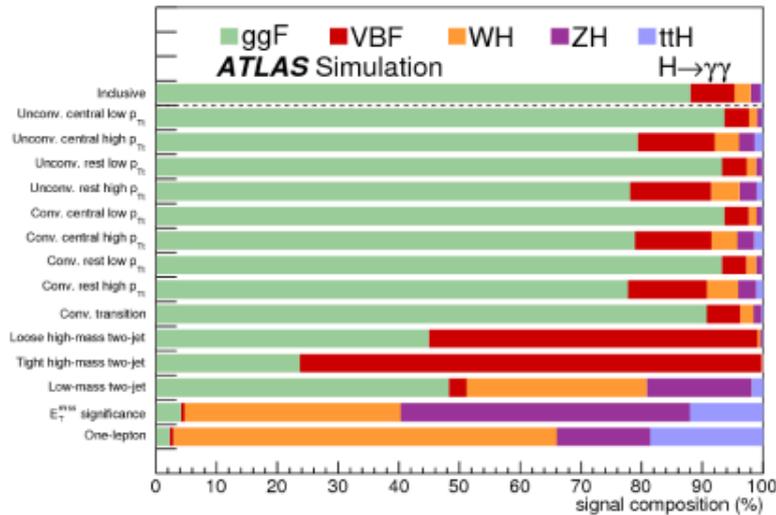


Abbildung 5.2: Zusammensetzung des erwarteten Signals in den Kategorien aus den einzelnen Produktionsmodi eines Higgs-Bosons mit  $m_H = 126,5 \text{ GeV}$  [78]. Die obersten 9 Zeilen geben die nicht weiter beschriebenen  $p_T$ -Kategorien aller  $\gamma\gamma$ -Ereignisse an, welche keiner der anderen Kategorien zugeordnet werden konnten. In der  $\text{VBF}_{\text{tight}}$ -Kategorie (*Tight high-mass two-jet*) überwiegen VBF-Ereignisse mit ca. 75%.

für Schub) in der Transversalebene<sup>1</sup>  $p_{Tl} > 70 \text{ GeV}$  ist.

4.  **$\text{VBF}_{\text{tight}}$ -Kategorie** (*High-mass two-jets*): Die Kriterien werden im Detail im nächsten Abschnitt diskutiert.
5.  **$\text{VBF}_{\text{loose}}$ -Kategorie**: Ereignisse, welche nicht in die  $\text{VBF}_{\text{tight}}$ -Kategorie eingeteilt werden, aber eine abgeschwächte Version der Schnittkriterien bestehend aus einer minimalen Zwei-Jet-Masse ( $m_{jj} > 400 \text{ GeV}$ ), einer minimalen Pseudorapiditätsdifferenz der führenden Jets ( $|\eta_{jj}| > 2,8$ ) und der Forderung eines minimalen Azimutalwinkels zwischen Zwei-Photon- und Zwei-Jets-System ( $|\Delta\Phi_{\gamma\gamma jj}| > 2,6$ ), erfüllen.
6. Alle verbleibenden Ereignisse, welche nicht der  $\text{VBF}_{\text{loose}}$ -Kategorie zugeordnet werden können, werden in 9 Kategorien mit unterschiedlichen  $p_{Tl}$ -Werten und einer Unterteilung in konvertierte oder unkonvertierte Photonen und in eine Detektion im Zentral- oder im Vorwärtsbereich des Detektors eingeteilt. Diese Ereignisklassen sind in dieser Arbeit nicht weiter von Bedeutung.

Die ersten drei Kategorien wurden hierbei für die Anreicherung an Ereignissen mit Higgs-Strahlung (WH, ZH) optimiert, die nächsten beiden für VBF-Ereignisse und die letzten 9 enthalten die an dieser Stelle zum größten Anteil aus Gluonfusion

<sup>1</sup>  $p_{Tl} = |\vec{p}_T^{\gamma\gamma} \times \hat{l}|$  mit  $\hat{l} = \frac{\vec{p}_T^{\gamma 1} - \vec{p}_T^{\gamma 2}}{|\vec{p}_T^{\gamma 1} - \vec{p}_T^{\gamma 2}|}$

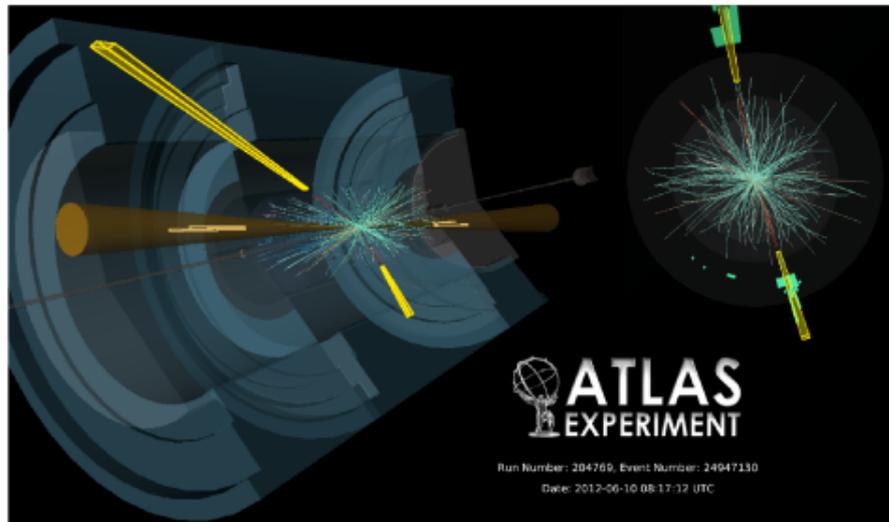


Abbildung 5.3: Abbildung eines VBF  $H \rightarrow \gamma\gamma$  Ereignisses, welches am 10.6.2012 im ATLAS-Detektor gemessen wurde. Die auslaufenden VBF-Jets werden durch braune Kegel gekennzeichnet, die Photonen sind in gelb dargestellt [92].

bestehenden Ereignisse [95]. Abbildung 5.2 gibt einen zusammenfassenden Überblick über die durch Monte-Carlo-Simulationen abgeschätzten Anteile der Higgs-Produktionsmodi in den einzelnen Kategorien. Für die im Weiteren zentrale *VBFtight*-Kategorie - bezeichnet mit **VBF-Kategorie** - ergeben sich relative Anteile von 25,5% (GGH), 74,3% (VBF), und je 0,1% (WH, ZH, ttH) [78].

## 5.4 VBF-Kategorie

Wie bereits in Kapitel 4 diskutiert, zeichnen sich VBF-Ereignisse durch die Existenz von zwei hochenergetischen Jets aus, welche in entgegengesetzten Richtungen in unterschiedlichen Detektorhemisphären nah an der Strahlachse detektiert werden. Aus dem harten Streuprozess allein wird wenig hadronische Aktivität im Bereich zwischen diesen *Tagging*-Jets (engl. für markierend, auszeichnend) erwartet. Als Beispiel wird das rekonstruierte Bild des Kandidaten für ein VBF-Ereignis im ATLAS-Detektor in Abbildung 5.3 gezeigt.

Um die charakteristische VBF-Topologie in der Definition der Kategorie auszunutzen, werden folgenden Selektionskriterien verlangt:

- An die Pseudorapiditätsdifferenz der beiden Jets wird eine Forderung von  $|\Delta\eta_{jj}| > 2,8$  gestellt.
- Die invariante Masse des Zwei-Jet-System muss einen Mindestwert von  $m_{jj} > 520 \text{ GeV}$  aufweisen.
- Die Azimutalwinkeldifferenz zwischen dem System der beiden Photonen und demjenigen der beiden Jets sollte  $|\Delta\Phi_{\gamma\gamma jj}| > 2,6$  betragen.

- Zusätzlich wird ein Mindestabstand von  $\Delta R_{min,\gamma j} > 2,0$  zwischen jedem der Photonen und Jets verlangt.
- Schließlich wird die Pseudorapidität des Zwei-Photon-Systems im Bezugssystem der beiden Jets definiert durch die Observable  $|\eta_{\gamma\gamma} - 1/2(\eta_{j1} + \eta_{j2})|$  verwendet. Diese darf einen Maximalwert von 2,4 für selektierte Ereignisse erreichen. Die Einführung dieser Variable zur Diskriminierung wird in [96] beschrieben.

Die angegebenen Kriterien wurden innerhalb von Optimierungsstudien unter Gesichtspunkten sowohl der Maximierung der Signalsignifikanz für eine Higgs-Entdeckung, als auch durch eine Signal+Untergrund-Anpassung an das  $m_{\gamma\gamma}$ -Spektrum durch Minimierung des Fehlers auf die erwartete Signalstärke  $\mu$  bestimmt und sind in [95] genauer beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine an die Analyse angepasste Optimierungsstudie in Kapitel 7.4 vorgestellt.

Für eine qualitative Untersuchung der Trennkraft der Observablen sind in Abbildung 5.4 die auf Daten normierten Verteilungen nach der inklusiven Zwei-Photon-Selektion für die in Kapitel 4 eingeführten Monte-Carlo-Simulationen aller Produktionsprozesse des Higgs-Bosons sowie für den  $\gamma\gamma$ -Untergrund aus Kontinuumsproduktion in der Signalregion von  $121 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 131 \text{ GeV}$  gezeigt.

Obgleich insgesamt in allen Schaubildern eine Dominanz an erwartetem  $\gamma\gamma$ -Untergrund beobachtet wird, zeigt sich insbesondere für die  $m_{jj}$ - und  $|\Delta\eta_{jj}|$ -Verteilungen ein deutlicher Abfall für alle Untergrundprozesse mit zunehmendem Variablenwert im Gegensatz zum VBF-Signal, welches nahezu konstant bleibt ( $m_{jj}$ ) bzw. ein Maximum erst bei höheren Werten erreicht ( $|\Delta\eta_{jj}|$ ).

Für die Azimutalwinkelverteilung zeigt sich ein ausgeprägter Anstieg für hohe Werte nahe  $\pi$ , was mit der oben beschriebenen Forderung von  $|\Delta\Phi_{\gamma\gamma jj}| > 2,6$  einhergeht. Die  $\Delta R$ -Verteilung weist für VBF ein Maximum um  $\sim 2,5$  auf. In dieser Region ist die Anzahl erwarteter VBF-Ereignisse von derselben Größenordnung wie diejenige an Gluonfusionsereignissen.

Die Variable  $|\eta_{\gamma\gamma} - 1/2(\eta_{j1} + \eta_{j2})|$  schließlich fällt für alle gezeigten Verteilungen mit zunehmendem Wert gleichermaßen ab. Sie wird dennoch zur Diskriminierung durch die Forderung eines Maximalbetrags verwendet, da wie in einer zweidimensionalen Optimierung in [95] gezeigt, in der kombinierten Forderung mit  $\Delta R_{min,\gamma j} > 2,0$  eine Dominanz an erwarteten VBF-Ereignissen im Vergleich zu den anderen Higgs-Prozessen für Variablenwerte bis zu maximal  $\sim 2,4$  auftritt.

Abschließend wird in Abbildung 5.5 das Spektrum der invarianten Zwei-Photon-Masse für simuliertes Signal und Untergrund nach der inklusiven Selektion und nach der sukzessiven Anwendung von jedem der VBF-Schnittkriterien gezeigt.

Qualitativ lässt sich eine Zunahme des Anteils an VBF-Signalereignissen (in rot) feststellen, während für eine quantitative Untersuchung die Anzahlen an Ereignissen in der Signalregion in Tabelle 5.1 angegeben sind.

Werden alle Untergründe  $b_i$  zu  $b$  aufaddiert -  $b_1$  gibt hierbei den Nicht-Higgs-Untergrund an - , so zeigt sich eine Zunahme des Signal-zu-Untergrundverhältnisses von  $s/b \approx 0,0064$  nach der inklusiven Selektion auf  $s/b \approx 0,2$  nach der vollständigen VBF-Selektion. Wie sich aus der Tabelle entnehmen lässt, ergibt sich nach allen

	VBF (s)	$\gamma\gamma$ ( $b_1$ )	GGF ( $b_2$ )	WH ( $b_3$ )	ZH ( $b_4$ )	ttH ( $b_5$ )
$N_{inklusive}$	19,3761	2950,59	49,0112	5,4277	3,1272	1,7424
$N_{nach\ m_{jj}}$	14,0596	488,934	12,5554	0,2572	0,1470	0,0556
$N_{nach\  \Delta\eta_{jj} }$	8,6770	102,421	3,0435	0,0459	0,0208	0,0283
$N_{nach\  \Delta\Phi_{\gamma\gamma jj} }$	8,2082	64,5174	2,4879	0,0228	0,0105	0,0119
$N_{nach\ \Delta R_{min,\gamma j}}$	6,1848	31,6859	1,7972	0,0114	0,0059	0,0059
$N_{nach\ allen\ Schnitten}$	6,0048	27,7585	1,6954	0,007	0,0059	0,0056

Tabelle 5.1: Anzahl an Signalereignissen (s) und Untergrundereignissen ( $b_i$ ) nach der inklusiven Zwei-Photon-Selektion und nach jedem VBF-Schnitt für die in Kapitel 4 beschriebenen Monte-Carlo-Simulationen in einem Bereich von  $121\text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 131\text{ GeV}$

VBF-Schnitten eine Signalanzahl von  $s \approx 6$  verglichen mit einem  $\gamma\gamma$ -Untergrund von  $b_1 \approx 28$  und einem Gluonfusionswert von  $b_2 \approx 1,7$ . Die weiteren Higgs-Untergründe sind vernachlässigbar.

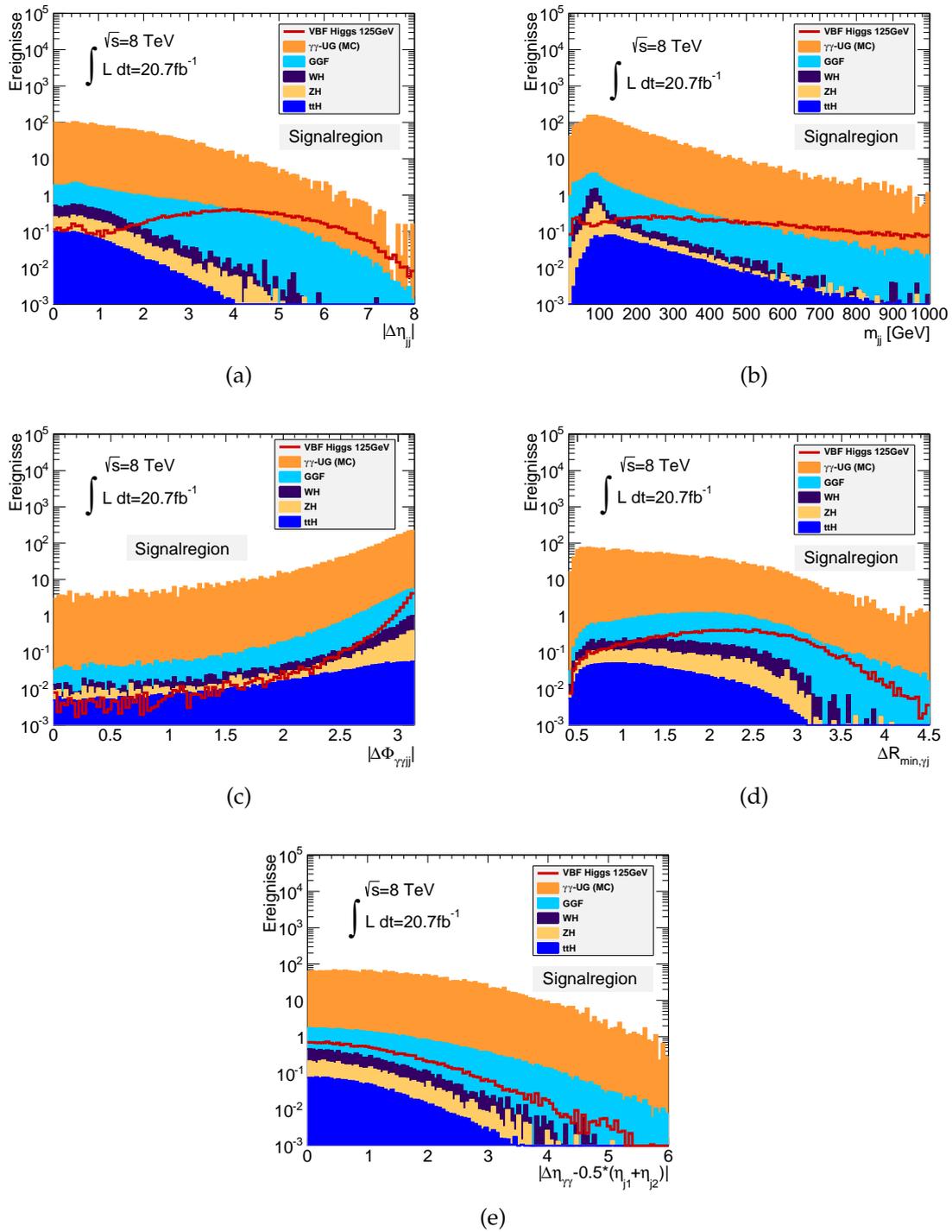


Abbildung 5.4: Verteilungen der diskriminierenden Variablen für die VBF-Kategorie nach der inklusiven Zwei-Photon-Selektion für simulierte Signal-, Higgs-Untergrund- und Nicht-Higgs-Untergrundereignisse in der Signalregion  $121 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 131 \text{ GeV}$ : Für eine Erklärung der Variablen siehe Haupttext.

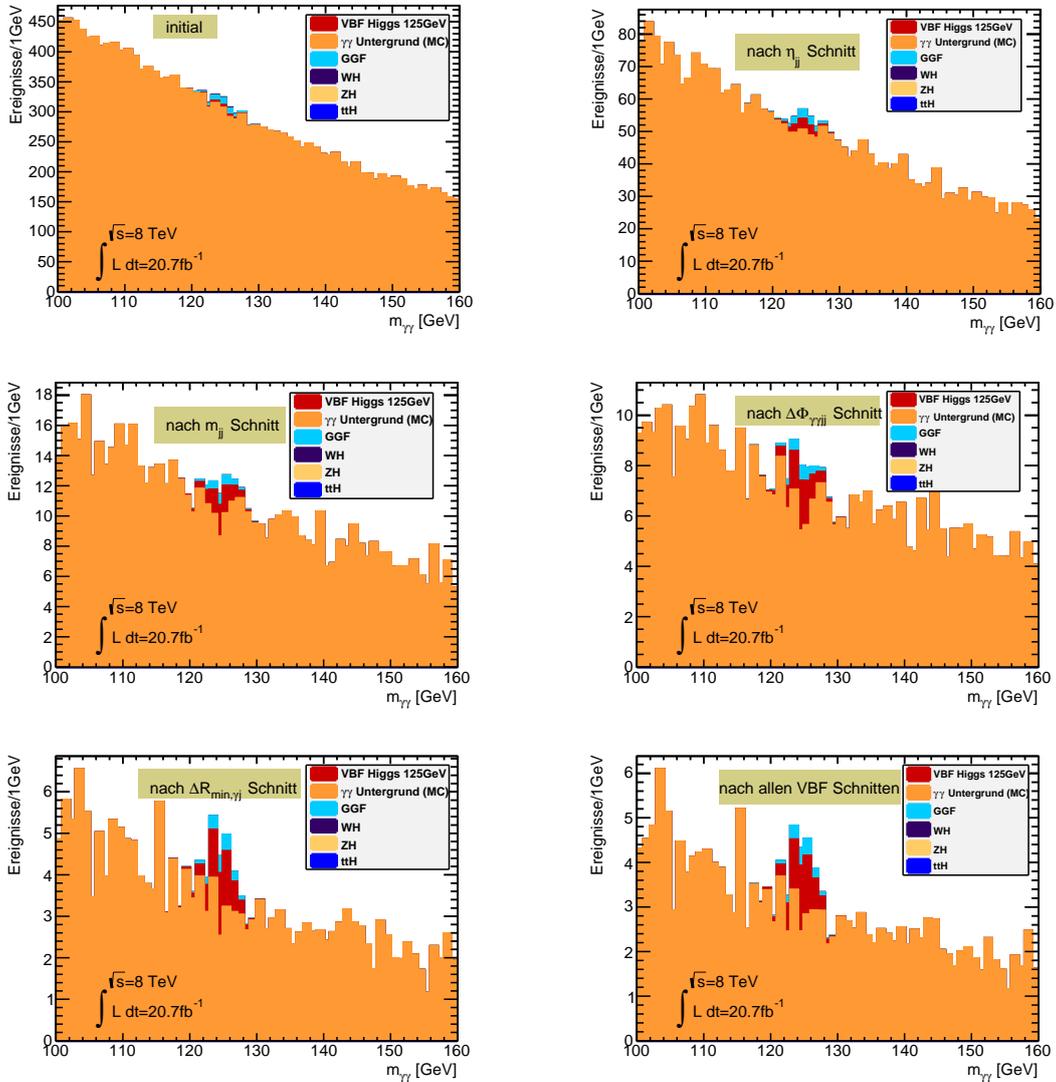


Abbildung 5.5: Spektrum der invarianten Zwei-Photon-Masse für simulierte Signal-, Higgs-Untergrund- und Nicht-Higgs-Untergrundereignisse für  $\sqrt{s} = 8$  TeV. Von links oben nach rechts unten: Nach der inklusiven Zwei-Photon-Selektion (bezeichnet als *initial*), nach dem Schnitt auf  $\Delta\eta_{jj}$  (1),  $m_{jj}$  (2),  $\Delta\Phi_{\gamma\gamma jj}$  (3),  $\Delta R_{\min, \gamma j}$  (4) und  $\Delta\eta_{\gamma\gamma} - 1/2 * (\eta_{j1} + \eta_{j2})$  (5).



## Vertrauensintervall auf $\tilde{d}$ - Generatorniveau

Im folgenden Kapitel werden die beiden in Kapitel 2.4 eingeführten Methoden anhand einer Simulation von VBF-Ereignissen mit dem Generator VBFNLO [14] verglichen, um aus Messungen von  $CP$ -sensitiven Observablen ein Vertrauensintervall auf den  $CP$ -ungeraden Beitrag  $\tilde{d}$  zur  $CP$ -geraden Kopplung des Higgs-Bosons an ein Paar schwacher Vektorbosonen im Standardmodell gemäß

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{SM} + \tilde{d} \cdot \mathcal{M}_{CPU} \quad (6.1)$$

zu bestimmen. Im ersten Teil (6.1) wird die Verwendung von Verteilungsmittelwerten der Optimalen Observable  $\mathcal{O}$  in der Methode der Eichkurve einer Maximum-Likelihood-Anpassung an die Form der gemessenen Observablenverteilungen gegenübergestellt. Es zeigt sich, dass beide Verfahren vergleichbare Sensitivitäten auf den relevanten Kopplungsparameter aufweisen. Im Weiteren (6.2) wird der Vergleich zum vorzeichenbehafteten Azimuthalwinkel  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  zwischen den VBF-Jets gezogen und die erwartete schlechtere Sensitivität bestätigt. Während in den vorangegangenen Abschnitten ein Vertrauensintervall auf  $\tilde{d}$  durch einen erwarteten Observablenmittelwert  $\langle \mathcal{O} \rangle = 0$ , verträglich mit der SM-Vorhersage, untersucht werden soll, wird in Abschnitt 6.3 ein Test der Methoden auf Modelle mit nicht-verschwindendem Mittelwert vorgestellt. Das Kapitel schließt mit kleineren Nebenanalysen zum Einfluss verschiedener Wahlen von Formfaktoren auf die Eichkurvenmethode (Abschnitt 6.4), sowie zum Potenzial des Ereignisgenerators für die Bestimmung von anomalen  $CP$ -ungeraden Higgs-Kopplungen in der Gluonfusion (Abschnitt 6.5), welche als Hauptuntergrund für die Erzeugung eines Higgs-Bosons die Ergebnisse für die Untersuchungen des VBF-Signals beeinflussen können.

Im Folgenden werden die in Kapitel 4 beschriebenen simulierten Datensätze von VBF-Ereignissen mit Higgs-Zerfall in zwei Photonen, entsprechend der in Abbildung 2.8 gezeigten Feynman-Darstellung, untersucht. Die Ereignisse wurden mithilfe des Monte-Carlo Ereignisgenerators VBFNLO für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8 \text{ GeV}$ , wie sie bei der Datennahme des ATLAS-Detektors im Jahr 2012 am LHC

$p_{T,j,min}$ [GeV]	$ \eta_{j,max} $	$p_{T,\gamma,min}$ [GeV]	$ \eta_{\gamma,max} $	$m_{jj,min}$ [GeV]	$ \Delta\eta_{jj,min} $
20,0	4,5	25,0	2,37	520,0	2,8

Tabelle 6.1: Selektionskriterien für die mithilfe von VBFNLO erzeugten Ereignisse

vorlag, erzeugt. Untergründe werden in diesem Kapitel nicht berücksichtigt. Im weiteren Verlauf werden die Verteilungen von  $\mathcal{O}$  und  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  gemäß Modellen mit 81 verschiedenen Werten des anomalen Beitrags  $\tilde{d}$  im Intervall  $[-0,2, 0,2]$  in Schritten von 0,005 untersucht. Für die Erstellung der Verteilungen im Generator werden lediglich Ereignisse für den Prozess im Standardmodell simuliert und durch die in Kapitel 4.3.2 validierte Methode auf die entsprechenden Modelle mit anomalen Beiträgen umgewichtet.

Obgleich durch VBFNLO eine Simulation von reinen VBF-Ereignissen mit anschließendem Higgs-Zerfall ermöglicht wird [13], bietet es sich für einen späteren realistischen Vergleich mit Daten an, gewisse Schnittkriterien analog zu der in Kapitel 5 beschriebenen Selektion von simulierten Ereignissen auf Detektorniveau und Daten zu verwenden. Es wird hierbei auf kinematische Größen der Teilchen im Endzustand geschnitten. Auslaufenden Quarks werden dabei nachlässig als "Jets" bezeichnet. Die relevanten Objektselektionen sind neben den verwendeten VBF-Schnitten auf invariante Zwei-Jet-Masse  $m_{jj}$  und Differenz in Pseudorapidität  $\Delta\eta_{jj}$  in Tabelle 6.1 aufgelistet:  $p_{T,min}$  bezeichnet den minimalen transversalen Impuls, welches ein Photon ( $\gamma$ ) oder Jet ( $j$ ) aufweisen muss,  $\eta_{max}$  die maximale Pseudorapidität. Im VBF-Prozess sind die beiden auslaufenden Jets korreliert, hochenergetisch und in entgegengesetzte Richtungen auslaufend. Dieser Topologie wird durch die Forderung von minimaler Zwei-Jet-Masse ( $m_{jj,min}$ ) und Pseudorapiditätsdifferenz ( $\Delta\eta_{jj,min}$ ) Rechnung getragen.

## 6.1 Sensitivität auf $\tilde{d}$ - Optimale Observable

### 6.1.1 Eichkurven

Die Mittelwerte von  $CP$ -ungeraden Observablen sind als Maß für die Größe von  $CP$ -Verletzungen von dem Kopplungsparameter  $\tilde{d}$  abhängig (siehe Kapitel 2.4). Zur Illustration werden in Abbildung 6.1 Verteilungen der Optimalen Observable  $\mathcal{O}$  für eine Kopplung des Higgs-Boson an die beiden Vektorbosonen in der Vektorbosonfusion gemäß dem Standardmodell und für ein Modell mit  $\tilde{d} = 0,2$  gezeigt. Die durch  $CP$ -Verletzungen erzeugte Asymmetrie bezüglich  $\mathcal{O} = 0$  für das Beispiel  $\tilde{d} = 0,2$  lässt sich in der Verteilung entstanden durch die Bildung der Differenz zur Observable gemäß Standardmodellkopplung erkennen.

Es bildet sich zudem eine weitere Asymmetrie in der Differenzverteilung selbst aus, was sich durch eine betragsmäßig tiefere Senke im negativen im Vergleich zur Hebung im positiven Bereich äußert. Wie in Abbildung 6.2.a) zu erkennen, wird dieses

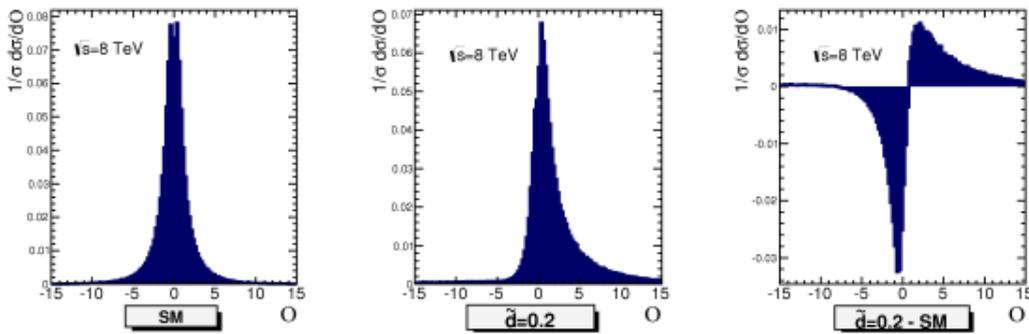


Abbildung 6.1: Normierte  $O$ -Verteilungen: Im Standardmodell (links), für  $\tilde{d} = 0,2$  (Mitte) und die Differenz der beiden (rechts), welche eine ausgeprägte Asymmetrie aufweist.

Phänomen in Modellen mit höheren  $\tilde{d}$ -Werten verstärkt. Mithilfe des Zusammenhangs 2.89 lässt sich eine Erklärung finden: Wird die Differenz zwischen den Wirkungsquerschnitten für Standardmodell und einem Modell mit  $\tilde{d} \neq 0$  gebildet, so bleibt neben dem  $CP$ -ungeraden Interferenzterm proportional zu  $\tilde{d}$  ein symmetrischer Term proportional zu  $\tilde{d}^2$  bestehen, welcher für alle  $\tilde{d}$  positiv ist. Dieser Beitrag kann für kleine Werte des Kopplungsparameters vernachlässigt werden und erzeugt für größere Werte die beobachtete Asymmetrie. Ein weiterer Beweis hierfür lässt sich anhand von Abbildung 6.2.b) beobachten, in welcher die Differenz zwischen den Modellen mit  $\tilde{d} = 0,2$  und  $\tilde{d} = -0,2$  dargestellt wird. Es zeigt sich eine um den Ursprung punktsymmetrische Verteilung ohne die zuvor beobachtete zusätzliche Asymmetrie. Es ist anzumerken, dass der Wertebereich für die Optimale Observable hier und im Folgenden auf  $[-15, 15]$  eingeschränkt wird, was - wie in Kapitel 7 anhand von Studien auf Detektorniveau diskutiert - zu einer Maximierung der Sensitivität führt.

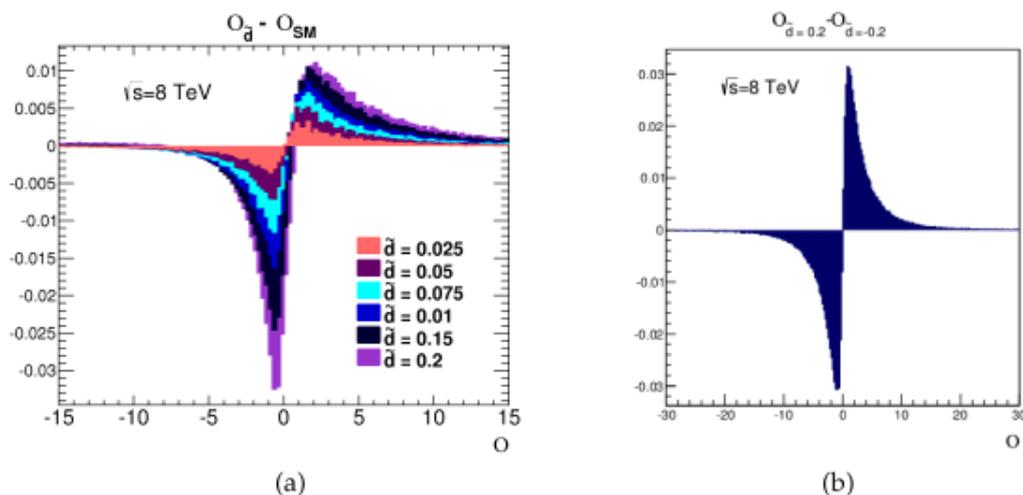


Abbildung 6.2: a) Differenz der  $O$ -Verteilungen zwischen SM-Kopplung und Modellen mit verschiedenen Werten von  $\tilde{d} \neq 0$  b) Differenz der  $O$ -Verteilungen für  $\tilde{d} = 0,2$  und  $\tilde{d} = -0,2$

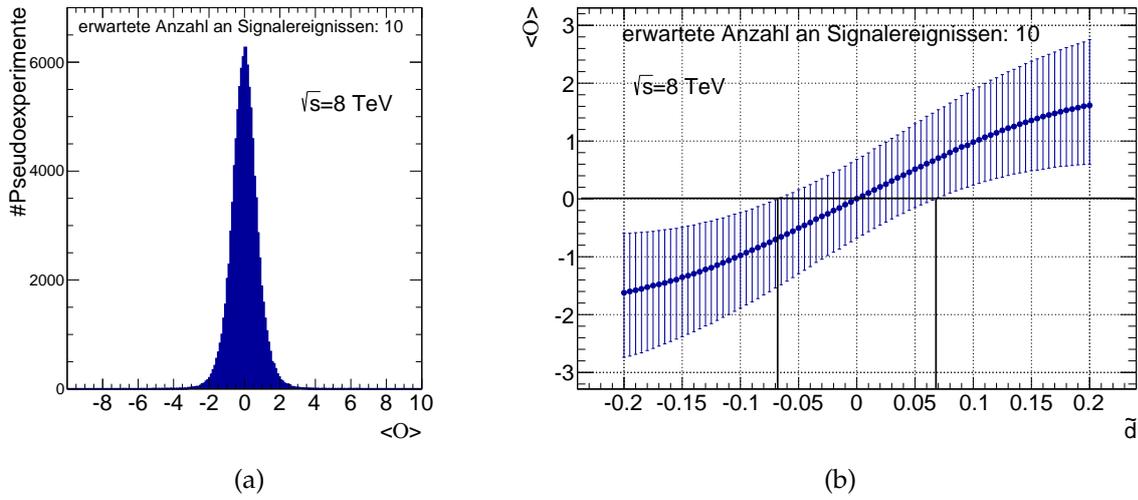


Abbildung 6.3: a) Verteilung der Observablenmittelwerte für SM-Vorhersagen gemäß einer durchschnittlich erwarteten Anzahl von 10 Ereignissen pro Pseudoexperiment b) Eichkurve von  $O$  mit Fehlerband für die gleichen Voraussetzungen. Der Wert von  $\langle O \rangle$  mit Fehlerbalken für  $\tilde{d} = 0$  entspricht Median und oberem und unterem 68%-Quantil der links gezeigten Verteilung. In schwarz eingezeichnet ist eine hypothetische Messung von  $\langle O \rangle = 0$  in Daten.

Die normierten Observablenverteilungen für die  $\tilde{d}$ -Modelle aus dem Generator werden als Vorhersagen dazu verwendet, Pseudoereignisse zu generieren. Innerhalb eines Pseudoexperimentes ist die Anzahl an Ereignissen dabei um die erwartete Anzahl an Signalereignissen  $s$  in Daten - für gegebene Luminosität - poissonverteilt. Es wird eine große Zahl an Pseudoexperimenten durchgeführt und jeweils der Mittelwert  $\langle O \rangle$  ermittelt. In Abbildung 6.3.a) ist die Verteilung der Mittelwerte von 100 000 Pseudoexperimenten für  $\tilde{d} = 0$  gezeigt. Es wird eine Anzahl von  $s = 10$  angenommen, welche in den Größenordnungsbereich der Anzahl an VBF-Signalereignissen für eine Luminosität von  $L = 20,7 \text{ fb}^{-1}$  fällt (siehe Kapitel 7).

Aus den Verteilungen der Mittelwerte werden Median und oberes und unteres 68%-Quantil berechnet und über dem korrespondierende  $\tilde{d}$ -Wert als Eichkurve aufgetragen (Abbildung 6.3.b). Die Konstruktion erlaubt die Bestimmung eines 68% - Vertrauensintervalls auf den Kopplungsparameter  $\tilde{d}$  für einen gemessenen Observablenmittelwert in Daten. Auf diese Weise ergibt sich für eine Erwartung von  $\langle O \rangle = 0$  ein Intervall von

$$[-0,0675, 0,0675]. \quad (6.2)$$

Anhand der gezeigten Eichkurve lässt sich zudem feststellen, dass für den Test von Modellen mit  $\tilde{d} \neq 0$  und einem zugehörigen nicht-verschwindenden Observablenmittelwert die Sensitivität ab einem  $|\tilde{d}| \approx 0,06$  verloren geht. Sensitivitätsstudien über den Einfluss verschiedener Signalerwartungen werden in Abschnitt 6.1.3 diskutiert.

## 6.1.2 Maximum-Likelihood-Anpassung

Eine weitere Methode, Vertrauensintervalle auf den Parameter  $\tilde{d}$  zu bestimmen, liegt in der Verwendung nicht nur des Mittelwertes, sondern der Form der Observablenverteilungen. Hierzu wird in jedem der Pseudoexperimente eine Maximum-Likelihood-Anpassung (ML-Anpassung) der verschiedenen  $\tilde{d}$ -Hypothesen an die Pseudoereignisse durchgeführt. Falls es einen effizienten Schätzer für einen unbekannt Parameter - in diesem Fall  $\tilde{d}$  - der zugrundeliegenden Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion gibt, so kann gezeigt werden [97], dass er durch die ML-Methode gegeben ist<sup>1</sup>.

In einem ersten Schritt werden die bereits in Abschnitt 6.1.1 untersuchten Pseudoexperimente für den Fall des Standardmodells verwendet, um jeweils die *Log-Likelihood-Funktion* (siehe Anhang A.1)

$$\ln L(\tilde{d}) = \sum_{i=1}^N n_i \ln v_i(\tilde{d}) + \text{konst.} \quad (6.3)$$

zu berechnen. Hierbei gibt  $n_i$  die Einträge in den  $N$  Bins des Histogramms an, welches innerhalb eines Pseudoexperimentes mit den Werten der Optimalen Observable der Pseudoereignisse gefüllt wird und  $v_i(\tilde{d})$  die entsprechenden Einträge der  $\tilde{d}$ -abhängigen Vorhersagen, welche jeweils auf die Gesamtanzahl an Ereignissen  $n_{\text{tot}}$  normiert werden: Es gilt

$$v_{\text{tot}} = n_{\text{tot}} \quad \text{mit} \quad v_{\text{tot}} = \sum_{k=1}^N v_k \quad . \quad (6.4)$$

Die Log-Likelihood-Funktion weist eine parabolische Abhängigkeit von  $\tilde{d}$  auf und der beste Schätzer auf den Parameter ist durch das Maximum definiert. Eine äquivalente Betrachtung verwendet das Minimum der Funktion  $\Delta - 2 \ln L(\tilde{d})$ , welche derart konstruiert ist, dass sich mittels der in Anhang A.1 beschriebenen *Graphischen Methode* die Standardabweichungen auf den besten Schätzer anhand der Schnittpunkte der Funktion mit den horizontalen Geraden bei 1 (1  $\sigma$ -Intervall) oder 4 (2  $\sigma$ -Intervall) ablesen lassen. Hier wird diese Art der Fehlerabschätzung jedoch nicht verwendet. Abbildung 6.4.a) zeigt die berechnete Log-Likelihood-Funktion für das Beispiel eines Pseudoexperimentes.

Analog zur Methode der Mittelwerte werden sehr viele Pseudoexperimente durchgeführt und jeweils der beste Schätzer ermittelt, deren Verteilung in Abbildung 6.4.b) für eine erwartete Pseudoereigniszahl von  $s = 10$  pro Experiment gezeigt ist. Aus den 68 %-Quantilen ergibt sich ein Vertrauensintervall auf  $\tilde{d}$  für den Test auf  $\tilde{d} = 0$

<sup>1</sup> Die Verwendung der Information aus der Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes von  $\tilde{d}$  würde die Verwendung der *Erweiterten Maximum-Likelihood Methode* implizieren. Durch die Normierung der Vorhersagen wird hier allerdings darauf verzichtet.

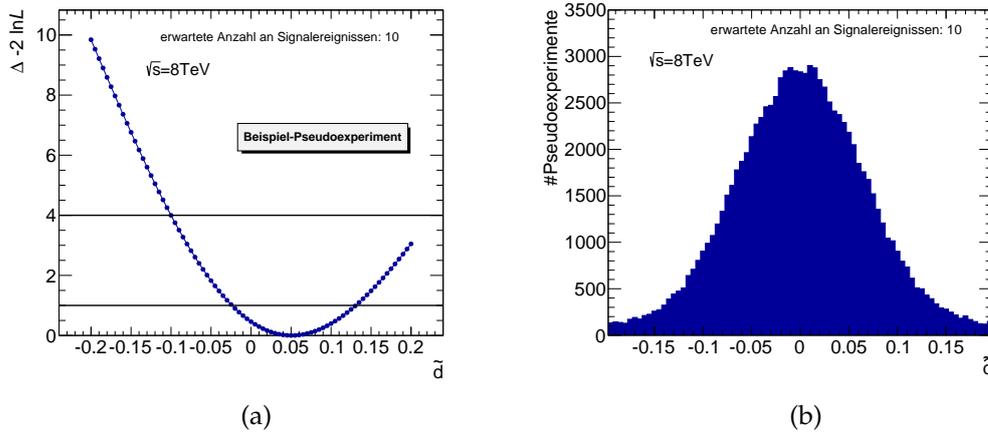


Abbildung 6.4: a)  $\Delta - 2 \ln L(\tilde{d})$  für den Test des Standardmodells in einem Pseudoexperiment. Zur Veranschaulichung wurde die Kurve derart verschoben, dass sich das Minimum bei Null befindet. Die Schnittpunkte mit den horizontalen Geraden geben einfache und zweifache Standardabweichungen auf den besten Schätzer für  $\tilde{d}$ , definiert durch das Minimum der Funktion, an. b) Verteilung der besten Schätzer für den Test des Standardmodells ( $\tilde{d} = 0$ ) mit 100 000 Pseudoexperimenten und einer erwarteten Ereignisanzahl von  $s = 10$ .

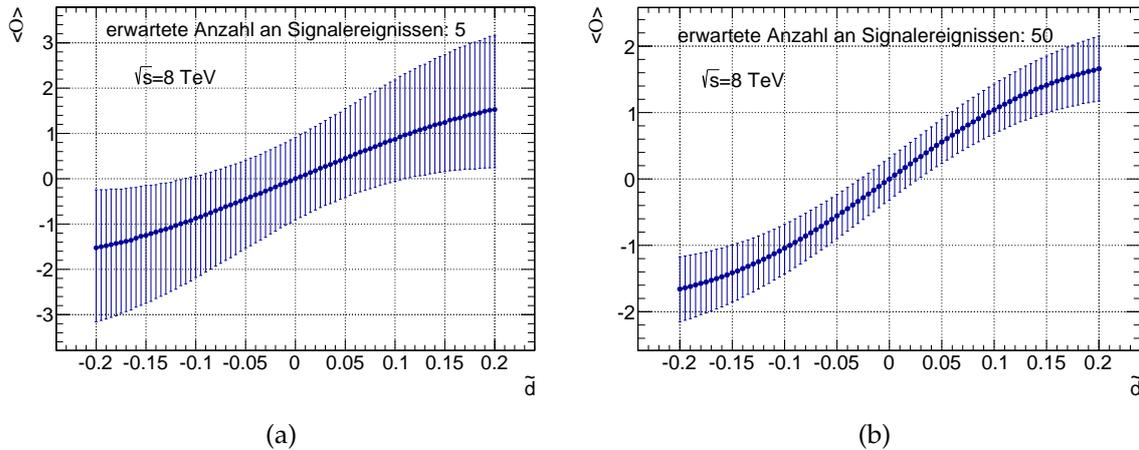
von

$$[-0,072, 0,071]. \quad (6.5)$$

Wird dieser Wert mit dem Ergebnis aus der Eichkurven-Analyse verglichen, so lässt sich feststellen, dass für den Test der SM-Hypothese die alleinige Verwendung des Mittelwertes  $\langle O \rangle$  keine schlechtere Sensitivität auf den Kopplungsparameter gegenüber der in diesem Kapitel angewendeten Maximum-Likelihood-Methode aufweist. Eine Erweiterung auf Tests von verschiedenen  $\tilde{d}$ -Hypothesen findet sich in Abschnitt 6.3.

### 6.1.3 Variation von Ereignisanzahlen

Die Sensitivität auf den Parameter  $\tilde{d}$  sowohl aus der Methode der Eichkurve als auch aus der Verwendung von ML-Anpassungen ist stark korreliert mit der Anzahl an Pseudoereignissen pro Pseudoexperiment. In der späteren Verwendung von Daten und vollen Detektorsimulationen spielt die Anzahl an Ereignissen, welche eine vorgegebene Selektion bestehen, die Rolle der in dieser Generatoranalyse willkürlich festgelegten Zahl  $s$ . Um zu verdeutlichen, in welchem Maße sich eine Anreicherung an selektierten VBF-Ereignissen - sei es durch optimierte Selektion oder durch Erhöhung der Luminosität des Beschleunigers - auf die Sensitivität auswirken würde, werden in diesem Abschnitt Studien mit verschiedenen Ereigniszahlen vorgestellt. Sie werden durchgeführt für die beiden Methoden aus 6.1.1 und 6.1.2 und die erzielten Vertrauensintervalle auf  $\tilde{d}$  werden verglichen.


 Abbildung 6.5:  $O$ -Eichkurven für eine erwartete Anzahl von a) 5 und b) 50 Ereignissen

Einerseits nimmt die Unsicherheit auf den Mittelwert vieler Messungen mit  $1/\sqrt{n}$  mit  $n$  als Anzahl an Einzelmessungen ab. Dies äußert sich in der **Methode der Eichkurve** in schmaleren  $\langle O \rangle$ -Verteilungen für höhere erwartete Anzahlen an Einträgen im Histogramm der Pseudoexperimente und daraus resultierend in verengten Fehlerbändern um die Eichkurven. Eine Variation der Ereigniszahlen hat somit entscheidenden Einfluss auf die Sensitivität: Je Breiter das Fehlerband, desto breiter das für einen Observablenmittelwert abgelesene Intervall für  $\tilde{d}$ . Abbildung 6.5 macht den Unterschied anhand von 5 und 50 erwarteten Ereignissen deutlich. Korrespondierende Vertrauensintervalle auf  $\tilde{d}$  für  $\langle O \rangle = 0$  sind in Tabelle 6.2 gegeben.

$s$	$VI_{\text{Eichkurve}}$	$VI_{\text{ML}}$
5	$[-0,110, 0,110]$	$[-0,102, 0,102]$
10	$[-0,0675, 0,0675]$	$[-0,072, 0,071]$
50	$[-0,0275, 0,0275]$	$[-0,0281, 0,0281]$

Tabelle 6.2: 68%-Vertrauensintervalle auf  $\tilde{d}$  für eine erwartete Anzahl an Ereignissen von  $s = 5, 10, 50$  aus den Methoden der Eichkurve und der ML-Anpassung für die Optimale Observable  $O$

Bei der **ML-Methode** andererseits wird die Güte der Anpassung durch statistische Fluktuationen innerhalb eines Pseudoexperimentes verschlechtert, was sich auf eine Verbreiterung des Histogramms für den besten Schätzer auf  $\tilde{d}$  auswirkt<sup>2</sup>. Vergleiche hierzu die in Abbildung 6.6 gezeigten Verteilungen.

Tabelle 6.2 gibt eine Zusammenfassung der abgeschätzten Vertrauensintervalle (VI) für  $s = 5, 10, 50$  aus Eichkurve und aus ML-Anpassung. Über alle Ereigniszahlen hinweg zeigt sich eine vergleichbare Sensitivität der beiden Methoden auf den Kopplungsparameter. Wie erwartet wird das Vertrauensintervall bei Erhöhung von  $s$  schmaler.

<sup>2</sup> Erst im Limes  $n_{\text{tot}} \rightarrow \infty$  werden die Generatorvorhersagen reproduziert.

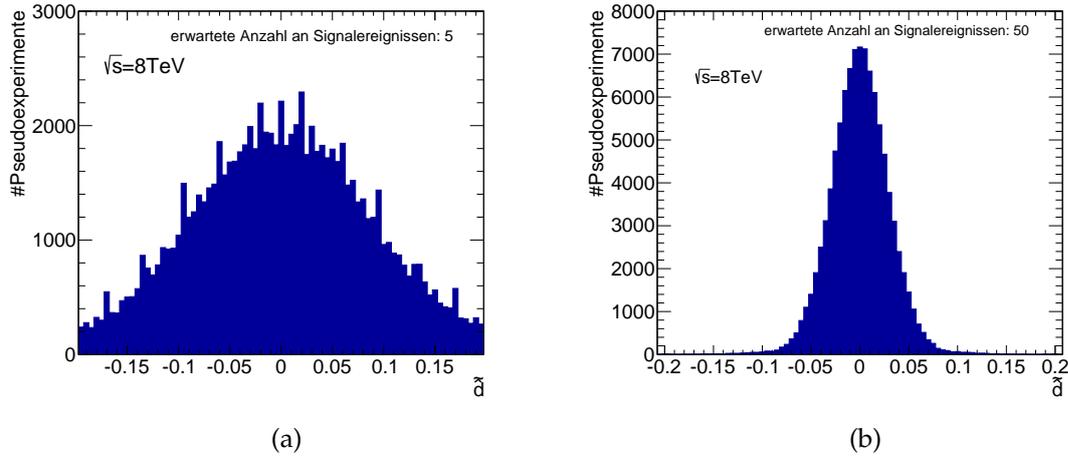


Abbildung 6.6: Verteilung des besten Schätzers auf  $\tilde{d}$  aus einer ML-Anpassung für eine erwartete Anzahl von a) 5 und b) 50 Ereignissen

## 6.2 Sensitivität auf $\tilde{d}$ - $\Delta\Phi_{jj,vz}$

Die zweite in dieser Arbeit verwendete  $CP$ -ungerade Observable stellt der vorzeichenbehaftete Azimutahlwinkel  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  zwischen den auslaufenden VBF-Jets dar, dessen Definition in Kapitel 2.4.2 gegeben wurde. Verteilungen dieses Winkels sind ebenfalls sensitiv auf die anomale Beimischung  $\tilde{d}$  zur SM-Kopplung und werden gleichzeitig mit der Optimalen Observablen aus einer internen Ungewichtung der Ereignisse gemäß dem Standardmodell im Generator VBFNLO erzeugt. Abbildung 6.7 zeigt normierte  $\Delta\Phi_{jj,vz}$ -Verteilungen für  $\tilde{d} = 0$  und  $\tilde{d} = 0,2$ .

Analog zu der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Analyse für  $\mathcal{O}$  werden mithilfe von Pseudoexperimenten Eichkurven generiert und ML-Anpassungen durchgeführt für verschiedene Anzahlen an erwarteten VBF-Signalereignissen (siehe Abbildung 6.8 für  $s = 10$ ).

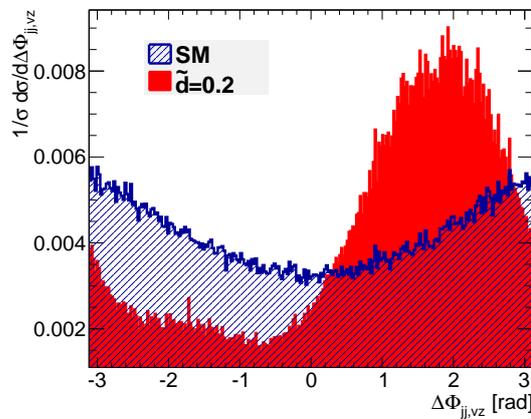


Abbildung 6.7: Normierte  $\Delta\Phi_{jj,vz}$ -Verteilungen aus VBFNLO für  $\tilde{d} = 0$  und  $\tilde{d} = 0,2$

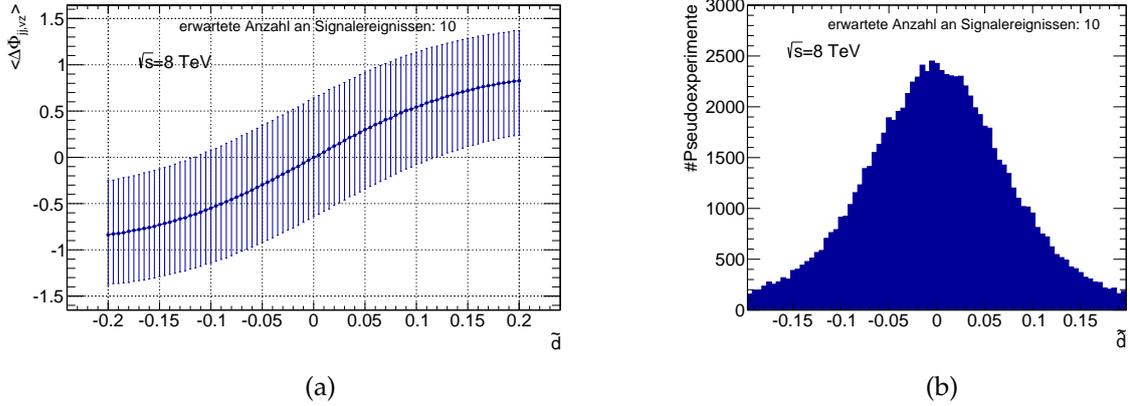


Abbildung 6.8: a) Eichkurve und b) Verteilung des besten Schätzers für  $\tilde{d}$  aus ML-Anpassung für  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  und eine erwartete Anzahl an Ereignissen von  $s = 10$

Eine Zusammenfassung aller Ergebnisse für die Bestimmung von Vertrauensintervallen mit  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  als Observable wird in Tabelle 6.3 gegeben.

$s$	$VI_{\text{Eichkurve}}$	$VI_{\text{ML}}$
5	$[-0,200, 0,200]$	$[-0,159, 0,159]$
10	$[-0,115, 0,12]$	$[-0,093, 0,094]$
50	$[-0,048, 0,048]$	$[-0,037, 0,037]$

Tabelle 6.3: 68%-Vertrauensintervalle auf  $\tilde{d}$  für eine erwartete Anzahl an Ereignissen von  $s = 5, 10, 50$  aus den Methoden der Eichkurve und der ML-Anpassung für  $\Delta\Phi_{jj,vz}$

Den Ergebnissen kann entnommen werden, dass über die untersuchten Ereigniszahlen hinweg eine ML-Anpassung für die Verwendung von  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  höhere Sensitivität auf den Parameter  $\tilde{d}$  aufweist als die Methode der Eichkurve. Der Schluss liegt nahe, dass sich in der Observable des vorzeichenbehafteten Winkels ein größeres Maß an  $CP$ -Information in der Form verbirgt, während sich in  $O$  mehr Information im Mittelwert konzentriert. Des Weiteren - und dies ist der Kernpunkt dieses Abschnitts - konnte bestätigt werden, dass die Optimale Observable im Vergleich zu  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  eine höhere Sensitivität auf  $\tilde{d}$  besitzt, was sich in einem schmaleren Vertrauensintervall widerspiegelt (vergleiche Tabellen 6.2 und 6.3). Für eine Signalerwartung von  $s = 10$  ergibt sich beispielsweise ein Intervall von

$$[-0,115, 0,12] \quad (6.6)$$

aus der  $\Delta\Phi_{jj,vz}$ -Eichkurve, was gegenüber demjenigen aus der  $O$ -Analyse von

$$[-0,0675, 0,0675] \quad (6.7)$$

eine fast 50%ige Verschlechterung darstellt. Abbildung 6.9 veranschaulicht diesen Unterschied anhand von Eichkurven.

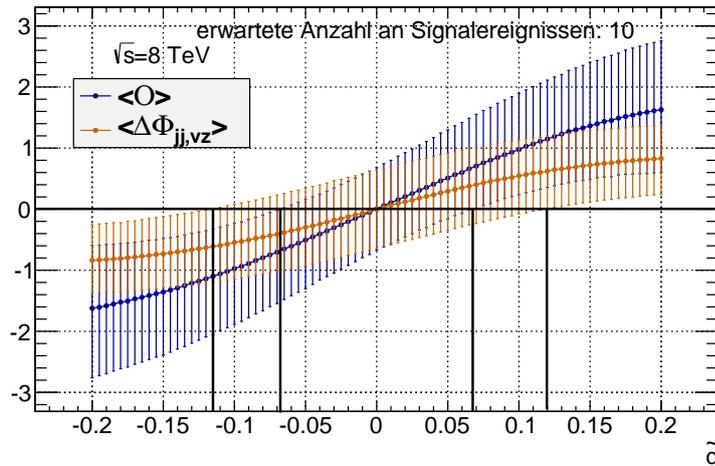


Abbildung 6.9: Vergleich der Eichkurven für die Observablen  $O$  und  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  für  $s = 10$ . Für erwartete verschwindende Mittelwerte in Daten ergibt sich ein schmaleres Vertrauensintervall auf  $\tilde{d}$  aus der Verwendung der Optimalen Observablen.

### 6.3 Test von Modellen mit $\tilde{d} \neq 0$

Bisher wurde von einem verschwindenden Observablenmittelwert in Daten, welcher konsistent mit der SM-Vorhersage ist, ausgegangen, um Ausschlussgrenzen auf  $\tilde{d}$  zu bestimmen. Für die Optimale Observable konnte gezeigt werden, dass die Methode der Eichkurve für diese Erwartung keinen Sensitivitätsverlust gegenüber einer Verwendung der vollen Form der Verteilungen in einer ML-Anpassung aufweist. Für höhere Werte von  $\tilde{d}$  zeigen sich jedoch in der Eichkurve für die bisher verwendete Optimale Observable erster Ordnung zunehmend flachere Ausläufer<sup>3</sup>. Die Sensitivität auf die Bestimmung von Vertrauensintervallen nimmt daher für nicht-verschwindende gemessenen Observablenmittelwerten ab. In welchem Maße diese Überlegungen Auswirkungen auf den direkten Vergleich zu der Methode der ML-Anpassung haben, wird im folgenden Abschnitt anhand von Tests auf Modelle mit  $\tilde{d} = \pm 0,025, \pm 0,05, \pm 0,1$  für den Fall der Optimalen Observablen untersucht. Es wird eine Signalereigniszahl von  $s = 10$  angenommen.

Auf Seiten der **Methode der Eichkurve** kann die schon in Abbildung 6.3.b) gezeigte Kurve dazu verwendet werden, die zu Observablenmittelwerten  $\langle O(\tilde{d}) \rangle$  mit  $\tilde{d} \neq 0$  korrespondierenden Vertrauensintervalle zu bestimmen.  $\langle O(\tilde{d}) \rangle$  wird hierbei zuvor aus den entsprechenden Werten auf der Eichkurve erhalten.

Tabelle 6.4 gibt einen Überblick über die erzielten Ergebnisse. Für  $\tilde{d} = \pm 0,1$  liegt das Intervall teilweise außerhalb des gezeigten Wertebereiches und kann deshalb nicht bestimmt werden. Es ist anzumerken, dass die Definition des Vertrauensintervalls hier und im Folgenden nicht in absoluten  $\tilde{d}$ -Werten vorliegt, sondern als Differenz

<sup>3</sup> Wie in Kapitel 2.4.3 diskutiert könnte die Sensitivität auf hohe Werte von  $\tilde{d}$  durch die zusätzliche Verwendung der Optimalen Observablen zweiter Ordnung zurückgewonnen werden.

$\tilde{d}$ -Modell	$\langle O(\tilde{d}) \rangle$	VI <sub>Eichkurve</sub>	VI <sub>ML</sub>
-0,1	-0,987	[?, -0,075]	[-0,081, 0,071]
-0,05	-0,503	[-0,105, 0,115]	[-0,073, 0,070]
-0,025	-0,258	[-0,08, 0,065]	[-0,071, 0,071]
0	0	[-0,0675, 0,0675]	[-0,072, 0,071]
0,025	0,255	[-0,065, 0,08]	[-0,071, 0,072]
0,05	0,514	[-0,0625, 0,11]	[-0,070, 0,073]
0,1	0,981	[-0,125, ?]	[-0,071, 0,080]

Tabelle 6.4: 68 %-Vertrauensintervalle auf  $\tilde{d}$  für verschiedene Modelle mit  $\tilde{d} \neq 0$ . Die zweite Spalte gibt den Wert des Punktes auf der Eichgeraden an, dritte und vierte Spalte die erhaltenen Intervalle aus der Differenz der jeweiligen Quantilen zum getesteten Modellparameter, unter Verwendung von Eichkurve oder ML-Anpassung.

des errechneten oberen (OQ) und unteren Quantils (UQ) zum untersuchten hypothetischen Modellparameter von der Form  $VI \hat{=} [\tilde{d}_{\text{wahr}} - UQ, OQ - \tilde{d}_{\text{wahr}}]$ . Es zeigt sich eine Vergrößerung der Intervalle proportional zum getesteten Modell, was schließlich zu der Unmöglichkeit führt, Intervallgrenzen für  $\tilde{d}_{\text{wahr}} = \pm 0,1$  zu bestimmen.

Für die **ML-Anpassung** auf der anderen Seite lassen sich die zuvor erzielten Ergebnisse für den Test des Standardmodells nicht direkt verwenden: Im Unterschied zu den in Abschnitt 6.1.2 aus der SM-Vorhersage der Observablenverteilungen erzeugten Pseudoexperimente, werden hier Pseudoereignisse nach den entsprechenden  $\tilde{d}$ -Modellen generiert und jeweils mit allen Vorhersagen verglichen. Es kann auf diese Weise demnach in einem Schritt jeweils nur ein Modell getestet werden.

Für die Verteilungen innerhalb eines Pseudoexperimentes wird erneut die *Log-Likelihood*-Funktion berechnet und durch Auffinden des Minimums der beste Schätzer auf  $\tilde{d}$  bestimmt. Abbildung 6.10.a) zeigt diese Funktion im Beispiel eines Experimentes für den Test des Modells mit  $\tilde{d} = 0,05$ , während in Abbildung 6.10.b) die Verteilung der besten Schätzer für 100 000 Pseudoexperimente veranschaulicht wird. Die zu den weiteren untersuchten Modellen korrespondierenden Verteilungen finden sich in Anhang A.2.

Es wird jeweils wieder Median, oberes und unteres 68 %-Quantil der Verteilungen bestimmt. Die durch erneute Differenzbildung zwischen Quantilen und getestetem Modell konstruierten Vertrauensintervalle sind ebenfalls in Tabelle 6.4 aufgelistet.

Im Gegensatz zur Verwendung der Eichkurven stellt sich heraus, dass ML-Anpassungen an die Form der *O*-Verteilungen über alle untersuchten Modelle hinweg kaum an Sensitivität verlieren, für Werte  $|\tilde{d}| \lesssim 0,05$  jedoch mit dem Ergebnis aus der Eichkurve vergleichbar sind. Dieser Wertebereich deckt sich annähernd mit dem Gültigkeitsbereich der linearen Näherung der Eichkurve. Abbildung 6.11 gibt einen zusammenfassenden Überblick über die verglichenen Vertrauensintervalle.

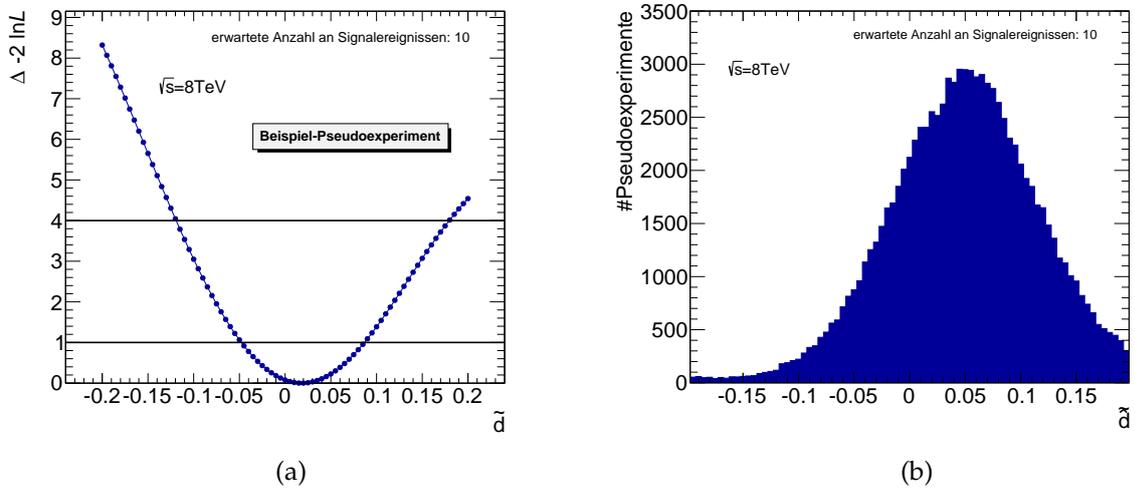


Abbildung 6.10: a) Log-Likelihood-Funktion eines Pseudoexperimentes für ein getestetes Modell mit  $\tilde{d} = 0,05$  b) Verteilung der besten ML-Schätzer für 100 000 Pseudoexperimente, ebenfalls für  $\tilde{d} = 0,05$ . Aufgrund der Konstruktion ergibt sich für den Verteilungsmittelwert dasjenige  $\tilde{d}$ -Modell, nach welchem die Pseudoereignisse gewürfelt wurden.

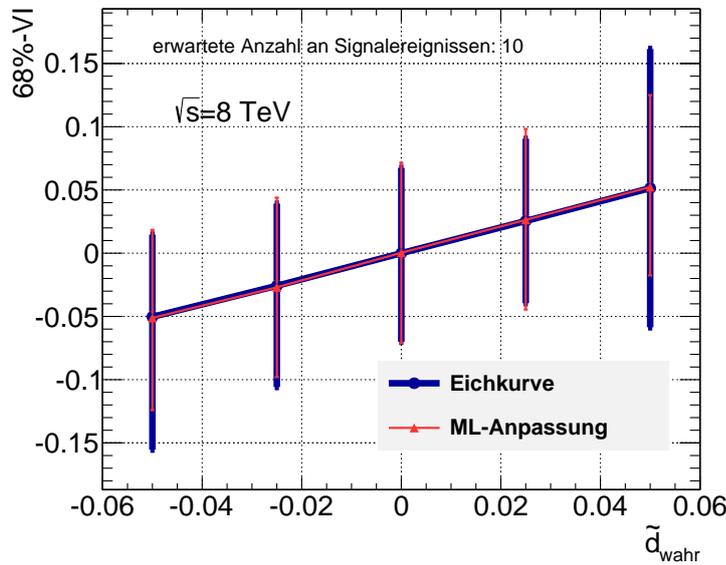


Abbildung 6.11: 68%-Vertrauensintervalle aus den Methoden der Eichkurve und der ML-Anpassung in Abhängigkeit des getesteten Modells  $\tilde{d}_{\text{wahr}}$

## 6.4 Formfaktoren

Die in dieser Arbeit den anomalen  $HVV$ -Kopplungsstrukturen zugrundeliegende Lagrangedichte ist durch eine Erweiterung des Standardmodells durch lokal  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -eichinvariante Terme der Massendimension 6 gegeben (siehe Gleichung 2.66 ff.). Theorien dieser Form sind nicht renormierbar, vorhergesagte Divergenzen in messbaren Observablen lassen sich nicht durch eine systematische Redefinition von Kopplungsparametern und Massen in allen Ordnungen der Störungsreihe absorbieren. Unterhalb einer gewissen Energieskala lässt sich das Modell jedoch im Rahmen einer effektiven Theorie beschreiben, welche bis zu der für die *Neue Physik* (NP) charakteristischen Skala  $\Lambda$  Gültigkeit besitzt. Der Unterdrückung der anomalen Terme für hohe Energien, bzw. Impulsüberträge des intermediären Bosons, wird durch eine  $\Lambda$ -abhängige Form der lorentzinvarianten Formfaktoren  $a_i$  in der allgemeinsten Form der Tensorstruktur für den  $HVV$ -Vertex (2.63) Rechnung getragen. Im Folgenden wird eine Funktion der Art

$$a_i(q_1, q_2) = a_i(0, 0) \frac{\Lambda^2}{q_1^2 - \Lambda^2} \frac{\Lambda^2}{q_2^2 - \Lambda^2} \quad (6.8)$$

mit  $q_{1,2}$  als Viererimpulsen der beiden schwachen Vektorbosonen gewählt [55]. Der Grenzwert  $\Lambda \rightarrow \infty$  entspricht keiner Anwendung von Formfaktoren.

Die Struktur des  $HVV$ -Vertex beeinflusst die gesamte Dynamik des Higgsproduktionsprozesses. So werden unter anderem auch Abweichungen in den Observablenverteilungen der auslaufenden VBF-Jets für unterschiedliche Kopplungsstrukturen vorhergesagt. Im Falle des Transversalimpulses wird hier ein zu höheren Werten hin verschobenes Spektrum für anomale Kopplungsstruktur im Vergleich zum Standardmodell erwartet [55].

Werden innerhalb der effektiven Theorie erwartete und gemessene Verteilungen verglichen, so lassen sich jedoch aufgrund von beobachteten Verteilungsformen ähnlich derer, die man für das Standardmodell erwarten würde, nicht direkt anomale Modelle ausschließen. Der Grund liegt darin, dass eine passende Wahl von Formfaktoren Verteilungen ähnlich derer des Standardmodells ausprägen kann. Als Beispiel wird in Abbildung 6.12 für eine Wahl von  $\Lambda = 100, 200, 400$  GeV die mit dem Generator VBFNLO erzeugte Verteilung des Transversalimpulses des führenden Jets gemäß Modellen aus Standardmodellkopplung und anomaler  $CP$ -ungerader Beimischung von  $\tilde{d} = 0,2$  und  $\tilde{d} = 0,05$  mit dem reinen Standardmodell verglichen.

Während generell für  $\tilde{d} = 0,05$  eine große Übereinstimmung aller Verteilungen beobachtet werden kann, zeigt sich für  $\tilde{d} = 0,2$  lediglich ein nahezu identischer Kurvenverlauf von Standardmodell und den kleineren Werte von  $\Lambda$ .

Im Folgenden soll untersucht werden, in wieweit unterschiedliche Wahlen von Formfaktoren die Form der Optimalen Observable  $\mathcal{O}$  und des vorzeichenbehafteten Azimutalwinkels  $\Delta\Phi_{j,vz}$  beeinflussen und sich dadurch auf die Eichkurven auswirken. Es kann somit die Aussagekraft der Bestimmung von Vertrauensintervallen auf den

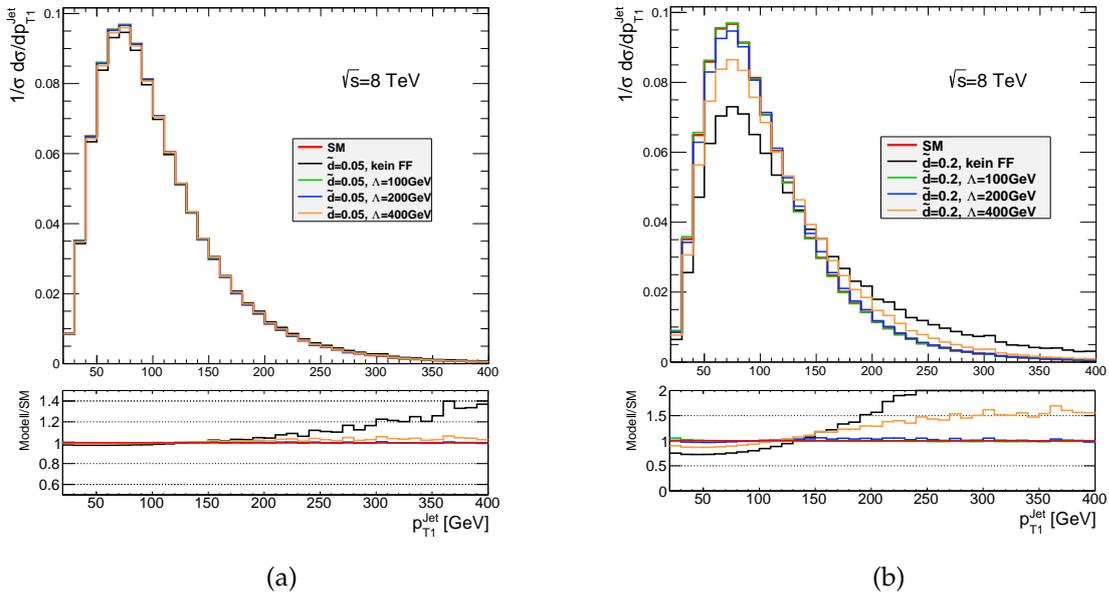


Abbildung 6.12: Normierte Transversalimpulsverteilungen des Jets mit maximaler Energie. Vergleich von SM (rot) mit verschiedenen Formfaktorwahlen für Modelle mit a)  $\tilde{d} = 0,05$  und b)  $\tilde{d} = 0,2$ . Eine Wahl von  $\Lambda = 100$  GeV reproduziert nahezu das Standardmodell.

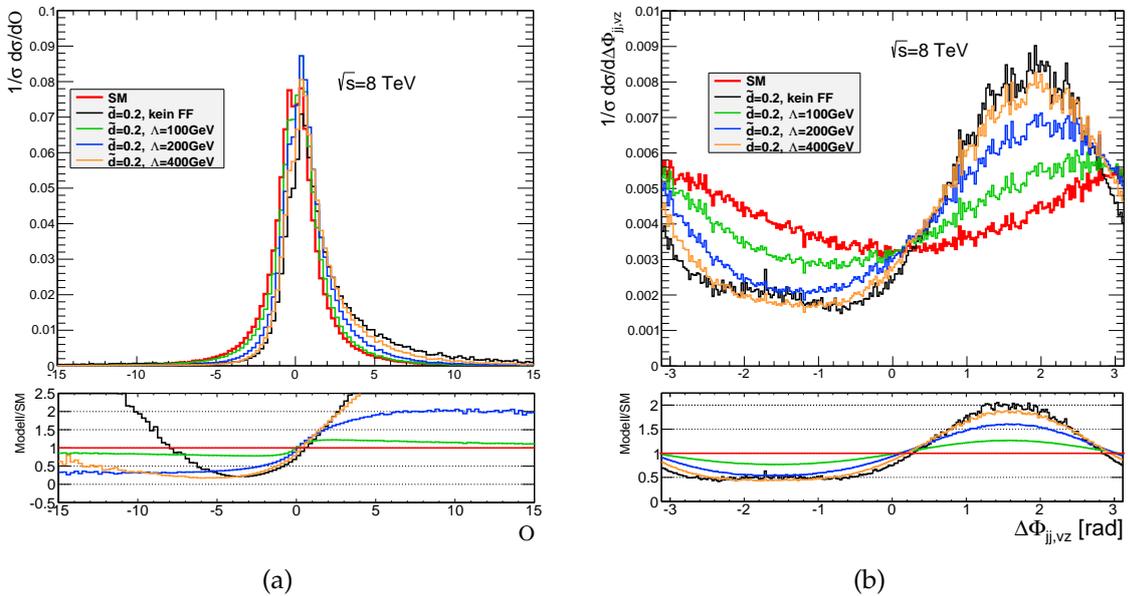


Abbildung 6.13: Normierte Verteilungen von a) Optimaler Observable und b) vorzeichenbehaftetem Winkel für Standardmodell und Modelle mit  $\tilde{d} = 0,2$  ohne Formfaktor und mit  $\Lambda = 100, 200, 400$  GeV.

	kein FF	$\Lambda = 400 \text{ GeV}$	$\Lambda = 200 \text{ GeV}$	$\Lambda = 100 \text{ GeV}$
$\mathcal{O}$	$[-0,0675, 0,0675]$	$[-0,09, 0,09]$	$[-0,16, 0,16]$	-
$\Delta\Phi_{jj,vz}$	$[-0,115, 0,12]$	$[-0,14, 0,145]$	-	-

Tabelle 6.5: 68%-Vertrauensintervalle auf  $\tilde{d}$  für eine erwartete Anzahl an Ereignissen von  $s = 10$  für verschiedene Wahlen von Formfaktoren

Parameter  $\tilde{d}$  innerhalb einer effektiven Theorie überprüft bzw. abgeschätzt werden. Hierzu werden die mit VBFNLO erzeugten Standardmodell-Ereignisse auf die zuvor beschriebenen Modelle mit  $\tilde{d} \neq 0$  in äquidistanten Schritten von 0,005 im Intervall  $[-0,2, 0,2]$  umgewichtet, wobei die aus HAWK [63–65] extrahierte Umgewichtungsmethode nun die verschiedenen Wahlen von Formfaktoren ( $\Lambda = 100, 200, 400 \text{ GeV}$ ) berücksichtigt.

In welchem Maße sich die  $\mathcal{O}$ - und  $\Delta\Phi_{jj,vz}$ -Verteilungen verändern wird in Abbildung 6.13 am Beispiel einer anomalen Beimischung von  $\tilde{d} = 0,2$  illustriert: Für beide Observablen wird die Standardmodellvorhersage wiederum für Werte von  $\Lambda = 100 \text{ GeV}$  und ansatzweise auch für  $\Lambda = 200 \text{ GeV}$  reproduziert. Wie erwartet verhält sich die Verteilung für den höchsten Wert der Energieskala ähnlich wie das anomale Modell ohne Formfaktoren, da eine Verschiebung der Abschneideskala zu sehr hohen Werten einer verschwindenden Unterdrückung gleich kommt.

Durch die größere Ähnlichkeit mit der Standardmodellvorhersage wird für die Eichkurve ein flacherer Verlauf für kleine Werte von  $\Lambda$  und daraus resultierend eine schlechtere Sensitivität auf den Kopplungsparameter  $\tilde{d}$  erwartet. In den Abbildungen 6.14 und 6.15 kann das Ausmaß der Verschlechterung für  $\mathcal{O}$  bzw.  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  beobachtet werden. Für erwartete verschwindende Observablenmittelwerte sind die aus den Eichkurven bestimmten 68%-Vertrauensintervalle auf  $\tilde{d}$  in Tabelle 6.5 zusammengefasst. Für  $\Lambda = 100 \text{ GeV}$  sowie für  $\Lambda = 200 \text{ GeV}$  im Falle von  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  geht die Sensitivität über den untersuchten Wertebereich des Kopplungsparameters vollständig verloren. Werden die Kurven ohne Formfaktoren mit denjenigen für  $\Lambda = 400 \text{ GeV}$  verglichen, so verbreitert sich das Vertrauensintervall unter Verwendung der Optimalen Observable um etwa 33%, während es für  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  nur um ca. 20% breiter wird.

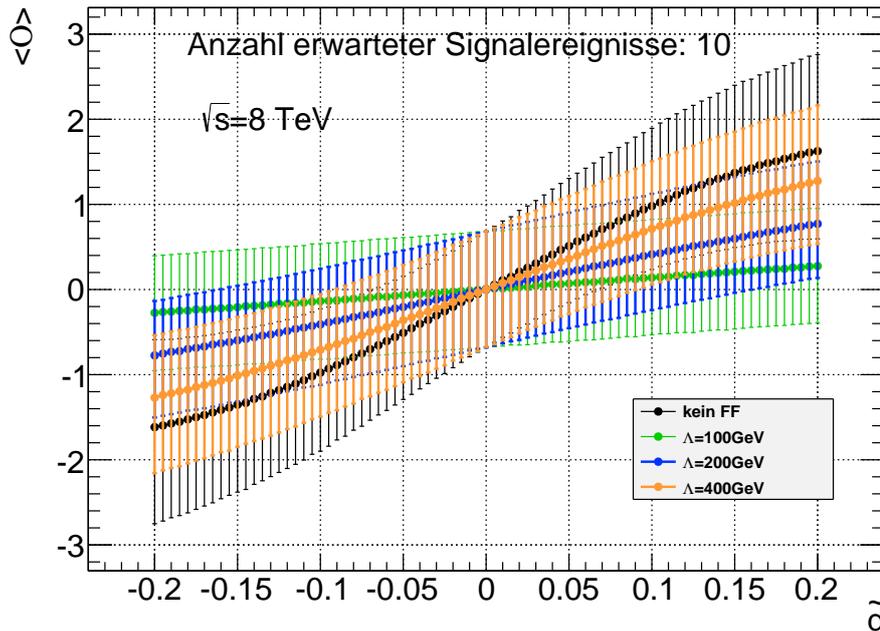


Abbildung 6.14: Eichkurven der Optimalen Observable für Modelle ohne Formfaktor und mit  $\Lambda = 100, 200, 400\text{ GeV}$ . Es wird eine Anzahl von 10 Signalereignissen vorausgesetzt.

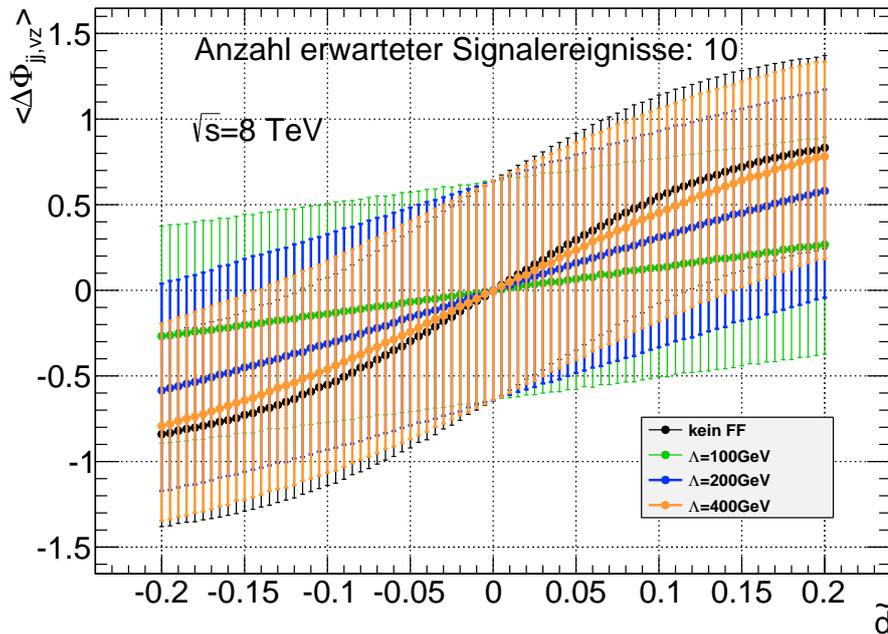


Abbildung 6.15: Eichkurven des vorzeichenbehafteten Winkels für Modelle ohne Formfaktor und mit  $\Lambda = 100, 200, 400\text{ GeV}$ . Es wird eine Anzahl von 10 Signalereignissen vorausgesetzt.

## 6.5 Anomale Kopplungen in der Gluonfusion

Wie in Kapitel 4.1 diskutiert wird der dominierende **Higgs-Untergrund** für VBF-Signal, folglich Ereignisse mit den Zerfallsprodukten des Higgs-Bosons sowie zwei Jets im Endzustand, durch die in Abbildung 4.2 beispielhaft gezeigten Prozesse für Gluonfusion dargestellt. Über virtuelle Topquarkschleifen mit 3,4 oder 5 Vertices findet in Quark-Quark-, Quark-Gluon- und Gluon-Gluon-Streuungen eine Kopplung des Higgs-Bosons an Gluonen statt, wobei gleichzeitig zwei Jets erzeugt werden. Die zugrundeliegende Lagrangedichte für derartige Kopplungen des Higgs-Bosons an Gluonen kann analog zu den Überlegungen im Falle der Vektorbosonfusion neben  $CP$ -geraden Strukturen gemäß dem Standardmodell auch  $CP$ -ungerade enthalten. Im Folgenden wird gezeigt, dass eine Kombination aus beiden im Falle der Gluonfusion ebenfalls auf einen nicht verschwindenden Mittelwert der untersuchten Observablen führt. Dieses Ergebnis kann in zukünftigen Abschätzungen des Untergrunds für die Observablenverteilungen des VBF-Signals mit in Betracht gezogen werden. Nach einer kurzen theoretischen Einführung der zugrundeliegenden effektiven Theorie für anomale Gluon-Higgs-Kopplungen werden Studien gezeigt, für welche mithilfe des Monte-Carlo Ereignisgenerators VBFNLO [13] Ereignisse für Prozesse der Form  $pp \rightarrow HjjX$  durch Gluonfusion erzeugt wurden, welche auf Kopplungsstrukturen mit unterschiedlichem Verhalten unter  $CP$ -Transformationen basieren. Es werden die Verteilungen der in dieser Arbeit relevanten Optimalen Observable und der Observable des vorzeichenbehafteten Azimutalwinkels der auslaufenden Jets untersucht.

Im Standardmodell findet in der niedrigst möglichen Ordnung der Störungsreihe eine Kopplung von zwei Gluonen an ein Higgs-Boson auf Schleifeniveau statt. Hierbei wird eine dreieckige Fermionschleife erzeugt, welche das Higgs-Boson hervorbringt. Aufgrund der Proportionalität zwischen Masse und Kopplungsstärke des Higgs-Bosons an Fermionen, wird diese Schleife hauptsächlich aus Topquarks gebildet.

Den Ausführungen aus [80] folgend, wird der einfachste Ansatz für anomale  $CP$ -ungerade Kopplungen von Fermionen (Felder  $\Psi_f$ ), also insbesondere Topquarks, an ein Higgs-Boson **jenseits des Standardmodells** ( $A$ ) durch Lagrangedichtenterme der Form

$$\tilde{\mathcal{L}}_y = -\tilde{y}_f \bar{\Psi}_f A i \gamma_5 \Psi_f \quad (6.9)$$

mit  $y_f$  als spezifischer Kopplungsstärke gegeben. Ebenso lassen sich  $CP$ -gerade Kopplungen durch

$$\mathcal{L}_y = -y_f \bar{\Psi}_f H \Psi_f \quad (6.10)$$

beschreiben. Ein von der Kopplungsstärke des Standardmodells abweichender Wert von  $y_f$  bezeichnet hier anomale  $CP$ -gerade Strukturen. In den folgenden Untersuchungen werden jedoch nur anomale Stärken vergleichbar mit dem Standardmodell

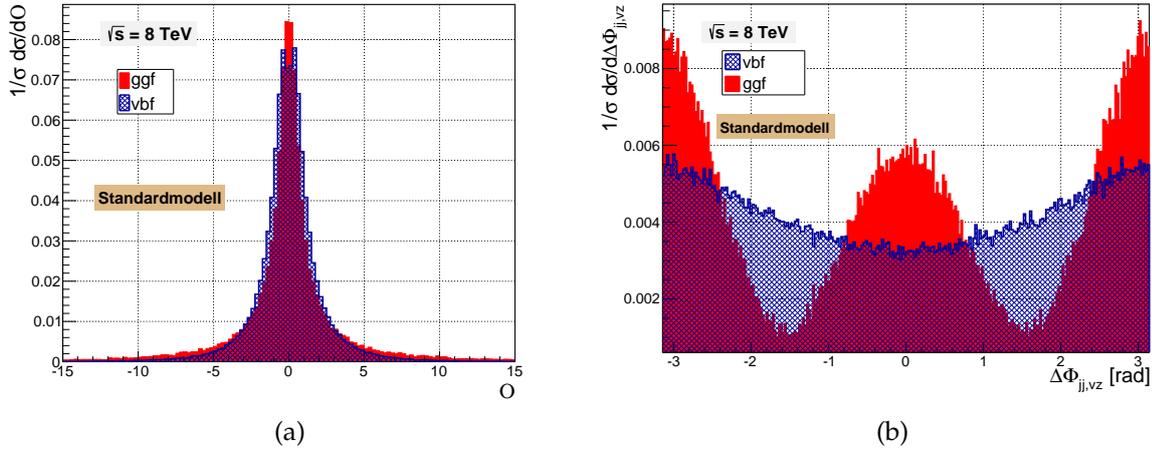


Abbildung 6.16: Normierte Verteilungen von a) Optimaler Observable und b) vorzeichenbehaftetem Winkel für das Standardmodell. Es werden jeweils Gluonfusion und Vektorbosonfusion verglichen. Während die Form vor allem für  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  variiert, ergibt sich in allen gezeigten Fällen ein verschwindender Mittelwert.

studiert. In diesem Fall wird identifiziert:

$$\tilde{y}_f = y_f \equiv \frac{m_f}{v} \quad , \quad (6.11)$$

mit  $m_f$  als Fermionmasse und  $v$  als Vakuumerwartungswert. Schematisch dargestellt werden nachfolgend Ereignisse untersucht, welche mithilfe von VBFNLO gemäß einer Lagrangedichte

$$\tilde{\mathcal{L}}_y = \bar{\psi}_q (C_g y_q + i C_u \gamma_5 \tilde{y}_q) \Psi_q \Phi \quad (6.12)$$

erzeugt wurden. Hierbei lässt sich über die Konstanten  $C_{g,u}$  das Verhältnis von  $CP$ -geradem und -ungeradem Term festlegen. Als Quarkflavour in den Schleifen (Index  $q$ ) werden neben Top- auch Bottomquarks mitberücksichtigt. In Gleichung 6.12 repräsentiert  $\Phi$  die zuvor erwähnten Higgs-Bosonen  $H$  bzw.  $A$ .

Durch die Wahlen von  $(C_g, C_u) = (1, 0)$ ,  $(0, 1)$ ,  $(1, 1)$  werden im trivialsten Ansatz die Observablen für rein gerade, rein ungerade Kopplungen und eine Mischung zu gleichen Teilen untersucht.

Der Fall  $(C_g, C_u) = (1, 0)$  stellt das Standardmodell dar. Die korrespondierenden Verteilungen von  $O$  und  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  für diesen Fall sind in Abbildung 6.16 zusammen mit denjenigen für VBF-Signal gezeigt. Während sich für die Optimale Observable sehr geringe Unterschiede in der Form der Verteilungen für die Higgsproduktionen erkennen lassen, prägt  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  einen um Null achsensymmetrischen charakteristischen Verlauf mit zwei Senken bei  $\pm\pi/2$  aus. Dieses Verhalten wurde ebenfalls schon in [9] beobachtet. Im Falle von Standardmodellvorhersagen weisen jedoch beide Observablen analog zur Vektorbosonfusion verschwindende Mittelwerte auf.

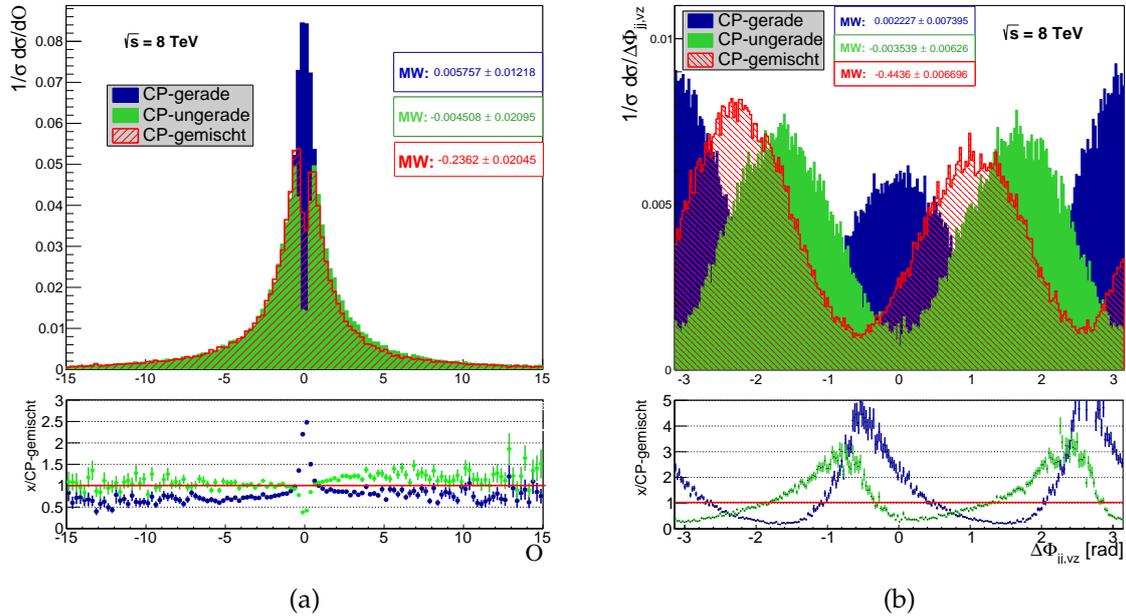


Abbildung 6.17: Normierte Verteilungen von a) Optimaler Observable und b) vorzeichenbehaftetem Winkel für rein  $CP$ -gerade, rein -ungerade und gemischte Kopplungen zu gleichen Teilen in der Gluonfusion. Die mit  $MW$  bezeichneten Mittelwerte finden sich ebenfalls in Tabelle 6.6.

Interessanter ist der Vergleich für die verschiedenen  $CP$ -Mischungen in der Gluonfusion. Abbildung 6.17 zeigt die normierten Observablenverteilungen der drei zuvor angesprochenen Fälle. Anhand der Verhältnisabbildungen lässt sich feststellen, dass die Verteilung der Optimalen Observablen im  $CP$ -geraden Fall zentrierter und damit schmaler im Vergleich zum gemischten Fall wird, während die rein  $CP$ -ungerade eine relative Verbreiterung und zudem eine Senke im Nullpunkt aufweist.

Das Verhalten bezüglich  $CP$ -Transformationen wird für den Winkel  $\Delta\Phi_{jj,\nu Z}$  besonders deutlich hervorgehoben: Die sinusartige Form mit Senken formals bei  $\pm\pi/2$  zeigt für  $CP$ -ungerade Kopplungsstrukturen an diesen Stellen eine Häufung von Ereignissen, was jedoch wiederum zu einem in seinen Fehlergrenzen verschwindenden Mittelwert führt. Erst die Mischung weist einen von Null verschiedenen Mittelwert auf, welcher ebenfalls in der Graphik angegeben ist.

Wie anhand der in Tabelle 6.6 noch einmal zusammengefasst Mittelwerte für die beiden Observablen ablesbar, weist für beide Observablen nur der  $CP$ -gemischte Fall einen von Null verschiedenen Mittelwert auf.

Diese rein qualitativen Untersuchungen zeigen das Potenzial der Gluonfusion, die Ergebnisse für die Bestimmung von anomalen Beiträgen in der Vektorbosonfusion mit Observablenmittelwerten als Maß für die  $CP$ -Verletzungen zu verzerrern. In weiterführenden Studien müsste in quantitativer Weise der maximale Einfluss solcher Verzerrungen bestimmt werden.

6 Vertrauensintervall auf  $\tilde{d}$  - Generatorniveau

---

	<i>CP</i> -gerade	<i>CP</i> -ungerade	<i>CP</i> -gemischt
$\langle \mathcal{O} \rangle$	$0,005\,757 \pm 0,012\,180$	$-0,004\,508 \pm 0,020\,950$	$-0,236\,20 \pm 0,020\,45$
$\langle \Delta\Phi_{jj,vz} \rangle$	$0,002\,227 \pm 0,007\,395$	$-0,003\,539 \pm 0,006\,260$	$-0,443\,600 \pm 0,006\,696$

Tabelle 6.6: Observablenmittelwerte für Kopplungen des Higgs-Bosons an Gluon mit verschiedenen *CP*-Strukturen

# Vertrauensintervall auf $\tilde{d}$ - Detektorniveau

Während im vorherigen Kapitel die Sensitivität für die Bestimmung des anomalen Kopplungsparameters  $\tilde{d}$  auf Partonniveau unter Vernachlässigung von Untergrund und Detektoreffekten untersucht wurde, wird die Methode nun auf das volle Rekonstruktionsniveau des ATLAS-Detektors unter Einbeziehung von Partonschauern und Effekten der Detektorsimulation ausgeweitet.

Hierzu werden die in Kapitel 4 beschriebenen simulierten Datensätze für eine Schwerpunktsenergie von 8 GeV, gewichtet auf eine Luminosität von  $L = 20,7 \text{ fb}^{-1}$  in Daten, verwendet, um Eichkurven für Signal (Abschnitt 7.1) und für Signal und die relevanten Untergründe (Abschnitt 7.3) zu bestimmen. Ein besonderes Augenmerk liegt auf dem für die Analyse dominierenden Zwei-Photon-Untergrund, welcher zusätzlich zur Simulation auch aus Daten abgeschätzt werden kann (siehe Abschnitt 7.2).

Um eine größere Reinheit von Signalereignissen und dadurch eine höhere Sensitivität auf den Parameter  $\tilde{d}$  zu erzielen wird in Abschnitt 7.4 eine Optimierung der Selektionskriterien aus Kapitel 5 durch Maximierung der Signalsignifikanz vorgestellt. Die Ergebnisse in Form von Eichkurven mit optimierter Selektion für Optimale Observable  $\mathcal{O}$  und vorzeichenbehafteten Azimuthalwinkel  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  werden in Abschnitt 7.4.1 gemeinsam mit den daraus resultierenden Konfidenzintervallen zusammengefasst. Schließlich werden die maßgeblichen systematischen Unsicherheiten in Bezug auf die Eichkurven und daraus resultierend auf die Bestimmung von Vertrauensintervallen auf den anomalen Kopplungsparameter  $\tilde{d}$  abgeschätzt (Abschnitt 7.5).

## 7.1 VBF-Signal

### 7.1.1 Simulationsniveaus im Vergleich

Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben, werden die in den Proton-Kollisionen am LHC erzeugten Teilchen mithilfe der Messungen aus den einzelnen Detektorkomponenten

rekonstruiert. Neben der Art der entstandenen Elementarteilchen stehen am Ende der Rekonstruktionskette die für Physikanalysen relevanten Informationen über die Objekte, insbesondere Energie und Impulsrichtung, zur Verfügung. Die Untersuchung aller rekonstruierten Teilchen eines Ereignisses erlaubt die Klassifizierung desselben. Andererseits ist es möglich ATLAS-Daten für einen bestimmten harten Streuprozess, wie er bei gegebener Luminosität auftritt, vollständig zu simulieren. Den Ausführungen aus Kapitel 4 folgend, wird hierfür im ersten Schritt die Kinematik der an der Wechselwirkung von Interesse beteiligten Teilchen mithilfe eines Monte-Carlo Ereignisgenerators simuliert. QCD-Abstrahlungen im Anfangs- und Endzustand (siehe 2.2.3) werden mit geeigneten Partonschauerprogrammen nachgeahmt, bevor schließlich die Antworten des ATLAS-Detektors in Form von Energiedepositionen und Bewegung der Teilchen durch den Detektor simuliert werden. Durch diese schrittweise Produktion kann im Gegensatz zu echten Daten nicht nur auf die rekonstruierten Objekte (im Weiteren **Rekonstruktionsniveau** genannt), sondern ebenfalls auf die korrespondierenden Informationen direkt aus dem harten Streuprozess (**Generator- oder Partonniveau**), sowie auf diejenigen nach Simulation des Partonschauers (**Hadron- oder Wahrheits- bzw. Truthniveau**) zugegriffen werden. Durch direkte Vergleiche lassen sich Rückschlüsse darauf ziehen, ob und in welchem Maße QCD-Abstrahlungen oder nicht perfekte Detektorantworten die erwarteten Ergebnisse für die Observablen von Interesse verändern.

Im Folgenden wird der in Kapitel 4 beschriebene, vollständig simulierte Datensatz (engl. *sample*) von Signalereignissen untersucht, welche ein durch Vektorbosonfusion entstandenes Higgs-Boson mit  $m_H = 125 \text{ GeV}$  und Quantenzahlen gemäß dem Standardmodell und Higgs-Boson-Zerfall in zwei Photonen enthalten.

Auf **Rekonstruktionsniveau** werden Ereignisse selektiert, welche nach der inklusiven Zwei-Photon-Selektion die Kriterien für die *VBFTight*-Kategorie (kurz VBF-Kategorie) gemäß [78] erfüllen. Wie bereits in Kapitel 5 beschrieben, wird hierfür im Wesentlichen eine Mindestdifferenz in Pseudorapidität zwischen den auslaufenden VBF-Jets von  $|\Delta\eta_{jj}| > 2,8$  und eine minimale invariante Masse des Zwei-Jet-Systems von  $m_{jj} > 520 \text{ GeV}$  gefordert. Des Weiteren wird ein Mindestbetrag in der Azimutalwinkeldifferenz zwischen dem Photon- und dem Jet-System von  $|\Delta\Phi_{\gamma jj}| > 2,6$  sowie ein minimaler  $\Delta R$ -Abstand zwischen jedem Photon und jedem Jet von  $\Delta R > 2,0$  verlangt. Schließlich darf die Pseudorapiditätsdifferenz zwischen Zwei-Photon-System und dem Mittelwert der beiden Jets einen gewissen Wert nicht überschreiten:  $|\Delta\eta_{\gamma\gamma} - 1/2(\eta_{j1} + \eta_{j2})| < 2,4$ . Aus der Kinematik der beiden führenden Jets, welche mit dem *AntiKt4*-Algorithmus [98] gruppiert werden, und den rekonstruierten Photonen (Abschnitt 3.3) wird die Optimale Observable mithilfe der aus 2.4.2 bekannten Definition berechnet.

Parallel und von der Analyse auf Rekonstruktionsniveau unabhängig werden vereinfachte Versionen der Objektselektion auf Parton- und Truthniveau angewandt, wie sie in Tabelle 7.1 gegeben sind.

Es kann dabei auf **Partonniveau** direkt auf die beiden auslaufenden Partonen aus dem harten Streuprozess zugegriffen werden. Da der Viererimpuls des intermediären

$p_{\gamma 1, \min}$ [GeV]	$p_{\gamma 2, \min}$ [GeV]	$ \eta_{\gamma, \max} $	$p_{T, j, \min}(\eta_j)$ [GeV]
40,0	30,0	2,37 ohne $1,37 <  \eta  < 1,56$	25,0 ( $\eta < 2,4$ ), 30,0 ( $\eta \geq 2,4$ )

Tabelle 7.1: Selektionskriterien für Photonen ( $\gamma$ ) und Partonen bzw. Jets ( $j$ ) auf Parton- und Truthniveau:  $p_{T, \min}$  bezeichnet den minimalen transversalen Impuls,  $\eta_{\max}$  die maximale Pseudorapidität. Die Indizes 1 und 2 referieren zu den beiden in Transversalimpuls führenden Photonen. Die Forderung nach minimalem Transversalimpuls der Jets ist  $\eta$ -abhängig.

Higgs-Bosons auf dieser Stufe der Simulation ebenfalls gegeben ist, können des Weiteren diejenigen Photonen selektiert werden, welche direkt aus dem Higgs-Zerfall entstehen. Sie werden mithilfe einer Forderung von  $\Delta R < 0,4$  (siehe Distanzparameter in Kapitel 3.2) zwischen Viererimpuls des Higgs-Bosons und dem Zwei-Photon-System identifiziert.

Auf **Truthniveau** andererseits werden die nach der Objektselektion in Transversalimpuls führenden Jets und Photonen dem VBF-Ereignis zugeordnet und für die weitere Analyse verwendet. Es findet hier zusätzlich noch eine Entfernung von überlappenden Jets und Photonen mit  $\Delta R < 0,4$  statt.

Neben den Objektselektionen werden auf Generator- und Truthniveau ebenfalls die zuvor beschriebenen Kriterien der VBF-Kategorie angewandt und die Optimale Observable für die selektierten Ereignisse berechnet. Als Resultat ergeben sich Verteilungen von  $\mathcal{O}$  für alle drei Niveaus.

In Abbildung 7.1.a) und b) werden Streudiagramme für die Optimalen Observablen auf Rekonstruktions- und Truthniveau bzw. für Truth- und Partonniveau gezeigt. Es lässt sich für beide Diagramme eine starke Korrelation zwischen den Observablenwerten auf den jeweiligen Niveaus beobachten, was sich durch eine Konzentration der Punkte auf einer ansteigenden linearen Gerade äußert. Insbesondere für den Vergleich Parton-/Truthniveau findet sich jedoch ein nicht vernachlässigbarer Anteil in einer Wolke konzentriert um den Diagrammursprung.

Dieses Phänomen lässt sich durch die Durchführung einer sogenannten  $\Delta R$ - Zuordnung weiter untersuchen: Hierbei werden alle Ereignisse auf jeweils beiden verwendeten Niveaus verworfen, in welchen zwischen den selektierten Photonen von einem und dem anderen Niveau ein Abstand von  $\Delta R > 0,4$  besteht. Eine analoge Zuordnung wird für die selektierten Jets zwischen den Niveaus durchgeführt. Das Ergebnis dieses Verfahrens lässt sich in Abbildung 7.1.c) und d) beobachten: Sowohl für den Vergleich Truth-/Rekonstruktionsniveau, als auch für Parton-/Truthniveau verschwindet die Punktwolke zugunsten einer stärker ausgeprägten linearen Korrelation. Dies legt den Schluss nahe, dass die vor der Zuordnung von der Geraden abweichenden Werte Ereignisse repräsentieren, in welchen durch die unterschiedlichen Selektionen nicht die gleichen Photonen und Jets zwischen den Niveaus zur Observablenberechnung verwendet wurden.

Im weiteren Verlauf werden nun Eichkurven für die Optimale Observable auf jedem Niveau erzeugt. Gemäß der in Kapitel 4.3.2 ausführlich dargestellten Methode werden hierfür die Observablenverteilungen der selektierten VBF-Ereignisse für eine SM-Kopplung zwischen Higgs- und den beiden schwachen Vektorbosonen auf Mo-

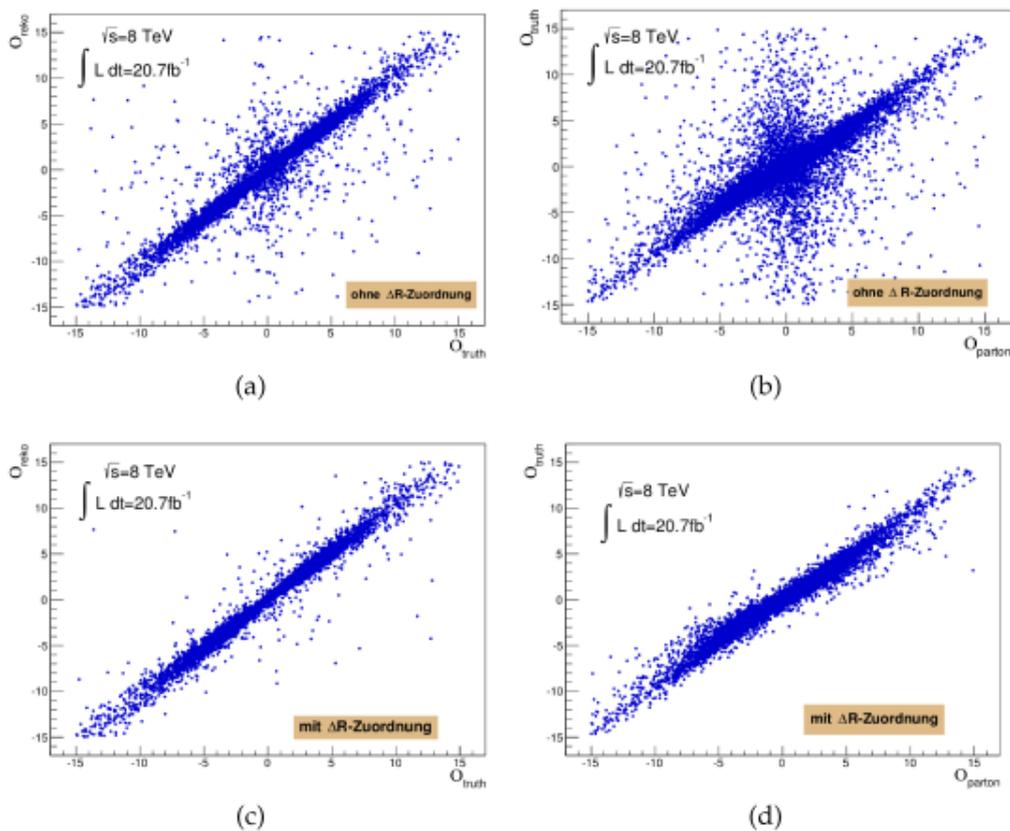


Abbildung 7.1: Streudiagramme der Optimalen Observablen für selektierte VBF-Ereignisse a) für Rekonstruktions- gegenüber Truthniveau und b) für Truthniveau gegenüber Partonniveau. In c) und d) wurde eine  $\Delta R$ -Zuordnung der Photonen und Jets vorgenommen.

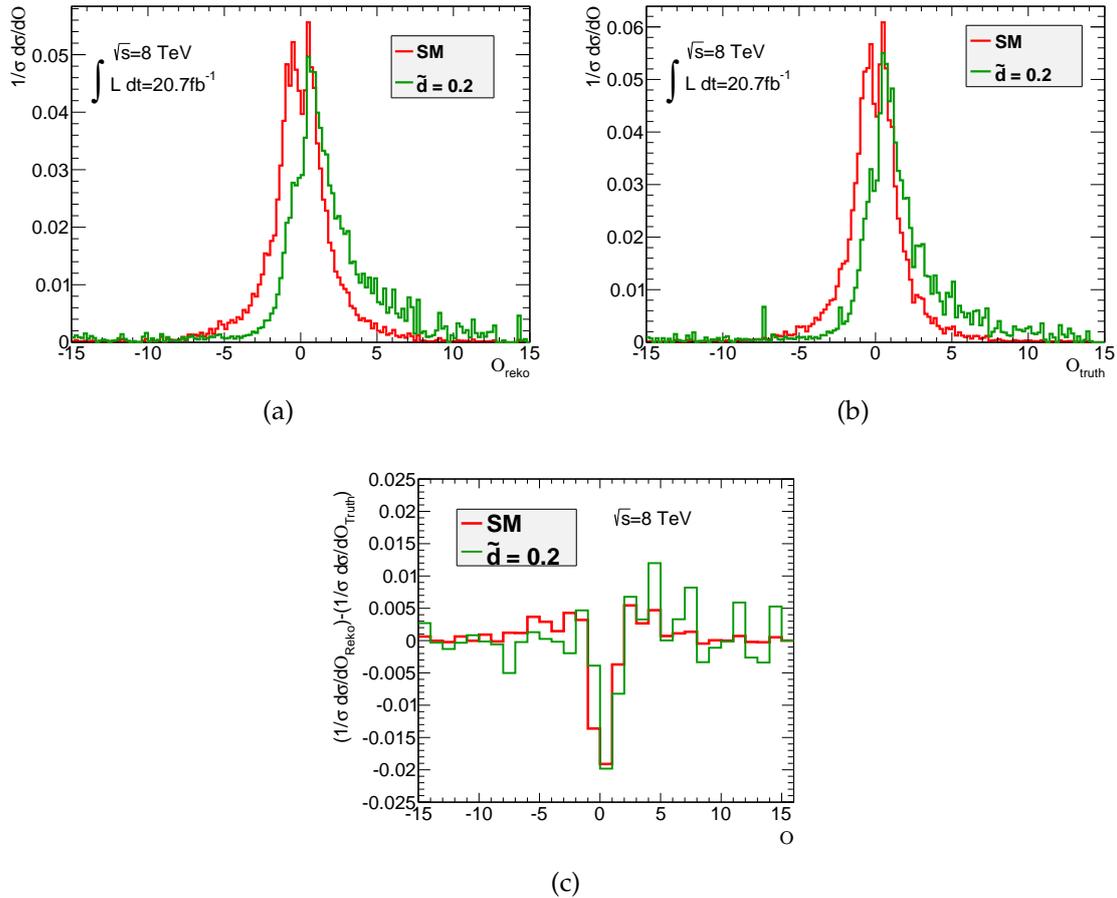


Abbildung 7.2: Verteilungen der Optimalen Observable für a) Rekonstruktionsniveau, b) Truthniveau und c) die Differenz beider Niveaus, jeweils für Modelle für  $\tilde{d} = 0$  (rot) und  $\tilde{d} = 0,2$  (grün)

delle mit einer  $CP$ - ungeraden Beimischung  $\tilde{d}$  im Intervall  $[-0,2,0,2]$  umgewichtet. Während hierbei die Verteilungen der Observablen zwischen den Niveaus variieren, werden die mithilfe der Umgewichtungsmethode aus 4.3.2 berechneten Gewichte in jedem Fall aus den kinematischen Größen der Teilchen auf Partonniveau berechnet. Als Beispiel sind in Abbildung 7.2.a) und b) die Verteilungen von Optimaler Observable auf Rekonstruktionsniveau und auf Truthniveau für Kopplungsstrukturen gemäß dem Standardmodell und umgewichtet auf  $\tilde{d} = 0,2$  gezeigt. Die bereits in Kapitel 6 diskutierten Unterschieden zwischen den verschiedenen  $\tilde{d}$ -Modelle lassen sich sowohl für Truth-, als auch für Rekonstruktionsniveau anhand der verschobenen Mittelwerte feststellen. Interessant ist ein Vergleich zwischen den Niveaus, welcher sich anhand der Differenzabbildung 7.2.c) beschreiben lässt. Für beide  $\tilde{d}$ -Modelle zeigt sich eine ähnliche Form in der Differenzabbildung: Eine ausgeprägte Senke zentriert um  $O = 0$ , sowie in den äußeren Bereichen ein von statistischen Fluktuationen bestimmtes flaches Verhalten. Aufgrund der Tatsache, dass die Differenz aus normierten Verteilungen gebildet wurde, lässt sich der Schluss ziehen, dass sich die

Truthverteilungen stärker zentriert um  $O = 0$  konzentrieren, während die Verteilungen auf Rekonstruktionsniveau verbreitert sind. Die Unterschiede zwischen den Niveaus sind jedoch insgesamt relativ gering.

Mithilfe der umgewichteten Verteilungen werden erneut Pseudoexperimente durchgeführt. Die Anzahl an Pseudoereignissen pro Experiment ist hier jedoch kein freier Parameter mehr, sondern poissonverteilt um die Menge an erwarteten Signalereignissen in Daten bzw. an simulierten Ereignissen gewichtet auf die über den Zeitraum der Datennahme integrierte Luminosität von  $L = 20,7 \text{ fb}^{-1}$ . Für den Zwei-Photon-Zerfallskanal kann die Zahl an erwarteten Ereignissen aus dem Spektrum der invarianten Zwei-Photon-Masse für ein definiertes Massenfenster von 121 – 131 GeV um die Higgs-Masse abgeschätzt werden. Es ergeben sich Signalerwartungen von  $s = 9,55$  (Parton-),  $s = 7,62$  (Truth-) und  $s = 6,00$  (Rekonstruktionsniveau).

Diese Unterschiede lassen sich zum einen durch die Effizienzen der verschiedenen Selektionen auf Rekonstruktionsniveau einerseits und Parton- und Truthniveau andererseits erklären, wobei diese letzteren wie bereits erwähnt neben den Selektionskriterien der VBF-Kategorie lediglich kinematische Schnitte auf Photonen sowie Jets beinhalten, während auf Rekonstruktionsniveau die in Kapitel 5 diskutierte vollständige Selektion unter anderem mit Photonidentifikations- und Isolationskriterien durchgeführt wird.

Ein weiterer Grund in der Abnahme an Signalereigniszahlen von Parton- bis hin zu Rekonstruktionsniveau liegt in Auflösungseffekten begründet: Zum einen kann sich aufgrund einer Verbreiterung der Higgs-Resonanz im Spektrum der invarianten Zwei-Photon-Masse bedingt durch Detektoreffekten auf Rekonstruktionsniveau eine niedrigere Anzahl an Signalereignissen in der zuvor definierten Signalregion ergeben. Unterschiede zwischen Parton- und Truthniveau lassen sich dagegen unter anderem dadurch begründen, dass durch die Anwendung von Jetalgorithmen eine Verschmierung der Transversalimpulsauflösung der Jets stattfindet, was in einer niedrigeren Effizienz nach Anwendung von kinematischen Schnitten resultiert.

Aus Median und 68%-Quantilen der Verteilungen der Mittelwerte  $\langle O \rangle$  über alle Pseudoexperimente hinweg entstehen die in Abbildung 7.3 gezeigten Eichkurven mit Fehlerband. Für den übersichtlichen Vergleich werden jeweils nur zwei Niveaus miteinander verglichen. Die aus  $\langle O \rangle = 0$  resultierenden Vertrauensintervalle auf  $\tilde{d}$  sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst. Der Erwartung entsprechend nimmt das Potenzial zur Einschränkung des Wertebereiches des anomalen Kopplungsparameters von Parton- bis hin zum Rekonstruktionsniveau ab, was sowohl durch die unterschiedlichen Verteilungsformen, als auch durch verschiedene Signalerwartungen begründet ist. Der Einfluss der Signalzahlen wurde bereits in Kapitel 6.1.3 für Partonniveau dis-

	Partonniveau	Truthniveau	Rekonstruktionsniveau
68%-VI	$[-0,06, 0,06]$	$[-0,0675, 0,075]$	$[-0,08, 0,09]$

Tabelle 7.2: Erwartete 68%-Vertrauensintervalle auf  $\tilde{d}$  für eine Erwartung von  $\langle O = 0 \rangle$  in Daten für jedes Simulationsniveau

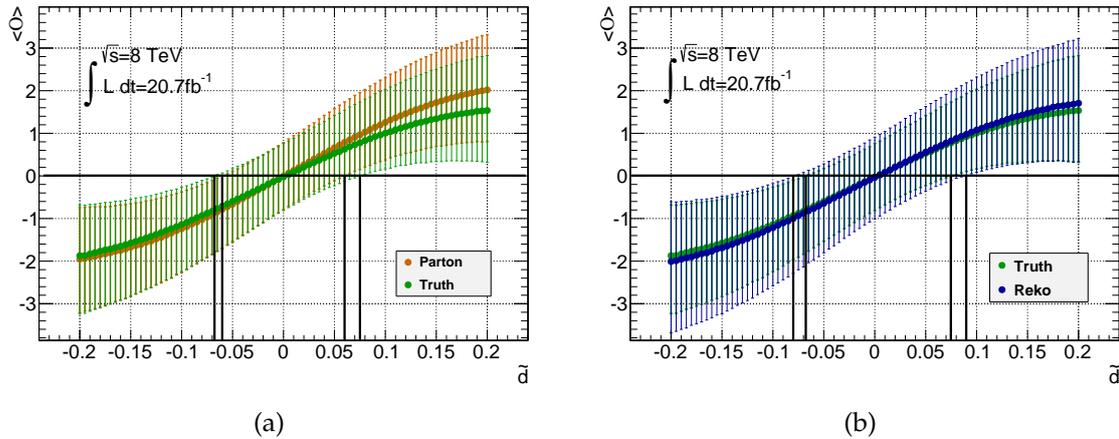


Abbildung 7.3: Eichkurven für die Optimale Observable für reines VBF-Higgs-Signal im Vergleich a) Parton- und Truthniveau, b) Truth- und Rekonstruktionsniveau. Schematisch werden die für  $\langle O \rangle \geq 0$  abgelesenen Vertrauensintervalle auf  $\tilde{d}$  angedeutet.

kutiert. Es wird des Weiteren eine im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersuchte geringe Asymmetrie in den Intervallgrenzen auf Truth- und Rekonstruktionsniveau festgestellt.

### 7.1.2 Einschränkung des Wertebereiches von $O$

Die Bestimmung der Eichkurven des vorangegangenen Abschnitts stützte sich auf Observablenverteilungen, welche auf den Wertebereich  $O \in [-15, 15]$  eingeschränkt wurden. Eine solche Art von Abschneidung höherer oder niedrigerer  $O$ -Werte hat zwei verschiedene Einflüsse auf die Analyse: Der Vorteil eines sehr eingeschränkten Wertebereiches liegt in der Insensitivität auf betragsmäßig hohe Observablenwerte von statistischer Herkunft begründet, welche unphysikalische Verzerrungen sowohl in Daten als auch in den verwendeten Simulation hervorrufen. Andererseits verschieben sich die Verteilungen für betragsmäßig höhere Werte von  $\tilde{d}$  hin zu größeren Observablenwerten. Eine zu restringierende Einschränkung wirkt sich aus diesem Grund nachteilig auf die Analyse aus, da eine generelle Verkleinerung aller Mittelwerte, jedoch insbesondere für Modelle mit hohen  $\tilde{d}$ -Werten, und dadurch eine schlechtere Sensitivität auf  $\tilde{d}$  durch flacherere Eichkurven bewirkt wird. Im Folgenden wird gezeigt, dass eine Einschränkung von  $O \in [-15, 15]$  einen Ausgleich zwischen beiden Gesichtspunkten schafft und die Sensitivität auf  $\tilde{d}$  maximiert.

Hierzu wurde die zuvor beschriebene Selektion auf die rekonstruierten Ereignisse im Signaldatensatz angewandt und die Verteilungen der Optimalen Observablen auf Bereiche von  $[-30, 30]$  bis hin zu  $[-5, 5]$  in 6 äquidistanten Zwischenstufen eingeschränkt. Zur Veranschaulichung des Kompromisses zwischen zu großen oder zu kleinen Einschränkungen sind in Abbildung 7.4 die Verteilungen der Optimalen Observablen in den Grenzfällen  $O \in [-30, 30]$  und  $O \in [-5, 5]$  gezeigt. Unverkennbar

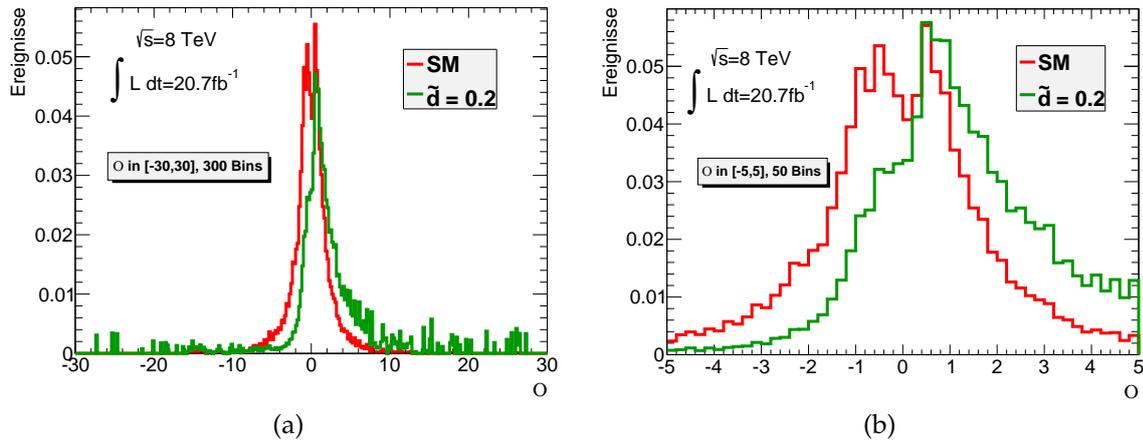


Abbildung 7.4: Verteilungen der optimalen Observablen auf Rekonstruktionsniveau für  $\tilde{d} = 0$  und  $\tilde{d} = 0,2$ : Einschränkung des Wertebereiches auf a)  $O \in [-30, 30]$  und b)  $O \in [-5, 5]$

wird eine Verfälschung der Verteilung von  $\tilde{d} = 0,2$  im zweiten Fall deutlich, während die statistischen Fluktuationen in den äußeren Histogrammabschnitten im ersten Fall zu beobachten sind.

Für eine beispielhafte Wahl von  $\tilde{d} = 0$  (SM) und  $\tilde{d} = 0,2$  sind in Abbildung 7.5.a) die Mittelwerte der Observablenverteilungen für die gleichen einschränkenden Grenzen gezeigt. Wie erwartet lässt sich hier für  $\tilde{d} = 0,2$  ein stärkerer Rückgang der Mittelwerte mit sinkendem Abschneideparameter beobachten als für die Standardmodellvorhersage. Dieses Verhalten wird erwartet, da sich die SM-Verteilung durch ihre Symmetrie um  $O = 0$  weniger stark in der Mittelwertungsbildung beeinflussen lässt als die zu positiven Observablenwerten hin verschobene Verteilung für  $\tilde{d} = 0,2$ . Für einen qualitativen Vergleich des Einflusses der Einschränkung auf die Form der Verteilungen - welche wie in Kapitel 6.1.2 gezeigt Auswirkungen auf eine ML-Anpassung zur Bestimmung des Vertrauensintervalls auf  $\tilde{d}$  hat - wird in Abbildung 7.5.b) für die gleiche beispielhafte  $\tilde{d}$ -Wahl ebenfalls das RMS (engl. *Root Mean Square*, deutsch quadratisches Mittel) als Maß für die Breite der Verteilung dargestellt. Hier zeigt sich sowohl für  $\tilde{d} = 0,2$ , als auch  $\tilde{d} = 0$  eine Abhängigkeit von dem Wert des Abschneideparameters, welche jedoch für das Standardmodell weniger stark ausgeprägt ist.

Für jede Wahl der Einschränkung wird in zuvor beschriebener Weise die Eichkurve berechnet und aus der Bedingung  $\langle O \rangle = 0$  das 68%-Vertrauensintervall auf  $\tilde{d}$  bestimmt. Die Ergebnisse werden durch die Länge des Vertrauensintervalls (VI) als Funktion des betragsmäßig größten zugelassenen Wertes von  $O$  in Abbildung 7.6 präsentiert, während sich die korrespondierende Eichkurven in Anhang A.3 finden. Es wird eine Sensitivitätsmaximierung bzw. Intervallminimierung für Beschränkungen von  $O \in [-15, 15]$  und  $O \in [-20, 20]$  beobachtet, wovon ersteres für die folgenden Untersuchungen gewählt wird.

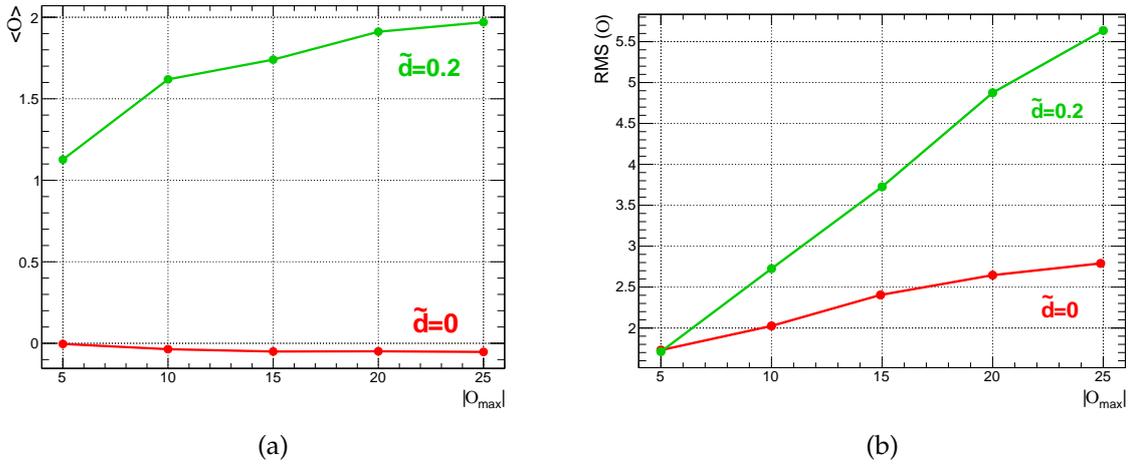


Abbildung 7.5: a) Mittelwerte und b) RMS (siehe Text) der Verteilungen der Optimalen Observablen auf Rekonstruktionsniveau jeweils für  $\tilde{d} = 0$  und  $\tilde{d} = 0,2$  für unterschiedliche Einschränkungen des  $O$ -Wertebereiches

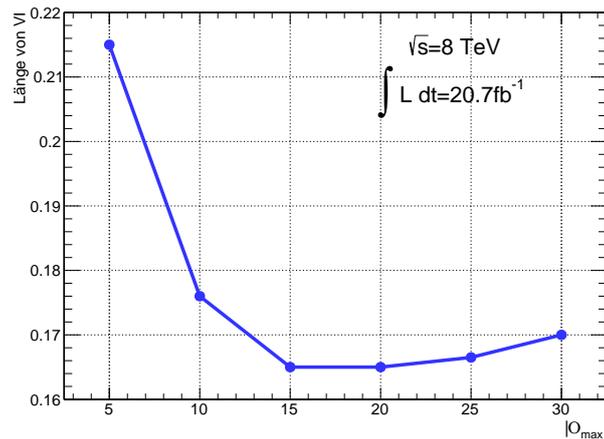


Abbildung 7.6: Länge der 68%-Vertrauensintervalle auf  $\tilde{d}$  aus der Erwartung von  $\langle O \rangle = 0$  für verschiedene Einschränkungen des Wertebereiches der Optimalen Observablen auf  $[-O_{\max}, O_{\max}]$

### 7.1.3 Vorzeichenbehafteter Azimuthalwinkel $\Delta\Phi_{jj,vz}$

Die Studien aus Abschnitt 7.1.1 bezüglich der Bestimmung von Eichkurven für die verschiedenen Simulationsniveaus werden analog zur Verwendung der Optimalen Observable nun für den vorzeichenbehafteten Azimuthalwinkel zwischen den auslaufenden Jets im VBF-Ereignis durchgeführt. Es werden für die selektierten Ereignisse aus dem vollständig simulierten Signalsample die Verteilungen des Winkels berechnet und wiederum umgewichtet auf die Modelle mit  $\tilde{d} \neq 0$ . Der Definitionsbereich von  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  wird durch das Intervall  $[-\pi, \pi]$  (siehe 2.4.2) gegeben. Die Anzahlen erwarteter Signalereignisse, um welche poissonverteilt die Zahl an Ereignissen pro

## 7 Vertrauensintervall auf $\tilde{d}$ - Detektorniveau

	Partonniveau	Truthniveau	Rekonstruktionsniveau
68%-VI	$[-0,1, 0,105]$	$[-0,11, 0,125]$	$[-0,1275, 0,145]$

Tabelle 7.3: 68%-Vertrauensintervalle auf  $\tilde{d}$ , welche mithilfe von Eichkurven für die Observable  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  für jedes Simulationsniveau aus der Bedingung  $\langle \Delta\Phi_{jj,vz} \rangle = 0$  bestimmt wurden.

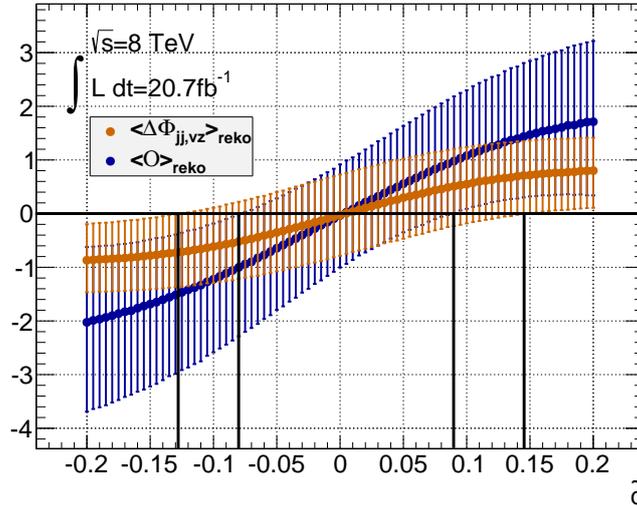


Abbildung 7.7: Eichkurven für Optimale Observable und vorzeichenbehafteten Azimuthalwinkel zwischen den Jets für VBF-Signal auf Rekonstruktionsniveau

Pseudoexperiment gewürfelt wird, wurden ebenfalls bereits in Abschnitt 7.1.1 diskutiert. Aus den resultierenden Eichkurven (siehe unter anderem Abbildung 7.7 für Rekonstruktionsniveau) werden die 68%-Vertrauensintervalle auf die anomale Beimischung  $\tilde{d}$  in Tabelle 7.3 zusammengefasst. Es zeigt sich die gleiche Form von Sensitivitätsverlust von Parton- bis Rekonstruktionsniveau, wobei im Vergleich zur Optimalen Observable eine allgemein schlechtere Sensitivität ein weiteres Mal bestätigt wird, welche sich durch ein um ca. 20% breiteres  $\tilde{d}$ -Intervall äußert. Die schon für die Optimale Observable beobachtete Asymmetrie der Intervallgrenzen zeigt sich auch hier wieder. Abbildung 7.7 zeigt den direkten Vergleich der Eichkurven zwischen den untersuchten  $CP$ -ungeraden Observablen auf Rekonstruktionsniveau. Aus erwarteterweise verschwundenen Observablenmittelwerten ergibt sich für  $O$  das Vertrauensintervall für  $\tilde{d}$  zu  $[-0,08, 0,09]$  und für  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  zu  $[-0,1275, 0,145]$ .

## 7.2 Zwei-Photon-Untergrund

Im weiteren Verlauf werden die bisherigen Untersuchungen des reinen Signalprozesses ( $\text{VBF } H \rightarrow \gamma\gamma$ ) um die Berücksichtigung der relevanten Untergründe erweitert. Wie in Kapitel 4 diskutiert, setzen sich diese zusammen aus allen Ereignissen,

welche mindestens je zwei rekonstruierte Photonen und Jets im Endzustand aufweisen und können unterteilt werden in den sogenannten **Higgs-Untergrund** und den **Nicht-Higgs-Untergrund**. Der Nicht-Higgs-Untergrund kann dabei zum einen mithilfe geeigneter Monte-Carlo-Simulationen von  $\gamma\gamma$ -,  $\gamma j$ - und  $jj$ -Ereignissen abgeschätzt werden, wobei die Simulation von Zwei-Photonen-Ereignissen nach der inklusiven Zwei-Photon-Selektion zahlenmäßig den dominierendsten Nicht-Higgs-Untergrund innerhalb eines Massenfensters von  $121 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 131 \text{ GeV}$  um die Higgs-Resonanz bei  $m_H \approx 126 \text{ GeV}$  darstellt (siehe Kapitel 4.1). Für diesen Weg wird für die Durchführung der Pseudoexperimente in den folgenden Abschnitten die Form der Observablenverteilungen aus den entsprechenden Simulationen entnommen, während eine Normierung auf die Anzahl an Datenereignissen in den  $m_{\gamma\gamma}$ -Seitenbändern (siehe unten) stattfindet.

Zum anderen lässt sich der Zwei-Photon-Zwei-Jet-Untergrund auch direkt aus Daten abschätzen. Hierzu werden neben der oben festgelegten Signalregion sogenannte Seitenbänder im Spektrum der invarianten Zwei-Photon-Masse mit  $100 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 121 \text{ GeV}$  und  $131 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 160 \text{ GeV}$  definiert. Es wird von einer vernachlässigbaren Anzahl an Signalereignissen in diesen Bereichen ausgegangen [92]. Verhält sich eine Observable unabhängig von  $m_{\gamma\gamma}$ , so lässt sich ihre Verteilung in der Signalregion durch diejenige in den Seitenbändern vorhersagen.

Diese Unabhängigkeit muss jedoch nicht unbedingt für die Observablen von Interesse in dieser Arbeit -  $\mathcal{O}$  und  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  - gegeben sein. Im Folgenden wird deshalb die Gleichwertigkeit der Verwendung der Verteilungsform aus der Simulation bewiesen, für welche die Observablen direkt aus der Signalregion bestimmt werden können und folglich das Problem der möglichen Abhängigkeit von der Zwei-Photon-Masse umgangen wird. Insbesondere wird anhand eines Vergleichs von Verteilungen der entscheidenden Selektionsvariablen gezeigt, dass die ausschließliche Verwendung von vollständig simulierten  $\gamma\gamma$ -Ereignissen aus der in Kapitel 4 beschriebenen SHERPA-Simulation unter Vernachlässigung von  $\gamma j$ - und  $jj$ -Simulationen zur Abschätzung des Nicht-Higgs-Untergrundes ausreicht.

In einem ersten Schritt werden die Verteilungen der Variablen, auf welche bei der VBF-Selektion Schnitte angewandt werden (Kapitel 5.4) für **Daten und Simulation** in den Seitenbändern verglichen. Der Vergleich bezieht sich auf Ereignisse, welche die inklusive Zwei-Photon-Selektion erfüllen und der Forderung nach mindestens zwei Jets entsprechend der in Kapitel 5 definierten Objektselektion genügen. Abbildung 7.8 zeigt als Beispiel die Verteilungen der Pseudorapiditätsdifferenz  $|\Delta\eta_{jj}|$  zwischen den VBF-Jets und der invariante Masse  $m_{jj}$  des Zwei-Jet-Systems. Der simulierte Datensatz enthält hierbei um viele Größenordnungen mehr Statistik und wird auf die Anzahl an Ereignissen in Daten in den Seitenbändern normiert. Wie sich anhand der Verhältnisabbildungen erkennen lässt, wird  $|\Delta\eta_{jj}|$  recht gut durch die Simulation beschrieben, während  $m_{jj}$  im Vergleich zu den Daten leicht zu höheren Werten hin verschoben ist. Diese Diskrepanz kann durch die Vernachlässigung von  $\gamma j$ - und  $jj$ -Untergründen mit unterschiedlicher Kinematik der Jets hervorgerufen werden. Die Verteilungen der weiteren Schnittvariablen weisen eine ähnlich gute Kongruenz zwischen Daten und Simulation wie  $|\Delta\eta_{jj}|$  auf und sind ebenfalls in Abbildung 7.8 gezeigt.

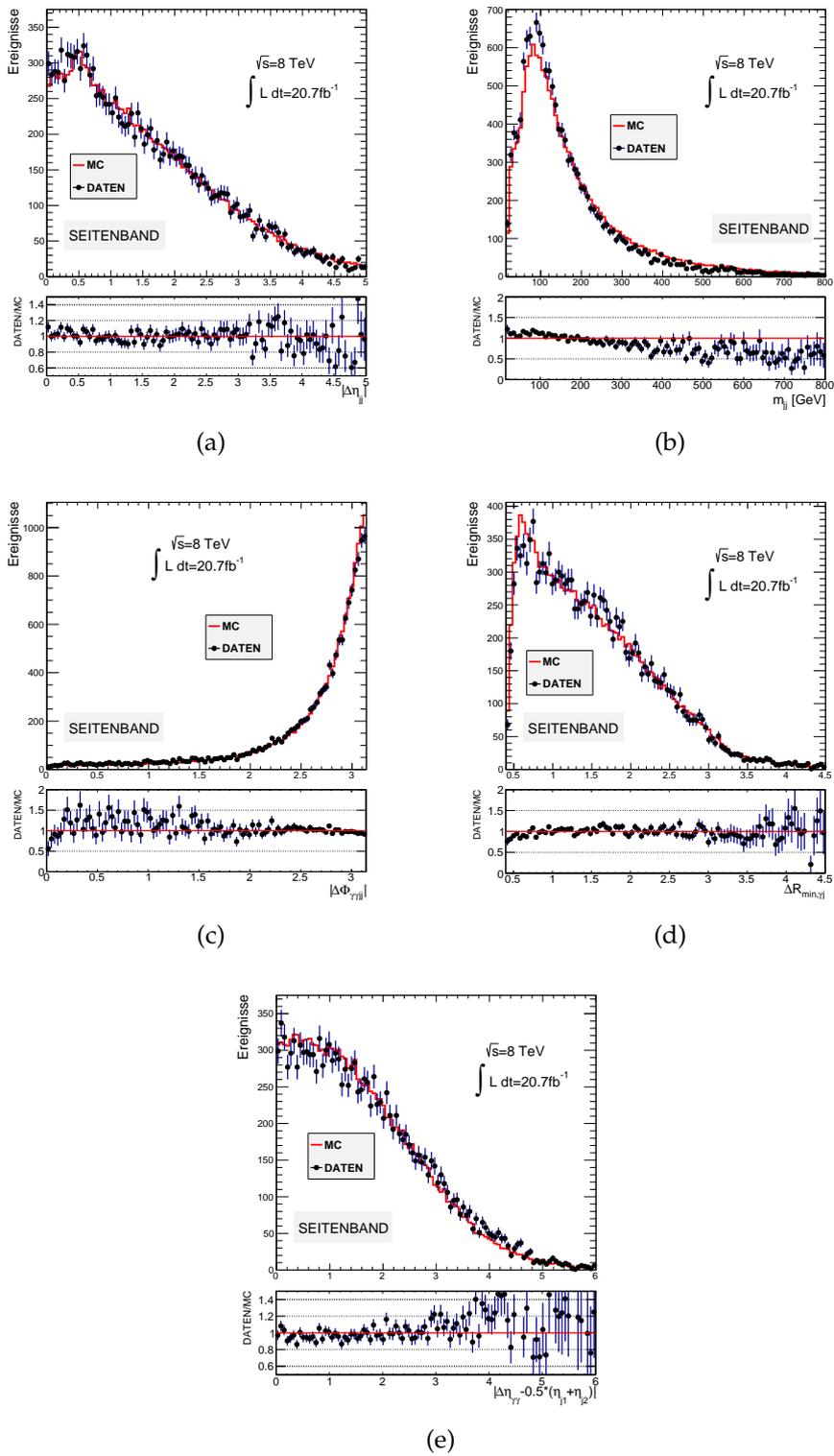


Abbildung 7.8: Vergleich der Verteilungen nach der inklusiven Zwei-Photon-Selektion von a)  $|\Delta\eta_{jj}|$ , b)  $m_{jj}$ , c)  $|\Delta\Phi_{\gamma\gamma jj}|$ , d)  $\Delta R_{min,\gamma\gamma j}$ , e)  $|\eta_{\gamma\gamma} - 1/2(\eta_{j1} + \eta_{j2})|$  für Daten im Seitenband (schwarz) und für Simulation normiert auf die Anzahl an Ereignissen in den Seitenbändern (rot)

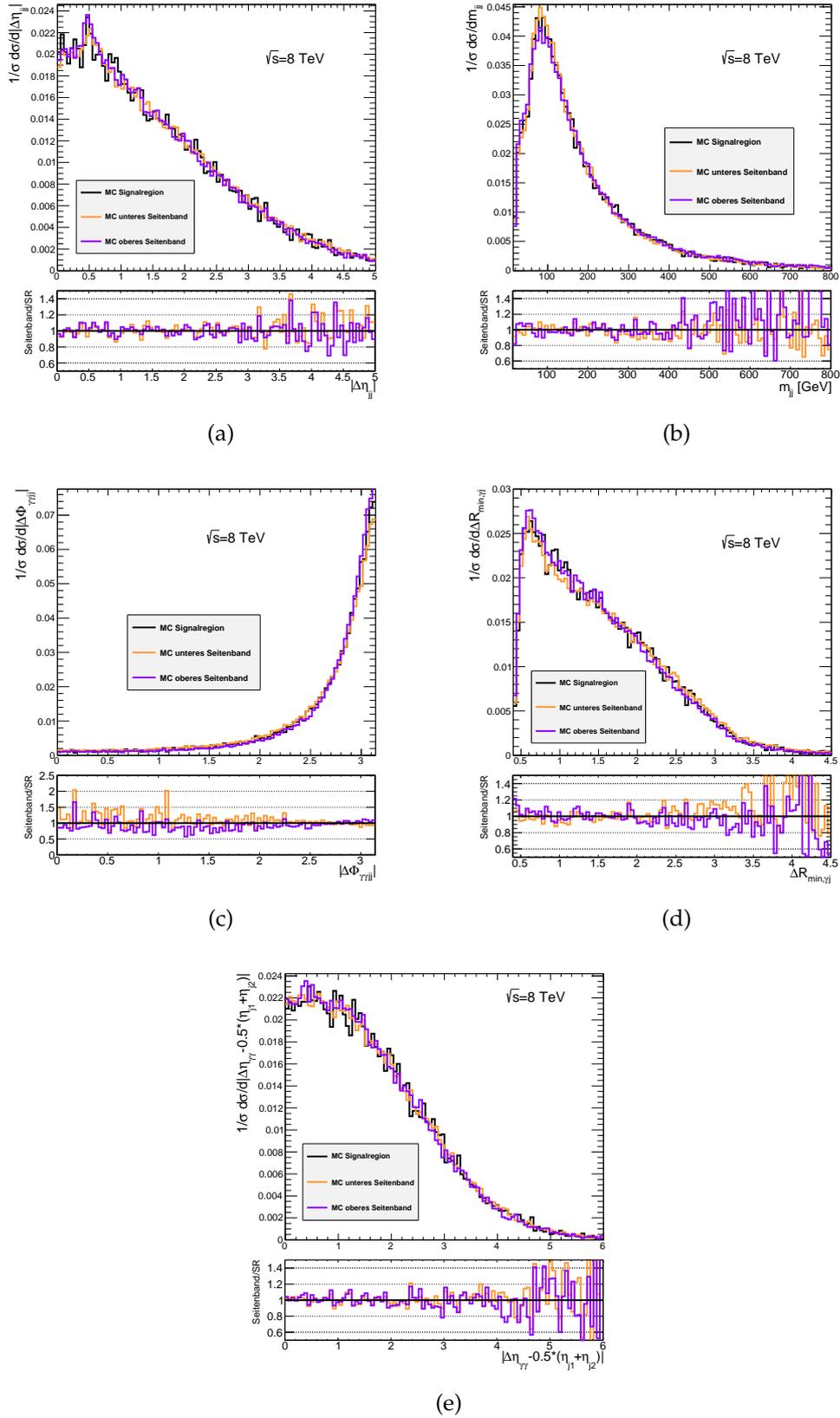


Abbildung 7.9: Normierte Verteilungen von a)  $|\Delta\eta_{jj}|$ , b)  $m_{jj}$ , c)  $|\Delta\Phi_{\gamma\gamma jj}|$ , d)  $\Delta R_{\min,\gamma\gamma}$  und e)  $|\eta_{\gamma\gamma} - 1/2(\eta_{j1} + \eta_{j2})|$  (Variablenbeschreibung im Haupttext) nach der inklusiven Zwei-Photon-Selektion aus der  $\gamma\gamma$ -Simulation für Signalregion, oberes und unteres Seitenband.

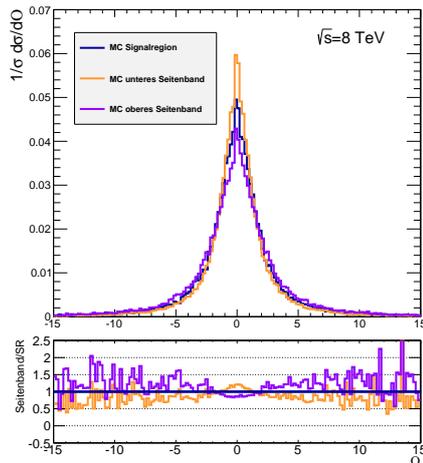


Abbildung 7.10: Normierte  $O$ -Verteilungen nach der inklusiven Zwei-Photon-Selektion aus der  $\gamma\gamma$ -Simulation für Signalregion, oberes und unteres Seitenband.

Wird von einer annähernden Übereinstimmung der Verteilungen in Seitenbändern ausgegangen, so muss in einem zweiten Schritt die Äquivalenz zwischen **Seitenbändern und Signalregion** innerhalb der Simulation überprüft werden. In Abbildung 7.9 werden für diesen Vergleich wiederum die Schnittvariablen aus der Simulation dargestellt, diesmal getrennt in Signalregion und oberes und unteres Seitenband. Es lassen sich keine prägnanten Unterschiede und eine daraus resultierende Abhängigkeit der Observablen von der Zwei-Photon-Masse für alle gezeigten Verteilungen feststellen.

Zusätzlich zu diesen Variablen, welche für die VBF-Selektion verwendet werden, wird der Vergleich zwischen Seitenbändern und Signalregion auch für die Optimale Observable gezogen, wie in Abbildung 7.10 veranschaulicht. Hier zeigen sich jedoch nicht unerhebliche Unterschiede zwischen den Verteilungen: Während das obere Seitenband die Ausläufer der Verteilungen überschätzt, dominiert im unteren Seitenband der Zentralbereich gegenüber der Signalregion. Diese Massenabhängigkeit illustriert die zuvor erwähnte Motivation statt einer Verwendung von Daten in Seitenbändern direkt die Form der Verteilungen aus der Simulation in der Signalregion für den Zwei-Photon-Untergrund zu berücksichtigen.

Um den Vergleich abzuschließen wird von den zuvor durch 3 Massenbereiche unterschiedenen Ereignissen eine sogenanntes  $m_{\gamma\gamma}$ -Profil der Schnittvariablen erstellt. Hierbei wird für Massenbins von 10 GeV der Mittelwert und der Fehler auf den Mittelwert aus den Variablenverteilungen berechnet. Als Resultat ergeben sich Profildigramme wie sie in Abbildung 7.11 zu sehen sind: Neben der verwendeten Zwei-Photon-Simulation (bezeichnet als *Sherpa MC*) sind ebenfalls die Datenergebnisse in den Seitenbändern eingezeichnet. Während für die Pseudorapiditätsdifferenz der beiden Jets keine ausgeprägte Tendenz im Vergleich von Simulation zu Daten zu erkennen ist, scheint die simulierte invariante Zwei-Jet-Masse konstant unterhalb der Erwartung in Daten zu liegen. Aufgrund der über den  $m_{\gamma\gamma}$ -Bereich gleichbleibenden

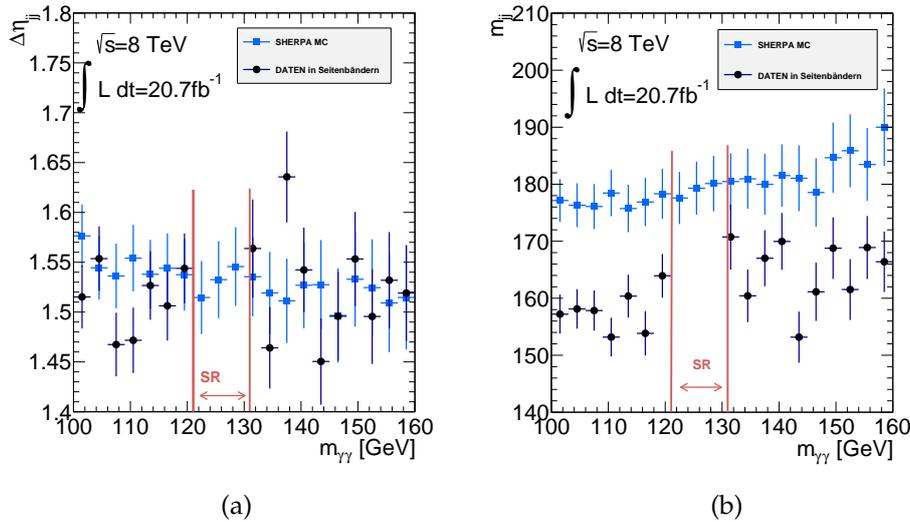


Abbildung 7.11: Vergleich von Schnittverteilungen für Daten und Simulation im  $m_{\gamma\gamma}$ -Profil: a)  $\Delta\eta_{jj}$  und b)  $m_{jj}$ . In Rot wird der Bereich der Signalregion markiert.

Verschiebung könnte jedoch weiterhin eine Extrapolation von Seitenbändern in die Signalregion durchgeführt werden. Die Profilabbildungen der weiteren Selektionsvariablen finden sich in Anhang A.4.

Schließlich werden in Abbildung 7.12 für eine finale Validierung der Gleichwertigkeit der Verteilungsformen zwischen Zwei-Photon-Simulation und Daten die VBF-Selektionsobservablen nach der inklusiven Zwei-Photon-Selektion sowohl für die beiden Möglichkeiten den Nicht-Higgs-Untergrund abzuschätzen, als auch für VBF-Signal dargestellt. Im direkten Vergleich zeigt sich, dass selbst die Zwei-Jet-Masse eine ausreichende Trennkraft zwischen Signal und Untergrund aufweist, da die Differenzen zwischen den beiden  $\gamma\gamma$ -Untergründen verhältnismäßig kleiner sind als der Unterschied zwischen Signal- und Untergrundprofil. Somit wurde die für diese Arbeit ausreichende Äquivalenz des simulierten Zwei-Photon-Untergrunds im Vergleich zur Abschätzung aus Daten bewiesen.

## 7.3 Eichkurven für Signal und Untergrund

Nach einer Reihe vereinfachter Untersuchungen ohne Detektorsimulationen und reiner Signalereignisse, soll nun das Verfahren zur wirklichkeitsgetreuen Bestimmung von Vertrauensintervallen auf den Kopplungsparameter  $\tilde{d}$  vorgestellt werden. Hierzu werden zunächst Eichkurven der untersuchten  $CP$ -ungeraden Observablen unter Einbeziehung aller relevanten Untergründe bestimmt. Untergrund wird in dieser Arbeit definiert als alle Ereignisse, welche nach der Selektion mindestens zwei Photonen und zwei Jets enthalten und werden eingeteilt in **Higgs-Untergrund** und **Nicht-Higgs-Untergrund** (siehe Kapitel 4). Die Form der Observablenverteilungen

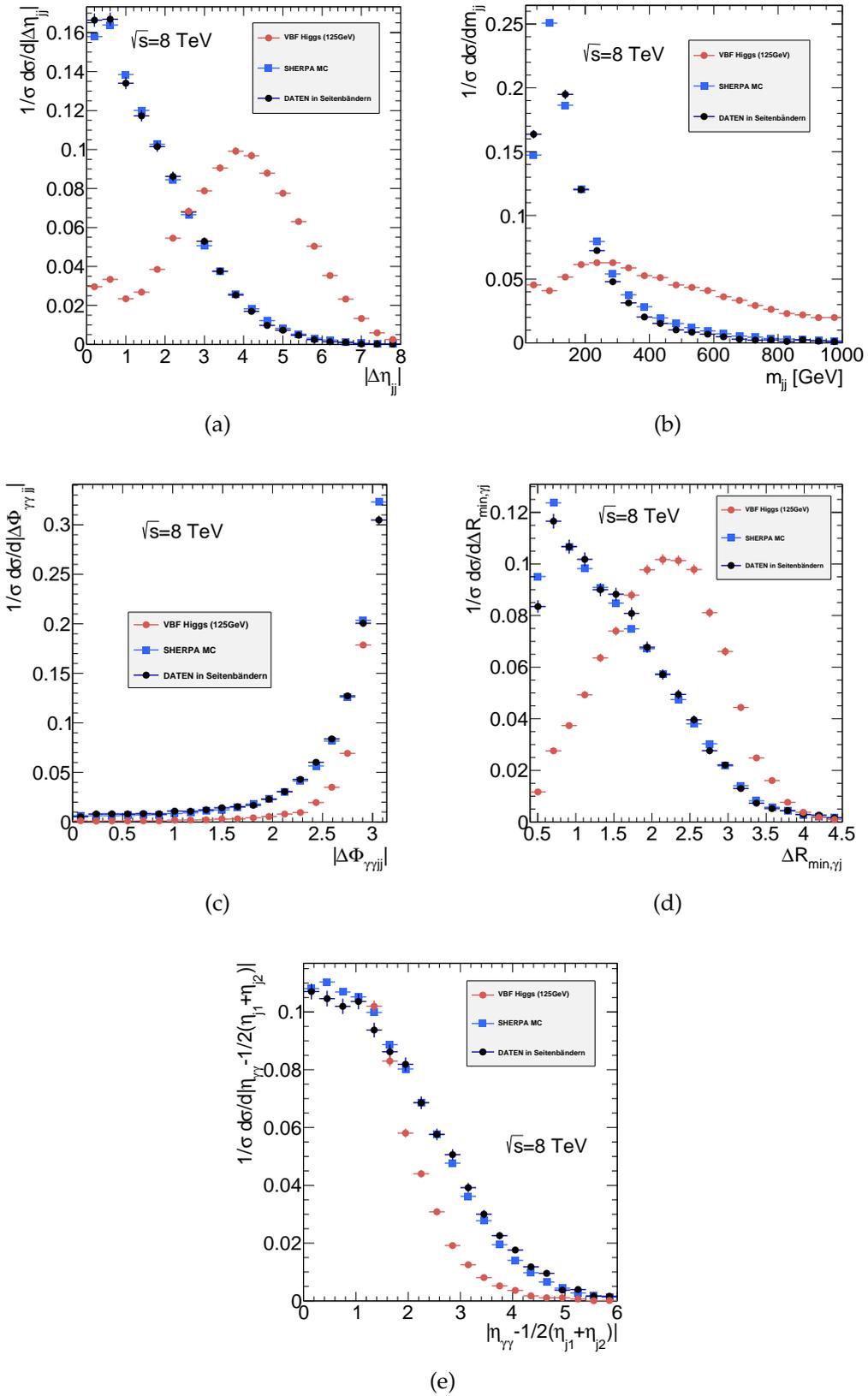


Abbildung 7.12: Normierte Verteilungen von a)  $|\Delta\eta_{jj}|$ , b)  $m_{jj}$ , c)  $|\Delta\Phi_{\gamma\gamma jj}|$ , d)  $\Delta R_{\min,\gamma j}$  und e)  $|\eta_{\gamma\gamma} - 1/2(\eta_{j1} + \eta_{j2})|$  nach der inklusiven Zwei-Photon-Selektion für VBF-Signal,  $\gamma\gamma$ -Simulation sowie für Daten in Seitenbändern.

des Nicht-Higgs-Untergrunds wird im Folgenden - wie im vorangegangenen Abschnitt diskutiert - allein aus der Simulation für Zwei-Photon-Ereignisse erhalten, welche normiert wird auf die Anzahl an Ereignissen in Daten in den Seitenbändern. Die Simulationen der Higgs-Untergründe werden auf Luminosität in Daten normiert und aufaddiert.

Im Folgenden wird zunächst kurz allgemein die Methode vorgestellt, mittels welcher für Signal und Untergrund die Eichkurve für die Optimale Observable bestimmt werden kann, bevor im weiteren Verlauf auf den hier verwendeten zusammengesetzten Untergrund eingegangen wird. Nach einer Diskussion der Ergebnisse für  $\mathcal{O}$  wird ein weiteres Mal der Vergleich zum Winkel  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  als Observable gezogen.

Allgemein wird nach der auf den Signalprozess zugeschnittenen Selektion sowohl im Signal- als auch aus dem Untergrunddatensatz die Verteilung der Observablen von Interesse bestimmt und die Anzahl an erwarteten Ereignissen in Daten ( $N_{sig}$  bzw.  $N_{ug}$ ) aus dem Spektrum der invarianten Zwei-Photon-Masse innerhalb der Signalregion von  $121 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 131 \text{ GeV}$  berechnet. Die Signalverteilungen werden auf Modelle mit  $\tilde{d} \neq 0$  umgewichtet. Innerhalb eines Pseudoexperimentes werden Observablen nach den verschiedenen Signalverteilungen ( $\mathcal{O}_{sig}(\tilde{d})$ ) und nach der Untergrundverteilung ( $\mathcal{O}_{ug}$ ) gewürfelt. Dabei ist die Anzahl an Pseudoereignissen pro -experiment poissonverteilt um  $N_{sig}$  bzw. um  $N_{ug}$ . Der auf die Ereigniszahlen gewichtete Mittelwert von Signal- und Untergrundverteilungen innerhalb eines Pseudoexperimentes kann über den Zusammenhang

$$\langle \mathcal{O}(\tilde{d}) \rangle = \frac{\sum_i^{N_{sig}} \mathcal{O}_{sig,i}(\tilde{d}) + \sum_j^{N_{ug}} \mathcal{O}_{ug,j}}{N_{sig} + N_{ug}} = \frac{N_{sig} \langle \mathcal{O}_{sig}(\tilde{d}) \rangle + N_{ug} \langle \mathcal{O}_{ug} \rangle}{N_{sig} + N_{ug}} \quad (7.1)$$

aus den Mittelwerten für Signal und Untergrund berechnet werden. Durch die Bestimmung von Median und 68%-Quantilen der Verteilung von  $\langle \mathcal{O}(\tilde{d}) \rangle$  über viele Pseudoexperimente hinweg wird die Eichkurve mit Fehlerband für den Parameter  $\tilde{d}$  festgelegt.

Die **Verteilungen** für die Optimale Observable des VBF-Signals wurden bereits in Abschnitt 7.1.1 gezeigt (siehe u.a. Abbildung 7.2.a). Für diese Arbeit setzt sich der Untergrund aus dem Nicht-Higgs-Anteil und der Kombination der verschiedenen Higgs-Untergründe zusammen. In Abbildung 7.13 werden die simulierten Verteilungen von  $\mathcal{O}$  aufgeteilt in Nicht-Higgs-, Higgs-Untergrund und der Summe aus beiden gezeigt. Hierbei wird die Summe im Folgenden zur Erzeugung der Pseudoereignisse für den Untergrund verwendet. Der Mittelwert des kombinierten Untergrundes ist mit Null verträglich:

$$\langle \mathcal{O}_{ug} \rangle = 0,06 \pm 0,16 \quad (7.2)$$

Es ist anzumerken, dass die gezeigten Verteilungen ausschließlich Kopplungsstrukturen gemäß dem Standardmodell entsprechen. Es findet keine Umgewichtung auf

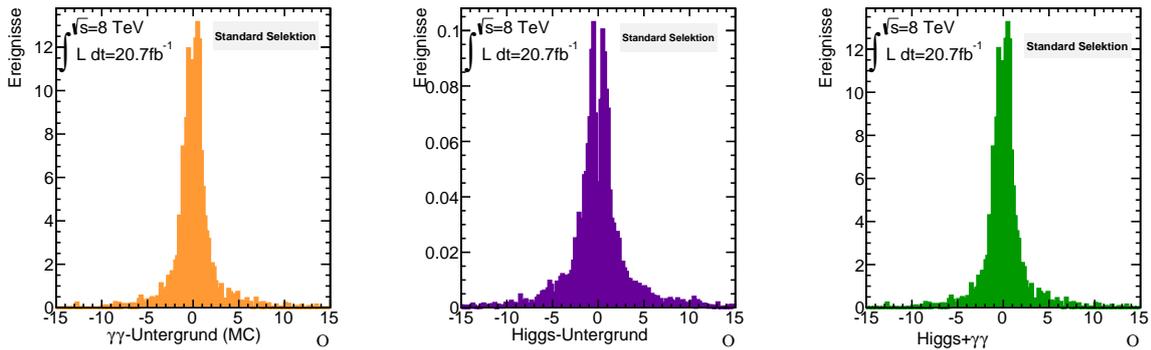


Abbildung 7.13: Untergrundverteilungen der Optimalen Observable skaliert auf Luminosität in Daten:  $\gamma\gamma$  (gelb), Higgs-Untergrund (violett) und Summe aus beiden (grün). *Standardselektion* bezeichnet die in Kapitel 5 beschriebene Selektion von VBF  $H \rightarrow \gamma\gamma$  Ereignissen (vgl. *optimierte Selektion* in Abschnitt 7.4).

Modelle mit möglichen anomalen Kopplungen für den Untergrund statt, wie sie zum Beispiel in Kapitel 6.5 für die Gluonfusion eingeführt wurden.

Im nächsten Schritt werden die **Ereigniszahlen**  $N_{sig}$  und  $N_{ug}$  bestimmt, welche sich für die entsprechenden simulierten Datensätzen wie zuvor beschrieben aus dem Signalfenster im invarianten Massenspektrum des Zwei-Photon-Systems ergeben. Sie sind in Tabelle 7.4 aufgelistet.

	VBF (s)	$\gamma\gamma$ (Daten)	$\gamma\gamma$ (MC)	GGF	WH	ZH	ttH
$N_{Ereignisse}$	6,00	20,46	27,76	1,70	0,01	0,01	0,01

Tabelle 7.4: Anzahl an Signalereignissen (s) und Untergrundereignissen nach der VBF-Selektion. Der Zwei-Photon-Untergrund wird aus einem Exponentialfit an die Daten in den Seitenbändern (*Daten*) sowie aus der Simulation (*MC*) bestimmt.

Der  $\gamma\gamma$ -Untergrund könnte zusätzlich zur Verwendung der Simulation aus einer Anpassung an den Untergrund im  $m_{\gamma\gamma}$ -Spektrum in den Seitenbändern und Extrapolation der Anpassungsfunktion in die Signalregion abgeschätzt werden. Abbildung 7.14 zeigt die Verteilungen nach der inklusiven Selektion und nach jedem der VBF-Schnitte, welche in Abschnitt 7.1.1 beschrieben wurden. Als einfachster Ansatz wird eine Exponentialfunktion<sup>1</sup> an die Spektren angepasst. Die datenbasierte Abschätzung wird zugunsten der Simulation vernachlässigt, wurde jedoch der Vollständigkeit halber ebenfalls in Tabelle 7.4 angegeben. Im Vergleich zeigt sich eine Abweichung der Ereigniszahlen zwischen Daten und Simulation von ungefähr 25%. Werden die Ausbeuten aller Untergründe verglichen, so zeigt sich eine Dominanz des Nicht-Higgs-Untergrundes. Unter den Higgs-Signalen stellt die Gluonfusion den größten Beitrag

<sup>1</sup> Elaboriertere Messungen der Higgs-Masse im Zwei-Photon-Zerfallskanal verwenden eine Summe aus einem Bernsteinpolynom 4. Ordnung und einer Crystal-Ball-Funktion, welche auf den Massenbereich um  $m_H \approx 126$  GeV fixiert wird [99].

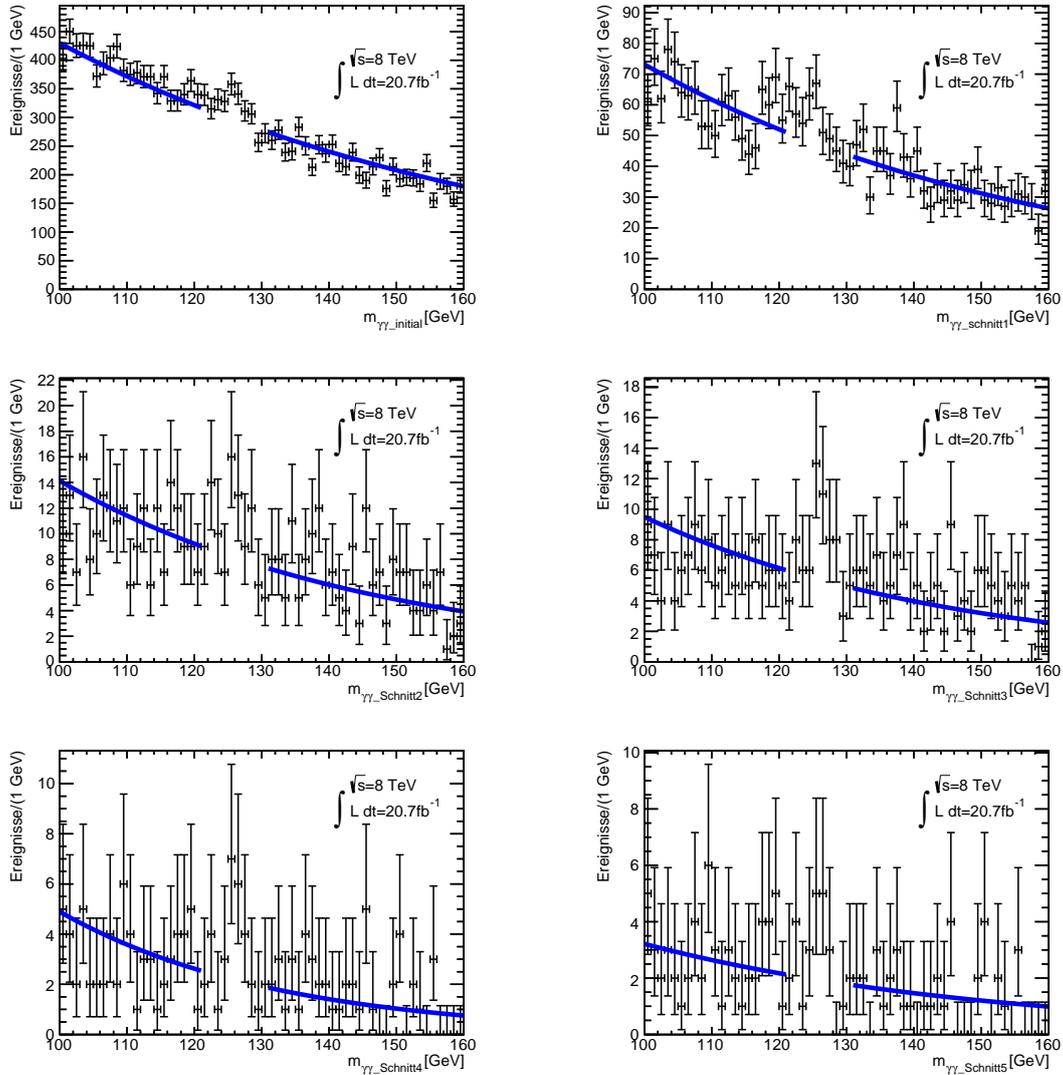


Abbildung 7.14: Spektrum der invarianten Zwei-Photon-Masse für den 8 TeV-Datensatz und eine integrierte Luminosität von  $L = 20,7 \text{ fb}^{-1}$ . Von links oben nach rechts unten: Nach der inklusiven Zwei-Photon-Selektion (*initial*), nach dem Schnitt auf  $\Delta\eta_{jj}$  (1),  $m_{jj}$  (2),  $\Delta\Phi_{\gamma\gamma jj}$  (3),  $\Delta R_{\min, \gamma\gamma}$  (4) und  $\Delta\eta_{\gamma\gamma} - 1/2 * (\eta_{j1} + \eta_{j2})$  (5). Es wird jeweils eine Exponentialfunktion angepasst.

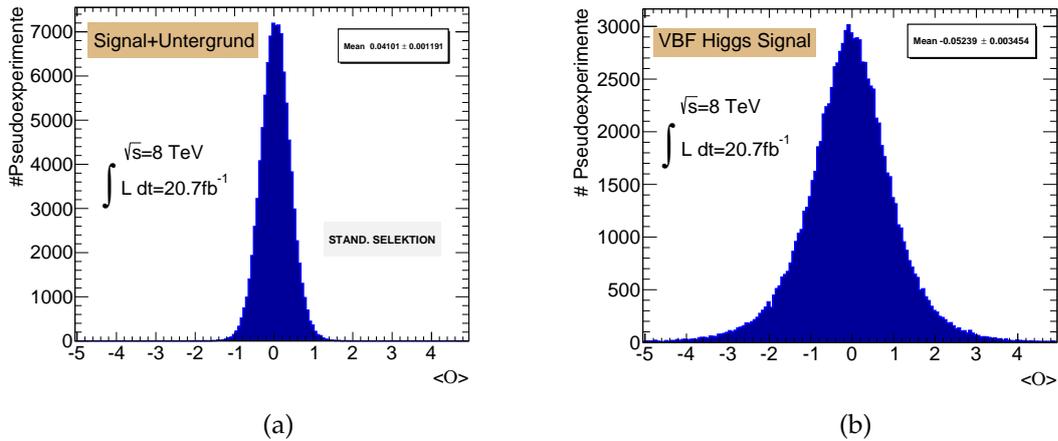


Abbildung 7.15: Verteilungen der Mittelwerte  $\langle O \rangle$  von 100 000 Pseudoexperimenten für  $\tilde{d} = 0$ : a) Signal und Untergrund, b) reines Signal

dar. Unter Einbeziehung des simulierten Zwei-Photon-Untergrunds ergibt sich insgesamt für die hier verwendete *Standardselektion* ein Signal- zu Untergrundverhältnis von  $s/b \approx 0,2$  beziehungsweise eine Signifikanz von  $s/\sqrt{s+b} \approx 1,008$ .

Mithilfe der Verteilungen der Optimalen Observablen für Signal- und Untergrund sowie den Ereigniszahlen werden in der zuvorbeschriebenen Methode Pseudoexperimente durchgeführt und mittels des Zusammenhangs 7.1 werden die Mittelwerte  $\langle O \rangle$  berechnet. Abbildung 7.15.a zeigt die Verteilung für Signal und Untergrund über 100 000 Pseudoexperimente für Kopplungen mit  $\tilde{d} = 0$  (SM). Als Vergleich wird in Abbildung 7.15.b dieselbe Verteilung für reines Signal gezeigt, welches eine größere Breite aufweist (vergleiche  $RMS = 1,089 \pm 0,002$  für Signal mit  $RMS = 0,3760 \pm 0,0008$  für Signal und Untergrund).

Das Ergebnis der Berechnung der Eichkurve für Signal und Untergrund wird in Abbildung 7.16 zusammen mit derjenigen für reines VBF-Signal gezeigt. Wird ein verschwindender Mittelwert in Daten ( $\langle O \rangle = 0$ ) vorausgesetzt, so ist innerhalb des untersuchten Wertebereiches von  $\tilde{d}$  anhand der Eichkurve für Signal und Untergrund keine Bestimmung eines 68%-Vertrauensintervalls auf den Parameter möglich. Der Einfluss durch das bereits in Abbildung 7.15 angedeutete schmalere Fehlerband für Signal und Untergrund wird durch die generell flachere Eichkurve zerstört. Wird im Vergleich die Eichkurve für reines Signal gezeigt, mit welcher bereits ein Intervall von  $[-0,08, 0,09]$  bestimmt wurde, so stellt sich die Frage nach einer problemangepassten Optimierung der Selektionskriterien, um eine größere Reinheit von Signal im Vergleich zu Untergrundereignissen und dadurch höhere Sensitivität zu erzielen. Eine solche Optimierung wird in Abschnitt 7.4 vorgestellt.

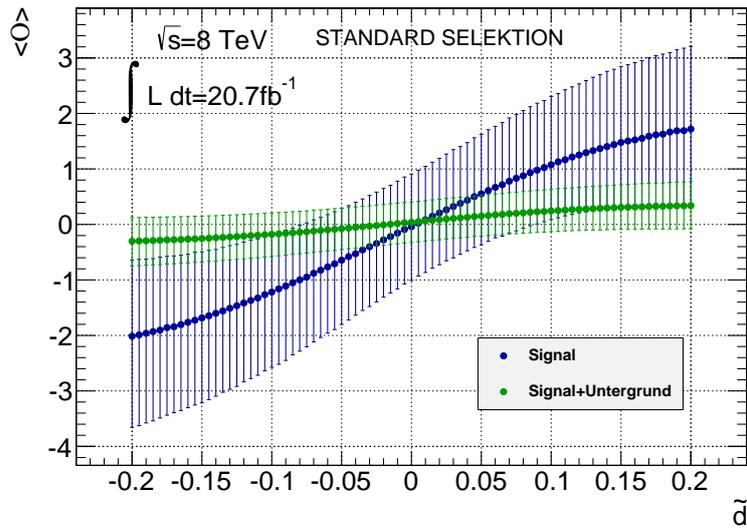


Abbildung 7.16: Eichkurven für die Optimale Observable für Signal (blau) und Signal + Untergrund (grün).

Schließlich wird der Vergleich zur Verwendung des vorzeichenbehafteten Azimutalwinkels  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  zwischen den VBF-Jets gezogen. Die Methode verläuft analog zu den Untersuchungen mithilfe der Optimalen Observable. In Abbildung 7.17 sind die Verteilungen für Nicht-Higgs-, Higgs-Untergrund und die Kombination gezeigt. Im Vergleich der Verteilung für den Higgs-Untergrund mit den Ergebnissen aus Kapitel 6.5 wird deutlich, dass die Form der Winkelverteilung durch den Gluonfusionsanteil gegeben ist, in der Überlagerung mit dem zahlenmäßig dominierenden  $\gamma\gamma$ -Untergrund jedoch wenig Einfluss hat. Für die Kombination aller Untergründe ergibt sich wiederum ein mit Null verträglicher Mittelwert:

$$\langle \Delta\Phi_{jj,vz,ug} \rangle = 0,09 \pm 0,13 \quad (7.3)$$

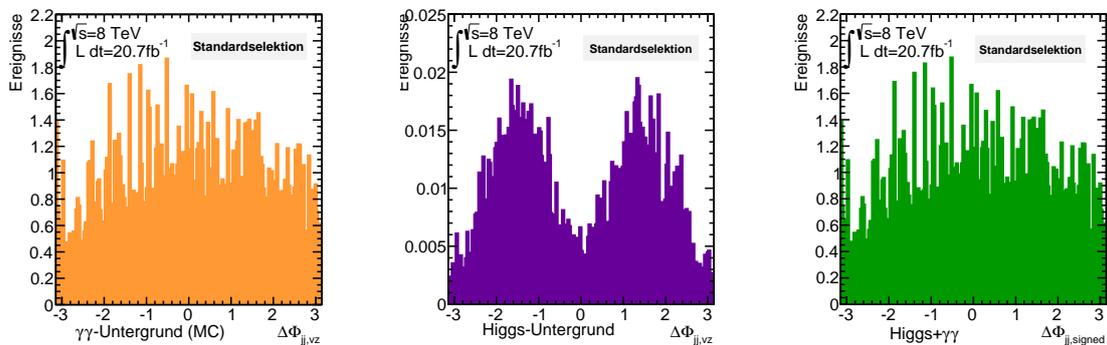


Abbildung 7.17: Untergrundverteilungen von  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  skaliert auf Luminosität in Daten:  $\gamma\gamma$  (gelb), Higgs-Untergrund (violett) und Summe aus beiden (grün). Die feine Einteilung in Histogrammklassen (engl. *Bins*) wird auch bei der Erzeugung der Pseudoereignisse verwendet.

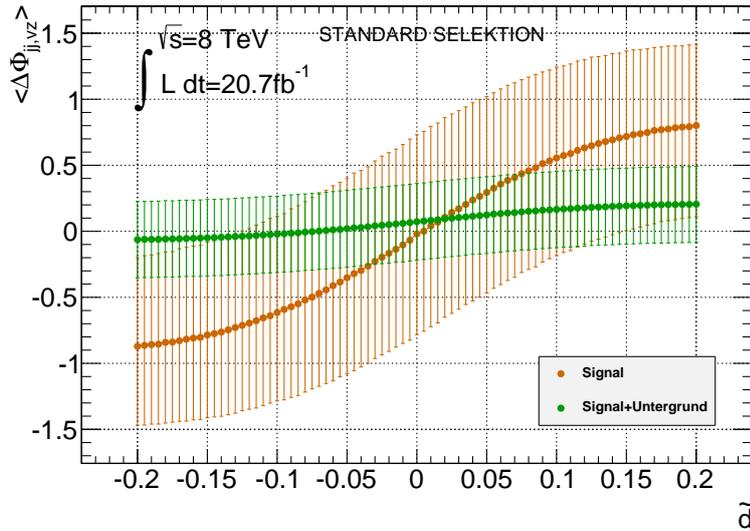


Abbildung 7.18: Eichkurven für die  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  für Signal (braun) und Signal + Untergrund (grün)

Die Ergebnisse für die Eichkurven von Signal und Untergrund finden sich in Abbildung 7.18. Es zeigt sich ein ähnliches Bild wie für die Optimale Observable: Es kann für das formal für VBF-Signal bestimmte Vertrauensintervall von  $[-0,1275, 0,145]$  durch die flache Eichkurve für Signal und Untergrund auch hier keine Sensitivität auf den Kopplungsparameter mit Berücksichtigung des Untergrundes erreicht werden. Während die Eichkurve für die Optimale Observable eine mögliche Einschränkung knapp außerhalb des gezeigten Wertebereiches von  $\tilde{d}$  impliziert hat, lässt die Form der Eichkurve für  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  derartige Schlüsse nicht zu. Insgesamt verbleibt  $\mathcal{O}$  die sensitivere Observable.

Es ist anzumerken, dass der Zentralwert der  $\Delta\Phi_{jj,vz}$ -Eichkurve für  $\tilde{d} = 0$  (SM) für Signal und Untergrund von Null abweicht. Dies lässt sich jedoch unter anderem statistikbedingt auf den oben angegebenen relativ großen Fehler auf den Mittelwert in der Theorievorhersage der kombinierten  $\Delta\Phi_{jj,vz}$ -Untergrundverteilung zurückführen.

## 7.4 Optimierung der Selektion

In der Hochenergiephysik werden verschiedene Gütezahlen (engl. Figure of Merit, FoM) eingesetzt, um Signal- von Untergrundereignissen zu trennen beziehungsweise diese allgemein zu klassifizieren. Eine FoM, welche die Reinheit eines Signals in der Gegenwart von statistischen Fluktuationen des beobachteten Signals und Untergrunds beschreibt, ist durch die **Signalsignifikanz**

$$\frac{s}{\sqrt{s+b}} \quad (7.4)$$

$ \Delta\eta_{jj,min} $	$m_{jj,min}$ [GeV]	$ \Delta\Phi_{\gamma\gamma jj,min} $	$\Delta R_{\gamma j,min}$	$ (\eta_{\gamma\gamma} - 1/2(\eta_{j1} + \eta_{j2}))_{max} $
2,8	520,0	2,6	2,0	2,4

Tabelle 7.5: Standardselektion des VBF-Signals:  $|\Delta\eta_{jj}|$  bezeichnet die Minstdifferenz in Pseudorapidität zwischen den auslaufenden VBF-Jets,  $m_{jj}$  die minimale invariante Masse des Zwei-Jet-Systems,  $|\Delta\Phi_{\gamma\gamma jj}|$  den Mindestbetrag in der Azimuthalwinkeldifferenz zwischen dem Photon- und dem Jet-System,  $\Delta R$  den minimalen  $\Delta R$ -Abstand zwischen jedem Photon und jedem Jet und  $|\eta_{\gamma\gamma} - 1/2(\eta_{j1} + \eta_{j2})|$  die maximale Differenz zwischen  $\eta_{\gamma\gamma}$  und dem Mittelwert der Pseudorapidität der beiden Jets.

mit  $s$  ( $b$ ) als selektionsabhängiger Anzahl beobachteter Signal-(Untergrund)-Ereignisse gegeben. Es kann gezeigt werden, dass eine Maximierung der Signalsignifikanz durch Anpassung der Selektionskriterien äquivalent zur Minimierung des relativen Fehlers  $\Delta\sigma_s/\sigma_s$  ist. Hierbei bezeichnet  $\sigma_s$  den Signalwirkungsquerschnitt, welcher multipliziert mit der Luminosität  $L$  und der Selektionseffizienz  $\epsilon$  die *beobachtete* Signalereigniszahl ergibt:

$$s = \sigma_s \epsilon \mathcal{L} \quad \text{mit} \quad s = N_{Daten} - b \quad , \quad (7.5)$$

wobei  $N_{Daten}$  die Anzahl aller beobachteter Ereignisse und  $b$  diejenige der Untergrundereignisse angibt. Im Folgenden werden die in Kapitel 5 beschriebenen VBF-Selektionskriterien derart angepasst, dass die Signalsignifikanz maximiert wird. Auf die bisher verwendeten Schnittwerte auf die VBF-Variablen wird im Weiteren unter dem Begriff der *Standardselektion* verwiesen. Sie sind noch einmal in Tabelle 7.5 zusammengefasst.

Ausgehend von den in Kapitel 5.4 gezeigten Verteilungen der Variablen vor der spezifischen VBF-Selektion werden die Schnittwerte sukzessiv von Null aus erhöht (im Fall von  $|\Delta\eta_{\gamma\gamma} - 1/2(\eta_{j1} + \eta_{j2})|$  von 5 aus erniedrigt) und aus den Signal- und Untergrundergebnissen, welche die Selektion passieren, wird die Signalsignifikanz berechnet. Anzahl an Signal- und Untergrundergebnissen ergeben sich hierbei wieder aus dem Spektrum der invarianten Zwei-Photon-Masse in der definierten Signalregion von  $121 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 131 \text{ GeV}$  nach dem jeweiligen Schnitt. Der Nicht-Higgs-Untergrund mit Normierung aus den Seitenbändern in Daten und die Higgs-Untergründe, welche in den letzten Abschnitten diskutiert wurden, werden für die Berechnung von  $b$  aufsummiert.

Die Optimierung wird in einem ersten Schritt getrennt für alle Variablen durchgeführt. Abbildung 7.19.a) zeigt die Signifikanz für einen Mindestbetrag von  $|\Delta\eta_{jj}|$ , der von Null ansteigend in Schritten von 0,25 erhöht wurde. Es ergibt sich ein Maximum bei  $|\Delta\eta_{jj,min}| \approx 4,0$ . Anhand von Abbildung 7.19.b) wird dagegen die Abnahme an Ereigniszahlen deutlich, die mit der Forderung eines steigenden Schnittwertes einhergeht. Wie erwartet zeigt sich, dass die Zahl der Untergrundereignisse im Verhältnis zu den Signalereignissen stärker zurückgeht. Der Vollständigkeit halber wurde neben dem verwendeten simulierten  $\gamma\gamma$ -Untergrund auch die datenbasierte Abschätzung eingezeichnet. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung.

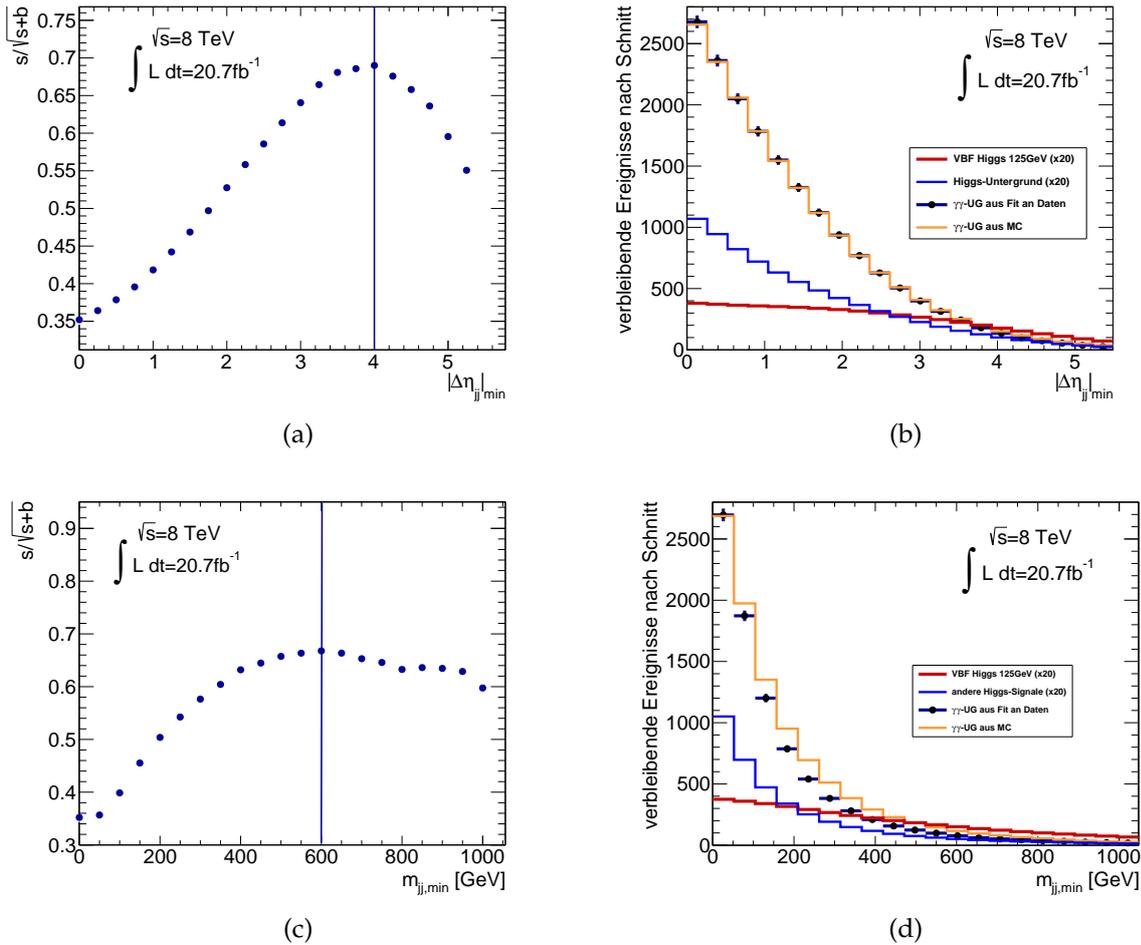


Abbildung 7.19: a) Signalsignifikanz in Abhängigkeit des Schnittwertes auf  $|\Delta\eta_{jj}|$  für Signal- und Untergründe nach der inklusiven Zwei-Photon-Selektion. Es ergibt sich ein Maximum bei  $|\Delta\eta_{jj,\min}| \approx 4,0$  b) Anzahl an Signal-, Higgs-Untergrund und der zweifachen Abschätzung von Nicht-Higgs-Untergründen als Funktion des Schnittes auf  $|\Delta\eta_{jj}|$ , c) und d) geben die gleichen Ergebniss für die Variable  $m_{jj}$  an.

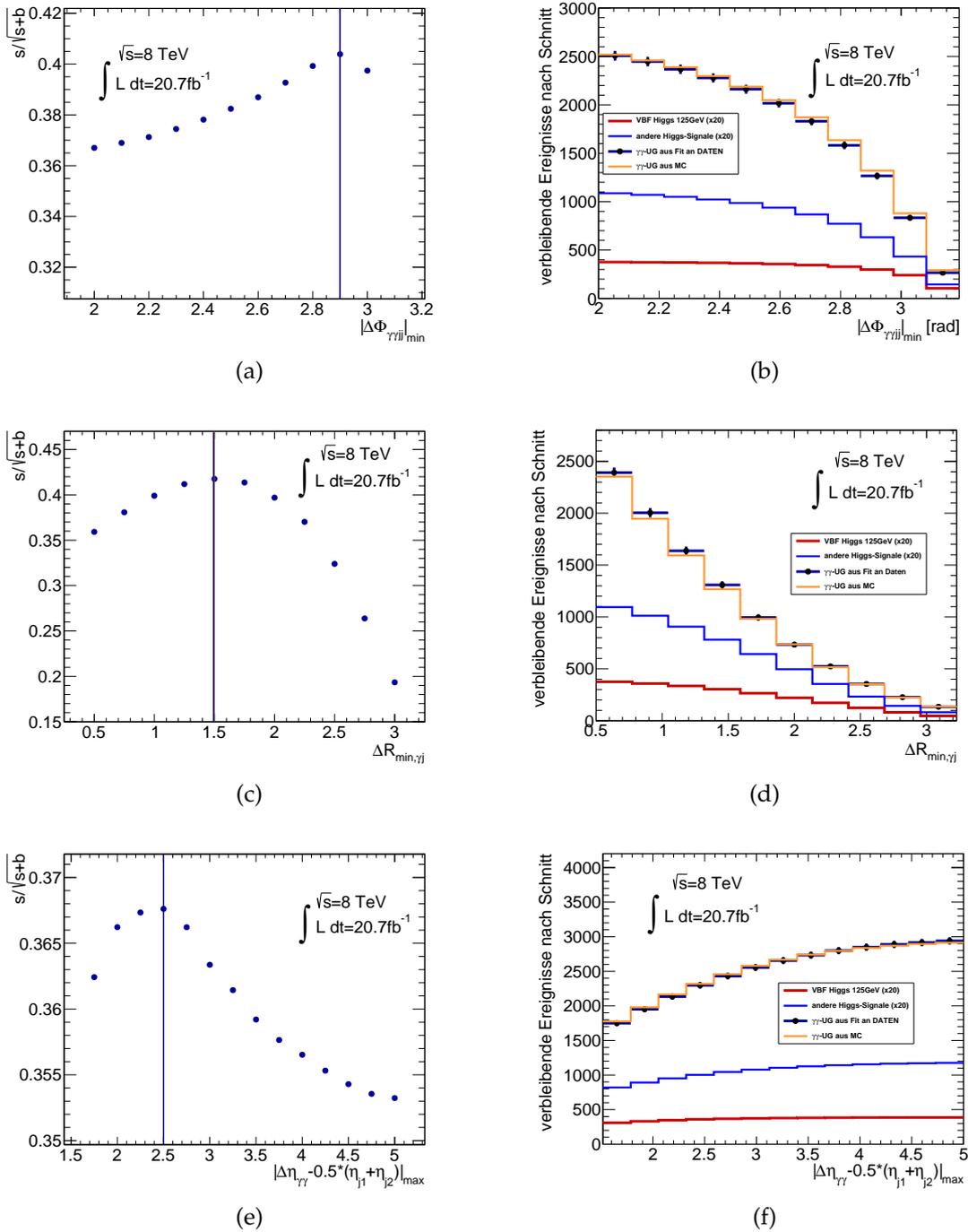


Abbildung 7.20: a), c) und e) Signalsignifikanz in Abhängigkeit des Schnittwertes für Signal- und Untergründe nach der inklusiven Zwei-Photon-Selektion. b), d) und f) Anzahl an Signal-, Higgs-Untergrund und der zweifachen Abschätzung von Nicht-Higgs-Untergründen als Funktion des Schnittwertes

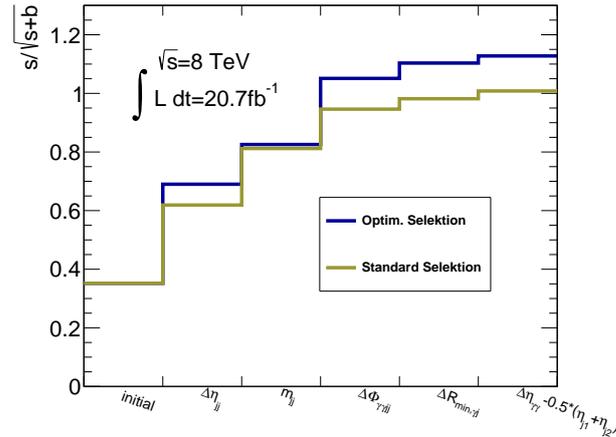


Abbildung 7.21: Steigerung der Signalsignifikanz  $s/\sqrt{s+b}$  nach sukzessiver Anwendung der VBF-Schnittkriterien für Standardselektion (grün) und optimierte Selektion (blau). Im finalen Vergleich ergibt sich eine Verbesserung von 1,008 auf 1,128 um  $\Delta(s/\sqrt{s+b}) \approx 12\%$ .

Die Einzeloptimierungen der weiteren Variablen verlaufen analog zu  $|\Delta\eta_{jj}|$ , die entsprechenden Abbildungen finden sich für  $m_{jj}$  in Abbildung 7.19.c) und d) und für  $|\Delta\Phi_{\gamma\gamma jj}|$ ,  $\Delta R_{\gamma j, \min}$  und  $|(\eta_{\gamma\gamma} - 1/2(\eta_{j1} + \eta_{j2}))|$  in Abbildung 7.20. In Tabelle 7.6 werden die resultierenden optimierten Selektionskriterien zusammengefasst.

$ \Delta\eta_{jj, \min} $	$m_{jj, \min}$ [GeV]	$ \Delta\Phi_{\gamma\gamma jj, \min} $	$\Delta R_{\gamma j, \min}$	$ (\eta_{\gamma\gamma} - 1/2(\eta_{j1} + \eta_{j2}))_{\max} $
4,0	600,0	2,9	1,5	2,5

Tabelle 7.6: Optimierte Selektion des VBF-Signals

Im direkten Vergleich mit der Standardselektion in Tabelle 7.5 zeigt sich ein Anziehen der Schnittkriterien auf die Pseudorapiditätsdifferenz zwischen den Jets sowie auf die invariante Masse des Zwei-Jet-Systems und die Winkeldifferenz zwischen Photonen und Jets. Im Gegensatz dazu werden die Minimal- bzw. Maximalforderung von  $\Delta R_{\gamma j}$  und  $|\Delta\eta_{\gamma\gamma} - 1/2(\eta_{j1} + \eta_{j2})|$  in der Optimierung leicht gelockert.

Werden die Ergebnisse der Einzeloptimierungen in der Reihenfolge, in welcher sie in Tabelle 7.6 auftreten, aufeinanderfolgend als Selektionskriterien angewandt<sup>2</sup>, so lässt sich die Steigerung der Signalsignifikanz in der in Abbildung 7.21 gezeigten Form beobachten. Im Vergleich zur ebenfalls dargestellten Signifikanz für die ursprüngliche Selektion ergibt sich nach dem finalen Schnitt eine Steigerung von ungefähr 12%. Interessant ist ebenfalls das von der Wahl der Selektion abhängige Verhalten der Signal- und Untergrundereigniszahlen zu vergleichen, welches in Abbildung 7.22 dargestellt ist. Es kann eine Verbesserung des Signal- zu Untergrundverhältnisses von  $s/b \approx 6/22$  auf  $s/b \approx 5/15$ , also von ca. 27% auf 33%, festgestellt werden.

<sup>2</sup> Für eine bestmögliche Optimierung müssten alle 5 Schnitte gleichzeitig in einer multidimensionalen Optimierung angepasst werden, um mögliche Abhängigkeiten der Variablen untereinander mit in Betracht zu ziehen. Hier wird dagegen lediglich in den einzelnen Größen optimiert und überprüft, dass in der Kombination kein Verlust an Signifikanz auftritt.

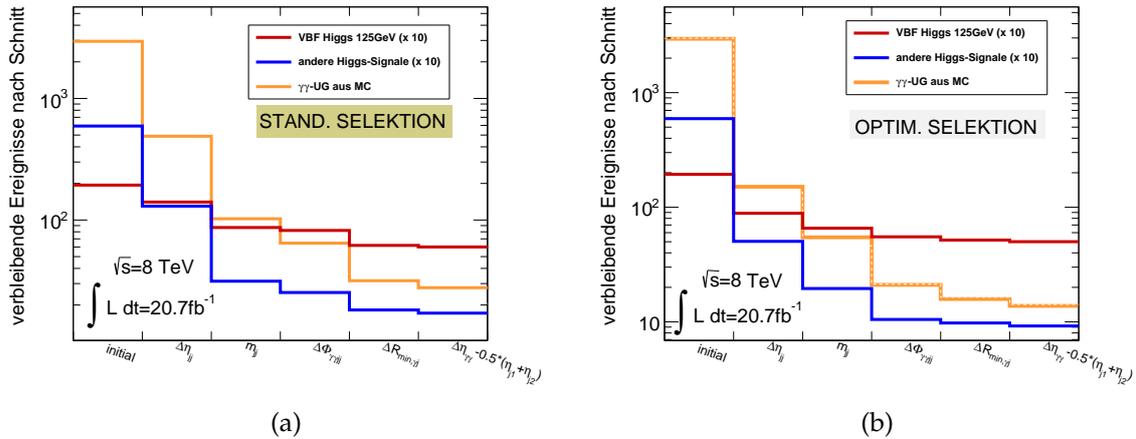


Abbildung 7.22: Anzahl an Signal-, Nicht-Higgs- und kombinierten Higgs-Untergund-Ereignissen für a) Standardselektion und b) optimierter Selektion

### 7.4.1 Eichkurven mit optimierter Selektion

In welchem Maße die Optimierung der Selektionskriterien die Form der Eichkurve für die Optimale Observable für reines VBF-Signal beeinflusst lässt sich in Abbildung 7.23.a) erkennen. Es zeigt sich eine flachere Kurve mit ähnlich breitem Fehlerband für die Optimierung im Vergleich zur Standardselektion. Aus der Bedingung  $\langle \mathcal{O} \rangle = 0$  ergibt sich ein 68%-Vertrauensintervall auf  $\tilde{d}$  von  $[-0,105, 0,11]$ , was eine Verschlechterung des ursprünglichen Ergebnisses von  $[-0,08, 0,09]$  darstellt. Die verminderte Sensitivität wird für die reine Signalanalyse jedoch erwartet, da die Optimierung auf die Einschränkung der Untergrund- im Vergleich zur Signalerignisanzahl abzielt und durch die härteren Schnittkriterien auch ein Rückgang an Signalereignissen in Kauf genommen werden muss.

Die optimierte Eichkurve für Signal in Kombination mit den relevanten Untergründen wird in Abbildung 7.23.b) gezeigt. Hier lässt sich ein leicht steilerer Kurvenverlauf für die Optimierung feststellen. Durch den breiteren Konfidenzgürtel ist jedoch im untersuchten Wertebereich von  $\tilde{d}$  weiterhin keine Sensitivität auf den Parameter gegeben. Ein Ansatzpunkt für weiterführende Optimierungen könnte unter anderem die direkte Verwendung des Vertrauensintervalls auf  $\tilde{d}$  als *Figure of Merit* sein.

Zum Schluss wird das Ergebnis der Optimierung in einem analogen Vergleich für den vorzeichenbehafteten Winkel  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  angegeben. Abbildung 7.24.a) zeigt die Eichkurve für reines Signal, anhand derer ein optimiertes 68%-Vertrauensintervall auf  $\tilde{d}$  von  $[-0,155, 0,1775]$  verglichen mit dem bisherigen Ergebnis von  $[-0,1275, 0,145]$  abgelesen werden kann. Für die Berücksichtigung des Untergrundes (Abbildung 7.24.b) zeigt sich weiterhin keine Sensitivität auf  $\tilde{d}$ , jedoch wird das gesamte Fehlerband durch die Optimierung um ca. 33% schmaler.

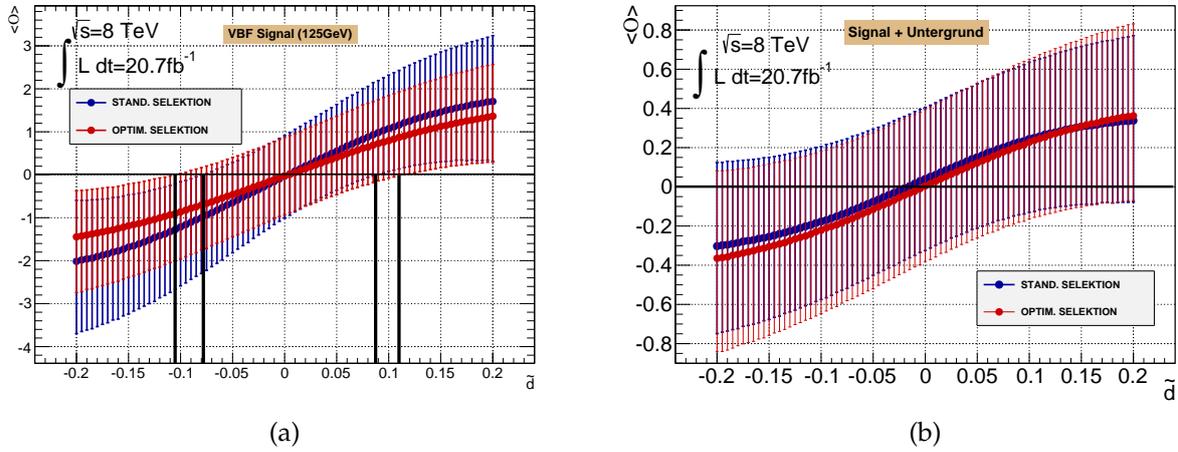


Abbildung 7.23: Einfluss von Standard- und optimierter Selektion auf Eichkurven für  $\mathcal{O}$ : Vergleich für a) VBF-Signal und b) Signal und Untergrund. Während sich das Ergebnis für das 68%-Vertrauensintervall auf  $\tilde{d}$  für reines Signal von  $[-0,08, 0,09]$  auf  $[-0,105, 0,11]$  verschlechtert, lässt sich für die Optimierung bei Signal+Untergrund trotz leichter Verbesserung weiterhin kein Intervall bestimmen.

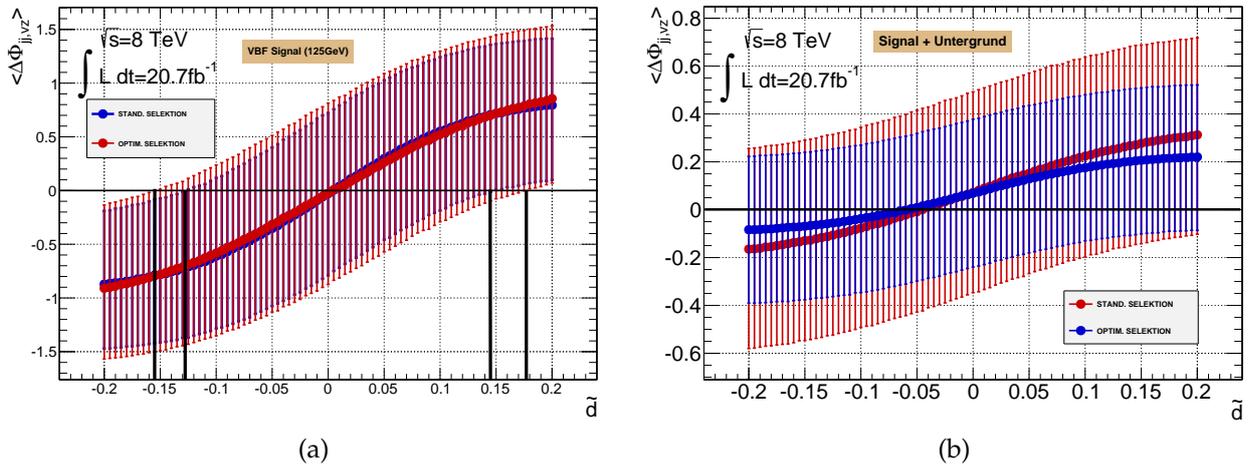


Abbildung 7.24: Einfluss von Standard- und optimierter Selektion auf Eichkurven für  $\Delta \Phi_{jj,vz}$ : Vergleich für a) VBF-Signal und b) Signal und Untergrund. Für reines Signal ergibt sich ein 68%-Vertrauensintervall auf  $\tilde{d}$  von  $[-0,155, 0,1775]$  (optimiert) verglichen zu vorherigem  $[-0,1275, 0,145]$ . Keine Intervallbestimmung für Signal+Untergrund möglich, jedoch deutliche Verschmälerung des Fehlerbandes um ca. 33%.

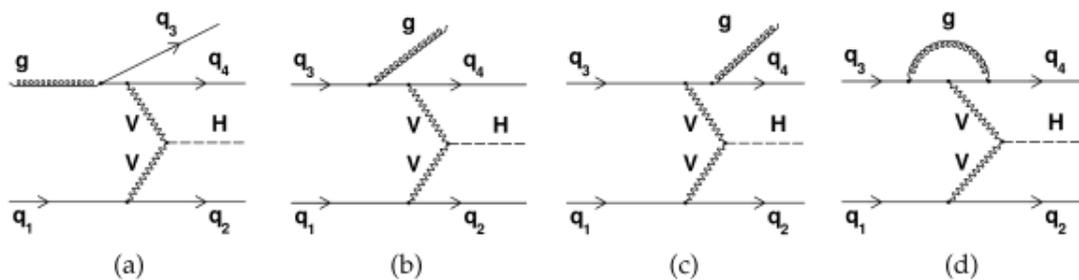


Abbildung 7.25: Feynmangraphen für die NLO QCD-Korrekturen zur Produktion des Higgs-Bosons in der Vektorbosonfusion: a) Gluoninduzierte Quarkabstrahlung b) Reelle Gluonabstrahlung im Anfangszustand c) Reelle Gluonabstrahlung im Endzustand und d) Virtuelle Vertexkorrektur

## 7.5 Abschätzung systematischer Unsicherheiten

Die bisher diskutierte Methode der Eichkurve beinhaltet nur statistische Unsicherheiten. Für eine konsistente Darstellung der Ergebnisse wird im folgenden Kapitel ein Überblick über die Abschätzung derjenigen systematischen Unsicherheiten gegeben, von welchen der größte Einfluss auf die Analyse erwartet wird.

Auf **theoretischer Seite** (Abschnitt 7.5.1) wird der Einfluss auf die Eichkurven durch QCD-Korrekturen in nächstführender Ordnung (engl. Next-to-Leading Order, NLO) zum Signalprozess sowie der Einfluss von Unsicherheiten auf Renormierungs- und Faktorisierungsskala mithilfe des Generators VBFNLO [13] untersucht. Auf vollständig simuliertem Detektorniveau werden die Auswirkungen theoretischer Unsicherheiten in der Berechnung von Wirkungsquerschnitten für Signal- und Untergrundprozesse abgeschätzt. Schließlich wird Einblick in die entscheidenden systematischen Unsicherheiten auf **experimenteller Seite** gegeben, welche im Wesentlichen aus Rekonstruktionsunsicherheiten von Photonen und Jets bestehen (Abschnitt 7.5.2). Im Rahmen dieser Arbeit wird hier jedoch lediglich der Signalprozess untersucht.

Die Abschätzung der systematischen Unsicherheiten wird anhand der Optimalen Observable vorgestellt. Die Methoden für den vorzeichenbehafteten Winkel erfolgen vollkommen analog und während sich die entsprechenden Eichkurven für  $\Delta\Phi_{j,vz}$  in Anhang A.5 finden, wird auf eine quantitative Angabe der Ergebnisse verzichtet, da sich ohnehin zeigt, dass die systematischen im Vergleich zu den die Sensitivität limitierenden zerstörenden statistischen Unsicherheiten vernachlässigbar sind.

### 7.5.1 Theoretische Unsicherheiten

#### Einfluss nächstführender Ordnungen in der Störungsreihe

Der Wirkungsquerschnitt für den in Abbildung 2.8 dargestellten Prozess eines durch Vektorbosonproduktion entstandenen Higgs-Bosons ist in führender Ordnung der

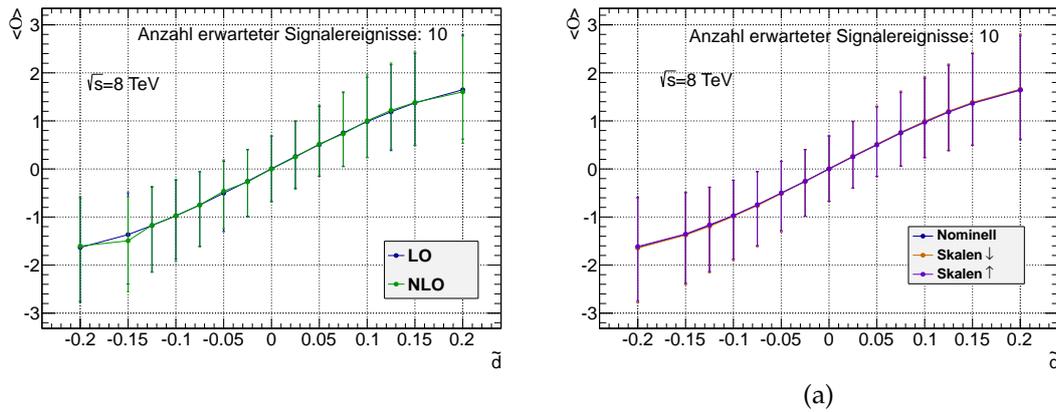


Abbildung 7.26: Vergleich von Eichkurven der Optimalen Observable für VBF-Signal erzeugt mit dem Generator VBFNLO: a) Führende (LO) und Nächstführende (NLO) Ordnung , b) Vergleich für verschiedene Wahlen der Faktorisierungs- ( $\mu_F$ ) und Renormierungsskala ( $\mu_R$ ). Für eine Beschreibung der Fehlerbalken siehe Text.

Störungstheorie (engl. *Leading Order*, LO) proportional zur dritten Potenz der elektroschwachen Kopplungskonstante  $\alpha^3$ , weist jedoch keine Abhängigkeit von der starken Kopplung  $\alpha_s$  auf. Die nächstführende Ordnung (NLO) enthält jedoch sowohl elektroschwache als auch QCD-Korrekturen. Im Folgenden wird der bislang vernachlässigte Einfluss von NLO QCD-Effekten auf die Bestimmung eines Konfidenzintervalls auf  $\tilde{d}$  untersucht. Elektroschwache Korrekturen werden hier nicht berücksichtigt.

Die für VBF-Higgs-Produktion dominierenden relevanten NLO QCD-Korrekturen setzen sich unter anderem aus gluoninduzierten Quarkabstrahlungen, aus reellen Abstrahlungen von Gluonen im Anfangs- und Endzustand (siehe ISR, FSR in Kapitel 2.2.3) und aus virtuellen Vertexkorrekturen innerhalb einer Quarklinie zusammen [100]. In Abbildung 7.25 sind diese Prozesse anhand von Feynmangraphen dargestellt.

Mithilfe von VBFNLO werden Verteilungen gemäß NLO-Berechnungen der untersuchten  $CP$ -ungeraden Observablen nach Vorhersagen des Standardmodells und direkt für anomale Modelle mit Werten von  $\tilde{d} \neq 0$  innerhalb des Intervalls  $[-0,2, 0,2]$  erstellt.

Die in Kapitel 4.3.2 beschriebene Umgewichtungsmethode von Standardmodell auf entsprechende  $\tilde{d}$ -Modelle kann in nächstführender Ordnung nicht verwendet werden, da sie sich auf Matrixelementberechnungen gemäß führender Ordnung stützt. Aus diesem Grund werden die oben genannten anomalen Strukturen einzeln und direkt erzeugt. Bei reellen Korrekturen treten 3 Jets im Endzustand auf. Es werden die beiden mit dem größten Transversalimpuls für die Berechnung der Observablen verwendet. Abbildung 7.26.a) zeigt den Vergleich von Eichkurven für die Optimale Observable für führende und nächstführender Ordnung. Mit dem Auge sind keine prägnanten Unterschiede zu erkennen.

Um den Einfluss der NLO-Verteilungen als systematische Unsicherheit auf die Eich-

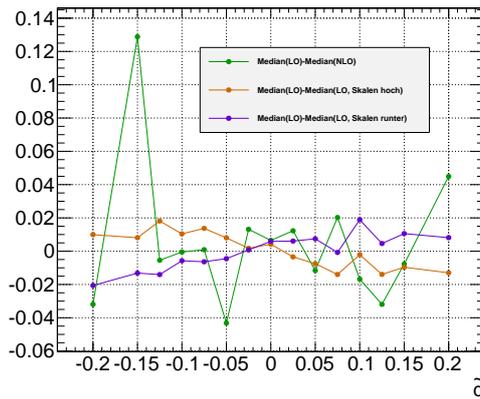


Abbildung 7.27: Differenz der Zentralwerte der in Abbildung 7.26 gezeigten Eichkurven aus LO- und NLO-Verteilungen (grün), sowie aus LO-Verteilungen der Optimalen Observable für unterschiedliche Wahlen von Renormierungs- und Faktorisierungsskalen (hoch variiert entspricht der orangenen, runter der violetten Kurve) für VBF-Signal erzeugt mit dem Generator VBFNLO

kurve zu werten, wird für jeden erzeugten  $\tilde{d}$ -Punkt die Abweichung zwischen führender und nächstführender Ordnung berechnet und diese Differenz quadratisch zum statistischen Fehlerband der Eichkurve hinzuaddiert. Tabelle 7.7 gibt als Beispiel für  $\tilde{d} = -0,2$  und  $\tilde{d} = 0$  Zahlenwerte für die Abweichungen der NLO- von den LO-Zentralwerte auf der Eichkurve. Sie sind im Vergleich zum statistischen Fehler verschwindend gering. Die gleiche Schlussfolgerung lässt sich mithilfe von Abbildung 7.27, in welcher in grün die Differenz der Zentralwerte zwischen der LO- und der NLO-Eichkurve dargestellt ist, auch für alle weiteren untersuchten  $\tilde{d}$ -Modelle beobachten: Es ergibt sich eine von statistischen Schwankungen bestimmte flache Verteilung um Null.

### Renormalisierungs- und Faktorisierungsskalen

Wie in Kapitel 2.2.3 anhand der Näherung 2.61 diskutiert, hängt die theoretische Berechnung von hadronischen Wirkungsquerschnitten für einen bestimmten Streuprozess von der Faktorisierungsskala  $\mu_F$  sowie von der Renormierungsskala  $\mu_R$  der QCD ab. In welchem Maße die Wahl dieser Energieskalen die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die untersuchten Observablen und dadurch die LO-Eichkurven beeinflusst, wird im Folgenden mithilfe einer Skalenvariation studiert.

Bislang verwendet - und im Weiteren als *nominell* bezeichnet - sind Energieskalen, welche ereignisabhängig auf den Wert des Impulsübertrags der ausgetauschten Eichbosonen zwischen den streuenden Partonen gesetzt werden. Dieser Wert wird im nächsten Schritt intern im Ereignisgenerator nach unten und oben variiert durch Halbierung bzw. Verdopplung und insbesondere simultan für  $\mu_F$  und  $\mu_R$ .

Die Auswirkungen auf die Eichkurven - welche verschwindend gering sind - lassen sich in Abbildung 7.26.b) beobachten. In Tabelle 7.7 sind ebenfalls die Differenzen der

## 7 Vertrauensintervall auf $\tilde{d}$ - Detektorniveau

$\tilde{d}_{wahr}$	Stat. $\uparrow$	Stat. $\downarrow$	$ x_{LO} - x_{NLO} $	$ x_{LO} - x_{Skalen\uparrow} $	$ x_{LO} - x_{Skalen\downarrow} $
-0,2	1,034	1,127	0,032	0,021	0,010
0,0	0,680	0,680	0,006	0,006	0,004

Tabelle 7.7: Statistische und systematische Abweichungen für Modelle mit  $\tilde{d} = -0,2$  und  $\tilde{d} = 0$ . *Stat.* bezeichnet die statistischen Fehlerbänder,  $x$  die jeweiligen Mediane der Verteilungen von  $\langle O \rangle$  gemäß führender und nächstführender Ordnung sowie für die verschiedenen Wahlen von Faktorisierungs- und Renormierungsskalen)

Zentralwerte auf den Eichkurven für die Skalenvariationen zum nominellen Wert für die beiden als Beispiel gewählten  $\tilde{d}$ -Modelle angegeben. Im Vergleich zu den statistischen Unsicherheiten sind sie ebenfalls vernachlässigbar, was sich ebenfalls durch die Differenzbildung zu den nominellen Werten der LO-Eichkurve in Abbildung 7.27 beobachten lässt.

Schließlich werden die als unkorreliert angenommenen Abweichungen sowohl für NLO- als auch für Skalenunsicherheiten quadratisch zum statistischen Fehler hinzuaddiert, was in einer Eichkurve mit breiterem Fehlerband resultiert. In Abbildung 7.28 ist das Ergebnis in blau eingezeichnet. Im Vergleich zur ebenfalls gezeigten rein statistischen Betrachtung lässt sich eine minimale Verbreiterung feststellen.

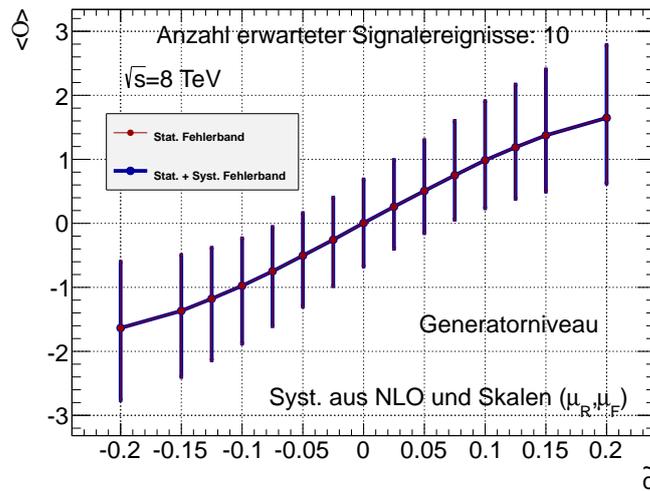


Abbildung 7.28: Eichkurve der Optimalen Observable für VBF-Signal erzeugt mit dem Generator VBFNLO: Vergleich von rein statistischem Fehlerband (rot) zur Einbeziehung von systematischen Unsicherheiten resultieren aus NLO-Betrachtungen und Skalenvariationen (blau)

### Unsicherheiten auf totale Wirkungsquerschnitte

Während in den vorherigen Abschnitten Studien zu Unsicherheiten auf die Form der Observablenvorhersagen für reines VBF-Signal auf Generatorniveau durchgeführt wurden, wird nun der Aspekt der Variation von Ereigniszahlen für Signal ( $s$ )

	$\sigma$ [pb]	QCD [%]		(PDF+ $\alpha_s$ ) [%]	
GGF	19,27	+7,2	- 7,8	+7,5	- 6,9
VBF	1,578	0,2	- 0,2	+2,6	- 2,8
WH	0,7046	+1,0	- 1,0	+2,3	- 2,3
ZH	0,4153	+3,1	- 3,1	+2,5	- 2,5
ttH	0,1293	+3,8	- 9,3	+8,1	- 8,1

Tabelle 7.8: Wirkungsquerschnitte der Higgs-Produktionsmodi für  $m_H \approx 125$  GeV [47] sowie relative Abweichungen aufgrund von Unsicherheiten durch QCD-Effekte sowie auf Partonverteilungsfunktionen und die starke Kopplungskonstante, welche in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte miteingehen.

und Untergrund ( $b$ ) für die vollständig simulierten Datensätze aus Abschnitt 7.3 berücksichtigt.

Die beobachtete Zahl von Ereignissen nach einer Selektion ist über den Zusammenhang 7.5 von der für einen berechneten Wirkungsquerschnitt erwarteten Anzahl abhängig. In der Simulation geht aus diesem Grund der Wirkungsquerschnitt mit in die Ereignisgewichtung ein (siehe Kapitel 4.3).

Im folgenden Abschnitt werden die theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitte für Signal- und Higgs-Untergrundprozesse<sup>3</sup> innerhalb ihrer Unsicherheiten variiert und der Einfluss auf die Eichkurven untersucht, welcher durch die veränderte Anzahl erwarteter Ereignisse gegeben ist. Tabelle 7.8 gibt einen Überblick über die theoretischen Unsicherheiten bei der Wirkungsquerschnittberechnung der untersuchten Produktionsprozesse des Higgs- Bosons [47, 78]. Hierbei bezeichnet *QCD* die schon zuvor erläuterten Unsicherheiten auf Faktorisierungs- und Renormierungsskalen der QCD und *PDF +  $\alpha_s$*  die mithilfe von [101] abgeschätzten Unsicherheiten auf die in der Berechnung 2.61 ebenfalls verwendeten Partonverteilungsfunktionen sowie auf die skalenabhängige starke Kopplungskonstante.

Die beiden als unkorreliert angenommenen Fehlerquellen werden getrennt nach unten und oben variiert und die Abweichungen zum nominellen Wert auf der Eichkurve können später in der zuvor beschriebenen Weise quadratisch zum statistischen Fehler addiert werden. Die Variation findet gemeinsam für alle Prozesse innerhalb ihrer spezifischen Unsicherheiten statt. Technisch lässt sich dies bewerkstelligen durch die Skalierung der aus den entsprechenden vollständig simulierten Datensätzen erzeugten Histogramme für die invariante Zwei-Photon-Masse mit den korrespondierenden relativen Fehlern aus Tabelle 7.8. Die Anzahl an Signal- und Untergrundeignissen wird jeweils aus der bereits definierten Signalregion von  $121 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 131 \text{ GeV}$  abgeschätzt. Tabelle 7.9 fasst die aus den Wirkungsquerschnittmodifikationen resultierenden Ereigniszahlen zusammen. Hierbei bezeichnet  $s$  das VBF-Signal und  $b$  den aus den weiteren Higgsproduktionsprozessen sowie der Zwei-Photon-Kontinuumsproduktion bestehenden Untergrund. In der in Ab-

<sup>3</sup> Unsicherheiten auf die Anzahl an Zwei-Photon-Untergrundeignissen können aus Studien zur Güte der Anpassung an das  $m_{\gamma\gamma}$ -Spektrum in den Seitenbändern in Daten abgeschätzt werden. Im Umfang dieser Arbeit wurde jedoch darauf verzichtet.

## 7 Vertrauensintervall auf $\tilde{d}$ - Detektorniveau

	Nominell	QCD $\uparrow$	QCD $\downarrow$	(PDF+ $\alpha_s$ ) $\uparrow$	(PDF+ $\alpha_s$ ) $\downarrow$
VBF ( $s$ )	5,947	5,959	5,935	6,102	5,787
GGF ( $b_2$ )	1,695	1,817	1,563	1,822	1,578
WH ( $b_3$ )	0,0070	0,0071	0,0069	0,0073	0,0068
ZH ( $b_4$ )	0,0059	0,0061	0,0057	0,0061	0,0057
ttH( $b_5$ )	0,0056	0,0058	0,0051	0,0060	0,0051
$\gamma\gamma$ ( $b_1$ )	18,187	18,187	18,187	18,187	18,187
$b = \sum b_i$	19,9012	20,0237	19,7682	20,0292	19,7833

Tabelle 7.9: Signal- ( $s$ ) und Untergrundaubeuten ( $b$ ) für nominelle Werte der Wirkungsquerschnitte sowie für die Variation innerhalb der QCD- und PDF-basierten Unsicherheiten. Der hier als konstant behandelte Zwei-Photon-Untergrund ( $b_1$ ) geht ebenfalls in die Summe der Untergründe ein.

schnitt 7.3 diskutierten Weise werden die Werte von  $s$  und  $b$  dazu verwendet, die Anzahl an Pseudoereignissen pro -experiment zu bestimmen. Innerhalb eines Ereignisses wird die Optimale Observable gemäß den umgewichteten Verteilungen für Signal bzw. gemäß der Untergrundverteilung für die Standardmodellvorhersage gewürfelt. Für die nominellen Werte an Ereigniszahlen ergeben die aus den Verteilungen der Mittelwerte  $\langle O \rangle$  berechneten Mediane und 68%-Quantilen die in Abbildung 7.29 in blau gezeichnete Eichkurve. Die vier aus den getrennten Variationen resultierenden Abweichungen der Mediane zu den nominellen Zentralwerten ergeben quadratisch aufaddiert die in rot gezeigte Eichkurve für ein Fehlerband aus Statistik und Systematik. Diese Vergleichen werden sowohl für reines Signal als auch für Signal und Untergrund gezogen.

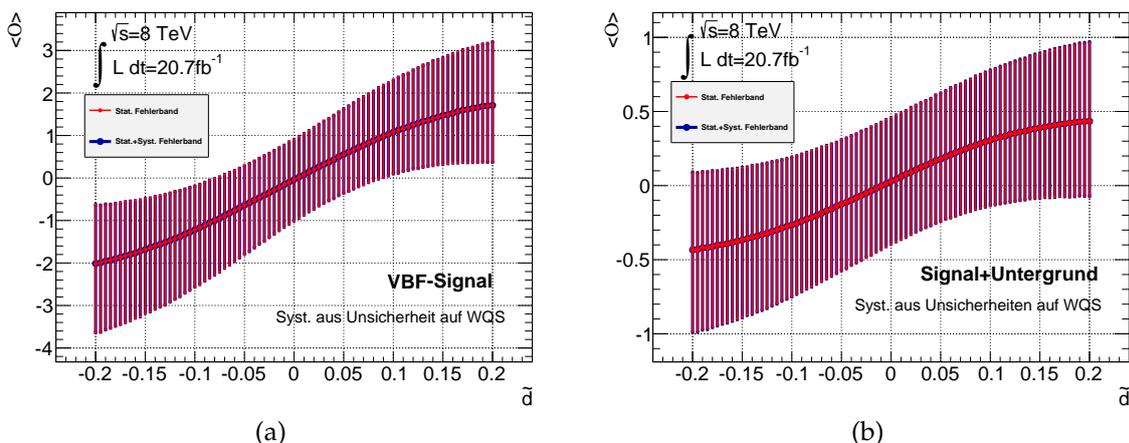


Abbildung 7.29: Eichkurve der Optimalen Observable für a) VBF-Signal und b) Signal+Untergrund. Neben dem Fehlerband aus reiner Statistik (blau) wird die Kombination mit der Systematik aus den Unsicherheiten auf die Wirkungsquerschnitte (rot) gezeigt.

$\tilde{d}_{wahr}$	Stat. $\uparrow$	Stat. $\downarrow$	$ x - x_{QCD\uparrow} $	$ x - x_{QCD\downarrow} $	$ x - x_{PDF\uparrow} $	$ x - x_{PDF\downarrow} $
-0,2	1,391	1,628	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$
0,0	0,906	1,011	$6,7 \cdot 10^{-4}$	$5,7 \cdot 10^{-4}$	$6,5 \cdot 10^{-5}$	$4,8 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 7.10: Statistische und systematische Abweichungen für Modelle mit  $\tilde{d} = -0,2$  und  $\tilde{d} = 0$  für Signal und Untergrund. *Stat.* bezeichnet die statistischen Fehlerbänder,  $x$  die Mediane der nominellen Verteilungen von  $\langle O \rangle$  und  $x_i$  gemäß den Variationen der Wirkungsquerschnitte innerhalb ihrer durch QCD- und PDF-Effekte bestimmten Unsicherheiten.

Für einen quantitativeren Vergleich der anhand der Eichkurven nur schwer feststellbaren Unterschiede für die Einbeziehung von Wirkungsquerschnittunsicherheiten werden in Tabelle 7.10 die Abweichungen der Zentralwerte aus den Variationen der systematischen Unsicherheiten zum nominellen Wert beispielhaft für die Modelle mit  $\tilde{d} = -0,2$  und  $\tilde{d} = 0$  gegeben. Die Abweichungen befinden sich im Vergleich zu den ebenfalls in der Tabelle angegebenen statistischen Fehlern im Promille-Bereich oder kleiner. Der Einfluss der Unsicherheiten auf die Partonverteilungsfunktionen und die starke Kopplungskonstante fällt verhältnismäßig stärker aus als derjenige der Unsicherheiten aus der skalenabhängigen QCD. Generell lässt sich feststellen, dass das Vertrauensintervall auf  $\tilde{d}$  im Falle von reinem Signal vernachlässigbar breiter wird, während für Signal und Untergrund ohnehin durch die statistischen Unsicherheiten keine Bestimmung möglich ist.

### 7.5.2 Experimentelle Unsicherheiten für VBF-Signal

Neben diesen Unsicherheiten von Seiten der Theorie, gibt es eine Reihe von Fehlerquellen, welche durch die experimentell erreichbare Rekonstruktionsgüte der physikalischen Objekte im Detektor entstehen. Für den hier verwendeten Signalprozess fallen in erster Linie Unsicherheiten auf Photonen und Jets ins Gewicht. Im Folgenden wird der Einfluss auf die Eichkurven aus Unsicherheiten auf die Photonidentifikationseffizienz, sowie auf die Energieskalen von Photonen und Jets für reines VBF-Signal untersucht.

Des Weiteren spielen Unsicherheiten bedingt durch Auflösungseffekte der Energien von Photonen und Jets ebenfalls eine Rolle in einer konsistenten Abschätzung systematischer Unsicherheiten. Im Umfang dieser Arbeit wurde jedoch darauf verzichtet, insbesondere deshalb, weil verhältnismäßig von den Unsicherheiten auf die absoluten Energieskalen ein größerer Einfluss erwartet wird (siehe z.B. [78, 102]) und dieser bereits - wie sich zeigen wird - nur sehr geringe Änderungen der Ergebnisse hervorruft.

#### Effizienz der Identifikation von Photonen

Die Effizienz für die in Kapitel 5 beschriebene strenge Photonidentifikation (engl. tight photon identification, hier abgekürzt *PID*) variiert durchschnittlich über den

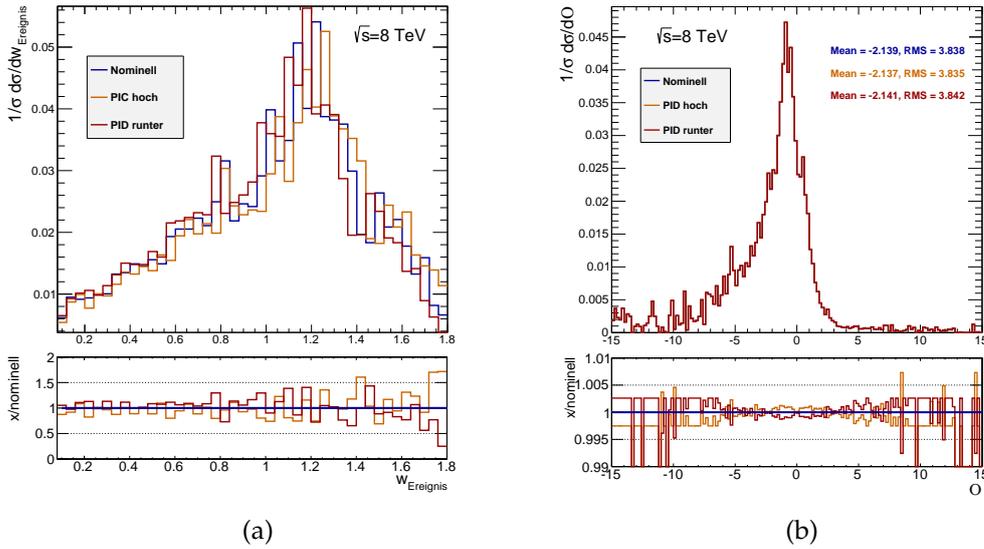


Abbildung 7.30: a) Spezifisches Gewicht (siehe Text) und b) Optimale Observable der durch Standardselektion ausgewählten Ereignisse für nominelle sowie innerhalb ihrer Unsicherheiten variierte Photonidentifikationseffizienz (PID Effizienz)

betrachteten Bereich der Pseudorapidität hinweg zwischen 85% und über 95% für ein Higgs-Boson mit Masse  $m_H \approx 120$  GeV [78].

Die Unsicherheit auf diese Effizienz ist als absoluter Wert durch 0,015 gegeben, außer für im Detektor in Elektron-Positron-Paare konvertierte Photonen, welche sich gleichzeitig im Pseudorapiditätsbereich von  $1,55 < \eta < 2,37$  befindenen. Für diese ist die Unsicherheit zu 0,025 bestimmt.

Um den Einfluss dieser Unsicherheiten auf die Analyse abzuschätzen, erhalten die Ereignisse im simulierten Signaldatensatz ein um die Unsicherheiten auf die Effizienz variiertes Gewicht. Abbildung 7.30.a) zeigt die Verteilung der für die selektierten Ereignisse spezifischen Gewichte, welche bereits in Kapitel 4.3 beschrieben wurden. Wie erwartet ist das Spektrum für die Variation der Effizienz nach oben leicht zu höheren und für diejenige nach unten zu niedrigeren Gewichten verschoben. Der minimale Einfluss auf die Optimale Observable kann in Abbildung 7.30.b) beobachtet werden.

## Photonenergieskalen

Unsicherheiten auf die Messung der Photonenergien sind durch viele Faktoren bedingt, unter anderem durch nicht perfekte Kalibrierung der einzelnen Kalorimeterzellen, aus Unsicherheiten auf die Menge an Detektormaterial vor dem Detektor, aus Unsicherheiten in der Rekonstruktion von konvertierten Photonen oder aus unzulänglichen Beschreibungen der Schauerformen von den Energiedepositionen zwischen Simulation und Daten.

Für transversale Energien von  $E_T > 60$  GeV im Zentralbereich von  $\eta_\gamma < 1.37$  des

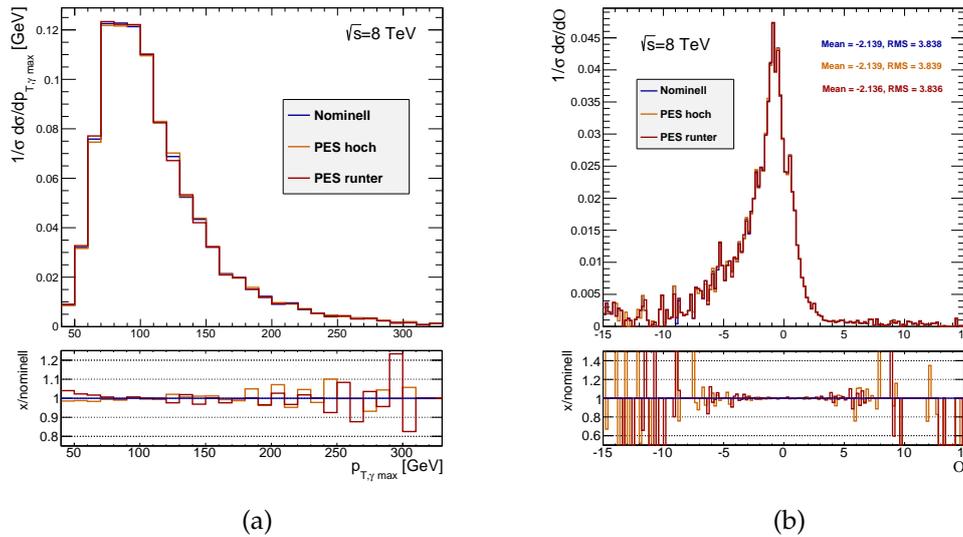


Abbildung 7.31: a) Transversalimpuls des führenden Photons und b) Optimale Observable der durch Standardselektion ausgewählten Ereignisse für nominelle sowie innerhalb ihrer Unsicherheiten variierte Photonenergieskala (PES)

Detektors findet sich jedoch eine gesamte Unsicherheit auf die Photonenergieskala (PES) zwischen 0,2% und 0,3% [102]. Diese Voraussetzungen sind durch die Topologie der Vektorbosonfusion für den Großteil der selektierten Ereignisse gegeben. Es wird deshalb im Weiteren eine Unsicherheit von 0,25% auf die Energien angenommen.

In Abbildung 7.31.a) wird die Verteilung des maximalen Transversalimpulses der Photonen für die nominell gemessene Energie mit denjenigen durch Variation innerhalb der PES-Unsicherheit verglichen. Es zeigen sich sehr kleine Abweichungen. Das gleiche Verhalten kann auch in den korrespondierenden Verteilungen der Optimalen Observablen (Abbildung 7.31.a) beobachtet werden.

## Jetenergieskalen

Ebenso wie die Unsicherheiten auf Photonenergieskalen lassen sich auch solche auf die Messung der Jetenergien (JES) bestimmen. Sie sind durch eine Vielzahl an einzelnen Fehlerquellen bestimmt [103], unter anderem durch eine unterschiedliche Rekonstruktionsgüte von Jets in verschiedenen  $\eta$ -Bereichen des Detektors. Als einfacher Ansatz lässt sich jedoch eine konservativ abgeschätzte gesamte Unsicherheit verwenden, welche die einzelnen Komponenten quadratisch aufsummiert [103] und dadurch Korrelationen unter ihnen vorerst vernachlässigt.

Abbildung 7.32 zeigt den Einfluss auf den maximalen Transversalimpuls der selektierten Jets sowie auf die Form der  $O$ -Verteilung der innerhalb dieser Unsicherheiten variierten Energieskalen. Unterschiede für  $p_T$  der Jets sind im Vergleich zu Studien für die Photonenergieskalen deutlich erkennbar, während sich die Auswirkungen auf

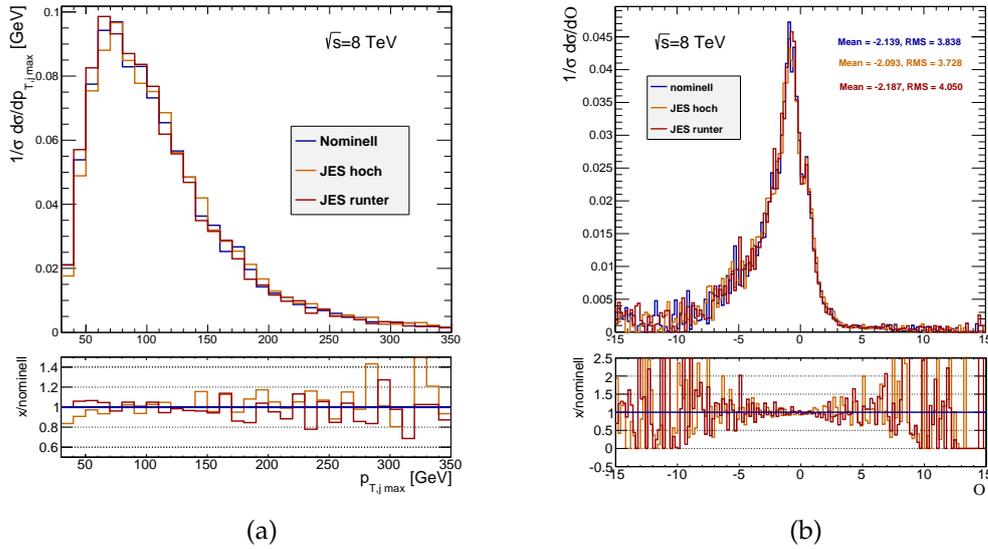


Abbildung 7.32: a) Transversalimpuls des führenden Jets und b) Optimale Observable der durch Standardselektion ausgewählten Ereignisse für nominelle sowie innerhalb ihrer Unsicherheiten variierte Jetenergieskala (JES)

die Optimale Observable selbst in der Verhältnissabbildung nur schwer ausmachen lassen.

### Einfluss auf Eichkurven

Die experimentell bedingten systematischen Unsicherheiten wirken sich neben der in den vorherigen Abschnitten diskutierten Weise auf die Form der Verteilung für die Optimale Observable auch auf die Anzahl an Signalereignisse im Bereich  $121 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 131 \text{ GeV}$  aus. Hierbei verändert eine Unsicherheit auf die Photonidentifikationseffizienz direkt das Spektrum der invarianten Zwei-Photon-Masse durch Gewichtung der Ereignisse. Die Unsicherheiten auf die Energieskalen der Photonen und Jets führen dagegen zu einer Ab- oder Zuwanderung von Ereignissen in die VBF-Signalkategorie.

Tabelle 7.11 gibt einen Überblick über die absoluten Zahlen an selektierten Ereignissen in der oben definierten Signalregion ( $s$ ) aus der auf  $L = 20,7 \text{ fb}^{-1}$  in Daten gewichteten VBF-Simulation.

	Nominell	PID $\uparrow$	PID $\downarrow$	PES $\uparrow$	PES $\downarrow$	JES $\uparrow$	JES $\downarrow$
s	5,947	6,145	5,752	6,001	5,859	6,357	5,450

Tabelle 7.11: Anzahl an VBF-Signalereignissen in der  $m_{\gamma\gamma}$ -Signalregion ( $s$ ): Es sind die Werte für die nominelle Analyse sowie für die untersuchten systematischen Unsicherheiten der Photonen und Jets angegeben.

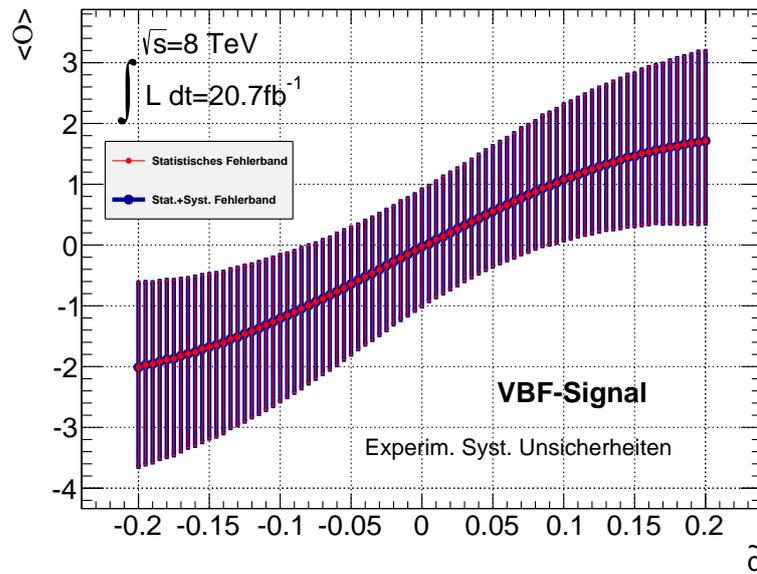


Abbildung 7.33: Eichkurve der Optimalen Observable für VBF-Signal. Neben dem Fehlerband aus reiner Statistik (blau) wird die Kombination mit denen experimentell bedingten systematischen Unsicherheiten (rot) gezeigt.

Im Vergleich zu den nominellen Werten wirken sich Unsicherheiten auf die Jetenergieskala am stärksten auf  $s$  aus (ca. 8% verglichen mit  $\approx 3,3\%$  für PID und  $\approx 1\%$  für PES). Das gleiche Bild zeigt sich für die Gesamtanzahl an selektierten Ereignissen, welche nur durch die Energieskalen beeinflusst werden. Hier bewirkt JES eine Veränderung um ungefähr 7% und PES um 1%.

Werden die Einflüsse auf die Observablenform und auf die Signalereignisszahlen kombiniert, so ergibt sich als Endresultat die in Abbildung 7.33 gezeigte Eichkurve für die Optimale Observable mit Fehlerband aus statistischen und den experimentellen systematischen Unsicherheiten. Gemessen an der Größenordnung der ebenfalls gezeigten Fehler rein statistischer Natur lässt sich wiederum nur ein Einfluss der Systematik im Promille- bis Prozentbereich erkennen. Für einen quantitativen Nachweis dieser Aussage sind in Tabelle 7.12 die Zahlenwerte beispielhaft für Modelle mit  $\tilde{d} = -0,2$  und  $\tilde{d} = 0$  gegeben.

Ogleich insgesamt ein größerer Einfluss der untersuchten systematischen Unsicherheiten aus experimentellen Randbedingungen als aus Unsicherheiten der zugrundeliegenden Theorie festgestellt wird, kann generell konstatiert werden, dass die durch die Statistik zerstörte Sensitivität zur Bestimmung von 68%-Vertrauensintervallen auf  $\tilde{d}$  aus der Bedingung  $\langle O \rangle = 0$  dominiert.

Analoge Untersuchungen aus der Verwendung von  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  als Observable führen auf ähnliche Ergebnisse. Die entsprechenden Eichkurven finden sich in Anhang A.5.

## 7 Vertrauensintervall auf $\tilde{d}$ - Detektorniveau

---

$\tilde{d}_{wahr}$	Stat. $\uparrow$	Stat. $\downarrow$	$ x - x_{PID\uparrow} $	$ x - x_{PID\downarrow} $
-0,2	1,395	1,637	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$7,8 \cdot 10^{-3}$
0,0	0,942	0,981	$6,9 \cdot 10^{-3}$	$7,5 \cdot 10^{-3}$
$\tilde{d}_{wahr}$	$ x - x_{PES\uparrow} $	$ x - x_{PES\downarrow} $	$ x - x_{JES\uparrow} $	$ x - x_{JES\downarrow} $
-0,2	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$7,4 \cdot 10^{-3}$
0,0	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$9,8 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$5,7 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 7.12: Statistische und systematische Abweichungen für Modelle mit  $\tilde{d} = -0,2$  und  $\tilde{d} = 0$  für Signal. *Stat.* bezeichnet die statistischen Fehlerbänder,  $x$  die Mediane der nominellen Verteilungen von  $\langle O \rangle$  und  $x_i$  gemäß der Variationen der verschiedenen systematischen Unsicherheiten auf Photonen und Jets.

## Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Studien zur Bestimmung des anomalen  $CP$ -ungeraden Beitrags  $\tilde{d}$  zur  $CP$ -geraden Standardmodellkopplung des Higgs-Bosons an die schwachen Vektorbosonen im Produktionsprozess der Vektorbosonfusion im Zerfallskanal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  vorgestellt. Der Parameter  $\tilde{d}$  gibt ein Maß für mögliche  $CP$ -Verletzungen an. Mithilfe von Eichkurven, welche die Abhängigkeit der Mittelwerte  $CP$ -ungerader Observablen von  $\tilde{d}$  angeben, konnten 68%-Vertrauensintervalle auf den Kopplungsparameter bestimmt werden. Als Observablen wurden die Optimale Observable  $\mathcal{O}$  sowie der vorzeichenbehaftete Azimutalwinkel  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  zwischen den auslaufenden VBF-Jets diskutiert.

Die Analyse wurde für eine Schwerpunktsenergie der Proton-Kollisionen von  $\sqrt{s} = 8$  TeV durchgeführt und stützte sich neben einer Generatorstudie für reines VBF-Signal mithilfe des Monte-Carlo Ereignisgenerators VBFNLO mit variierten Signallereigniszahlen zwischen  $s = 5$  und  $s = 50$  auch auf Simulationen und Daten gemäß der im Jahre 2012 mit dem ATLAS-Detektor am LHC gemessenen integrierten Luminosität von  $L = 20,7 \text{ fb}^{-1}$ .

Für die verschiedenen Studien wurde eine um ca. 43% (reine Generatorstudie) und ca. 38% (vollständige ATLAS-Simulation) höhere Sensitivität, gegeben durch die Länge des Vertrauensintervalls auf  $\tilde{d}$ , mithilfe der Optimalen Observablen im Vergleich zum vorzeichenbehafteten Azimutalwinkel für reines VBF-Signal erzielt:

In den Untersuchungen anhand der reinen Simulation des harten Streuprozesses von VBF  $H \rightarrow \gamma\gamma$  Ereignissen konnte gezeigt werden, dass die alleinige Verwendung der Observablenmittelwerte in der Methode der Eichkurve keinen Verlust an Sensitivität gegenüber Betrachtungen der vollen Verteilungsform mithilfe einer Maximum-Likelihood-Anpassung darstellt. Aus den simulierten Eichkurven für reines Signal ergaben sich für die gemäß Standardmodellvorhersagen verschwindenden Observablenmittelwerte 68% - Vertrauensintervalle auf  $\tilde{d}$  von

$$[-0,0675, 0,0675] (\mathcal{O}) \quad [-0,115, 0,12] (\Delta\Phi_{jj,vz})$$

für eine erwartete Anzahl an Signalereignissen von  $s = 10$ . Für die Bestimmung von Ausschlussgrenzen auf betragsmäßig höhere Werte von  $\tilde{d} \neq 0$  verliert die Methode der Eichkurve deutlich an Sensitivität.

Die Studien zur Erweiterung auf das volle Rekonstruktionsniveau des ATLAS-Detektors unter Berücksichtigung von Partonschauern und Detektoreffekten führten für die integrierte Luminosität von  $L = 20,7 \text{ fb}^{-1}$  zu einer Abschätzung des Vertrauensintervalls zu

$$[-0,08, 0,09] (\mathcal{O}) \quad [-0,1275, 0,145] (\Delta\Phi_{jj,vz})$$

für reines VBF-Signal. Durch die Einbeziehung der relevanten Untergründe ging die Sensitivität auf  $\tilde{d}$  über den untersuchten Parameterraum von  $[-0,2, 0,2]$  verloren.

Um eine größere Reinheit an Signalereignissen zu erreichen und dadurch Sensitivität auf  $\tilde{d}$  zu gewinnen, wurde als erster Lösungsansatz eine Optimierung der Selektionskriterien durch Maximierung der Signifikanz durchgeführt. Obgleich eine relative Steigerung um etwa 12% von  $s/\sqrt{s+b} = 1,008$  auf  $s/\sqrt{s+b} = 1,128$  erzielt werden konnte, bleibt die Methode weiterhin insensitiv auf dem untersuchten Bereich von  $\tilde{d}$  aufgrund der Tatsache, dass die optimierten Schnittkriterien ebenfalls die Anzahl an Signalereignissen von  $s \approx 6$  auf  $s \approx 5$  verringern, welche einen entscheidenden Einfluss auf die Sensitivität zur Bestimmung von  $\tilde{d}$  hat. In Folgeanalysen würde sich eine Verwendung direkt der Länge des Vertrauensintervalls als Gütezahl für die Optimierung anbieten.

Für zukünftige Studien ergeben sich einige vielversprechende Ansätze. Zum einen geht für die Optimale Observable die Sensitivität auf höhere  $\tilde{d}$ -Werte durch die Vernachlässigung desjenigen Termes im differentiellen Wirkungsquerschnitt, welcher proportional zum Quadrat des anomalen Kopplungsparameters ist, verloren. Durch die zusätzliche Verwendung der Optimalen Observablen 2. Ordnung könnte sie sich teilweise zurückgewinnen lassen.

Zum anderen wurde bislang eine Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes von  $\tilde{d}$  vernachlässigt. Es kann gezeigt werden, dass ein parabolischer Zusammenhang besteht, welcher kombiniert mit den verwendeten Observablen weitere Informationen über den zu bestimmenden Kopplungsparameter hinzufügen kann.

Des Weiteren ist die Breite des Fehlerbandes auf die Eichkurven der untersuchten Observablen durch die Anzahl erwarteter Signal- und Untergrundereignisse und damit auch durch die Luminosität des Beschleunigers bestimmt. Studien zur Sensitivität für höhere Luminositäten sind daher in Anbetracht der anstehenden zweiten Laufzeit des LHC bei höheren Schwerpunktsenergien und Luminositäten interessant.

Schließlich bietet sich eine Erweiterung der Methode auf andere Zerfallskanäle, unter anderem  $H \rightarrow \tau\tau$ , und eine Kombination der Ergebnisse an.

## A.1 Maximum-Likelihood-Methode

Die *Maximum-Likelihood-Methode* (ML-Methode) berechnet den Schätzer eines Parametersatzes  $\vec{\Theta}$ , von welchem die zugrundeliegende Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (WDF)  $f(x, \vec{\Theta})$  einer Zufallsvariablen  $x$  abhängt, mithilfe der *Likelihood-Funktion*. Diese ist für eine Stichprobe mit  $N$  unabhängigen Messungen von  $x$  durch das Produkt der WDFs aus den Einzelmessungen gegeben:

$$L(\vec{\Theta}) = \prod_{i=1}^N f(x_i, \vec{\Theta}) \quad . \quad (\text{A.1})$$

Die hier vorliegende Analyse verwendet die sogenannte *Binned-Maximum-Likelihood-Methode*, um den eindimensionalen Parameter  $\Theta = \tilde{d}$  abzuschätzen. Hierbei nehmen die Einträge

$$\vec{n} = (n_1, \dots, n_N) \quad (\text{A.2})$$

der Bins in dem Histogramm für die untersuchten Observablen innerhalb eines Pseudoexperimentes die Rolle der Stichprobe ein. Andererseits sind durch die simulierten Verteilungen modellabhängige Vorhersagen auf die Histogrammeinträge gegeben:

$$\vec{v} = (v_1, \dots, v_N) \quad \text{mit} \quad v_i = v_i(\tilde{d}) \quad (\text{A.3})$$

Die Vorhersagen werden dabei auf die Gesamtanzahl  $n_{\text{tot}}$  der Ereignisse in dem untersuchten Pseudoexperiment normiert. Es gilt die Beziehung:

$$v_{\text{tot}} = n_{\text{tot}} \quad \text{mit} \quad v_{\text{tot}} = \sum_{k=1}^N v_k \quad (\text{A.4})$$

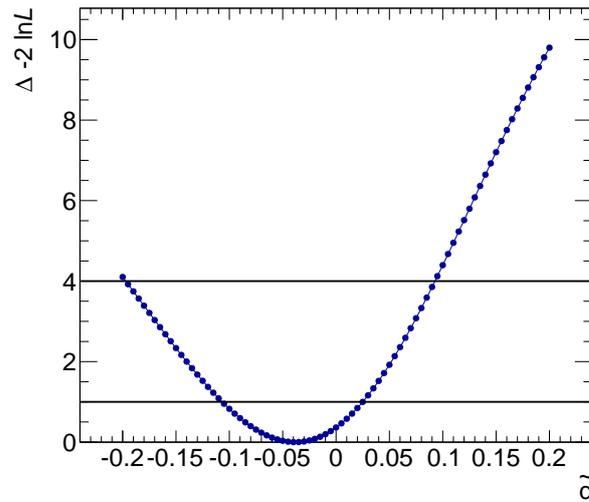


Abbildung A.1: Beispiel eines Pseudoexperimentes:  $\Delta(-2 \ln L(\tilde{d}))$  als Funktion von  $\tilde{d}$ . Der beste Schätzer auf  $\tilde{d}$  ergibt sich aus dem Minimum. Die graphische Bestimmung von 1  $\sigma$ - und 2  $\sigma$ -Intervallen wird ebenfalls im Schaubild angedeutet.

Es wird davon ausgegangen, dass  $n_{\text{tot}} = \text{const.}$  unabhängig von  $\tilde{d}$  ist<sup>1</sup>. Die gemeinsame WDF der Stichprobe wird durch eine Multinomialverteilung der Form

$$f(\vec{n}, \vec{v}; \tilde{d}) = \frac{n_{\text{tot}}!}{n_1! \dots n_N!} \binom{n_{\text{tot}}}{n_1}^{v_1} \dots \binom{n_{\text{tot}}}{n_N}^{v_N} \quad (\text{A.5})$$

beschrieben, was durch Einsetzen in Gleichung A.1 auf die in Kapitel 6.1.2 verwendete *Log-Likelihood-Funktion* führt:

$$\ln L(\tilde{d}) = \sum_{i=1}^N n_i \ln v_i(\tilde{d}) + \text{konst.} \quad (\text{A.6})$$

Es ergibt sich die in Abbildung A.1 gezeigte parabolische Abhängigkeit für die Größe  $\Delta(-2 \ln L(\tilde{d}))$ , wobei  $\Delta$  auf einer Verschiebung der Kurve derart hinweist, dass sich das Extremum bei Null befindet. Der beste Schätzer kann durch das Auffinden des Maximums, definiert durch

$$\left. \frac{d \ln L(\tilde{d})}{d \tilde{d}} \right|_{\tilde{d}=\hat{\tilde{d}}} \stackrel{!}{=} 0 \quad (\text{A.7})$$

<sup>1</sup> Dies ist der zuvor angesprochene Fall, in welchem auf eine Einbeziehung der Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes von  $\tilde{d}$  verzichtet wird.

bestimmt werden. Gleichung A.6 kann in einer Taylorreihe um das Maximum entwickelt werden:

$$\ln L(\tilde{d}) \approx \ln L(\hat{d}) + \left. \frac{d \ln L}{d\tilde{d}} \right|_{\tilde{d}=\hat{d}} (\tilde{d} - \hat{d}) + \frac{1}{2!} \left. \frac{d^2 \ln L}{d\tilde{d}^2} \right|_{\tilde{d}=\hat{d}} (\tilde{d} - \hat{d})^2 + \dots \quad (\text{A.8})$$

Der Term linear in  $\tilde{d}$  verschwindet in der Nähe des Extremums. Wird des Weiteren jeder Summand in der Reihe mit einer Potenz  $n > 2$  vernachlässigt und somit von einer perfekten Parabel für  $\ln L$  ausgegangen, so kann unter Verwendung der aus der *Rao-Cramer-Frechet-Ungleichung* (siehe z.B. [97]) resultierenden *Schranke minimaler Varianz*

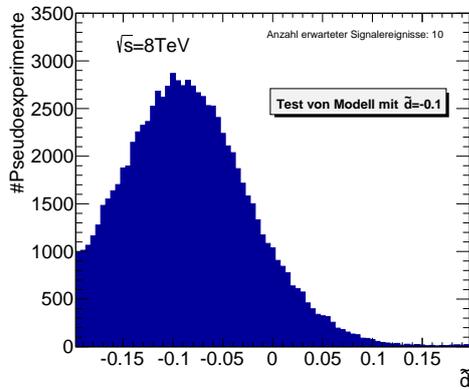
$$V[\hat{d}] \approx - \left. \frac{d^2 \ln L}{d\tilde{d}^2} \right|_{\tilde{d}=\hat{d}} \quad (\text{A.9})$$

die sogenannte **Graphische Methode** zur Bestimmung der Standardabweichung des besten Schätzers  $\hat{d}$  motiviert werden: Durch Umformung der Taylorreihe findet sich

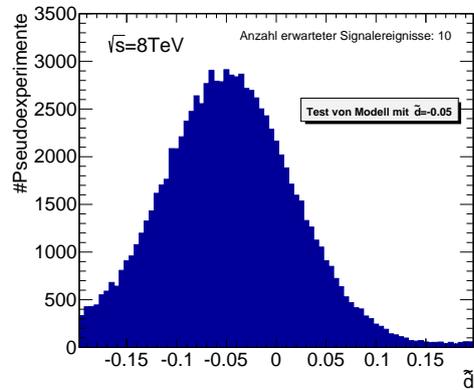
$$\ln L[\tilde{d} \pm \sigma_{\tilde{d}}] = \ln L_{\max} - \frac{1}{2}, \quad (\text{A.10})$$

was auf eine Differenz der Log-Likelihood-Werte von 1/2 zwischen Maximum und  $\tilde{d} \pm \sigma_{\tilde{d}}$  schließen lässt, oder äquivalent von 1, falls die in Abbildung A.1 gezeigte Funktion verwendet wird.

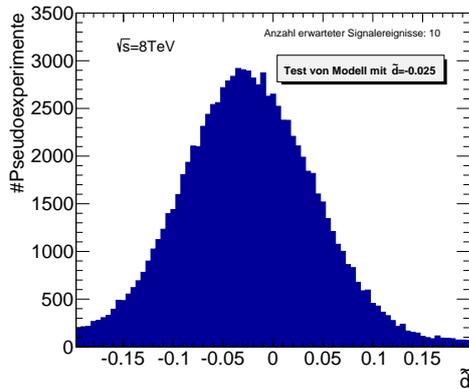
## A.2 Maximum-Likelihood-Schätzer für $\tilde{d} \neq 0$ -Modelle



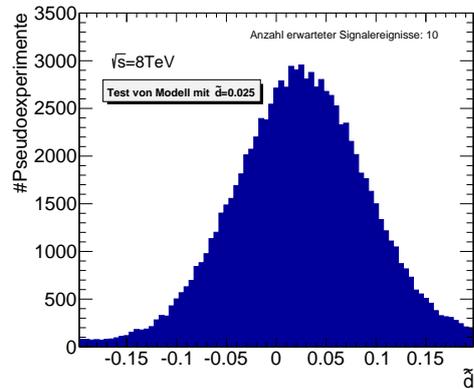
(a)



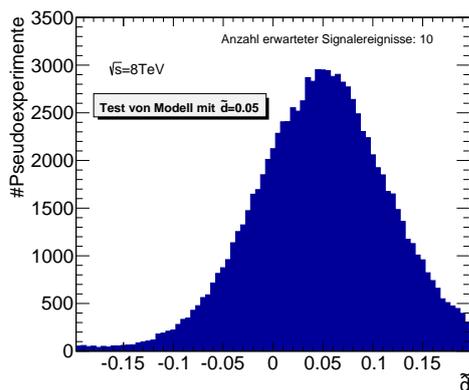
(b)



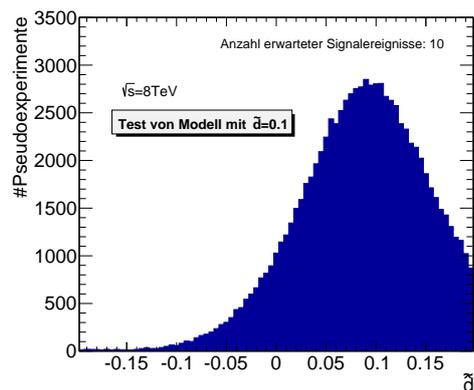
(c)



(d)



(e)



(f)

Abbildung A.2: Verteilung der besten ML-Schätzer auf  $\tilde{d}$  für getestete Modelle mit  $\tilde{d} = \pm 0,025, \pm 0,05, \pm 0,1$

## A.3 Eichkurven für verschiedene Einschränkungen des $O$ -Wertebereiches

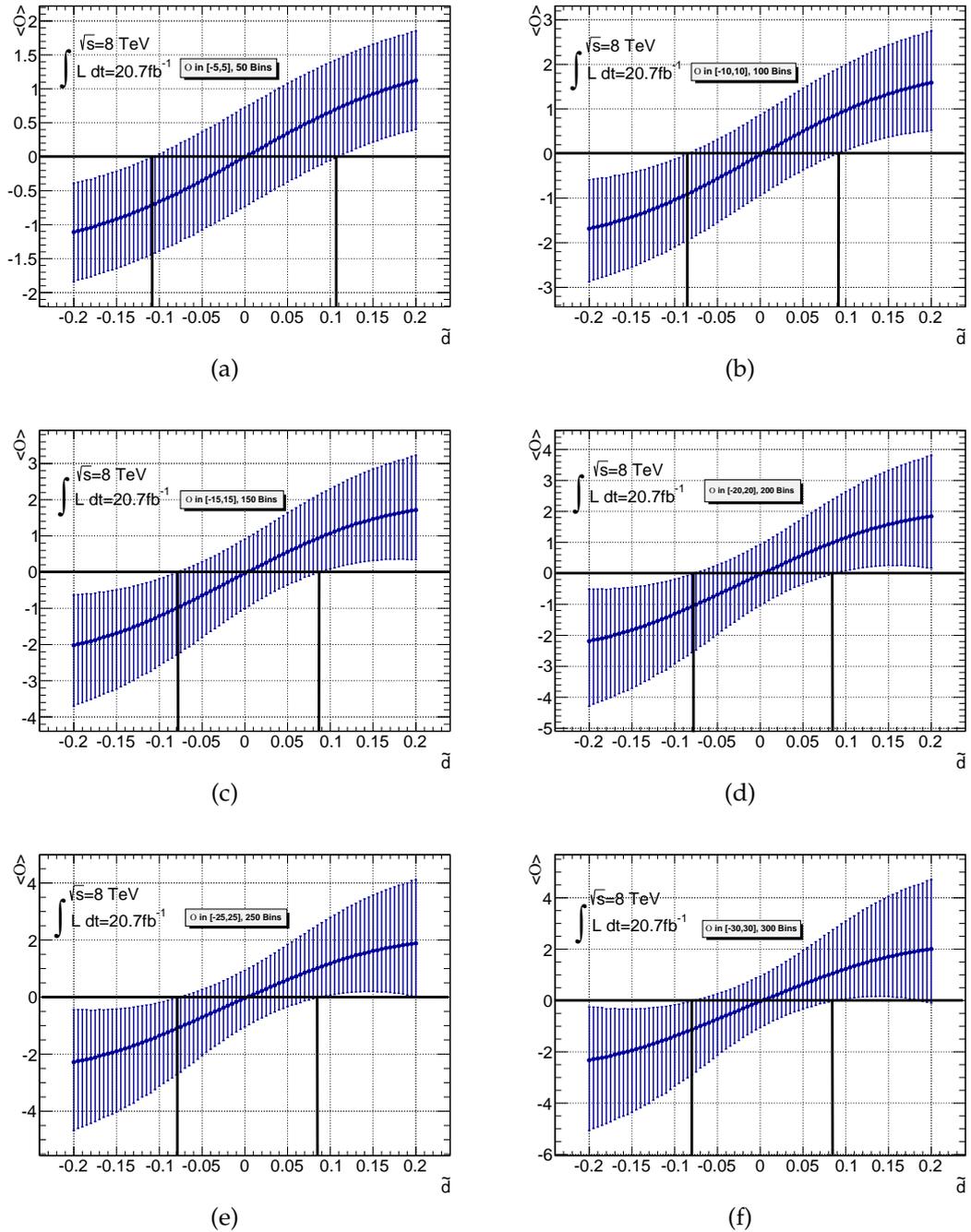


Abbildung A.3: Eichkurven für VBF-Signal auf Rekonstruktionsniveau für verschiedene Einschränkungen des Wertebereiches von  $O$  in den Modellvorhersagen

## A.4 Validierung des $\gamma\gamma$ -Untergrundes

### VBF-Schnittvariablen im $m_{\gamma\gamma}$ -Profil

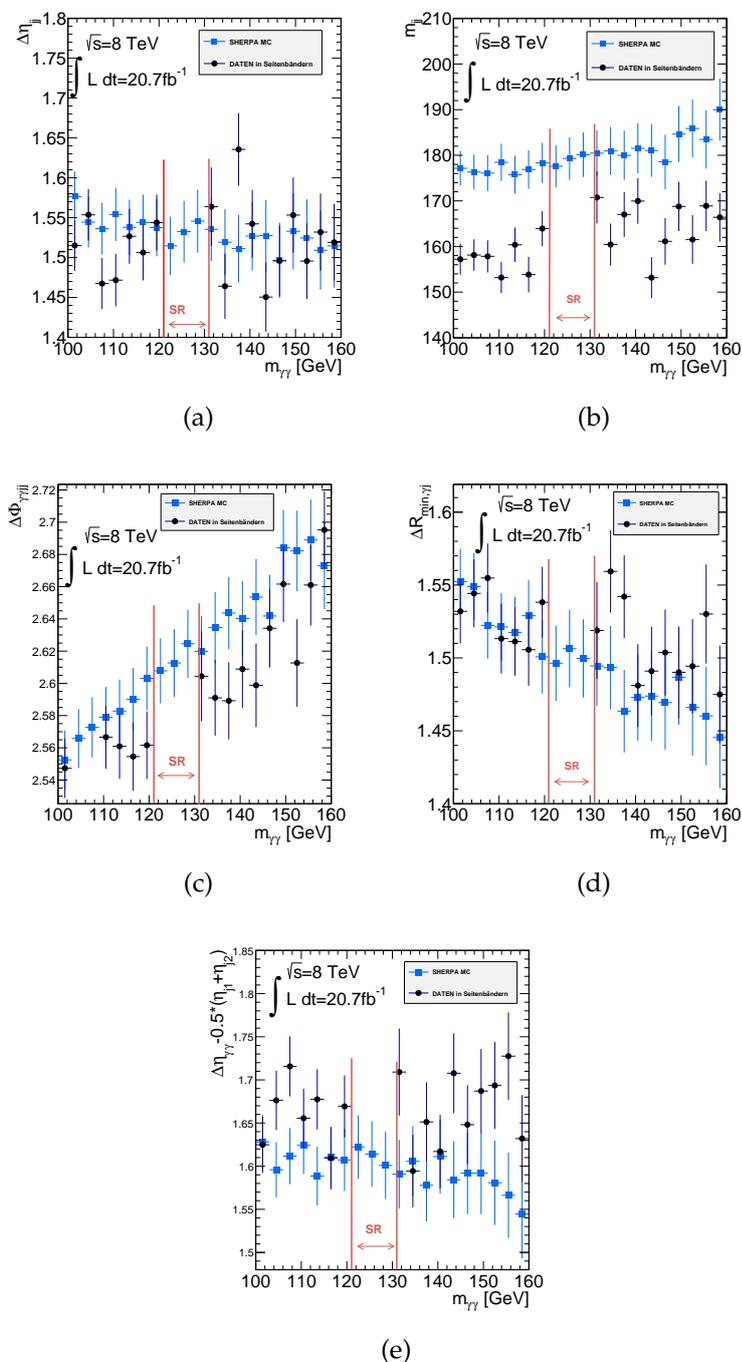


Abbildung A.4: Schnittvariablen im Profil der invarianten Zwei-Photon-Masse nach inklusiver  $\gamma\gamma$ -Selektion für Daten in Seitenbändern und für simulierten  $\gamma\gamma$ -Untergrund

## A.5 Systematische Unsicherheiten für $\Delta\Phi_{jj,vz}$

### Unsicherheiten aus NLO und Skalen

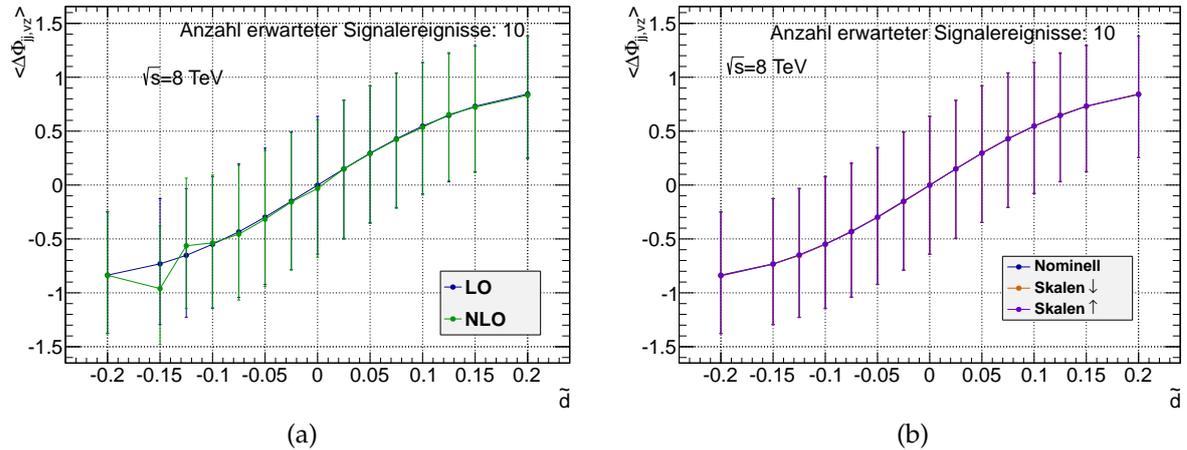


Abbildung A.5: Einfluss systematischer Unsicherheiten auf die Eichkurve für  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  für VBF-Signal (berechnet mit VBFNLO): a) Vergleich von Eichkurven für führende und nächstführende Ordnung in der Wirkungsquerschnittberechnung b) Vergleich von Eichkurven für verschiedene Wahlen von Faktorisierungs- und Renormierungsskala.

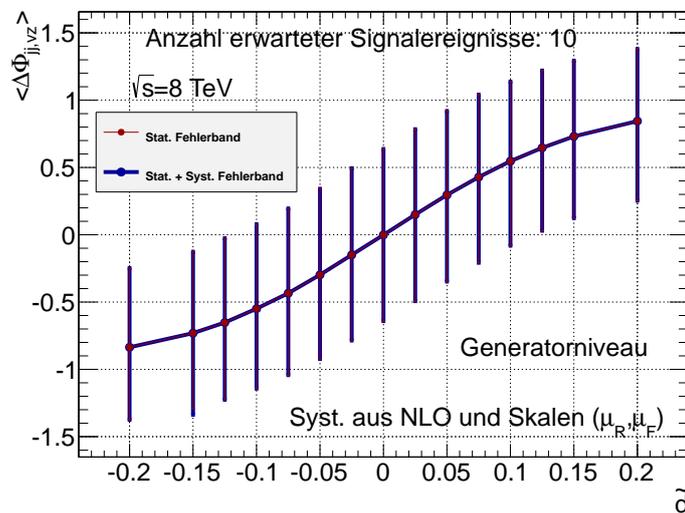


Abbildung A.6: Kombiniertes Einfluss aus Unsicherheiten von NLO-Berechnungen und Skalen für  $\Delta\Phi_{jj,vz}$  für VBF-Signal (berechnet mit VBFNLO): Im Vergleich zum statistischen Fehlerband können die systematischen Unsicherheiten vernachlässigt werden.

## Unsicherheiten auf Wirkungsquerschnitte

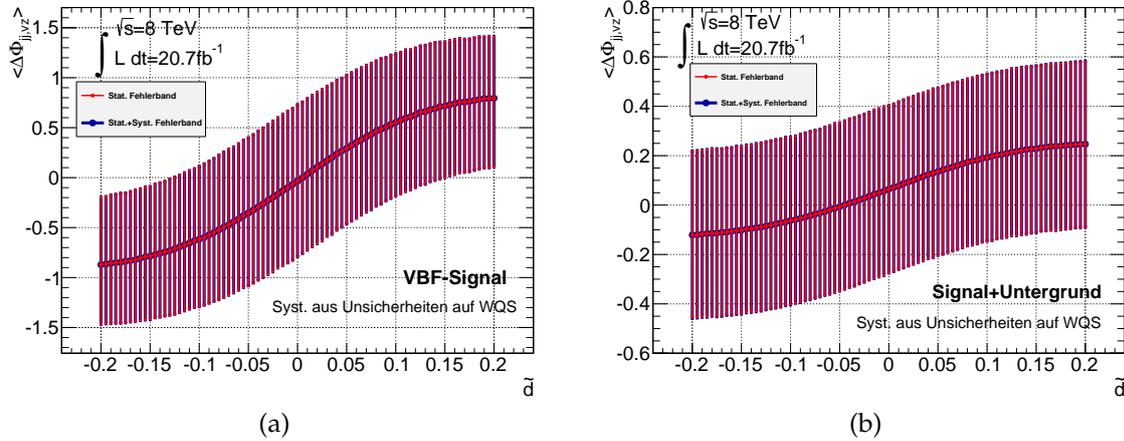


Abbildung A.7: Einfluss von Unsicherheiten auf den Wirkungsquerschnitt auf die Eichkurve für  $\Delta\Phi_{jj,VZ}$  auf Detektorniveau: a) VBF-Signal und b) Signal und Untergrund. Der Einfluss ist in beiden Fällen verschwindend gering verglichen mit der Breite des statistischen Fehlerbands.

## Experimentelle Unsicherheiten

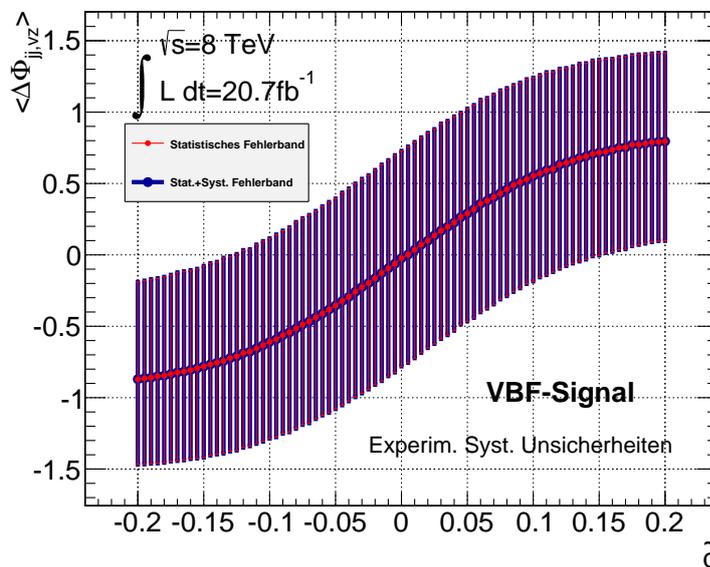


Abbildung A.8: Einfluss experimenteller Unsicherheiten auf die Eichkurve für  $\Delta\Phi_{jj,VZ}$  für VBF-Signal auf Detektorniveau. Es werden Photonidentifikationsunsicherheiten und Photon- und Jetenergieskalenunsicherheiten berücksichtigt. Wiederum dominiert im Vergleich das statistische Fehlerband.

# Literatur

- [1] UA1 Collaboration, G. Arnison u. a., „Experimental Observation of lepton pairs of invariant mass around  $95 \text{ GeV}/c^2$  at the CERN SPS collider“, *Phys. Lett. B* 129 Nr. 398 (1983).
- [2] UA2 Collaboration, P. Bagnaia u. a., „Evidence for  $Z \rightarrow e^-e^+$  at the CERN  $\bar{p}p$  collider“, *Phys. Lett. B* 307 Nr. 130 (1983).
- [3] F. Englert und R. Brout, „Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons“, *Phys. Rev. Lett.* 13 321-323 (1964).
- [4] P. Higgs, „Broken symmetries, massless particles and gauge fields“, *Phys. Rev. Lett.* 12 132-133 (1964).
- [5] P. Higgs, „Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons“, *Phys. Rev. Lett.* 13 508-509 (1964).
- [6] G. Guralnik, C. Hagen und T. Kibble, „Global Conservation Laws and Massless Particles“, *Phys. Rev. Lett.* 13 585-587 (1964).
- [7] ATLAS Collaboration, G. Aad u. a., „Observation of a new particle in the search for the Standard Modell Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC“, *Phys. Lett. B* 716 1-29 (2012), arXiv: 1207.7214.
- [8] CMS Collaboration, S. Chatrchyan u. a., „Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC“, *Phys. Lett. B* 716 30-61 (2012), arXiv: 1207.7235.
- [9] V. Hankele, G. Klämke, D. Zeppenfeld und T. Figy, „Anomalous Higgs boson couplings in vector boson fusion at the CERN LHC“, *Phys. Rev. D* 74 095001 (2006), arXiv: hep-ph/0609075.
- [10] D. Atwood und A. Soni, „Analysis for Magnetic Moment and Electric Dipole Moment Form Factors for the Top Quark via  $e^-e^+ \rightarrow t\bar{t}$ “, *Phys. Rev. D* 45 2405 (1992).
- [11] M. Davier, L. Duflot, F. LeDiberder und A. Rougé, „The optimal method for the measurement of tau polarization“, *Phys. Lett. B* 306 411 (1993).
- [12] M. Diehl und O. Nachtmann, „Optimal observables for the measurement of three gauge boson couplings in  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ “, *Zeitschrift für Physik C, Particles and Fields*, Volume 62, Issue 3 (1994) 397–411.

- [13] K. Arnold, J. Bellm, G. Bozzi, F. Campanario, C. Englert, B. Feigl, J. Frank, T. Figy, B. Jager, M. Kerner, M. Kubocz, C. Oleari, S. Palmer, M. Rauch, H. Rzehak, F. Schissler, O. Schlimpert, M. Spannowsky und D. Zeppenfeld, *VBFNLO: A parton level Monte Carlo for processes with electroweak bosons-Manual for Version 2.6.0*, 2012, arXiv: 1107.4038v2.
- [14] K. Arnold, J. Bellm, G. Bozzi, F. Campanario, C. Englert, B. Feigl, J. Frank, T. Figy, B. Jager, M. Kerner, M. Kubocz, C. Oleari, S. Palmer, M. Rauch, H. Rzehak, F. Schissler, O. Schlimpert, M. Spannowsky und D. Zeppenfeld, „Release Note-Vbfno-2.6.0“ (2012), arXiv: hep-ph/1207.4975.
- [15] S. Herb u. a., „Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV-Proton-Nucleus-Collisions“, *Phys.Rev.Lett* 39 (1977) 252–255.
- [16] CDF Collaboration, F. Abe u. a., „Observation of Top Quark Production in  $p\bar{p}$  Collisions with the Collider Detector at Fermilab“, *Phys.Rev.Lett* 74 (1995) 2626–2631.
- [17] D0 Collaboration, S. Albachi u. a., „Search for High Mass Top Quark Production in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV“, *Phys.Rev.Lett* 74 (1995) 2422–2426.
- [18] DONUT Collaboration, K. Kodama u. a., „Observation of tau neutrino interactions“, *Phys.Lett B* 504 (2001) 218–224, arXiv: hep-ex/0012035 [hep-ex].
- [19] KIT Karlsruher Institut für Technologie, Lexikon, Eintrag: Standardmodell der Teilchenphysik, <http://psi.physik.kit.edu/97.php>.
- [20] Particle Data Group, J. Beringer u. a., „Review of particle physics“, *Phys.Rev. D* 86, 010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition.
- [21] SNO Collaboration, Q. Ahmad u. a., „Measurement of Charged Current Interactions Produced by  $^8\text{B}$  solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory“, *Phys.Rev.Lett* 87 (2001) 071301, arXiv: nucl-ex/0106015.
- [22] SNO Collaboration, „Direct Evidence For Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory“, *Phys.Rev.Lett* 89 (2002) 011301.
- [23] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda u. a., „Measurement of the rate of  $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$  interactions produced by  $^8\text{B}$  solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory“, *Phys.Rev.Lett* 81 (1998) 1562, arXiv: hep-ex/9807003.
- [24] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, 2nd revised ed., Wiley-VCH, 2008.
- [25] F. Halzen und A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley and Sons, 1984, ISBN: 9780471887416.

- 
- [26] P. Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, 2. überarbeitete Auflage, Springer, 1988.
- [27] N. Cabbibo, „Unitarity Symmetry and Leptonic decays“, *Phys.Rev.* 127 (1963) 965–970.
- [28] M. Kobayashi und T. Maskawa, „CP-Violation in the Renormalization Theory of Weak Interactions“, *Prog. Theo. Phys.* 49 no. 2 (1973) 652–657.
- [29] S. Glashow, „Partial Symmetries of Weak Interactions“, *Nucl.Phys.* 22 (1961) 579.
- [30] A. Salsam und J. Ward, „Electromagnetic and weak interactions“, *Phys.Lett.* 13 (1964) 168.
- [31] S. Weinberg, „A Model of Leptons“, *Phys.Rev.Lett.* 19 (1967) 1264.
- [32] T.-P. Cheng und L.-F. Li, *Gauge Theory of Elementary Particle Physics*, 1. publ. edition, Oxford:Clarendon Press, 2000.
- [33] M. E. Peskin und D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Addison-Wesley Publishing Company, 1995.
- [34] H. v. Radziewski, „Search for the Neutral Higgs Bosons of the Minimal Supersymmetric Standard Model in the  $\tau_e\tau_\mu$ -Decay Mode at  $\sqrt{s} = 7\text{ GeV}$  with the ATLAS Detector“, Diss.: Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Physikalisches Institut, 2014.
- [35] B. Lee, C. Quigg und H. Thagger, „Weak interactions at very high energies:The role of the Higgs-boson mass“, *Phys. Rev. D* 16 (1977) 1519.
- [36] S. Dittmaier und M. Schumacher, „The Higgs Boson in the Standard Model - From LEP to LHC: Expectations, Searches, and Discovery of a Candidate“, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 70 (2013) 1–54.
- [37] J. Ellis, J. Espinosa, G. Giudice, A. Hoecker und A. Riotto, „The Probable Fate of the Standard Model“, *Phys. Lett. B* 679 (2009).
- [38] J. Ellis, J. Espinosa, G. Giudice, A. Hoecker und A. Riotto, „The Probable Fate of the Standard Model“, *Phys. Lett. B* 679 (2009) 369–375.
- [39] M. Baak, M. Goebel, J. Haller, A. Höcker, D. Ludwig, K. Mönig, M. Schott und J. Stelzer, „Updated Status of the Global Electroweak Fit and Constraints on New Physics“, *Eur. Phys. J. C* 72 (2012).
- [40] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, „Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP“, *CERN-EP/2003-011* (2003).
- [41] CDF and D0 Collaborations, „Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to  $8,6\text{ fb}^{-1}$  of Data“, *arXiv:1107.5518[hep-ex]* (2011).

- [42] HSG1 Group, „Mass measurement in the  $H \rightarrow \gamma\gamma$  channel“, *Tech.Rep. ATL-COM-PHYS-2013-097* (2013).
- [43] B. Povh, *Teilchen und Kerne*, 4., Springer, 1993.
- [44] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne und G. Watt, „Parton distributions for the LHC“, *Eur.Phys.J. C* 63 (2009) 189–285.
- [45] J. Collins, D. Soper und G. Sterman, „Factorization of Hard Processes in QCD“, *Adv.Ser.Direct.High Energy Phys.* 5 (1988) 1–91.
- [46] J. Campbell, J. Huston und W. Stirling, „Hard Interactions of Quarks and Gluons: a Primer for LHC Physics“, *Rept.Prog.Phys.* 70 (2007) 89.
- [47] S. Heinemeyer, C. Mariotti, G. Passarino, R. Tanaka u. a., „Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties: Report of the LHC Cross Section Working Group“, *10.5170/CERN-2013-004* (2013).
- [48] ATLAS Collaboration, G. Aad u. a., „Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data“, *Phys.Lett. B* 726 (2013) 120–144.
- [49] L. Landau, „On the angular momentum of a two-photon system“, *Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz.* 60 207 (1948).
- [50] C.-N. Yang, „Selection Rules for the Dematerialization of a Particle Into Two Photons“, *Phys. Rev.* 77 242 (1950).
- [51] The ATLAS Collaboration, „Study of the spin of the new boson with up to  $25 \text{ fb}^{-1}$  of ATLAS data“, *ATLAS-CONF-2013-040* (2013).
- [52] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross und O. Vitells, „Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics“, *Eur.Phys.J. C* 71 (2011) 1554.
- [53] A. Sakharov, „Violation of CP Invariance, C Assymetry, and Baryon Assymetry of the Universe“, *JETP Lett.* 5 (1967) 24.
- [54] J. Christenson u. a., „Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson“, *Phys.Rev.Lett.* 13 (1964) 138.
- [55] T. Figy und D. Zeppenfeld, „QCD Corrections to Jet Correlations in Weak Boson Fusion“, *Phys.Lett. B* 591 *hep-ph/0403297* (2004) 279.
- [56] L3 Collaboration, P. Achard u. a., „Search for Anomalous Couplings in the Higgs-Sektor at LEP“, *Phys.Lett. B* 318 *hep-ex/0403037* (1993) 89.

- [57] G. Gounaris, F. Renard und N. Vlachos,  
„Tests of Anomalous Higgs Boson Couplings through  $e^+e^- \rightarrow ZH$  and  $\gamma H$ “  
(1995), arXiv: hep-ph/9509316.
- [58] K. Hagiwara, R. Peccei und D. Zeppenfeld,  
„Probing the weak boson sector in  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ “,  
*Nucl.Phys.B* 282 (1987) 253–307.
- [59] B. Grzadkowski und J. Wudka,  
„Higgs boson production at  $e^+e^-$ -colliders - a model independent approach“,  
*Nucl.Phys. B* 365 (1995) 49–54.
- [60] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff u. a.,  
„Search for CP Violation in  $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$  and an Upper Limit on the Weak  
Dipole Moment of the  $\tau$  Lepton“,  
*Zeitschrift für Physik, C Particles and Fields, Volume 74, Issue 3* (1997) 403–413.
- [61] H. Voss, „Messung der Drei-Eichboson-Kopplungen in  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}l\bar{\nu}_l$   
Ereignissen mit optimalen Observablen bei OPAL“,  
Diss.: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn,  
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, 2000.
- [62] M. Schumacher und DESY,  
„Determination of the CP quantum numbers of the Higgs boson and test of  
CP invariance in the Higgs-strahlung process at a future  $e^+e^-$  linear collider“,  
*2nd ECFA/DESY Study 1998-2001* (2001) 1403–1417.
- [63] M. Ciccolini, A. Denner und S. Dittmaier,  
„Strong and electroweak corrections to the production of Higgs + 2-jets via  
weak interactions at the LHC“, *Phys.Rev.Lett* 99 (2007) 161803.
- [64] M. Ciccolini, A. Denner und S. Dittmaier, „Electroweak and QCD corrections  
to Higgs production via vector-boson fusion at the LHC“,  
*Phys.Rev.Lett* D77 (2008) 013002.
- [65] A. Denner, S. Dittmaier und A. Mück,  
„HAWK: A Monte Carlo Generator for the production of Higgs bosons  
Attached to Weak bosons at hadron colliders“,  
<http://omnibus.uni-freiburg.de/sd565/programs/hawk/hawk.html> (2010).
- [66] J. Neyman, „Outline of a Theory of Statistical Estimation Based on the  
Classical Theory of Probability“,  
*Philosophical Transaction of the Royal Society of London A*, 236 (1973) 333–380.
- [67] O. Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole und  
P. Proudlock, „LHC Design Report, Vol. I The LHC Main Ring“,  
CERN-2004-003 (2004).
- [68] L. Evans und P. Bryant, „LHC Machine“, *J. Instrum.* 3 S08001 (2008).
- [69] *Overall view of LHC experiments, CERN Dokument Server –*  
[http : //cdsweb.cern.ch](http://cdsweb.cern.ch),  
AC Collection. Legacy of AC. Pictures from 1992 to 2002, 1998.

- [70] ATLAS Collaboration, „The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider“, *JINST* 3 (2008) S08003.
- [71] CMS Collaboration, „CMS, the Compact Muon Solenoid: technical proposal“, *CERN-LHCC-94-38* (1994).
- [72] LHCb Collaboration, „LHCb: Technical Proposal“, *CERN-LHCC-98-004* (1998).
- [73] ALICE Collaboration, „The ALICE experiment at the CERN LHC“, *JINST* 3 (2008) S08002.
- [74] ALICE Collaboration, „First proton-proton collisions at the LHC as observed with the ALICE detector: measurement of the charged particle pseudorapidity density at  $\sqrt{s} = 900$  GeV“, *Eur.Phys.J. C* 65 (2010) 111–125.
- [75] ATLAS Collaboration, „Performance of the ATLAS Trigger System in 2010“, *Eur.Phys. J.* 72 (2012) 1849.
- [76] ATLAS Collaboration, „Performance of the ATLAS Trigger System in 2010“, *Eur.Phys. J. C* 72 (2012) 1849.
- [77] ATLAS Collaboration, „Expected photon performance in the ATLAS experiment“, *ATLAS-PHYS-PUB-2011-007* (2011).
- [78] ATLAS Collaboration, G. Aad u. a., „Selection for  $H \rightarrow \gamma\gamma$  analysis supporting note, for Moriond 2013“, *ATL-COM-PHYS-2013-093* (2013).
- [79] W. Lampl u. a., „Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance“, *ATL-LARG-PUB-2008-002* (2008).
- [80] G. Klämke, „Higgs plus 2 Jet Produktion in Gluonfusion“, Diss.: Fakultät für Physik der Universität (TH) Karlsruhe, 2008.
- [81] ATLAS Collaboration, G. Aad u. a., „Measurement of isolated-photon pair production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector“, *JHEP01* (2013) 086.
- [82] ATLAS Collaboration, G. Aad u. a., „Observation and study of the Higgs boson candidate in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC“, *Techn.Rep ATLAS-CONF-2012-168* (2012).
- [83] S. Agostinelli u. a., „GEANT4: A Simulation toolkit“, *Nucl. Instrum. Meth. A* 506 (2003) 250–303.
- [84] ATLAS Collaboration, „ATLAS Computing: Technical Design Report“, *Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva* (2005).

- [85] J. Pumplin, D. Stump, J. Huston u. a., „New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis“, *JHEP* 0207 (2002) 012.
- [86] H.-L. Lai, M. Guzzi, J. Huston u. a., „New parton distributions for collider physics“, *Phys.Rev. D*82 (2010) 074024.
- [87] S. Gieseke, D. Grellscheid, K. Hamilton, A. Ribon, P. Richardson, M. Seymour, P. Stephens und B. Webber, *Herwig++ 2.0 Release Note*, 2006, arXiv: hep-ph/0609306.
- [88] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari und E. Re, „Higgs boson production in gluon fusion“, *JHEP* 0904 (2009) 002, arXiv: 0812.0578.
- [89] T. Sjöstrand, S. Mrenna und P. Skands, „A Brief Introduction to PYTHIA 8.1“ (2007), arXiv: 0710.3820.
- [90] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, M. Schoenherr, S. Schumann, F. Siegert und J. Winter, „Event generation with SHERPA 1.1“, *JHEP* 0902:007 (2009).
- [91] ATLAS Collaboration, G. Aad u. a., „Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data“, *Eur. Phys. J. C*72 (2012) 1909.
- [92] ATLAS Collaboration, G. Aad u. a., „Measurement of the properties of the Higgs-like boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector using 25 fb<sup>-1</sup> of proton-proton collision data“, *ATLAS-CONF-2013-012* (2013).
- [93] M. Cacciari und G. Salam, „Pileup subtraction using jet areas“, *Physics Letters B*659 (2008) 119.
- [94] ATLAS Collaboration, G. Aad u. a., „Performance of missing transverse momentum reconstruction in ATLAS with 2011 proton-proton collision data at  $\sqrt{s} = 7$  GeV“, *ATLAS-CONF-2012-101* (2012).
- [95] HSG1 Group, „Supporting note for coupling measurements in diphoton channel, for Moriond 2013“, *Tech.Rep. ATL-COM-PHYS-2013-094* (2013).
- [96] HSG1 Working Group, „Improved analysis of the Search for the Higgs Boson Decaying to Two Photons with 4.9 fb<sup>-1</sup> of 7TeV data“, *Tech.Rep. ATL-COM-PHYS-2012-502* (2012).
- [97] G. Cowan, *Statistical Data Analysis*, Oxford University Press, 1998.
- [98] M. Cacciari, G. Salam und G. Soyez, „The anti-kt jet clustering algorithm“, *JHEP* 04 (2008) 63.
- [99] ATLAS Collaboration, G. Aad u. a., „Measurement of the Higgs boson mass from the  $H \rightarrow \gamma\gamma$  and  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  channels with the ATLAS detector using 25 fb<sup>-1</sup> of  $pp$  collision data“ (2014), arXiv: 1406.3827.

- [100] D. Zeppenfeld, G. Bozzi, F. Campanario, C. Englert, V. Hankele, S. Platzer, B. Jager, C. Oleari, M. Spannowsky und M. Worek, „NLO QCD corrections to processes with multiple electroweak bosons“ (2010), arXiv: 1002.0292.
- [101] M. Botje u. a., „The PDF4LHC working group interim recommendations“ (2011), arXiv: 1101.0538[hep-ph].
- [102] ATLAS Collaboration, G. Aad u. a., „Measurement of the Higgs boson mass from the  $H \rightarrow \gamma\gamma$  and  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  channels with the ATLAS detector using  $25 \text{ fb}^{-1}$  of pp collision data“ (2014), arXiv: 1406.3827.
- [103] N. Andari, M. Boonekamp, L. Carminati, N. Lorenzo Martinez, M. Rimoldi, R. Turra und G. Unal, „Calibration systematic uncertainties:overview and correlations“, *ATL-COM-PHYS-2013-1654* (2013).

# Danksagungen

Ich möchte mich bei sehr vielen Menschen dafür bedanken, dass sie mich unterstützt, begleitet und - falls nötig - abgelenkt haben auf meinem Weg zu diesem Punkt, an welchem ich stolz diese Arbeit und damit mein Studium beenden darf. Ein paar Besondere müssen speziell erwähnt werden:

Markus Schumacher, dir danke ich für die Bereitstellung eines neuen, sehr interessanten, weil vielleicht etwas gewagten Themas samt Arbeitsplatz und sympathischer Arbeitsgruppe und für dein kompetentes Wissen in der Teilchenphysik, aber auch im Alltag eines Teilchenphysikers (Imitationen). Du hattest immer ein paar Minütchen Zeit zu helfen und hast dich immer sehr gefreut darüber (deine "Physik" am Tag).

Ein sehr großer Dank gilt meinen wechselnden „Betreuern“: Martin, der es zu Anfang mit mir als absolutem Programmierneuling bestimmt nicht leicht hatte. Stan, der mir durch die stressige Endzeit geholfen hat, den ich häufig mit dem gleichen Problem aufgesucht habe und der sich immer wieder gerne darauf eingelassen und am Ende alles korrigiert hat. Deine hervorstechendste Eigenschaft ist dein Humor, wenn die Welt gerade untergeht. Vielen Dank! Flo, mein Leidensgenosse, wir hatten es insbesondere zu Anfang nicht immer leicht, aber du hast dich trotz allem immer am meisten und wie ich finde mit Bravour der Herausforderung gewidmet, mit mir meine Gedankenstränge zu entwirren. Mag das auch nicht immer sofort angekommen sein, aber ich habe von deinen vielen guten Ratschägen und Tips zur Physik und allem Anderen sehr profitiert. Sei nicht so bescheiden, denn der schwarze Gürtel steht dir definitiv nicht nur in LateX zu. Danke dir!

Alle anderen „Schumis“, zu denen ich häufig mit meinen kleinen oder größeren Problemchen kommen konnte und die ausnahmslos alle immer ein offenes Ohr hatten, müssen hier auch erwähnt werden. Das ist vor allem Michael, der mir so manches mal meinen Code und wie ich immer sage meinen Tag gerettet hat. Es ist unglaublich, wie du dich auf jedes fremde Problem einlässt, auch wenn eigentlich 100 andere auf deiner Liste stehen. Mir dir kann man sich im Übrigen auch super auf langen Autofahrten unterhalten. Außerdem Christian, mein "konstanter" Zimmerkollege, der immer freundlich und hilfreich war, obwohl er vielleicht auch häufig mal lieber die Ohren verschlossen hätte. Danke!

Meinen größte Dankbarkeit gilt meinen Eltern (und dem Rest der Familie), die mich durch ihre rückhaltlose Unterstützung und ihren Stolz unbewusst immer animiert haben, meinen Weg zu gehen, auch wenn das meistens nicht der leichteste (auch für sie) war. Danke!

Allen meinen Freunden, die sich mit mir so viel Zeit in der Uni bei Vorlesungen, Praktika, Zettel rechnen, Vorträgen und Klausuren vorbereiten um die Ohren geschlagen haben und jenen, denen das noch nicht genug war und die mit mir auch die komplette Freizeit gemeinsam verplant haben. Schlussendlich danke Dany für einiges an Ablenk- und Aufbauversuchen.