

**Studien zur Optimierung und  
Massenrekonstruktion in der Suche nach dem  
Higgs-Boson des Standardmodells  
im Zerfall  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$   
mit dem ATLAS-Experiment**

**Diplomarbeit**

**Physikalisches Institut**

**Fakultät für Mathematik und Physik**

**Albert-Ludwigs-Universität Freiburg**

vorgelegt von  
Julian Maluck

April 2013

**Betreuer:**

Prof. Dr. Markus Schumacher

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das Standardmodell und der Higgs-Mechanismus</b>	<b>3</b>
2.1	Die Elementarteilchen des Standardmodells . . . . .	3
2.2	Eichprinzipien und Wechselwirkungen . . . . .	5
2.2.1	Freie Teilchen . . . . .	5
2.2.2	Quantenelektrodynamik (QED) . . . . .	6
2.2.3	Quantenchromodynamik (QCD) . . . . .	7
2.2.4	Elektroschwache Vereinigung . . . . .	8
2.3	Der Higgs-Mechanismus . . . . .	10
2.3.1	Symmetriebrechungen . . . . .	10
2.3.2	Einschränkungen der Higgs-Masse . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Signal- und Untergrundprozesse</b>	<b>17</b>
3.1	Mechanismen zur Higgs-Boson-Produktion . . . . .	17
3.2	Zerfälle des Higgs-Bosons . . . . .	20
3.3	Untergrundprozesse . . . . .	21
3.4	Proton-Proton Kollisionen . . . . .	24
3.5	Ereignisgeneratoren . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>29</b>
4.1	Der Large Hadron Collider (LHC) . . . . .	29
4.2	Der ATLAS Detektor . . . . .	30
4.2.1	Das Koordinatensystem . . . . .	31
4.2.2	Der Spurdetektor . . . . .	32
4.2.3	Das Kalorimeter . . . . .	34
4.2.4	Das Myonspektrometer . . . . .	36
4.2.5	Das Triggersystem . . . . .	37
4.3	Datennahme . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Ereignisrekonstruktion</b>	<b>39</b>
5.1	Elektronen . . . . .	39
5.2	Myonen . . . . .	41
5.3	Jets . . . . .	42
5.4	$\tau$ -Jets . . . . .	44
5.5	Jets aus $b$ -Quarks . . . . .	45
5.6	Fehlende transversale Energie . . . . .	47
5.7	<i>Pile-Up</i> . . . . .	49
<b>6</b>	<b>Ereignisselektion</b>	<b>53</b>
6.1	Vorselektion . . . . .	53

6.1.1	Vertexrekonstruktion . . . . .	53
6.1.2	Trigger . . . . .	54
6.1.3	Leptonen . . . . .	55
6.1.4	Jet Selektion und <i>Overlap Removal</i> . . . . .	57
6.2	Topologische Selektion . . . . .	58
6.2.1	Basisselektion . . . . .	59
6.2.2	VBF-Kategorie . . . . .	66
6.2.3	<i>Boosted</i> -Kategorie . . . . .	69
6.2.4	VH-Kategorie . . . . .	70
6.2.5	1-Jet-Kategorie . . . . .	72
6.2.6	0-Jet-Kategorie . . . . .	74
6.3	Zusammenfassung der Ereignisselektion . . . . .	75
6.4	Optimierungsstudie in der VBF-Kategorie . . . . .	78
<b>7</b>	<b>Abschätzung der Untergrundprozesse und systematische Unsicherheiten</b>	<b>85</b>
7.1	Methoden für datenbasierte Bestimmung der Untergrundprozesse . . . . .	85
7.1.1	$Z \rightarrow \tau\tau$ Abschätzung mit der Embedding-Methode . . . . .	85
7.1.2	Untergrund mit fehlidentifizierten Leptonen . . . . .	89
7.1.3	Drell-Yan-Korrekturfaktor . . . . .	90
7.1.4	Normierungsfaktor der Untergründe mit Top-Quarks . . . . .	92
7.2	Systematische Unsicherheiten . . . . .	93
7.2.1	Theoretische Unsicherheiten . . . . .	93
7.2.2	Unsicherheiten bei der Rekonstruktion von Leptonen . . . . .	94
7.2.3	Unsicherheiten bei der Rekonstruktion von Jets und fehlender Energie . . . . .	95
7.2.4	Unsicherheiten der datenbasierten Untergrundabschätzungen . . . . .	95
7.3	Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten . . . . .	97
<b>8</b>	<b>Massenrekonstruktion</b>	<b>99</b>
8.1	Effektive Masse . . . . .	99
8.2	Kollineare Näherung . . . . .	99
8.3	Der Missing Mass Calculator (MMC) . . . . .	101
8.3.1	Funktionsweise des MMC . . . . .	101
8.3.2	Der Scan . . . . .	102
8.3.3	Rekonstruktion der Vierervektoren . . . . .	104
8.3.4	Gewichtung der Scanpunkte . . . . .	107
8.3.5	Die Korrektur der fehlenden Energie anhand des MMC . . . . .	112
8.3.6	Auswertung des Scans . . . . .	114
8.4	Der Einfluss der fehlenden Energie $\cancel{E}_T$ . . . . .	114
8.5	Studien zum MMC-Algorithmus . . . . .	118
8.5.1	Modifikation des Scans über $\cancel{E}_T$ . . . . .	118
8.5.2	Modifikation der Gewichtungsfunktion für $\cos\theta^*$ . . . . .	120
8.6	Vergleich der Ergebnisse der Massenrekonstruktionsalgorithmen . . . . .	124
<b>9</b>	<b>Analyseergebnisse und Ausblick</b>	<b>131</b>
9.1	Hypothesentest und Ausschlussgrenzen . . . . .	131
9.2	Optimierungsstudie für zukünftige Analysen . . . . .	134
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>145</b>
	<b>Anhang</b>	<b>i</b>

<b>A</b>	<b>Statistische Grundlagen</b>	<b>i</b>
A.1	Der Profile-Likelihood-Quotient . . . . .	i
	Erwartete Sensitivität von Zählexperimenten . . . . .	iv
A.2	Likelihood-Funktion der Analyse . . . . .	vi
<b>B</b>	<b>Liste systematischer Unsicherheiten</b>	<b>ix</b>
<b>C</b>	<b>Massenverteilungen für Optimierungsstudie</b>	<b>xv</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>xxx</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik gilt bis heute als die erfolgreichste Theorie zur einheitlichen Beschreibung aller beobachteten Phänomene der Teilchenphysik. Die theoretischen Grundlagen des Standardmodells wurden in den 60er und 70er Jahren des letzten Jahrhunderts entwickelt. Seitdem wurden die Vorhersagen des Standardmodells mit hoher Präzision in einer Vielzahl an Experimenten bestätigt. Das Higgs-Boson wird als letzter fehlender Baustein des Standardmodells angesehen. Dessen Existenz wurde vor knapp 50 Jahren durch den *Brout-Englert-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble-Mechanismus* (kurz: Higgs-Mechanismus) vorhergesagt. Durch diesen Mechanismus wird erklärt, wie die Existenz massiver Eichbosonen und Fermionen mit der Forderung nach lokaler Eichinvarianz, auf der die gesamte Beschreibung der Wechselwirkungen im Standardmodell basiert, in Einklang gebracht werden kann.

Der 4. Juli 2012 stellt einen historischen Moment in der Geschichte der Teilchenphysik und des Standardmodells dar. Nach über 40 Jahren der Suche nach dem Higgs-Boson an verschiedenen Experimenten entdeckten die Experimente *ATLAS* und *CMS* in Proton-Proton-Kollisionen am *Large Hadron Collider* (LHC) ein neues Boson mit einer Masse von  $\sim 126$  GeV. Die daraufhin folgenden Messergebnisse in Bezug auf Kopplungsstärken und Spin-CP-Eigenschaften in bosonischen Zerfallskanälen sind mit den vorhergesagten Eigenschaften eines Higgs-Bosons im Standardmodell vollständig verträglich.

Im Standardmodell werden ebenfalls fermionische Zerfälle, insbesondere Zerfälle in  $\tau$ -Leptonen, des Higgs-Bosons erwartet. Alle Ergebnisse zur Suche des Higgs-Bosons in fermionischen Zerfallskanälen, die bis März 2013 veröffentlicht wurden, sind mit den Vorhersagen des Standardmodells verträglich. Die Hinweise auf die Existenz des Higgs-Bosons sind für die Verkündung einer Entdeckung in fermionischen Zerfallskanälen bis dato jedoch nicht signifikant genug. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Suche nach dem Higgs-Boson im Zerfallskanal  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ , in welchem beide  $\tau$ -Leptonen leptonic zerfallen. In diesem Kanal wird eine klare Detektorsignatur mit zwei sichtbaren Leptonen und fehlender transversaler Energie im Endzustand erwartet. Dennoch stellt die Separation von Signal- und Untergrundprozessen die größte Herausforderung der Analyse dar. Die Wahl einer massensensitiven finalen Diskriminante ist zur Unterscheidung der Signalprozesse vom irreduziblen Untergrundprozess  $Z \rightarrow \tau\tau$  von besonderer Bedeutung. Den Schwerpunkt dieser Arbeit bildet die genaue Untersuchung der verschiedenen Methoden zur Massenrekonstruktion des Higgs-Bosons in der Analyse. Dabei wird insbesondere detailliert auf den Algorithmus des sogenannten *Missing Mass Calculators* eingegangen. Des Weiteren wurden im Zuge dieser Arbeit Studien zur Optimierung der Separation von Signal- und Untergrundprozessen durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Studien werden an geeigneter Stelle bei der Vorstellung der gesamten Analyse, welche ebenfalls Ergebnisse von Kollaborationspartnern

## *Kapitel 1 Einleitung*

beinhalten, präsentiert.

Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse zur Suche des Higgs-Bosons im Kanal  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$  basiert auf Daten, die von Frühling bis Herbst 2012 mit dem ATLAS-Detektor aufgezeichnet wurden und eine Luminosität von  $13 \text{ fb}^{-1}$  ergeben. Die Schwerpunktsenergie in Proton-Proton-Kollisionen betrug dabei  $\sqrt{s} = 8 \text{ GeV}$ . Der Aufbau dieser Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 2 wird der mathematische Formalismus des Standardmodells und des Higgs-Mechanismus vorgestellt. Die Signal- und Untergrundprozesse, die für die Suche des Higgs-Bosons am LHC relevant sind, werden in Kapitel 3 beschrieben. Der experimentelle Aufbau ist in Kapitel 4 dargestellt. Der LHC beschleunigt die Protonen in den Energiebereich von mehreren TeV. Die Kollisionen werden mit dem ATLAS-Detektor aufgenommen und analysiert. In Kapitel 5 wird die Ereignisrekonstruktion dieser Analyse mit dem ATLAS-Detektor dargestellt. Die Rekonstruktion des Ereignisses dient der Zuordnung von Informationen der Detektorkomponenten auf physikalische Objekte und deren kinematische Eigenschaften. Die Ereignis Selektion der Analyse, die für eine Separation von Ereignissen aus Untergrundprozessen und Signalereignissen unter Ausnutzung topologischer Eigenschaften vorgenommen wird, ist in Kapitel 6 beschrieben. Kapitel 7 stellt die benutzten Methoden zur Abschätzung der Untergrundprozesse vor. Dabei wird ebenfalls auf die Betrachtung systematischer Unsicherheiten eingegangen. Der genauen Untersuchung der verschiedenen Methoden zur Massenrekonstruktion widmet sich Kapitel 8. Die Ergebnisse der Analyse und Vorschläge zur Optimierung für zukünftige Analysen werden in Kapitel 9 vorgestellt. Mit der Zusammenfassung der Ergebnisse und der Analyse in Kapitel 10 schließt das Werk.

# Kapitel 2

## Das Standardmodell und der Higgs-Mechanismus

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Wechselwirkungen und Phänomene der elementaren Bausteine der Materie. Der Erfolg des Standardmodells beruht insbesondere auf der Möglichkeit, in konsistenter Weise Ergebnisse und Messungen in der Teilchenphysik vorherzusagen, die dank fortschreitender Technologie immer präziser durchgeführt werden können. Die Quantenfeldtheorie bildet das mathematische Fundament der Theorie. Dieses Kapitel soll einen kurzen Überblick über das Standardmodell und den Higgs-Mechanismus geben. Weitere Ausführungen sind in Standardwerken der Literatur dargestellt [1–5].

### 2.1 Die Elementarteilchen des Standardmodells

Die im Standardmodell beschriebenen Elementarteilchen lassen sich aufgrund ihrer Eigenschaften in verschiedene Kategorien zusammenfassen. Eine der wichtigsten Unterteilungen lässt sich anhand des Spins eines Teilchens treffen. Zum einen tragen die *Fermionen* einen halbzahligen Spin von  $1/2$ , die *Bosonen* hingegen besitzen einen ganzzahligen Wert für den Spin. Der Spin legt die Darstellung der Lorentzgruppe und somit die relativistische Grundgleichung fest, die das freie Teilchen beschreibt. Ziel der Teilchenphysik ist neben der Theorie freier Teilchen vor allem eine Theorie der Wechselwirkungen von Teilchen zu entwickeln. Bis dato sind 4 Wechselwirkungen bekannt, auf die sich im Grunde jeder bekannte physikalische Prozess zurückführen lässt: die elektromagnetische Wechselwirkung, die starke Kraft, die schwache Kraft, sowie die Gravitation.

Eine weitere Kategorisierung der Teilchen lässt sich dadurch treffen, welcher Wechselwirkung sie unterliegen. So unterliegen unter den Fermionen die *Quarks* allen 4 Wechselwirkungen, die *Leptonen* hingegen reagieren nicht auf die starke Wechselwirkung. Im Laufe des Fortschritts der experimentellen Teilchenphysik wurden 3 Generationen von Quarks und Leptonen entdeckt: Die Fermionen innerhalb einer Generation unterscheiden sich lediglich in ihrer Masse. Tabelle 2.1 stellt alle bekannten Fermionen mit ihren charakterisierenden Eigenschaften der elektrischen Ladung und ihrer Masse vor.

Im nächsten Abschnitt 2.2 wird beschrieben, wie sich Wechselwirkungsprozesse in erster Ordnung als Kopplungen von sogenannten *Eichbosonen* zu den ein- und ausgehenden Teilchen auffassen lassen. Da in Teilchenkollisionen die Gravitation um etliche Größenordnungen schwächer

<b>Leptonen</b>				
Gene- ration	Name $\hat{=}$ <i>Flavour</i>	Symbol	Elektrische Ladung q [e]	Masse m [MeV]
1.	Elektron	$e$	1	0,51
2.	Myon	$\mu$	1	105,66
3.	$\tau$ -Lepton	$\tau$	1	$1776,82 \pm 0,16$
1.	$e$ -Neutrino	$\nu_e$	0	$< 2 \cdot 10^{-6}$
2.	$\mu$ -Neutrino	$\nu_\mu$	0	$< 0,19$
3.	$\tau$ -Neutrino	$\nu_\tau$	0	$< 18,2$

<b>Quarks</b>				
Gene- ration	Name $\hat{=}$ <i>Flavour</i>	Symbol	Elektrische Ladung q [e]	Masse m [MeV]
1.	Up	$u$	2/3	$2,3^{+0,7}_{-0,5}$
2.	Charm	$c$	2/3	$1275 \pm 25$
3.	Top	$t$	2/3	$(173,5 \pm 1) \cdot 10^3$
1.	Down	$d$	-1/3	$4,8^{+0,7}_{-0,3}$
2.	Strange	$s$	-1/3	$95 \pm 5$
3.	Bottom	$b$	-1/3	$4180 - 4650$

**Tabelle 2.1:** Die Spin-1/2 Teilchen des Standardmodells: Leptonen und Quarks [6].

als die übrigen Kräfte ist, lassen sich auf Ebene der experimentellen Elementarteilchenphysik keine Messungen zur Bestimmung der Natur der Gravitation durchführen. Die Eichbosonen der anderen Wechselwirkungen konnten nach theoretischer Vorhersage im Experiment nachgewiesen und deren Eigenschaften im Detail analysiert werden, wie in Tabelle 2.2 vorgestellt.

Als letzter Baustein des Standardmodells steht noch der experimentelle Nachweis des so genannten *Higgs*-Bosons aus. Im Juli 2012 wurde bei der Suche nach diesem in bosonischen Zerfallskanälen ein neues Teilchen entdeckt [7,8]. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit müssen zur vollständigen Identifikation des neu entdeckten Bosons noch weitere Quantenzahlen vermessen werden. In Tabelle 2.2 lässt sich ein Hinweis zur Forderung der Existenz des Higgs-Teilchens bereits erkennen: Das Photon sowie das Gluon sind masselos, doch die Eichbosonen der schwachen Kraft besitzen eine relativ hohe Masse. Im nächsten Abschnitt 2.2 wird gezeigt, wie das Prinzip der lokalen Eichinvarianz in der Theorie zunächst sogar masselose Eichbosonen fordert. Eine Möglichkeit die Theorie nach Nachweis massiver Eichbosonen in der schwachen Wechselwirkung konsistent zu halten bietet die Einführung des Higgs-Mechanismus (s. Abschnitt 2.3), welcher die Existenz des Higgs-Bosons  $H$  voraussagt.

Zur Komplettierung der Auflistung aller Teilchen des Standardmodells, muss noch erwähnt werden, dass jedes elektrisch geladene Fermion ein Antiteilchen besitzt. Die Existenz der Antiteilchen folgt aus der quadratischen Energie-Impuls-Beziehung der relativistischen Quantenfeldtheorie. Die Antiteilchen tragen die gleichen Eigenschaften wie ihre Partner, der einzige Unterschied liegt im Vorzeichen der additiven Quantenzahlen. Der experimentelle Nachweis, ob das elektrisch neutrale Antineutrino ein eigenes Teilchen oder nur einen anderen Zustand des

Eichbosonen				
Wechselwirkung	Name	Symbol	Elektrische Ladung q [e]	Masse m [MeV]
el.mag. Kraft	Photon	$\gamma$	0	0
starke Kraft	Gluon	$g$	0	0
schwache Kraft	$W^\pm$ -Boson	$W^\pm$	1	$80385 \pm 15$
	Z-Boson	$Z$	0	$91188 \pm 2$

**Tabelle 2.2:** Die Eichbosonen (Spin 1) des Standardmodells [6].

Neutrinos darstellt, steht noch aus [1]. Nachgewiesen ist eine Unterscheidung der Spinausrichtung: Projiziert man den Spin eines Neutrinos auf seine Flugrichtung, so zeigt er unter Annahme einer Neutrinomasse von  $m_\nu = 0$  immer entgegen der Flugrichtung<sup>1</sup>. Masselose Antineutrinos hingegen zeigen ausnahmslos eine Rechtshändigkeit auf, der Spin rotiert also im Uhrzeigersinn um die Flugrichtung des Teilchens. Das elektrisch geladene  $W^-$ -Boson und die farbgeladenen Gluonen mit Spin-1 besitzen ebenfalls ihre entsprechenden Antiteilchen. Das Photon, das Z-Boson, sowie das Higgs-Boson sind ladungsneutral und stellen ihre eigenen Antiteilchen dar.

## 2.2 Eichprinzipien und Wechselwirkungen

Die Quantenmechanik dient erfolgreich als physikalische Beschreibung kleinster Teilchen und atomarer Zustände. Allerdings lässt sie einige Fragestellungen offen: Durch die gesonderte Rolle des Zeitparameters in der Schrödingergleichung ist die Theorie nicht invariant gegenüber Lorentz-Transformationen. Des Weiteren kann die Quantenmechanik weder Erzeugungs- noch Annihilationsprozesse von Teilchen erklären. Diese offenen Fragen gelten als Grundlage für die Motivation zur Entwicklung der relativistischen Quantenfeldtheorie.

### 2.2.1 Freie Teilchen

Ein erster Ansatz für eine relativistische Feldgleichung sind die aus der Quantenmechanik bekannten Regeln der Substitution für Energie und Impuls ( $E \rightarrow i\frac{\partial}{\partial t}$ ,  $p \rightarrow -i\nabla$ ) und die relativistische Energie-Impuls-Beziehung:

$$E^2 = p^2 + m^2 \longrightarrow (\partial^2 + m^2)\Phi(x) = 0 \quad (2.1)$$

Diese **Klein-Gordon-Gleichung** beschreibt in der Quantenfeldtheorie ein freies Spin-0 Teilchen. Dirac fand eine weitere lorentzinvariante Gleichung für einen Spinor  $\psi$  mit 4 Komponenten:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0, \quad (2.2)$$

<sup>1</sup>Die linkshändigen Spinoren massiver Neutrinos bilden keinen Eigenzustand der Helizität. Die oben stehende Argumentation gilt dann nur im ultra-relativistischen Grenzfall.

wobei die  $\gamma$ -Matrizen durch die Clifford-Algebra

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu} \quad (\gamma_0)^\dagger = \gamma_0 \quad (\gamma_k)^\dagger = -\gamma_k \quad (k = 1, 2, 3) \quad (2.3)$$

definiert sind ( $g^{\mu\nu}$  ist hierbei die Minkowski Metrik). Die **Dirac-Gleichung** (2.2) dient zur Beschreibung freier Spin-1/2 Fermionen. Die relativistischen Feldgleichungen für masselose Spin-1 Teilchen sind bereits aus der klassischen Elektrodynamik bekannt: Freie Photonen werden mithilfe der **Maxwell-Gleichungen**

$$\partial^2 A^\mu(x) - \partial^\mu \partial_\nu A^\nu(x) = 0 \quad (2.4)$$

beschrieben, wobei  $A^\mu$  die Komponenten des elektromagnetischen 4-er Vektorpotentials darstellen. Die Maxwell-Gleichungen können mithilfe der **Proca-Gleichung** für massive Spin-1 Felder  $V$  verallgemeinert werden:

$$(\partial^2 + m^2)V^\mu(x) - \partial^\mu \partial_\nu V^\nu(x) = 0. \quad (2.5)$$

## 2.2.2 Quantenelektrodynamik (QED)

Die Beschreibung aller Wechselwirkungen in der Quantenfeldtheorie beruhen auf dem Prinzip der lokalen Eichinvarianz der Bewegungsgleichungen und der zugehörigen Lagrangedichten. Die Lagrangedichte  $\mathcal{L}_{\text{ferm}}$  des fermionischen Anteils der QED lautet:

$$\mathcal{L}_{\text{ferm}} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi \quad (2.6)$$

Diese Form kann in sofern motiviert werden, dass aus ihr nach dem Hamilton'schen Prinzip und den daraus gewonnen Euler-Lagrange-Gleichungen die Dirac-Gleichung (2.2) gewonnen werden kann.  $\mathcal{L}_{\text{ferm}}$  ist jedoch nicht invariant unter lokalen Transformationen der Gruppe  $U(1)$ :

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{-iq\omega(x)}\psi(x). \quad (2.7)$$

Die ortsabhängige Phase wird dabei durch  $\omega(x)$  beschrieben,  $q$  stellt die Kopplungskonstante der QED dar. Die elektromagnetische Wechselwirkung kann nun durch die „minimale Substitution“ oder „kovariante Ableitung“ ( $\partial^\mu \rightarrow \mathcal{D}^\mu = \partial^\mu + iqA^\mu(x)$ ) eingeführt werden. Transformiert sich das Vektorpotential nach

$$A^\mu \rightarrow A^\mu + \partial^\mu \omega(x), \quad (2.8)$$

so ist die Lagrangedichte

$$\mathcal{L}'_{\text{ferm}} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi - q\bar{\psi}\gamma_\mu A^\mu\psi \quad (2.9)$$

invariant unter lokalen Eichtransformationen. Die Gruppe  $U(1)$  stellt damit eine abelsche Symmetriegruppe der Theorie dar. Durch die minimale Substitution kann somit eine Kopplung zwischen einem mit  $q$  elektrisch geladenen Fermion und einem Photon vorhergesagt werden. Zur Vervollständigung muss der Lagrangedichte noch die Beschreibung eines freien Photons zugefügt werden. Die Theorie der QED für ein Fermion lässt sich somit in Form von Gleichung (2.10) zusammenfassen:

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi - q\bar{\psi}\gamma_\mu A^\mu\psi - \frac{1}{4}(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu)(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu). \quad (2.10)$$

Die Forderung nach lokaler Eichinvarianz sagt ein *masseloses* Photon voraus: Die Maxwell-Gleichung (2.4) ist im Gegensatz zur Proca-Gleichung (2.5) invariant gegenüber der Eichtransformation (2.8).

### 2.2.3 Quantenchromodynamik (QCD)

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist eine nicht-abelsche Eichtheorie und beinhaltet den mathematischen Formalismus zur Beschreibung der starken Kraft. Jedes Quark trägt neben seiner elektrischen Ladung eine der drei *Farbladungen*: rot, grün, oder blau. Zur Formulierung können die zu den verschiedenen Farbladung gehörigen Dirac-Spinoren in einem Farbtriplett zusammengefasst werden:  $\psi = (\psi_r, \psi_g, \psi_b)$ . Ausgangspunkt bildet wiederum die Lagrangedichte freier Fermionen 2.6. Es ist lediglich zu beachten, dass  $\psi$  nun das Farbtriplett der Quarks darstellt. Die Einführung des Triplets ermöglicht die Forderung nach einer zusätzlichen lokalen Symmetrie bezüglich Transformationen der  $SU(3)$ . Diese können allgemein mithilfe der 8 Generatoren  $\lambda^a$  (Gell-Mann-Matrizen) der Gruppe ausgedrückt werden:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{-ig\boldsymbol{\lambda}\cdot\boldsymbol{\omega}(x)}\psi(x) \quad (2.11)$$

Die Schreibweise  $\boldsymbol{\lambda}\cdot\boldsymbol{\omega}(x)$  kennzeichnet dabei die Summe  $\sum_a \lambda^a \omega^a(x)$ , wobei die Symbole  $\omega^a(x)$  wiederum ortsabhängige Phasen darstellen. Die Rolle der Kopplungskonstanten wird durch  $g$  eingenommen. Nun benötigt man zur Erhaltung der lokalen Eichinvarianz die Einführung von 8 Vektorfeldern  $G_\mu^a$  in der minimalen Substitution:

$$\partial^\mu \rightarrow \mathcal{D}^\mu = \partial^\mu + ig\boldsymbol{\lambda}\cdot\mathbf{G}^\mu, \quad (2.12)$$

wobei die Vektorfelder dem infinitesimalen Transformationsverhalten

$$G_\mu^{a'} \cong G_\mu^a + \partial_\mu \omega^a + 2gf^{abc}\omega^b G_\mu^c \quad (2.13)$$

gehören müssen. Die total antisymmetrischen Strukturkonstanten  $f^{abc}$  sind hierbei durch die Kommutatorrelation der Generatoren  $\lambda_a$  der  $SU(3)$  definiert. Mithilfe der Schreibweise

$$G_{\mu\nu}^a := \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - 2gf^{abc}G_\mu^b G_\nu^c \quad (2.14)$$

lautet die vollständige Lagrangedichte der Quantenchromodynamik:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi - g(\bar{\psi}\gamma_\mu \boldsymbol{\lambda}\psi) \cdot \mathbf{G}_\mu - \frac{1}{4}\mathbf{G}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{G}^{\mu\nu}. \quad (2.15)$$

Wiederum würden massive Eichbosonen  $G$ , welche im Falle der QCD Gluonen genannt werden, die Eichinvarianz verletzen. Die Nichtkommutativität der Generatoren der  $SU(3)$  führt zu einer wichtigen Eigenschaft, welche im letzten Term von Gleichung (2.14) erkennbar wird: Die 8 Gluonen tragen selbst Farbladung und können miteinander wechselwirken.

Die QCD besitzt zwei besondere Eigenschaften, welche das Erscheinungsbild unseres Universums erheblich prägen: *Asymptotische Freiheit* der Quarks und die Einschränkung freier Teilchen auf *Farbsinglets*.

**Asymptotische Freiheit** Als Folge der Renormierung der Theorie ergibt sich eine Abhängigkeit der Kopplung wechselwirkender Teilchen von ihrem Impulsübertrag  $Q^2$ . In der QCD kann gezeigt werden, dass nicht-abelsche Eichtheorien für eine nicht zu hohe Anzahl an Flavours einen anti-abschirmenden Effekt der Farbladung erzeugt [5]. Für kleine Impulsüberträge, also wenn zwei farbgeladene Teilchen weit voneinander entfernt sind, wird die Kopplung besonders stark. Für höheres  $Q^2$  wird die Kopplung jedoch schwächer, welches die Grundvoraussetzung für perturbative QCD auf einer hohen Energieskala liefert.

Isospin-Dubletts					
Leptonen			Quarks		
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$

**Tabelle 2.3:** Die linkshändigen Dubletts der  $SU(2)_L$  der schwachen Kraft. Die Zustände  $d', s', b'$  beschreiben die Komponenten des mit der CKM Matrix rotierten Vektors  $(d, s, b)$ .

**Farbsinglets** In der Natur werden ausschließlich freie Teilchen beobachtet, welche eine neutrale Farbladung aufweisen. Die Quarks bilden gebundene Zustände und vereinigen sich zu *Hadronen*: Entweder zu *Mesonen*, bestehend aus einem Quark und Antiquark, oder zu Baryonen, welche im statischen Quarkmodell eine innere Struktur von drei Quarks bzw. drei Antiquarks aufweisen. So setzt sich beispielsweise das aus der Kernphysik bekannte Neutron aus den Quarks *udd* zusammen und kann über die schwache Wechselwirkung (s. nächster Abschnitt) in ein Proton *uud* zerfallen.

### 2.2.4 Elektroschwache Vereinigung

Die schwache Kraft lässt sich in in einer vereinheitlichten Theorie von schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung beschreiben. Den Grundstein dazu legten Glashow, Salam und Weinberg [9–11]. Dabei handelt es sich um eine Eichtheorie der Gruppe  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Die Nichterhaltung der Parität ist eine grundlegende Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung, welche erstmals experimentell von Wu beim  $\beta$ -Zerfall von Kobalt 60 nachgewiesen wurde [12]. Durch die Zusammenfassung von linkshändigen Spinoren der Fermionen zu Isospin-Dubletts (s. Tabelle 2.3), können Prozesse beschrieben werden, die den Flavour von Teilchen verändern (wie beispielsweise beim  $\beta$ -Zerfall). Die Händigkeit der Spinoren ist dabei definiert als

$$\psi_L(x) := \frac{1 - \gamma^5}{2} \psi(x) \quad \text{und} \quad \psi_R(x) := \frac{1 + \gamma^5}{2} \psi(x) \quad , \quad \gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 . \quad (2.16)$$

Die rechtshändigen Fermionen stellen Singlets bezüglich der  $SU(2)_L$  dar.

Mithilfe der Generatoren  $\sigma^i$  der  $SU(2)$  (Pauli Matrizen) erhält man als kovariante Ableitung in dieser nicht-abelschen Eichtheorie:

$$D_\mu = \partial_\mu + igI_w^i W_\mu^i + ig'Y_w B_\mu \quad , \quad I_w^i = \frac{\sigma^i}{2} \quad (2.17)$$

Die Größe  $Y_w$  wird schwache Hyperladung genannt, die Komponenten  $I_w^i$  beschreiben den schwachen Isospin. Der Paritätsverletzung wird dadurch Rechnung getragen, dass für rechtshändige Dirac-Spinoren (Isospin-Singlets) stets  $I_w^i = 0$  gilt.

Die elektrisch geladenen Ströme  $j_\mu^\pm$  in schwachen Zerfällen, werden in dieser Darstellung der  $SU(2)_L$  durch die Linearkombination

$$j_\mu^\pm = \frac{1}{2} \bar{\chi}_L \gamma_\mu (\sigma^1 \pm i\sigma^2) \chi_L \quad (2.18)$$

beschreiben, wobei  $\chi_L$  eines der in Tabelle 2.3 vorgestellten linkshändigen Dubletts darstellt. Die zu diesen Strömen gehörigen Eichbosonen und Ladungseigenzustände, die  $W$ -Bosonen,

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (2.19)$$

konnten in Beschleunigerexperimenten tatsächlich nachgewiesen werden [13, 14]. Sie vermitteln die schwache Wechselwirkung wie beispielsweise im Myon-Zerfall  $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \nu_\mu$  oder im  $\beta$ -Zerfall  $q \rightarrow q + e^\pm + \nu$ . Des Weiteren existieren zwei neutrale Eichbosonen in dieser Theorie. Ein Quant des Feldes  $W_3$ , das nur an linkshändige Fermionen koppelt, ist in der Natur jedoch nicht beobachtbar. Sowohl das nachgewiesene  $Z$ -Boson als auch das Photon koppeln ebenfalls an rechtshändige Fermionen. Die Felder des  $Z$ -Bosons und des Photons  $A$  werden mit Linearkombinationen von  $W_3$  und  $B$  beschrieben. Eine Wahl zur konsistenten Beschreibung der Quantenzahlen und der Masseeigenzustände (s. Abschnitt 2.3.1) besteht im Zusammenhang

$$\begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & -\sin \theta_w \\ \sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^3 \\ B \end{pmatrix}, \quad (2.20)$$

mit der Definition des schwachen Mischwinkels

$$\cos \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.21)$$

(siehe beispielsweise [1, 5]). Der Zusammenhang der Quantenzahlen ist dabei durch die *Gell-Mann-Nishijima*-Relation der Ladungen

$$q = I_w^3 - \frac{Y_w}{2} \quad (2.22)$$

gegeben. Die Kopplungskonstanten sind durch Gleichungen (2.21) und (2.22) nicht unabhängig voneinander. In der QED wurde bereits die Kopplung  $q\bar{\psi}A\psi$  hergeleitet. Für eine konsistente Beschreibung der elektroschwachen Vereinheitlichung muss der Zusammenhang  $q = g \sin \theta_w$  zwischen der elektrischen und schwachen Kopplungskonstante bestehen.

Die schwache Kraft ermöglicht als einzige Wechselwirkung des Standardmodells Zerfälle, welche die Flavours von Teilchen verändern. Wird den Leptonen innerhalb einer Generation eine *Leptonzahl* zugewiesen ( $L_e(\nu_e) = L_e(e) = 1$ ,  $L_e(\bar{\nu}_e) = L_e(\bar{e}) = -1$ , ebenso für andere Generationen), so bleibt diese in den Strömen stets erhalten. Im Gegensatz zu anderen Erhaltungsgrößen, wie beispielsweise der elektrischen Ladung, liegt hier keine Symmetrie der Theorie zugrunde, welche eine mathematische Rechtfertigung durch das Noether Theorem ermöglichen würde. Für Quarks sind hingegen generationen-übergreifende Kopplungen zu  $W$ -Bosonen erlaubt, sodass auch das leichteste *strange*-Meson  $K^- (s\bar{u})$  kein stabiles Meson darstellt. Die unitäre *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa*-Matrix  $V$  (*CKM*-Matrix) beschreibt die Kopplungsstärken der schwachen Eichbosonen zu verschiedenen Quark-Flavours. In Tabelle 2.3 sind daher die mit der CKM Matrix rotierten Zustände

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

dargestellt. In dieser Schreibweise finden schwachen Wechselwirkungen nur innerhalb einer „Cabibbo-rotierten Quarkgenerationen“ statt.

Wie bei der Vorstellung der QCD und QED gesehen, folgt aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz die Existenz masseloser Eichbosonen. Experimentelle Ergebnisse belegen, dass die schwache Wechselwirkung durch Austausch massiver Bosonen beschrieben werden muss [13–16]. Wie in Tabelle 2.2 aufgeführt besitzen die  $W$ - und  $Z$ -Bosonen eine beträchtliche Masse von  $\sim 80$  GeV bzw. 91 GeV. In der Theorie würde dies ohne Einführung eines neuen Mechanismus zur Verletzung lokaler Eichinvarianz führen. Des Weiteren führen Massenterme für Fermionen durch das unterschiedliche Transformationsverhalten rechts- und linkshändiger Spinoren in der  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  der schwachen Wechselwirkung ebenfalls zu Verletzungen der globalen Eichinvarianz [5]. Im folgenden Abschnitt 2.3 soll nun auf die im Standardmodell postulierte Lösung dieses Problems eingegangen werden.

## 2.3 Der Higgs-Mechanismus

Das gesamte Wechselwirkungsbild des Standardmodells basiert auf der Forderung nach lokaler Eichinvarianz. Die Existenz massiver Eichbosonen und Fermionen in der elektroschwachen Wechselwirkung benötigt nun ein theoretisches Fundament, welches das Eichprinzip respektiert. Englert, Brout, Higgs, Guralnik, Hagen und Kibble [17–20] fanden durch den Mechanismus spontaner Symmetriebrechung eine mögliche Erklärung zur Existenz massiver Teilchen im Standardmodell.

### 2.3.1 Symmetriebrechungen

#### Spontane Brechung kontinuierlicher Symmetrien

Die spontane Symmetriebrechung kann an der Lagrangedichte  $\mathcal{L}$  von  $N$  reellen skalaren Feldern  $\phi^i(x)$  illustriert werden, die im Vektor  $\phi = (\phi^1, \dots, \phi^N)$  zusammengefasst sind:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 + \mu^2 \phi^2 - \frac{\lambda}{4}(\phi^2)^2 \quad | \quad \mu^2, \lambda > 0. \quad (2.24)$$

$\mathcal{L}$  beinhaltet eine Symmetrie bezüglich Transformationen der orthogonalen Gruppe  $O(N)$  auf  $\phi$ . Bei Betrachtung des Hamiltonians, welcher in der Feldtheorie aus dem Energie-Impuls-Tensor gewonnen werden kann (siehe z.B. [3, 5]), identifiziert man das Potential als

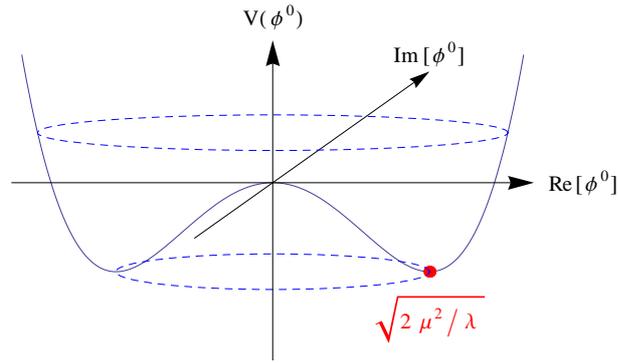
$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^2 + \frac{\lambda}{4}(\phi^2)^2, \quad (2.25)$$

das für Feldkonfigurationen, welche für alle Raum-Zeit-Punkte  $x$  die Bedingung

$$(\phi_0)^2 = \frac{2\mu^2}{\lambda} \quad (2.26)$$

erfüllen, ein Minimum mit dem Betrag des Vakuum-Erwartungswerts (VEW)  $v = 2\mu/\sqrt{\lambda}$  aufweist. Durch die konventionelle Wahl  $\phi_0 = (0, \dots, 0, v/\sqrt{2})$  kann eine allgemeine Feldkonfiguration  $\phi$  umgeschrieben werden, sodass sie den Abstand zum Minimum verdeutlicht:

$$\phi(x) = (\pi^1(x), \dots, \pi^{N-1}(x), \sigma(x) + v/\sqrt{2}) \quad (2.27)$$



**Abbildung 2.1:** Verlauf des des Higgs-Potentials nach Gleichung (2.29). Durch eine Einnahme des Minimums an  $v/\sqrt{2}$  wird die Symmetrie gebrochen.

Setzt man nun die Schreibweise (2.27) mit  $\boldsymbol{\pi} = (\pi^1, \dots, \pi^{N-1})$  in die Lagrangedichte (2.24) ein, so ist die ursprüngliche Symmetrie bezüglich  $O(N)$  gebrochen:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \boldsymbol{\pi})^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \sigma)^2 - \frac{1}{2}(4\mu^2)\sigma^2 - \sqrt{\lambda}\mu\sigma^3 - \sqrt{\lambda}\mu\boldsymbol{\pi}^2\sigma + \mathcal{O}(4) \quad (2.28)$$

Hier nicht ausgeschrieben sind Terme von höheren Ordnungen der Felder  $\pi$  und  $\sigma$ , sowie konstante Terme. Die Symmetrie ist nicht mehr auf den ersten Blick erkennbar und verbirgt sich in den Beziehungen der Konstanten. In Gleichung (2.28) erkennt man die Existenz eines massiven Feldes  $\sigma$  der Masse  $2\mu$ . Eine weitere Folgerung der Brechung dieser Symmetrie besagt das Goldstone-Theorem [21, 22]: In der hier betrachteten Theorie ergeben sich  $N - 1$  masselose Teilchen, welche aus den Feldern  $\pi^k$  hervorgehen.

### Higgs-Mechanismus in der schwachen Wechselwirkung

Um nun die Masse massiver Eichbosonen in der schwachen Wechselwirkung zu erklären, wird ein Dublett von komplexen skalaren Feldern  $\Phi(x) = (\phi^+(x), \phi^0(x))^T$  eingeführt:

$$\mathcal{L}_{\mathcal{H}} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) + \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) - \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (2.29)$$

Die kovariante Ableitung ist hierbei nach Gleichung (2.17) definiert.

Mit dem im vorigen Abschnitt berechneten VEW kann das Potential minimierende Feld wie in Abbildung 2.1 als  $\Phi_0 = (0, v/\sqrt{2})^T$  geschrieben werden. Wird dem skalaren Feld die schwache Hyperladung  $Y_w = 1/2$  gegeben, so ergibt sich durch Einsetzen von  $\Phi_0$  in die kovariante Ableitung (2.17) und explizites Auswerten:

$$(D_\mu \Phi_0)^\dagger (D^\mu \Phi_0) = \frac{1}{2} \frac{v^2}{4} (g^2 (W_\mu^1)^2 + g^2 (W_\mu^2)^2 + (-gW_\mu^3 + g'B_\mu)^2) \quad (2.30)$$

Mithilfe der Felder der in Gleichung (2.19) und (2.20) beschriebenen Eichbosonen und der Relation 2.21, ergeben sich aus

$$(D_\mu \Phi_0)^\dagger (D^\mu \Phi_0) = \frac{1}{2} \frac{v^2}{4} (2W_\mu^+ W_\mu^{-\cdot\mu} + (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu) \quad (2.31)$$

die Massen der Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung:

$$m_W = \frac{gv}{2}, \quad m_Z = \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{v}{2} = \frac{m_W}{\cos \theta_w}, \quad m_A = 0. \quad (2.32)$$

Ein allgemeines skalares Feld  $\Phi$  kann nun wieder bezüglich des Vakuum-Erwartungswert ausgedrückt werden:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_1^+ + i\phi_2^+ \\ (v + H + i\chi)/\sqrt{2} \end{pmatrix}. \quad (2.33)$$

Mit dem Higgs-Dublett  $\Phi$  wurden 4 zusätzliche Freiheitsgrade eingeführt. In Gleichung (2.33) sind neben dem Feld  $H$ , dessen Masse zu  $m_H = \sqrt{2}\mu$  bestimmt werden kann [23], noch die Felder dreier Goldstone-Bosonen  $\phi_1^+$ ,  $\phi_2^+$  und  $\chi$  beschrieben. Die Goldstone-Bosonen entsprechen jedoch keinen beobachtbaren physikalischen Zuständen. Dies lässt sich dadurch erkennen, dass sie durch die Wahl einer unitären Eichung verschwinden. Die Lagrangedichte  $\mathcal{L}_H$  aus Gleichung (2.29) ist invariant unter Eichtransformationen der  $SU(2)_L$ . Somit lässt sich zur Beschreibung physikalischer Prozesse jedes skalare Feld  $\Phi(x)$  mit einer Eichtransformation  $U(x)$  in die unitäre Eichung transformieren:

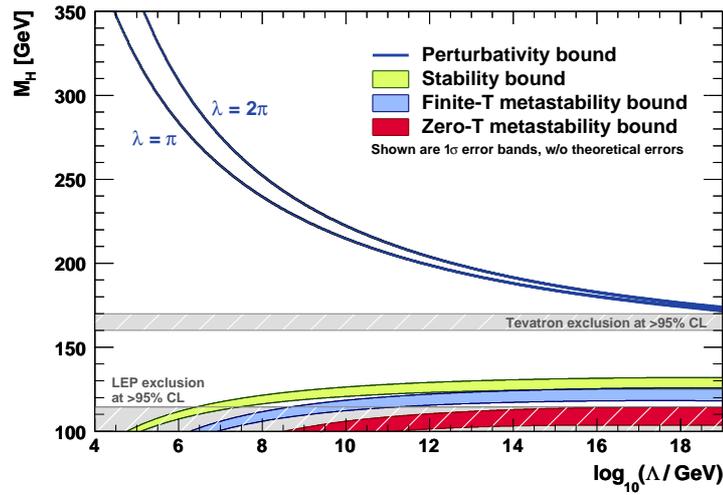
$$\Phi(x) \rightarrow \Phi'(x) = U(x) \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}. \quad (2.34)$$

In der unitären Eichung müssen keine formalen Kopplungen zu Goldstone-Bosonen berücksichtigt werden. Es kann gezeigt werden, dass im Zuge der Quantisierung die drei massiven Eichbosonen in dieser Eichung je einen zusätzlichen Freiheitsgrad erhalten. Der Spin der  $W^\pm$ , und  $Z$ -Bosonen besitzt eine longitudinale Polarisationskomponente. Ohne die Einführung des Higgs-Mechanismus könnten mit dem Prinzip der lokalen Eichinvarianz nur masselose Eichbosonen, wie beispielsweise das Photon und die Gluonen, mit 2 transversalen Polarisationsmoden des Spins beschrieben werden [5].

### 2.3.2 Einschränkungen der Higgs-Masse

Die Masse des Higgs-Bosons des Standardmodells  $m_H$  ist ein freier noch nicht vermessener Parameter der Theorie. Bei Betrachtung von höheren Ordnungen in Streuprozessen soll das Modell weiterhin zwei Eigenschaften respektieren: Die Theorie soll weiterhin renormierbar bleiben, außerdem muss in einem konsistenten Modell die Streumatrix die Eigenschaft der Unitarität aufweisen. Für eine Masse von  $m_H \gtrsim 1$  TeV ist bereits in führender Ordnung die Unitaritätsbedingung der S-Matrix für Zwei-Körper-Streuprozesse von Eichbosonen verletzt [24].

Die Annahme eines Wertes für die Masse  $m_H$  ermöglicht außerdem Aussagen über den maximalen Gültigkeitsbereich des Standardmodells zu treffen. Die Kopplungskonstante  $\lambda$  beschreibt die Stärke der Selbstkopplungen zwischen Higgs-Bosonen. Ihr Verhalten kann wie das der anderen Kopplungen im Standardmodell mithilfe der Gleichungen der Renormierungsgruppe untersucht werden. Dabei stellt sich heraus, dass bei einer gewissen Skala  $\Lambda$  für schwere Higgs-Bosonen  $\lambda$  eine solche Stärke erreicht, dass perturbative Berechnungen unmöglich werden. Dieser Sachverhalt ist sicherlich noch kein Grund die Theorie anzuzweifeln. Es zeigt sich, dass weitere mathematische Inkonsistenzen ohne Einführung neuer Physik auf einer Skala  $\Lambda$  unterhalb der Planck-Skala folgen würden [23]. Für zu kleines  $m_H$  wird ab einer Skala  $\Lambda$  die Selbstkopplung  $\lambda$  negativ, was zur Existenz eines neuen Minimums des Potentials  $V(\Phi)$  führen würde. Dabei wäre

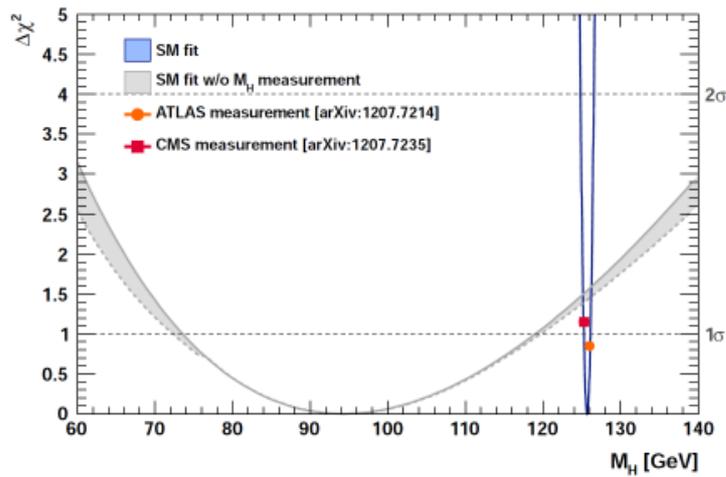


**Abbildung 2.2:** Gültigkeitsgrenzen für das Standardmodell in Abhängigkeit der Skala  $\Lambda$  und der Higgs-Masse  $m_H$ . Aufgrund der Renormierung ergeben sich für große Higgs-Massen ab einer gewissen Skala zu starke Selbstkopplungen, welche zu Inkonsistenzen der Theorie führen. Für niedrige  $m_H$  stellt das elektroschwache Vakuum keinen stabilen Zustand mehr dar. Die grau schraffierte Fläche markiert die durch direkte Suche von LEP und Tevatron ausgeschlossenen Massebereich für  $m_H$  [25].

die Theorie zumindest noch teilweise haltbar, solange die Halbwertszeit des elektroschwachen Vakuums noch groß genug ist, um seit Anbeginn unseres Universums zu existieren. Abbildung 2.2 stellt die gerade beschriebenen Grenzen zur Gültigkeit des Standardmodells dar [25]. Dabei ist ein Bereich für mittlere Massen  $m_H$  erkennbar, welcher eine Extrapolation des Standardmodells bis zur Planck-Skala ermöglicht.

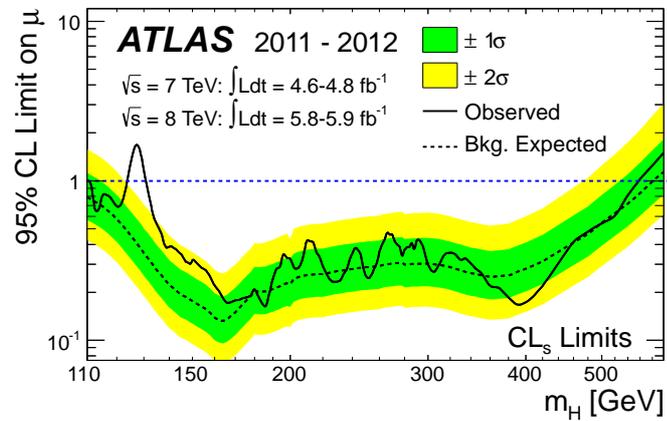
Weitere Hinweise auf die Masse des Higgs-Bosons liefern elektroschwache Präzisionsmessungen. In höheren Ordnungen tragen virtuelle Higgs-Teilchen in Schleifen der Feynman-Diagramme bei, welche direkte Auswirkungen auf elektroschwache Präzisionsobservablen haben, wie zum Beispiel auf die  $W$ -Boson Masse. Dadurch wird die Durchführung eines globalen Fits der Parameter des Standardmodells an experimentelle Daten ermöglicht. Dazu dienen unter anderem Messungen von diversen Asymmetrien in  $e^+e^-$ -Kollisionen bei der  $Z$ -Resonanz [26], genaue Messungen der  $W$ -Eichbosonmasse und deren Breite in  $p\bar{p}$ - [27] und  $e^+e^-$ -Kollisionen [28], sowie die Vermessung der Masse des  $t$ -Quarks [6]. Das graue Band in Abbildung 2.3 zeigt das Ergebnis dieser indirekten Bestimmung der Higgs-Masse, wobei  $m_H = 94_{-22}^{+25}$  GeV als bestmöglicher Wert ermittelt wurde.

Durch direkte Suchen nach dem Higgs-Boson wurde mit verschiedenen Detektoren ein großer Massebereich für das Teilchen ausgeschlossen. So sind in Abbildung 2.2 die Bereiche eingezeichnet, welche durch Experimente am *Large Electron-Positron Collider* (LEP) ( $m_H < 114.4$  GeV [30]) und am Tevatron ( $160 \text{ GeV} < m_H < 170 \text{ GeV}$  [31]) ausgeschlossen werden konnten. Die Experimente ATLAS und CMS am *Large Hadron Collider* (LHC) konnten ebenfalls schon weite Regionen für die Masse des Higgs-Bosons ausschließen. So zeigt Abbildung 2.4 die von ATLAS beobachteten Ausschlussgrenzen von 111-122 GeV und 131-559 GeV bei einem Konfidenzintervall von 95 % [7]. Ebenfalls erkennbar ist ein Überschuss bei 126 GeV gegenüber der Nur-Untergrund-Hypothese, welcher in den Zerfallskanälen  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$  und  $H \rightarrow WW$  beobachtet



**Abbildung 2.3:**  $\chi^2$ -Verteilung des Fits an die Parameter des Standardmodells in Abhängigkeit der Higgs-Masse  $m_H$ . Ohne Kenntnis der Higgs-Masse ergibt sich das graue Band, wobei die durchgezogene (gestrichelte) Linie das Ergebnis ohne (mit) Berücksichtigung der theoretischen Unsicherheiten ergibt. Das Minimum ergibt sich bei  $m_H = 94^{+25}_{-22}$  GeV bei einem Konfidenzintervall von 68%. Die eingezeichneten Punkte entsprechen der Masse des im Sommer 2012 am LHC neu entdeckten Bosons [29].

wurde. Dies führte zu der historischen Entdeckung eines neuen Bosons der Masse von  $\sim 126$  GeV bei der Suche nach dem Higgs-Boson im Juli 2012 [7, 8]. Um zu prüfen, ob es sich dabei tatsächlich um das Higgs-Boson des Standardmodells handelt, müssen neben den Quantenzahlen des Teilchens auch fermionische Zerfälle, wie z.B.  $H \rightarrow \tau\tau$  nachgewiesen werden. Hiermit wird sich diese Arbeit beschäftigen.



**Abbildung 2.4:** Kombinierte Suchergebnisse des ATLAS Detektors anhand in 2011 und 2012 aufgenommener Daten. Die Analyse von 2012 beinhaltet nur Analyseergebnisse von bosonischen Higgs Zerfällen. Die durchgezogene Linie beschreibt die beobachteten Ausschlussgrenzen, die gestrichelte schwarze Linie beschreibt die zu erwartende Ausschlussgrenze unter der Nur-Untergrund-Hypothese. Ein Überschuss bei  $\sim 126$  GeV ist deutlich erkennbar [7].



# Kapitel 3

## Signal- und Untergrundprozesse

Diese Arbeit widmet sich der Suche nach dem Higgs-Boson in Proton-Proton-Kollisionen im Zerfallskanal  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ . Im Endzustand befinden sich dabei zwei sichtbare Leptonen: Zwei Elektronen ( $ee$ ), zwei Myonen ( $\mu\mu$ ) oder ein Elektron und ein Myon ( $e\mu$ ). In diesem Kapitel werden die für die Analyse relevanten Signal- und Untergrundprozesse bei Schwerpunktsenergien von  $\sqrt{s} = 8$  TeV vorgestellt. Dabei wird neben der Beschreibung der Prozesse auf Parton-Niveau kurz auf die Phänomenologie von Proton-Proton-Kollisionen eingegangen.

### 3.1 Mechanismen zur Higgs-Boson-Produktion

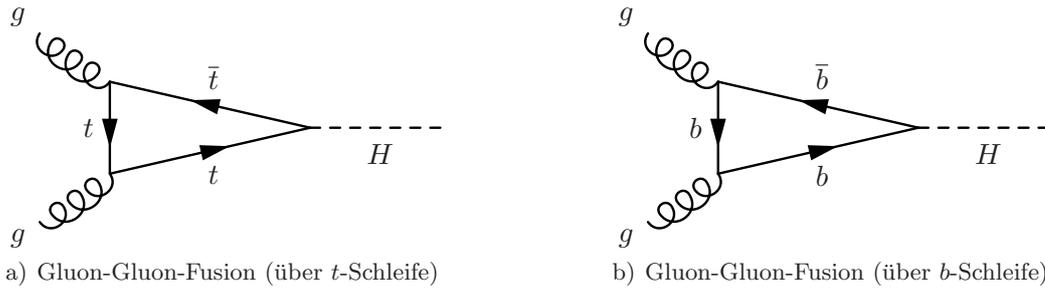
Das Higgs-Boson des Standardmodells wird in  $p$ - $p$ -Kollisionen hauptsächlich über *Gluon-Gluon-Fusion*, *Vektorboson-Fusion* sowie über den Prozess der sogenannten *Higgs-Strahlung* mit assoziiertem Vektorboson ( $W$  oder  $Z$ ) produziert. Die Produktionsmechanismen werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Für leichte Massen des Higgs-Bosons ist ebenfalls eine Produktion über den Prozess  $q\bar{q}/gg \rightarrow Ht\bar{t}$  mit assoziiertem Top-Quark-Paar möglich. Aufgrund des geringeren Wirkungsquerschnitts und der komplexeren Topologie wird der letzt genannte Prozess in dieser Analyse jedoch nicht berücksichtigt.

#### Gluon-Gluon-Fusion

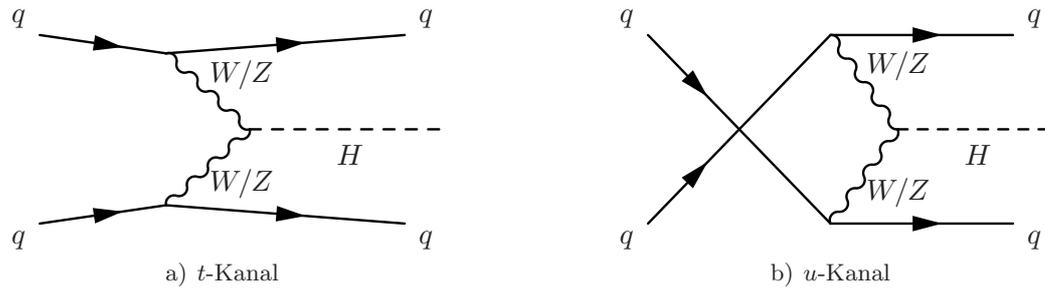
Die führende Ordnung (LO) des Prozesses der Gluon-Gluon-Fusion ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Dieser Mechanismus stellt den größten Beitrag zur Produktion des Higgs-Bosons in Proton-Proton-Kollisionen am *Large Hadron Collider* dar. Der Prozess wird durch die starke Wechselwirkung und der Yukawa-Kopplung<sup>1</sup> des Higgs-Bosons an  $b$ - oder  $t$ -Quarks induziert. Die Produktion über  $t$ -Quarks besitzt aufgrund der größeren Masse  $m_t \gg m_b$  und der daraus resultierenden größeren Yukawa-Kopplung einen höheren Wirkungsquerschnitt. In LO weist die Streuamplitude eine quadratische Abhängigkeit der starken Kopplungskonstante auf. Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Gluon-Gluon-Fusion wurde bis NLO<sup>2</sup> unter Berücksichtigung der endlichen Top-Masse mit dem Programm HIGLU [32] exakt durchgeführt. Die

<sup>1</sup>Als Yukawa-Kopplung wird die Kopplung des Higgs-Bosons an Fermionen bezeichnet. Durch sie wird die Eichinvarianz der  $SU(2)_L$  für fermionische Massenterme sichergestellt. Genauere Ausführungen sind beispielsweise in Ref. [5] dargestellt.

<sup>2</sup>(N)NLO steht als Akronym für (*Next-to-Next-to-Leading-Order*)



**Abbildung 3.1:** Der Prozess der Gluon-Gluon-Fusion stellt den Produktionsmechanismus des Higgs-Bosons mit dem größten Wirkungsquerschnitt am LHC dar.



**Abbildung 3.2:** Die Vektorboson-Fusion spielt aufgrund der charakteristischen Topologie eine bedeutende Rolle in der Suche des Higgs-Bosons. Die zwei dargestellten Quarks im Endzustand werden im Detektor in Form von Jets nachgewiesen.

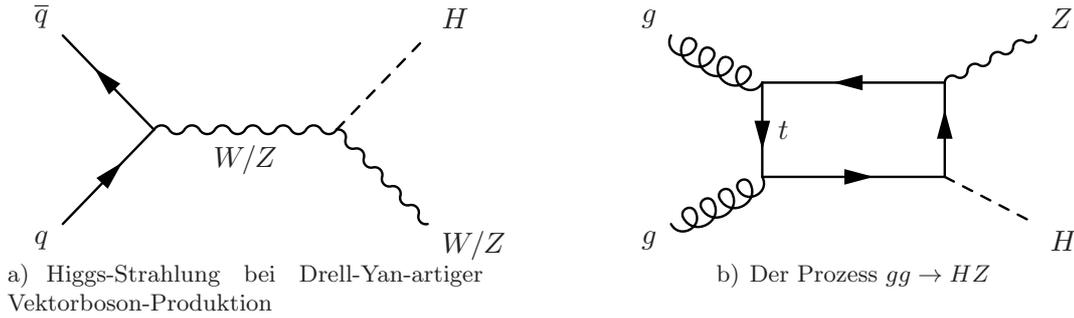
Korrekturen durch Beiträge der NLO belaufen sich auf 80-100% gegenüber der führenden Ordnung [33]. Für die Berechnung höherer Ordnungen von QCD-Korrekturen wurde der Grenzfall  $m_t \rightarrow \infty$  betrachtet. Es wurde gezeigt, dass für Massen des Higgs-Bosons von  $m_H \lesssim 300$  GeV die Abweichungen dieser Näherung in NNLO maximal 1% zur exakten Behandlung der Top-Masse beitragen [34–36]. Um Effekte niederenergetischer kollinear Abstrahlungen zu berücksichtigen, wurde die Resummation in den Ordnungen NLL („*Next-to-Leading-Log*“) und NNLL berücksichtigt [37]. Des Weiteren fließen elektroschwache Korrekturen bis zur NLO [38–40] in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Gluon-Gluon-Fusion ein. Dabei wird angenommen, dass sich die Effekte der starken und elektroschwachen Korrekturen vollständig faktorisieren lassen. Das Resultat für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  wird damit aus

$$\sigma = \sigma_{\text{QCD}}^{\text{NNLL+NNLO}} (1 + \delta_{\text{EW}}^{\text{NLO}}) \quad (3.1)$$

gewonnen. Dabei stellt  $\sigma_{\text{QCD}}^{\text{NNLL+NNLO}}$  den für QCD-Korrekturen berechneten Wirkungsquerschnitt und  $\delta_{\text{EW}}^{\text{NLO}}$  den relativen Korrekturfaktor der elektroschwachen Prozesse dar. Diese Annahme der Faktorisierung der Korrekturen wird für alle Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons verwendet.

### Vektorboson-Fusion

Die Vektorboson-Fusion stellt aufgrund ihrer Topologie einen besonders wichtigen Produktionsmechanismus des Higgs-Bosons dar. In Abbildung 3.2 a) ist der  $t$ -Kanal der Vektorboson-Fusion



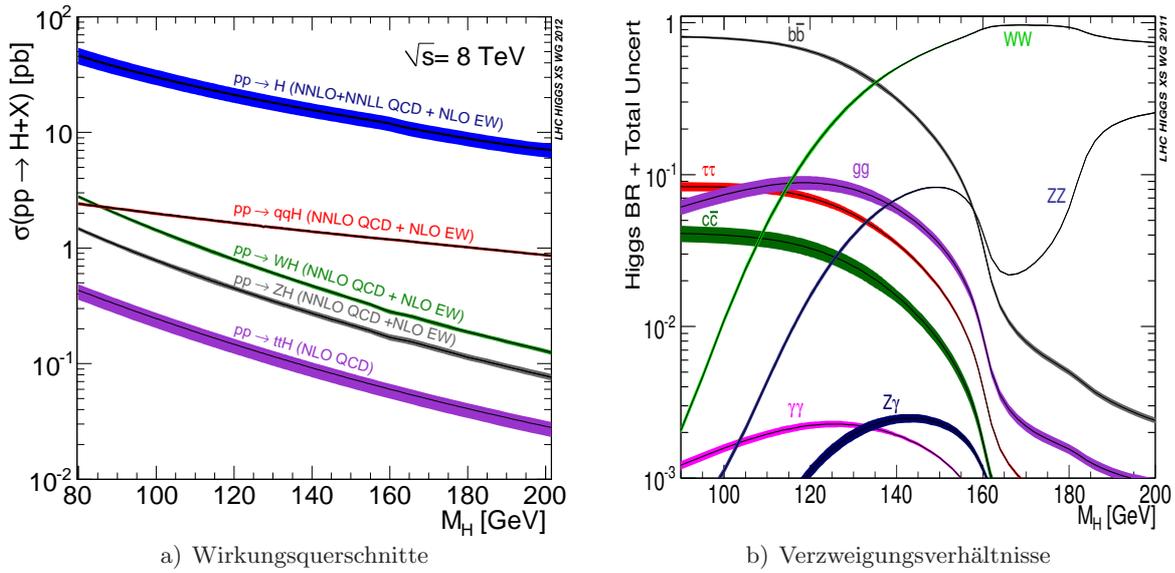
**Abbildung 3.3:** Higgs-Boson-Produktion mit assoziiertem Vektorboson.

dargestellt. Nach Fragmentation der zwei Quarks im Endzustand wird in LO mit quadratischer Abhängigkeit zur schwachen Kopplungskonstante  $\alpha_W$  der Nachweis zweier entgegengerichteter, hochenergetischer Jets mit einer geringen Auslenkung zur Strahlachse im Detektor erwartet. Das Higgs-Boson erhält dabei durch den Rückstoß der zwei Jets ebenfalls einen Boost. Ein dritter Jet wird in führender Ordnung nicht erwartet. Diese charakteristische Signatur weist ebenfalls der  $u$ -Kanal auf, in dem die Quarks im Anfangszustand überkreuzt sind (Abbildung 3.2 b). Er trägt ebenfalls zur Streuamplitude der Vektorboson-Fusion bei. Der  $s$ -Kanal ist hingegen nicht in der Definition der Vektorboson-Fusion inbegriffen, da dieser vielmehr einen Beitrag zur Higgs-Boson-Produktion mit assoziiertem Vektorboson (welches hadronisch zerfällt) liefert.

Die starken sowie die elektroschwachen Beiträge in NLO liefern jeweils Korrekturen in der Größenordnung von 5-10%. Die Beiträge wurden in unabhängigen Rechnungen mit den Programmen HAWK [41] und VBFNLO [42] bestimmt. Die Ergebnisse der unterschiedlichen Programme stimmen innerhalb des statistischen Fehlers von 0,1% überein [33]. QCD-Korrekturen werden weiter bis NNLO mit dem Programm VBF@NNLO [43] bestimmt und mit den elektroschwachen Korrekturen von HAWK kombiniert.

### Higgs-Boson-Produktion mit assoziiertem Vektorboson

Die Higgs-Boson-Produktion mit assoziiertem Vektorboson (auch Higgs-Strahlung genannt) ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Die Streuamplitude aus Abbildung 3.3 a) lässt sich in einen Drell-Yan-artigen Prozess und in die Abstrahlung des Higgs-Bosons faktorisieren. Die Korrekturen führender Ordnungen von QCD Prozessen ist bis NLO vollständig aus den Korrekturen des Drell-Yan Prozesses bestimmbar. Für die Produktion mit assoziiertem  $W$ -Boson ist dies ebenfalls bis NNLO möglich. Wird hingegen ein  $Z$ -Boson produziert, so trägt der Prozess  $gg \rightarrow HZ$ , s. Abbildung 3.3 b), ebenfalls zur Streuamplitude bei. Die QCD-Korrekturen bis NNLO führen bei einer Higgs-Boson-Masse von  $m_H \lesssim 200\text{-}300\text{ GeV}$  zu einer Erhöhung des Wirkungsquerschnitts von weniger als 10% [44]. Im Gegensatz zur QCD unterscheiden sich die elektroschwachen Korrekturen für den Prozess der Higgs-Strahlung von den Korrekturen des Drell-Yan-Prozesses. Schon in nächst-führender Ordnung treten Schleifen-Diagramme auf, die im Drell-Yan-Prozess nicht möglich sind. Die Produktionsrate reduziert sich unter Berücksichtigung der elektroschwachen Korrekturen bis NLO um 5-10% [45].



**Abbildung 3.4:** Die Wirkungsquerschnitte der Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons im Standardmodell bei  $\sqrt{s} = 8$  TeV in Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse sind in a) dargestellt. Abbildung b) zeigt das Verzweungsverhältnis des Higgs-Bosons [46].

### Zusammenfassung: Higgs-Boson-Produktion im Standardmodell

In Abbildung 3.4 a) sind die berechneten Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons im Standardmodell bei einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV dargestellt. In dem hier betrachteten Massebereich ( $m_H = 80$ -200 GeV) übertrifft der Wirkungsquerschnitt der Gluon-Gluon-Fusion den der Vektorboson-Fusion um eine Größenordnung. Je höher die Masse des Higgs-Bosons desto geringer fällt der relative Beitrag zur Produktion mit assoziiertem Vektorboson aus. Für eine Higgs-Boson-Masse von  $m_H = 125$  GeV beträgt der Wirkungsquerschnitt der Gluon-Gluon-Fusion  $19,5 \pm 2,9$  pb und für die Vektorboson-Fusion  $1,57^{+0,04}_{-0,05}$  pb [46]. Die Higgs-Boson-Produktion mit assoziiertem  $W(Z)$ -Boson spielt aufgrund des kleineren Wirkungsquerschnitts von  $0,70 \pm 0,03$  pb ( $0,39 \pm 0,02$  pb) eine geringere Rolle in dieser Analyse.

## 3.2 Zerfälle des Higgs-Bosons

Die Verzweungsverhältnisse des Higgs-Bosons im Standardmodell werden über die Berechnung der Zerfallsbreiten der einzelnen Kanäle bestimmt. Die partiellen Zerfallsbreiten wurden mit den Programmen HDECAY [47, 48] sowie PROPHECY4F [49] berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.4 b) in Abhängigkeit der Masse  $m_H$  aufgetragen. Daraus ist zu erkennen, dass die Suche im Kanal  $H \rightarrow \tau\tau$  vor allem für relativ kleine Higgs-Boson-Massen von  $m_H < 160$  GeV ausreichende Sensitivität aufzeigen kann. Bei einer Masse von  $m_H = 125$  GeV beträgt das Verzweungsverhältnis des Zerfalls des Higgs-Bosons in zwei  $\tau$ -Leptonen  $6,3 \pm 0,4\%$  [46]. Die Wahrscheinlichkeit, dass beide  $\tau$ -Leptonen daraufhin in leptonische Endzustände zerfall-

en beträgt weiter 12,4% [6]. Trotz des relativ kleinen Verzweigungsverhältnisses wird im Kanal  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$  eine klare Detektorsignatur mit zwei sichtbaren Leptonen und fehlender transversaler Energie<sup>3</sup> im Endzustand erwartet, wodurch ein gutes Entdeckungspotential ermöglicht wird. Von allen Zerfallskanälen weist der Zerfall  $H \rightarrow b\bar{b}$  mit  $57,7 \pm 1,7\%$  das größte Verzweigungsverhältnis auf. Der große QCD-Untergrund ermöglicht in diesem Kanal jedoch keine Sensitivität für die Produktionsprozesse der Gluon-Gluon-Fusion sowie der Vektorboson-Fusion.

In  $21,5 \pm 0,8\%$  der Fälle zerfällt ein 125 GeV schweres Higgs-Teilchen in zwei  $W$ -Bosonen. Für die Analysen zur Suche nach dem Higgs-Bosons am LHC wird die charakteristische Detektorsignatur im Kanal  $H \rightarrow WW \rightarrow ll + 2\nu$  ausgenutzt. Unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses für leptonische  $W$ -Zerfälle ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von  $21,5 \times (0,22)^2\% = 1,04\%$  [6]. Die Verzweigungsverhältnisse von  $H \rightarrow ZZ$  ( $2,64 \pm 0,10\%$ ) und  $H \rightarrow \gamma\gamma$  ( $0,228 \pm 0,011\%$ ) fallen gegenüber anderen Zerfallskanälen vergleichsweise gering aus. Im Kanal der klaren Signatur  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  ergibt sich weiter ein Verzweigungsverhältnis von  $2,64 \times (0,067)^2\% = 0,012\%$  [6]. Aufgrund der reinen Detektorsignatur ist es jedoch in den Kanälen  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  und  $H \rightarrow \gamma\gamma$  als erstes gelungen, die Untergrundprozesse stark genug zu reduzieren, um die Entdeckung eines neuen Bosons verkünden zu können [7, 8].

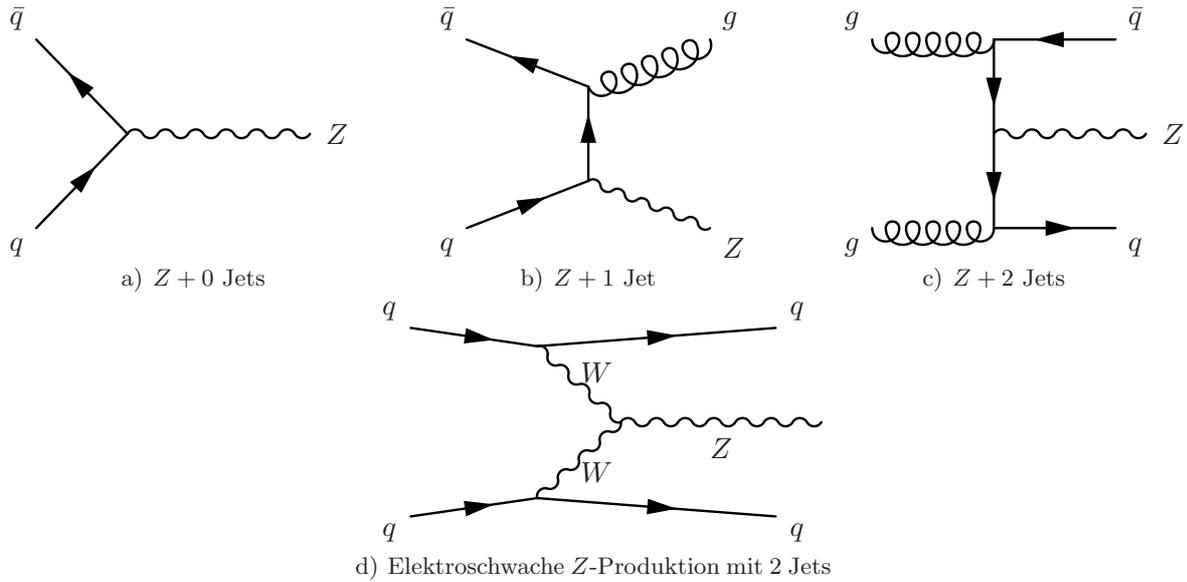
### 3.3 Untergrundprozesse

Die Existenz des Untergrunds erschwert jede Suche nach neuen physikalischen Prozessen. So ist auch Ziel der Analyse zur Suche des Higgs-Bosons im Kanal  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$  die Untergründe zu unterdrücken. Als *reduzibel* werden Untergründe bezeichnet, die ohne nennenswerte Verluste von Signalereignissen anhand von Selektionen bestimmter physikalischer Objekte unterdrückt werden können. Die Endzustände irreduzibler Untergründe sind von den Topologien der Signalprozesse nicht zu unterscheiden. Zur Unterscheidung von Ereignissen aus irreduziblen Untergrundprozessen und Signalereignissen dient die Wahl einer finalen Diskriminante. Im Folgenden werden die relevanten Untergrundprozesse der Analyse und deren Wirkungsquerschnitte (bei  $\sqrt{s} = 8$  TeV) vorgestellt. Details über die verwendeten Ereignisgeneratoren sind in Abschnitt 3.5 kurz beschrieben.

#### Z-Boson-Produktion

Die Produktion eines  $Z$ -Eichbosons, welches in zwei sichtbare Leptonen ( $ee$ ,  $\mu\mu$  oder  $\tau\tau$ ) zerfällt, ist ein wichtiger Untergrund dieser Analyse. Der Drell-Yan-Prozess im Zerfallskanal  $Z/\gamma^* \rightarrow ee$  ( $\mu\mu$ ) kann dabei durch die nicht vorhandene Quelle von fehlender transversaler Energie noch unterdrückt werden. Der Zerfall  $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$  zählt aufgrund des identischen Endzustands zu den irreduziblen Untergrundprozessen dieser Analyse. Die Produktion von  $Z$ -Bosonen in Verbindung mit verschiedenen Jet-Multiplizitäten ist in Abbildung 3.5 in niedrigster Ordnung dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt der  $Z$ -Produktion wurde mit dem Programm FEWZ [50] bis NNLO für QCD-Korrekturen berechnet. Unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses in sichtbare Leptonen beträgt der Wirkungsquerschnitt  $5,5 \cdot 10^3$  pb pro Leptonenspezies. Die

<sup>3</sup>Als fehlende transversale Energie wird das Defizit der Impulsbilanz bezeichnet, das durch nicht detektierbare Teilchen verursacht wird, s. Kapitel 5.6.

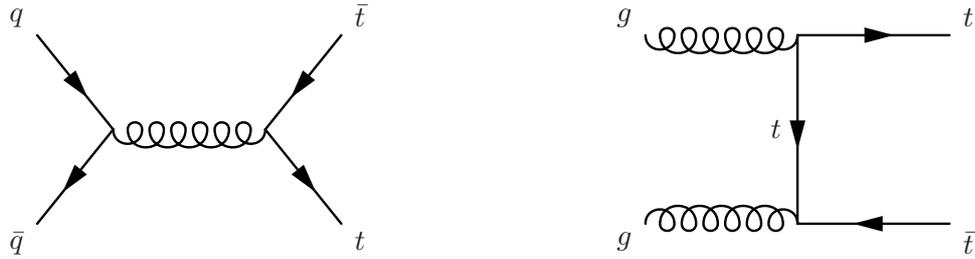


**Abbildung 3.5:** Die Produktion des neutralen  $Z$ -Bosons stellt einen der größten Untergründe bei der Suche des Higgs-Bosons im Kanal  $H \rightarrow \tau\tau$  dar [51].

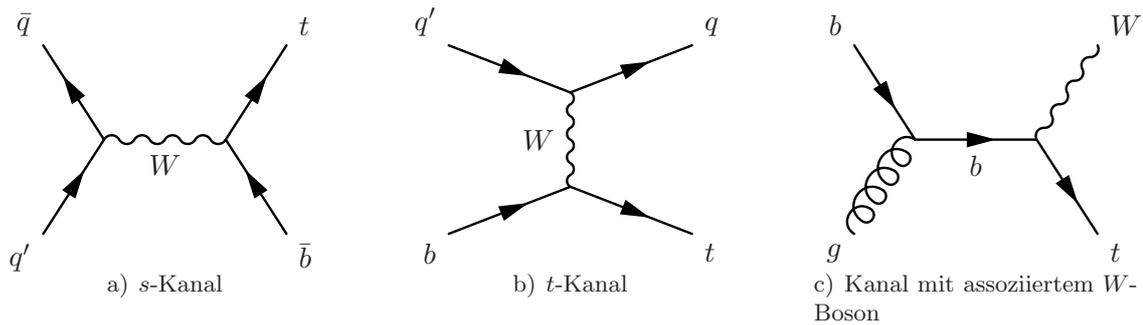
elektroschwache Produktion spielt bei der Berechnung des inklusiven Wirkungsquerschnitts eine geringere Rolle. Aufgrund der identischen Topologien der elektroschwachen  $Z$ -Produktion und der Higgs-Boson-Produktion über Vektorboson-Fusion wird der Beitrag nach Anwendung der Schnitte in der Analyse größer. Zur Abschätzung des  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrunds wird in der Analyse die datenbasierte *Embedding*-Methode verwendet. Die Beiträge der Prozesse  $Z \rightarrow ee(\mu\mu)$  werden mithilfe von simulierten Ereignissen bestimmt. Die Modellierung der fehlenden Energie wird dabei in Daten überprüft und ein Korrekturfaktor ermittelt (s. Kapitel 7).

### $t\bar{t}$ -Produktion

Zwei mögliche Produktionsmechanismen von Top-Quark Paaren am LHC sind in Abbildung 3.6 dargestellt. Fast alle Top-Quarks zerfallen über die schwache Wechselwirkung unter Aussendung eines geladenen  $W$ -Bosons in ein  $b$ -Quark. Zerfallen die zwei auf diese Weise entstandenen Eichbosonen weiter in leptonische Endzustände ( $W \rightarrow l + \nu$ ), so wird im Detektor die Signatur der Signalprozesse von zwei sichtbaren Leptonen und fehlender transversaler Energie rekonstruiert. Das Verzweigungsverhältnis von  $t\bar{t} \rightarrow bbl\nu l\nu$  ( $l$  stellt hier ein Elektron oder ein Myon dar) beträgt dabei 4,8% [6]. Im Gegensatz zum Untergrundprozess  $Z \rightarrow \tau\tau$  entstammen die sichtbaren Leptonen hierbei nicht einem resonanten Prozess, wodurch eine bessere Separation von den Signalprozessen ermöglicht wird. Darüber hinaus können im  $t\bar{t}$ -Untergrund Jets mit  $b$ -Quarks selektiert werden, um den Untergrund zu unterdrücken. Der Wirkungsquerschnitt der  $t\bar{t}$ -Produktion fällt mit 238 pb [52] in NLO+NNLL zwei Größenordnungen geringer als der des Untergrunds der  $Z$ -Boson-Produktion aus. In der Analyse wird der  $t\bar{t}$ -Untergrund mit simulierten Ereignissen abgeschätzt, wobei ein datenbasierter Korrekturfaktor für die Normierung bestimmt wird (s. Kapitel 7).



**Abbildung 3.6:** Feynman-Diagramme der Top-Quark-Paarproduktion. Leptonen können dabei in weiteren Zerfällen der  $W$ -Bosonen entstehen, die den Top-Quark-Zerfällen  $t \rightarrow Wb$  entstammen [51].



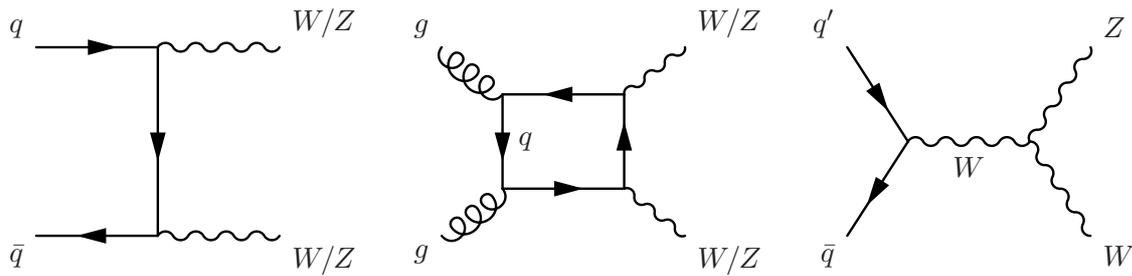
**Abbildung 3.7:** Die Single-Top-Produktion am LHC [51].

### Single- $t$ -Produktion

Ereignisse aus Prozessen mit einzelnen Top-Quarks können ebenfalls die Selektionskriterien der Signalregion erfüllen. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn fälschlicherweise ein Lepton identifiziert wird. Meistens handelt es sich bei den Fehlidentifikationen tatsächlich um hadronische Jets. Bei einem leptonischen Zerfall eines  $W$ -Bosons (aus  $t \rightarrow Wb$ ) und einer solchen Fehlidentifikation eines Leptons werden im Detektor zwei Leptonen sowie fehlende transversale Energie rekonstruiert. In Abbildung 3.7 ist der  $s$ - und  $t$ -Kanal der Single-Top-Quark-Produktion dargestellt. Im Kanal mit assoziiertem  $W$ -Boson ist ebenfalls der Nachweis von zwei echten Leptonen im Endzustand möglich. Der Wirkungsquerschnitt der Single- $t$ -Produktion wurde mit NLO+NNLL Korrekturen zu 115,8 pb [53–55] bestimmt. Untergründe mit fehlidentifizierten Leptonen werden in der Analyse mit datenbasierten Methoden bestimmt (s. Kapitel 7).

### Di-Boson-Produktion

Die Di-Boson-Produktion stellt in bestimmten Zerfallskanälen ebenfalls einen irreduziblen Prozess dar. Als Di-Boson-Produktion werden hier Prozesse bezeichnet, in denen zwei schwache Eichbosonen ( $WW, WZ$  oder  $ZZ$ , wie beispielhaft in Abbildung 3.8 dargestellt) produziert werden. Beim Zerfall eines  $Z$ -Bosons in ein  $\tau\tau$ -Paar ist die Signatur nicht vom Signalprozess der Higgs-Strahlung zu unterscheiden. Aufgrund des relativ geringen Wirkungsquerschnitts der Higgs-Strahlung sowie der Di-Boson-Prozesse dominieren in dieser Analyse meist andere Untergrundprozesse in der Signalregion. Der Wirkungsquerschnitt der Di-Boson-Produktion wurde mit POWHEG [56] und MC@NLO [57] bis NLO bestimmt und beträgt 83,5 pb. Dabei stellen die



**Abbildung 3.8:** Bei leptonischen Zerfällen der schwachen Eichbosonen gleicht die Topologie der Di-Boson-Produktion der Signatur des Signalprozesses [51].

Prozesse mit zwei  $W$ -Bosonen den größten Anteil. Zur Modellierung der Di-Boson-Prozesse in der Analyse werden simulierte Ereignisse verwendet.

### **$W$ -Boson-Produktion**

In Prozessen, in denen ein einzelnes  $W$ -Boson produziert wird, ist auf Parton-Niveau im Endzustand maximal ein Lepton zu erwarten. Die Beschreibung der Prozesse geschieht analog zur  $Z$ -Produktion (s. Abbildung 3.5). Der Unterschied in den Feynman-Diagrammen liegt im Austausch des  $Z$ -Bosons mit einem  $W$ -Boson. Dabei müssen die Quark-Flavours entsprechend der unterschiedlichen Ladung der Eichbosonen angepasst werden. Aufgrund des großen Wirkungsquerschnitts ( $12,2 \cdot 10^3$  pb, bestimmt mit FEWZ [50] bis NNLO) tragen einige Ereignisse mit einem echten und einem fehlidentifizierten Lepton zur Untergrundabschätzung dieser Analyse bei.

### **QCD-Multijet-Produktion**

Am LHC dominieren Prozesse der starken Wechselwirkung. Die Paarerzeugung von Quarks und Gluonen aus abgestrahlten hochenergetischen Gluonen können zu hohen Jet-Multiplizitäten führen. Werden dabei zwei Leptonen im Endzustand nachgewiesen, sind diese oft auf Fehlidentifikationen zurückzuführen. Aufgrund der hadronischen Aktivität innerhalb von Jets treten sowohl echte Leptonen aus Meson-Zerfällen als auch fehlidentifizierte Leptonen meist nicht in einer isolierten Umgebung auf. Eine Beschreibung von fehlidentifizierten Leptonen in der Simulation stellt eine besonders große Herausforderung dar und ist nur mit begrenzter Genauigkeit möglich. In dieser Analyse werden daher die Untergründe aus QCD-Multijet-Prozessen sowie aus Prozessen mit einzelnen  $W$ -Bosonen vollständig aus Daten abgeschätzt (s. Kapitel 7).

## **3.4 Proton-Proton Kollisionen**

In dieser Arbeit werden zur Suche des Higgs-Bosons die Ereignisse aus  $p$ - $p$ -Kollisionen ausgewertet und analysiert. Ein Proton ist keinesfalls ein Elementarteilchen, vielmehr besitzt es eine innere Substruktur, die aus Quarks und Gluonen gebildet wird. Allgemein werden die Konstituenten eines Hadrons als *Partonen* bezeichnet. Werden nun Protonen zur Kollision gebracht,

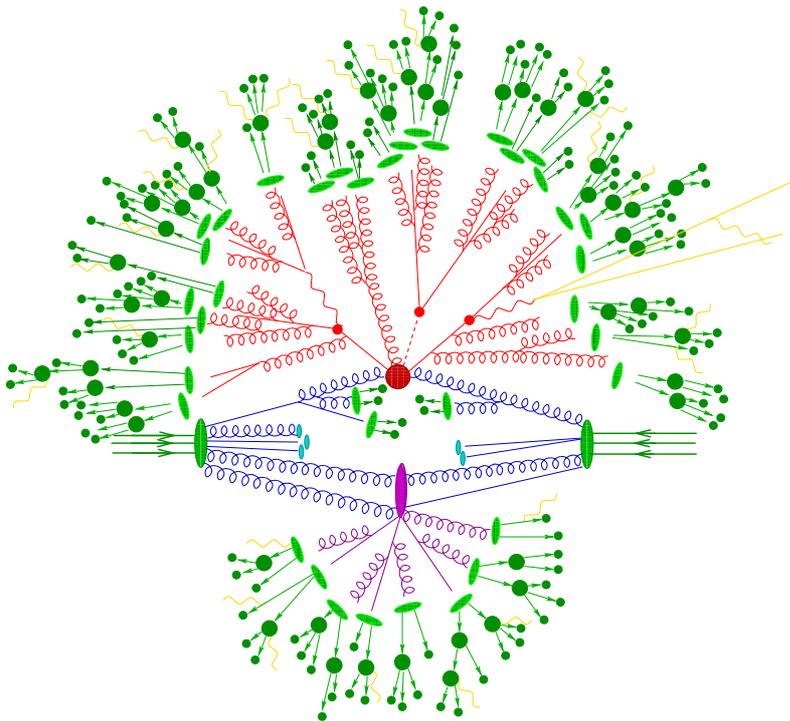
so ist durch den Beschleuniger nur der Gesamtimpuls des Protons beeinflussbar und somit bekannt. Die Impulsverteilungen der einzelnen Partonen sind jedoch unbekannt und können nicht mithilfe von physikalischen Grundprinzipien berechnet werden. Für die theoretische Berechnung von Streuprozessen der Partonen ist eine genaue Information über die Impulse der einlaufenden Teilchen aber notwendig. Durch das *Faktorisierungstheorem* [58] werden theoretische Vorhersagen über den gesamten Streuprozess zweier Hadronen ermöglicht. Dabei wird der Anteil des Prozesses, welcher perturbativ mit den in Kapitel 2 vorgestellten Theorien berechnet werden kann, harter Streuprozess genannt. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Streuung von Hadron  $A$  und Hadron  $B$  kann die Impulsverteilung der Partonen durch *Partonverteilungsfunktionen* (PDF)  $f_{i,I}$  von Hadron  $I$  beschrieben werden, wobei  $i$  den Flavour des Partons kennzeichnet. Die harten und die nicht perturbativ beschreibbaren, weichen Anteile der Streuung werden faktorisiert:

$$\sigma_{AB} = \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b f_{a,A}(x_a, \mu_F) f_{b,B}(x_b, \mu_F) \cdot \hat{\sigma}_{ab}(x_a, x_b, \mu_R). \quad (3.2)$$

Dabei beschreibt  $x_i$  den Bruchteil des Protonimpulses, welcher dem Parton des Flavours  $i$  zuteil wird.  $\hat{\sigma}$  ist der Wirkungsquerschnitt des harten Streuprozesses, welcher in niederen Ordnungen abhängig von der Renormierungsskala der QCD  $\mu_R$  ist. Die *Faktorisierungsskala*  $\mu_F$  separiert den harten und den weichen Streuprozess. Sie stellt eine Verletzung der Skaleninvarianz dar, die in perturbativen Rechnungen durch kollinear emittierte Gluonen verursacht wird. Bei Berücksichtigung aller Ordnungen würden  $\sigma_{AB}$  als physikalische Observable nicht von  $\mu_F$  und  $\mu_R$  abhängen [59]. Die PDFs können mithilfe von Fits an Daten von tief inelastischen Streuungen mit Hadronen gewonnen werden [60].

Neben dem harten Streuprozess finden bei einer Proton-Proton-Kollision eventuell weitere Wechselwirkungen statt. Dies ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Streuprozesse mit geringerem Impulsübertrag, in denen nur Partonen aus demselben Proton beteiligt sind, die im harten Streuprozess keine Rolle spielen, sind als *Underlying Event* bekannt. QCD-Bremsstrahlung kann sowohl vor als auch nach den Streuprozessen der Partonen auftreten. Die Abstrahlung von Gluonen (sowie die Abstrahlung von Photonen bei elektrisch geladenen Teilchen) im Anfangszustand des harten Streuprozesses wird als *Initial State Radiation (ISR)* bezeichnet. Abstrahlungen im Endzustand sind entsprechend als *Final State Radiation (FSR)* bekannt. Die abgestrahlten Gluonen können bei ausreichender Energie ein Quark-Antiquark Paar erzeugen, welches wiederum der starken Wechselwirkung unterliegt. Im sogenannten *Partonschauer* können Prozesse der starken Wechselwirkung mit nicht zu geringen Impulsüberträgen ( $\gtrsim 1$  GeV) perturbativ beschrieben werden. In vielen Prozessen zerfallen die im harten Anteil neu entstandenen Teilchen weiter in stabile Endzustände. Wie in Kapitel 2.2.3 erläutert, existiert kein freier farbgeladener Endzustand. In der Fragmentation formen die farbgeladenen Quarks hadronische Endzustände, von denen wiederum manche instabil sind und weiter zerfallen können. Der starke Prozess der Hadronisierung kann wiederum nur anhand phänomenologischer Modelle beschrieben werden, die auf der Auswertung experimenteller Daten basieren [61].

Im Beschleuniger werden nicht einzelne Protonen zur Kollision gebracht, sondern Protonpakete, die eine Vielzahl an Protonen beinhalten. Bei einer Kollision zweier Pakete finden mehrere  $p$ - $p$ -Wechselwirkungen statt. Als *Pile-Up* wird Aktivität im Detektor bezeichnet, die auf  $p$ - $p$ -Kollisionen außerhalb des Primärvertex von Interesse zurückzuführen ist (s. Kapitel 5.7).



**Abbildung 3.9:** Schematische Darstellung einer Proton-Proton Kollision. Neben dem harten Streuprozess (dunkelrot) ist ebenfalls das *Underlying Event* (pink) dargestellt. Vor der Hadronisierung (grün) erzeugen einige Partonen QCD-Bremsstrahlung, welche als FSR bezeichnet wird und Ausgangspunkt des Partonschauers bildet (hellrot). Im Anfangszustand wird ebenfalls QCD-Strahlung erwartet (blau). Elektromagnetische Abstrahlungen sind gelb dargestellt [61].

### 3.5 Ereignisgeneratoren

Eine zuverlässige Simulation von Signal- und Untergrundereignissen ist für Analysen in der Teilchenphysik von enormer Bedeutung. Wie im vorigen Abschnitt beschrieben, geht eine genaue Beschreibung von Proton-Proton-Kollisionen weit über die Berechnung von Matrixelementen der Streuprozesse hinaus. Die Idee in der Ereignissimulation besteht darin die verschiedenen physikalischen Abläufe, welche durch die Kollision hervorgerufen werden, weiter zu faktorisieren. Neben der schon beschriebenen Faktorisierung der PDFs und dem harten Streuprozess, wird weiterhin zwischen der Beschreibung des Matrixelements und des sogenannten *Partonschauer* unterschieden. Im Partonschauer werden Abstrahlungen von Gluonen  $g \rightarrow gq$  oder  $g \rightarrow gg$  beschrieben, deren Beiträge zur Streuamplitude für kollineare Richtungen oder kleine Energien divergieren. Daher ist es notwendig höhere Ordnung zu betrachten, in denen Endzustände mit vielen Partonen beschreiben werden. Nach Berechnung des Matrixelements (für den harten Streuprozess) sowie des Partonschauers (für ISR/FSR) werden in speziellen Generatoren die Informationen über das sogenannte *matching* zusammengefügt. Dabei muss Sorge getragen werden, dass Doppelzählungen vermieden werden. Eine genaue Beschreibung der Funktionsweise von Ereignisgeneratoren sind in Ref. [62] aufgeführt.

In Tabelle 3.1 sind die Ereignisgeneratoren aufgelistet, die für diese Arbeit benutzt wurden. Die Signalereignisse wurden mit POWHEG unter Berücksichtigung höherer Ordnung (NLO in QCD) generiert [63, 64]. Als Generator des Partonschauers wurde dazu PYTHIA [65] verwendet, welches zusätzlich das *Underlying-Event* simuliert. Für die Partonverteilungsfunktionen wird das Paket CT10 [66] verwendet. Die Partonschauer bei allen Untergrundprozessen dieser Analyse (bis auf der Single- $t$ -Produktion im  $t$ -Kanal, in welchem PYTHIA verwendet wurde) wurden mit HERWIG [67] simuliert. Die Matrixelemente von Produktionen von Top-Quark-Paaren und von Produktionen einzelner Top-Quarks im  $s$ -Kanal und mit assoziiertem  $W$ -Boson wurden mit MC@NLO [57] berechnet. Als PDFs dient dabei das Paket CT10. Der  $t$ -Kanal der Single- $t$ -Produktion wurde mit ACERMC [68] und den PDFs aus CTEQ6L1 [69] simuliert. In der Modellierung der übrigen Untergrundprozesse wird ebenfalls das Paket CTEQ6L1 benutzt. Für den Prozess der  $Z$ -Boson-Produktion wurde das Matrixelement mit ALPGEN [70] generiert. Di-Boson Prozesse werden mit HERWIG simuliert. Untergrundereignisse mit einzelnen  $W$ -Bosonen werden vollständig aus Daten abgeschätzt. Für Überprüfungen der datenbasierten Bestimmung wird jedoch auf die Simulation mit ALPGEN zurückgegriffen [71]. In allen Prozessen werden  $\tau$ -Zerfälle mit TAUOLA [72] und Photon-Abstrahlungen mit PHOTOS [73] simuliert. An diesem Punkt ist die theoretische Simulation der Ereignisse abgeschlossen. Für einen Vergleich der erwarteten Ereignissen mit Messungen in der Realität muss jedoch noch das Ansprechverhalten des Detektors simuliert werden. Dazu wird die Detektorsimulation GEANT4 [74] verwendet.

	Wirkungs- querschnitt [pb]	Matrix- Element	Parton- Shower	PDF
Gluon-Gluon-Fusion ( $H \rightarrow \tau\tau$ )	1,23	POWHEG	PYTHIA	CT10
Vektorboson-Fusion ( $H \rightarrow \tau\tau$ )	0,099	POWHEG	PYTHIA	CT10
Higgs-Strahlung (WH) ( $H \rightarrow \tau\tau$ )	0,044	POWHEG	PYTHIA	CT10
Higgs-Strahlung (ZH) ( $H \rightarrow \tau\tau$ )	0,025	POWHEG	PYTHIA	CT10
$Z$ -Boson-Produktion ( $Z \rightarrow ll$ )	5500	ALPGEN	HERWIG	CTEQ6L1
$t\bar{t}$ -Produktion	238	MC@NLO	HERWIG	CT10
Single- $t$ -Produktion				
Kanal mit assoz. $W$ -Boson	22,4	MC@NLO	HERWIG	CT10
$t$ -Kanal	87,8	ACERMC	PYTHIA	CTEQ6L1
$s$ -Kanal	5,6	MC@NLO	HERWIG	CT10
Di-Boson-Produktion	83,5	HERWIG	HERWIG	CTEQ6L1
$W$ -Boson-Produktion ( $W \rightarrow l\nu$ )	12200	ALPGEN	HERWIG	CTEQ6L1

**Tabelle 3.1:** Übersicht der verwendeten Wirkungsquerschnitte und Generatoren der Signal- und Untergrundprozesse. Ist ein Zerfallskanal angegeben, so ist das entsprechende Verzweigungsverhältnis berücksichtigt. Das Symbol  $l$  steht hier stellvertretend für ein Elektron, Myon oder  $\tau$ -Lepton.

# Kapitel 4

## Das Experiment

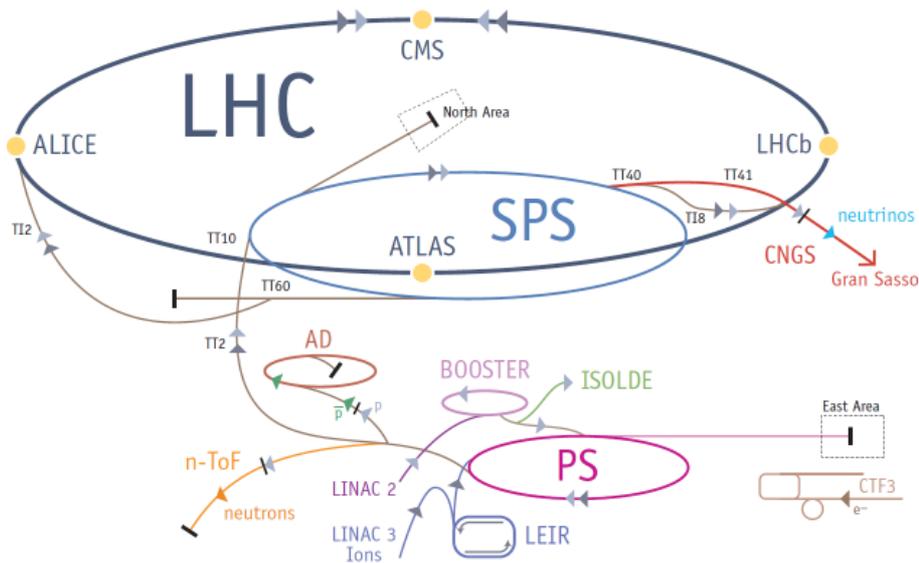
Die uns im Alltag umgebenden stabilen Teilchen, wie z.B. Elektronen oder Protonen tragen im Vergleich zu den schweren Teilchen des Standardmodells nur eine geringe Ruheenergie (s. Tabelle in Kapitel 2.1). Um Teilchen mit hoher Masse wie schwache Eichbosonen oder das im Standardmodell vorhergesagte Higgs-Boson im Labor zu erzeugen, müssen Beschleuniger den kollidierenden Teilchen hohe Energien zuführen. Die Aufgabe des Detektors besteht darin, das Ereignis der Kollision möglichst vollständig zu rekonstruieren. Dieses Kapitel stellt den am europäischen Zentrum für Teilchenphysik *CERN* installierten Ringbeschleuniger *Large Hadron Collider* sowie den *ATLAS*-Detektor vor.

### 4.1 Der Large Hadron Collider (LHC)

Der *Large Hadron Collider (LHC)* [75] ist der zur Zeit größte existierende Teilchenbeschleuniger. Mit einem Umfang von fast 27 km werden an diesem Synchrotron-Beschleuniger Proton-Proton-Kollisionen und Streuprozesse schwerer Ionen erzeugt. Der LHC befindet sich innerhalb eines Tunnels unterhalb der Erde, der schon für  $e^+e^-$ -Kollisionen am CERN genutzt wurde. Er wurde für Schwerpunktsenergien von bis zu  $\sqrt{s} = 14$  TeV in Proton-Proton-Kollisionen konzipiert. Die instantane Luminosität  $L$  beträgt dabei  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  [76]. Am 23. November 2009 fanden die ersten Proton-Proton-Kollisionen bei  $\sqrt{s} = 900$  GeV statt [77]. Im Jahr 2011 wurde der LHC durchgängig mit 7 TeV betrieben, 2012 betrug die Schwerpunktsenergie 8 TeV. Dabei wurde mit einer Luminosität von  $0,75 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  fast der Designwert der Luminosität erreicht [78].

Bevor die zu beschleunigenden Protonen den LHC erreichen, durchlaufen sie mehrere Prozesse der Vorbeschleunigung. In Abbildung 4.1 ist das Beschleunigersystem am CERN dargestellt. Protonen werden durch Ionisation einer Wasserstoffquelle gewonnen, worauf sie im linearen Beschleuniger LINAC2 eine Energie von 50 MeV erhalten. Nach weiteren Stufen der Beschleunigung im BOOSTER, PROTON SYNCHROTON (PS) und SUPER PROTON SYNCHROTON (PSP), findet die Injektion der Protonen in den LHC bei einer Energie von 450 GeV statt [75]. Hier zwingen 1232 Dipol-Magnete, welche eine Feldstärke von bis zu 8,33 T erreichen können, die Teilchen auf eine Kreisbahn. Um eine solche Stärke mit heutigen Technologien realisieren zu können, müssen die Dipol-Magnete auf 1,9 K gekühlt werden. Damit gehen sie in den Zustand der Supraleitung über.

An vier großen Experimente werden die vom LHC beschleunigten Teilchen zur Kollision gebracht. Die Multifunktions-Detektoren ATLAS [80] und CMS [81] erlauben Analysen zur Unter-



**Abbildung 4.1:** Skizze des Beschleunigersystems des LHC inklusive der Vorbeschleuniger BOOSTER, PS und SPS [79].

suchung des Standardmodells, zur Suche des Higgs-Bosons und weiterer Teilchen, deren Beschreibung über das Standardmodell hinausgeht. Das Experiment LHCb [82] widmet sich der Untersuchung spezieller Eigenschaften des  $b$ -Quarks. Der Detektor ALICE [83] wurde zur Studie von Kollisionen schwerer Ionen entwickelt. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Analyse von Messungen des ATLAS-Detektors. Dieser soll nun im folgenden Abschnitt vorgestellt werden.

## 4.2 Der ATLAS Detektor

Das ATLAS Experiment ist ein 40 m langer und 20 m hoher Detektor mit einem Gewicht von 7000 Tonnen. Er wurde entwickelt um die Vorhersagen des Standardmodells mithilfe von Präzisionsmessungen von Observablen genauestens zu überprüfen. Darüber hinaus wird mit dem ATLAS Detektor nach neuen physikalischen Phänomenen gesucht, welche auf der durch den LHC erreichbaren TeV Skala erwartet werden.

Die Herausforderung bei der Entwicklung des Detektors bestand darin, das Entdeckungspotential, welches durch die hohe Schwerpunktsenergie und Luminosität vom LHC definiert wird, möglichst optimal ausnutzen zu können. Der SPURDETEKTOR im inneren des ATLAS Detektors misst die Impulse und Spuren geladener Teilchen mit hoher Granularität. Damit können Kollisionenpunkte, sogenannte Vertices, nachgewiesen werden. Die ELEKTROMAGNETISCHEN und HADRONISCHEN KALORIMETER, in denen Photonen und Elektronen, bzw. Hadronen ihre Energie deponieren, umfassen einen möglichst großen Raumbereich, um Ereignisse möglichst vollständig rekonstruieren zu können. Das MYONSPEKTROMETER dient zum Nachweis und zur Impulsbestimmung von Myonen, die nur wenig Energie im Kalorimeter deponieren. Hohe Luminositäten erfordern ein effizientes Triggersystem, um aus der Vielzahl an Kollisionsereignissen die physikalisch interessanten herauszufiltern [84]. In Abbildung 4.2 ist der ATLAS-Detektor mit seinen

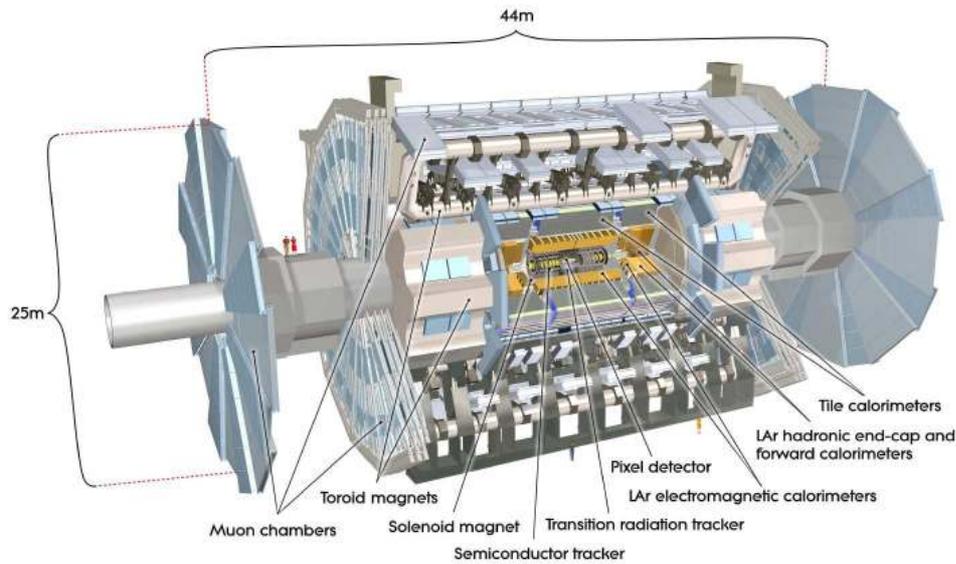


Abbildung 4.2: Ansicht des zylinderförmigen Atlas Detektors [80].

Komponenten abgebildet. Zusätzlich befinden sich die drei Detektoren LUCID<sup>1</sup>, ZDC<sup>2</sup> und der ALFA<sup>3</sup> Detektor in der Vorwärtsrichtung der Protonenstrahlen, welche in Proton-Proton-Kollisionen vor allem für Messungen zur Luminosität verwendet werden.

### 4.2.1 Das Koordinatensystem

Für die gesamte Arbeit findet das im Folgenden definierte Koordinatensystem Verwendung. Die z-Achse ist durch die eingehenden Protonenstrahlen definiert, sodass die x-y-Ebene transversal zur Strahlröhre aufgespannt ist. Die x-Achse, welche zum Mittelpunkt des LHC zeigt, definiert zusammen mit der nach oben zeigenden y-Achse ein rechtshändiges Koordinatensystem. Dies führt zur konventionellen Definition des Azimutwinkels  $\phi$  in der x-y-Ebene. Die Variable  $R$  beschreibt den Abstand zur Strahlachse  $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ . Anstelle des Polarwinkels  $\theta$  zwischen der Richtung eines Teilchens und der positiven z-Achse wird in der Praxis oft die Pseudorapidität  $\eta$  verwendet:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right). \quad (4.1)$$

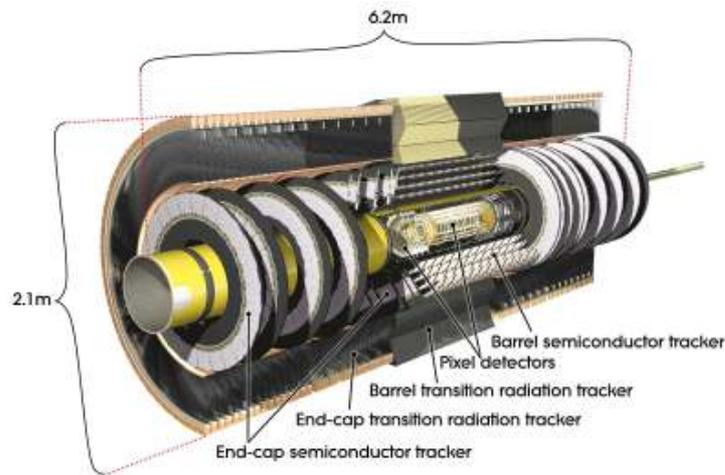
Aufgrund der Vielzahl weicher QCD-Prozesse bei Proton-Proton-Kollisionen, weist die Teilchendichte eine annähernd flache Verteilung in  $\eta$  auf [85]. Ein weiterer Vorteil für die Benutzung der Pseudorapidität liegt in ihrer Additivität beim Durchführen von Lorentz-Transformationen.

Abstände zweier Teilchen können durch die Differenz  $\Delta\eta$  und  $\Delta\phi$  in der entsprechenden Koordinate beschrieben werden. Die Größe  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$  beschreibt einen Kegel um die Flugbahn eines Teilchens. Eine für Analysen besonders wichtige Größe ist die Projektion der

<sup>1</sup>Luminosity measurement using Cerencov Integrating Detector

<sup>2</sup>Zero-Degree Calorimeter

<sup>3</sup>Absolute Luminosity for ATLAS

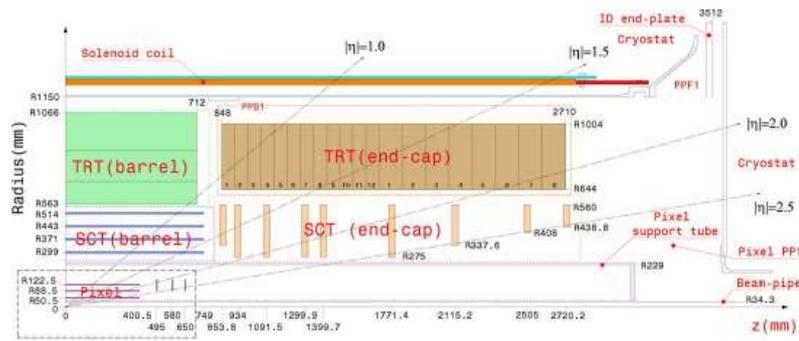


**Abbildung 4.3:** Detaillierte Ansicht des inneren Detektors. Für effiziente Messungen unterscheidet sich die Geometrie der einzelnen Komponenten in den Endkappen gegenüber der Zentralregion [86].

Teilchenimpulse auf die x-y-Ebene  $p_T$ , auch transversaler Impuls genannt. Zur Beschreibung der Trajektorien der Teilchen wird zunächst der Punkt in der transversalen Ebene bestimmt, welcher den kleinsten Abstand zur Strahlachse aufweist. Die Variable  $d_0$  stellt den transversalen Abstand dar, der Abstand in Richtung der Strahlachse wird durch  $z_0$  beschrieben. Mit weiteren Parametern  $\phi_0 = \tan^{-1} p_x/p_y$ ,  $\cot \theta = p_z/p_T$  und der Krümmung  $1/p_T$  ist der Helix zur Beschreibung der Flugbahn des Teilchens vollständig bestimmt.

#### 4.2.2 Der Spurdetektor

Der Spurdetektor befindet sich in der Mitte des ATLAS-Detektors. Er soll unter großer Strahlenbelastung zuverlässig den Verlauf geladener Teilchen vermessen. Mit einem Solenoid, das den Spurdetektor umgibt und ein Magnetfeld von 2 T erzeugt, wird eine Impulsmessung geladener Teilchen ermöglicht. Eine hohe Granularität ist erforderlich, um auch in Arbeitspunkten von hohen Luminositäten um  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  die Spuren einzelner Teilchen rekonstruieren zu können. Bei der konzipierten Luminosität des LHC durchqueren alle 25 ns etwa 1000 an den Kollisionspunkten neu erzeugte Teilchen den Bereich von  $|\eta| < 2,5$  [86]. Bis zum Jahr 2012 im tatsächlichen Betrieb betrug das Zeitintervall zwischen den Kollisionen der Protonpakete 50 ns. Abbildungen 4.3 und 4.4 stellen den Spurdetektor bestehend aus den drei Komponenten dar: Dem *Pixeldetektor*, dem *Semiconductor Tracker* (SCT) und dem *Transition Radiation Tracker* (TRT). Dabei werden die Komponenten im zentralen Bereich zylinderförmig um die Strahlachse angeordnet. Um Spurinformaton von geladenen Teilchen, deren Flugbahnen einen geringen Winkel zum Protonenstrahl einschließen, zu erhalten, wurden an den Endkappen des inneren Detektors scheibenförmig die Komponenten installiert, womit Spuren im Bereich von  $|\eta| < 2,5$  vermessen werden können.



**Abbildung 4.4:** Schematische Darstellung des inneren Detektors zur Rekonstruktion von Teilchenbahnen im Bereich  $|\eta| < 2,5$  [86].

### Der Pixeldetektor

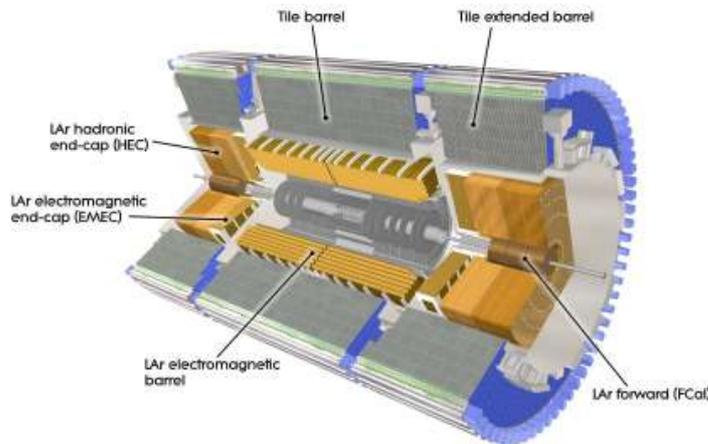
Der Pixeldetektor umgibt direkt die Strahlröhre. Der geringe Abstand zum Kollisionspunkt und die daraus folgende hohe Teilchendichte erfordern eine hohe Granularität der Messungen des Pixeldetektors. So können Vertices rekonstruiert und Jets, welche aus einem  $b$ -Quark hervorgehen ( $b$ -Jets), mit möglichst hoher Effizienz identifiziert werden. Dazu dienen in der Zentralregion des Detektors ungefähr 67 Millionen Pixelsensoren, die in 3 zylindrischen Lagen angeordnet sind. In den Endkappen befinden sich ca. 13 Millionen Pixel auf je drei ringförmige Ebenen verteilt [87]. Dotierte Regionen innerhalb der  $50 \times 400 \mu\text{m}$  großen Silizium Pixel und eine zur Raumladungszone invers angelegte Spannung ermöglichen den Nachweis von hochenergetischen ionisierenden Teilchen. Die intrinsische Punktauflösung des Pixeldetektors beträgt  $10 \mu\text{m}$  in der  $R - \phi$  Komponente und  $115 \mu\text{m}$  in der  $z$ -Komponente [80].

### Der SCT

Der *Semiconductor Tracker* basiert ebenfalls auf dem Prinzip eines Halbleiterdetektors, seine Geometrie unterscheidet sich jedoch von der des Pixeldetektors. Die geringere Teilchendichte im Bereich des SCT erlaubt eine streifenförmige Anordnung der Siliziumsensoren. Im Zentralbereich werden durch eine Verdrehung zweier dicht folgenden Siliziumschichten von  $40 \text{ mrad}$  Informationen über die  $z$ -Koordinate gewonnen. Jedes Teilchen durchquert 4 solcher Schichtpaare, welche jeweils Punktauflösungen von  $17 \mu\text{m}$  ( $R - \phi$ ) und  $580 \mu\text{m}$  ( $z$ ) ermöglichen.

### Der TRT

Der *Transition Radiation Tracker* besteht aus einer Vielzahl von langen röhrenförmigen Driftkammern. Ein hochenergetisches geladenes Teilchen ionisiert die hauptsächlich aus Xenon (70 %) und  $\text{CO}_2$  (27 %) bestehende Gasmischung. Im Bereich  $|\eta| < 2,0$  durchquert es meist 35-40 solcher Driftkammern. Der TRT ermöglicht nur Messungen der  $R - \phi$  Koordinate mit einer intrinsischen Genauigkeit von  $130 \mu\text{m}$ . Des Weiteren liefern charakteristische Abstrahlungen, die bei der Durchquerung der vielen Grenzflächen von einem Teilchen hervorgerufen wird, Kriterien zur Teilchenidentifikation [85].

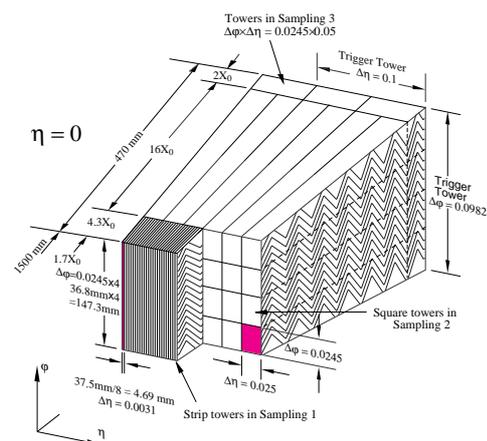


**Abbildung 4.5:** Ansicht des elektromagnetischen und des hadronischen Kalorimeters. Das FCal ermöglicht die Rekonstruktion von Jets in einem Bereich bis zu  $|\eta| < 4,9$  [80].

### 4.2.3 Das Kalorimeter

Das Kalorimetersystem des ATLAS Detektors (s. Abbildung 4.5) wurde für möglichst optimale Leistungen in den folgenden drei Aufgaben konzipiert: Zum einen soll es eine Energiemessung sowohl von geladenen als auch von neutralen Teilchen ermöglichen. Dazu wird die Erzeugung von Schauern beim Durchgang hochenergetischer Teilchen in dichtem Material ausgenutzt. Zweitens ist es insbesondere für neutrale Teilchen wichtig, zusätzliche Informationen über die Flugrichtung zu gewinnen, da sie im Spurdetektor nicht nachgewiesen werden können. Des Weiteren können auch Winkelinformationen von Elektronen und Pionen aus dem Kalorimeter mit den Einträgen aus dem Spurdetektor verglichen und zugeordnet werden. Zuletzt soll das Kalorimetersystem einen großen Raumbereich abdecken, um gute Auflösungen zur Messung der fehlenden Energie, welche beispielsweise durch nicht detektierbare Neutrinos verursacht wird, zu erreichen. Das System sollte von den Teilchen, die stark oder elektromagnetisch wechselwirken, nur von Myonen durchdrungen werden können.

Aufgrund des kleineren Wirkungsquerschnitts neutraler Hadronen, die nur stark mit dem Atomkern wechselwirken können, weisen diese beim Durchlauf dichten Materials eine wesentlich größere mittlere freie Weglänge auf als Teilchen die elektromagnetisch wechselwirken. Daher bestehen die meisten Kalorimetersysteme moderner Detektoren aus mindestens zwei Komponenten: einem elektromagnetischen Kalorimeter und einem Kalorimeter, welches für die Energiemessung und Absorption hadronischer Teilchen optimiert ist.



**Abbildung 4.6:** Die Akkordeonstruktur des EM-Kalorimeters [86].

Das **elektromagnetische (EM) Kalorimeter** des ATLAS Detektors besitzt eine akkordeonförmige Struktur. Diese deckt den vollständigen Be-

Detektorkomponente	angestrebte Auflösung	$\eta$ Bereich	
		Messung	Trigger
Spurdetektor	$\sigma_{p_T}/p_T = 0,05\% p_T \oplus 1\%$	$\pm 2,5$	
EM-Kalorimeter	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0,7\%$	$\pm 3,2$	$\pm 2,5$
hadron. Kalorimeter			
zentral und Endkappen	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	$\pm 3,2$	$\pm 3,2$
FCal	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3,1 <  \eta  < 4,9$	$3,1 <  \eta  < 4,9$
Myonspektrometer	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ bei $p_T = 1$ TeV	$\pm 2,7$	$\pm 2,4$

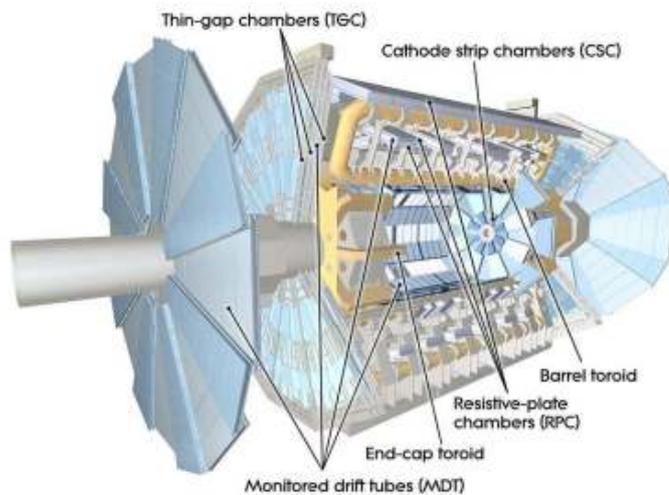
**Tabelle 4.1:** Zusammenfassungen der angestrebten Auflösung und des Abdeckungsbereichs der Komponenten des ATLAS Detektors. Das Symbol  $\oplus$  kennzeichnet eine quadratische Addition der Fehler [80].

reich des Azimutwinkels  $\phi$  ab. Die radiale Ausdehnung beträgt mindestens 22 Strahlungslängen  $X_0$  (bei Blei:  $X_0 = 0,56$  cm), um möglichst alle Photonen und Elektronen zu absorbieren. Im Zentralbereich  $|\eta| < 2,5$  ermöglicht die erste fein segmentierte Schicht eine erhöhte Granularität zur genauen Bestimmung der Position und Richtung der eingehenden Photonen und Elektronen. Die in Abbildung 4.6 dargestellten Zellen bilden hier eine zylinderförmige Ummantelung des inneren Detektors. In den Endkappen bildet das EM-Kalorimeter zwei Räder, welche einen Bereich von  $1,375 < |\eta| < 3,2$  abdecken. Das Funktionsprinzip des EM-Kalorimeters wird als *Sampling*-Kalorimetrie bezeichnet. Dabei durchqueren die Teilchen abwechselnd Schichten des Absorptionsmaterials (hier Blei), und des aktiven Mediums (hier flüssiges Argon).

Auf dem gleichen Prinzip basiert auch das **hadronische Kalorimeter**. Im Zentralbereich bilden Kacheln aus Stahl das Absorptionsmaterial, zwischen denen das aktive Medium der Plastikszintillatoren geschichtet sind. Die Tiefe beträgt ungefähr 7.4 mal der hadronischen Wechselwirkungslänge (bei Eisen: 17 cm) [86]. Aufgrund höherer Strahlenbelastung in den Endkappen wird in einem Bereich von  $1,5 < |\eta| < 3,2$  wiederum flüssiges Argon (aktives Medium) und Kupfer als Absorber verwendet [85].

Das **Forward Calorimeter (FCal)** soll Jets, Photonen und Elektronen im Bereich  $3,1 < |\eta| < 4,9$  mit einer geringen Ablenkung vom Teilchenstrahl vermessen. Das elektromagnetische Kalorimeter bestehend aus flüssigem Argon und Kupfer beginnt 4,7 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Hinter dem elektromagnetischen Kalorimeter schließen Module zur Energiemessung hadronischer Teilchen an. Im hadronischen Kalorimeter wird als Absorptionsmaterial Wolfram verwendet, das aktive Medium besteht auch hier aus flüssigem Argon.

Die Auflösungen und Abdeckungsbereiche der Komponenten des ATLAS-Detektors sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Die Messung der fehlenden transversalen Energie  $\cancel{E}_T$  ist von Auflösungsfehlern des Kalorimeters dominiert. Es ergibt sich daher eine Auflösung von  $\sigma_{\cancel{E}_T} = \alpha \sqrt{\sum E_T}$ , wobei  $\sum E_T$  die aufsummierte transversale Energie der gesamten Aktivität im Kalorimeter darstellt. Der Wert des Parameters  $\alpha$  hängt von den *Pile-Up*-Bedingungen und der Rekonstruktionsmethode der fehlenden Energie ab (s. Kapitel 5.6).



**Abbildung 4.7:** Das Myonspektrometer als abschließende Komponente des ATLAS Detektors. Zwischen den zur präzisen Messung bestimmten MDT und CSC wurden für ein effizientes Triggersystem die RPC und TGC installiert. Die Spulen sorgen für ein Magnetfeld, welches die Myonen in der R-z-Ebene krümmt [80].

#### 4.2.4 Das Myonspektrometer

Myonen sind die einzigen nachweisbaren Teilchen, die im Kalorimeter nicht absorbiert werden. Im Myonspektrometer (s. Abbildung 4.7) zwingen Magnetfelder, welche durch supraleitende Toroiden erzeugt werden, die elektrisch geladenen Myonen auf eine in der R-z-Ebene gekrümmte Bahn. Durch Bestimmung des Krümmungsradius kann somit der Impuls der Teilchen vermessen werden. Im Zentralbereich und in den Endkappen des Detektors sind je acht Magnete so ausgerichtet, dass die Trajektorie der Teilchen möglichst orthogonal zum Magnetfeld verläuft.

Für Präzisionsmessungen der Spurkomponenten in der R-z-Ebene dienen *Monitored drift tubes* (MDT), welche im Bereich von  $2,0 < |\eta| < 2,7$  durch die *Cathode strip chambers* (CSC) unterstützt werden. Die Kammern der MDT bestehen aus drei bis acht Ebenen aus Driftröhren, welche zu 93% mit Argon und zu 7% mit  $\text{CO}_2$  gefüllt sind. Die Punktauflösung einer Röhre beträgt  $80 \mu\text{m}$ , zusammengenommen in einer Kammer  $35 \mu\text{m}$ . Aufgrund höherer Teilchenraten in der Vorwärtsrichtung sind dort CSC mit einer besseren zeitliche Auflösung und höherer Granularität installiert. Dabei handelt es sich um Vieldrahtkammern mit einer Gasmischung, deren Anteil an  $\text{CO}_2$  auf 20% erhöht wurde. Für eine genaue Vermessung der hochenergetischen Teilchen ist außerdem eine präzise Kenntnis über die genauen Lage der Driftkammern sowie der Stärke des Magnetfelds notwendig. Dazu überprüfen ungefähr 12000 optische Sensoren die Ausrichtung der MDT. Des Weiteren vermessen ca. 1800 Hall-Sonden das Magnetfeld im gesamten Myonspektrometer.

Die Komponente des Triggersystem bildet einen weiteren wichtigen Bestandteil des Myonsystems. Das Triggersystem ist in der Lage Spurinformatoren in einigen hundertstel Mikrosekunden nach dem Durchlauf des Myons zu ermitteln [80]. Dazu dienen im Zentralbereich die *Resistive Plate Chambers* (RPC). Dies sind Kammern, welche von zwei plattenförmigen Elektroden begrenzt und mit Gas gefüllt werden. In den Endkappen besteht das Triggersystem aus

Vieldrahtkammern, die *Thin Gap Chambers* (TGC). Das Triggersystem ermittelt neben der  $\eta$  Komponente ebenfalls die  $\phi$  Koordinate in einem Bereich von  $|\eta| < 2,4$ . Die Projektion der Trajektorie auf die  $\phi$  Ebene ist ungekrümmt, sodass die Messungen der Triggerkammern die aus den MDT erhaltenen Spurinformatoren ergänzen.

#### 4.2.5 Das Triggersystem

Bei der konzipierten Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  finden innerhalb einer Sekunde ca.  $10^9$   $p$ - $p$ -Kollisionen im Inneren des Detektors statt. Das Aufnehmen der Daten aller Ereignisse ist somit weder möglich noch wünschenswert, da der Wirkungsquerschnitt von QCD-Prozessen den Wirkungsquerschnitt physikalisch interessanterer Prozesse um viele Größenordnungen übersteigt. Dies wird im Vergleich des inelastischen Wirkungsquerschnitts von Proton-Proton-Kollisionen ( $\sigma_{\text{inel}} = 74,7 \pm 1,7 \text{ mb}$  bei  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  [88]) mit den Wirkungsquerschnitten der in Kapitel 3 beschriebenen Prozesse deutlich. Das Triggersystem selektiert daher in jeder Sekunde aus den Milliarden Ereignissen ungefähr 400, welche eine interessante Signatur im Detektor aufweisen [89].

Das Triggersystem setzt sich aus drei Stufen zusammen: Der Level-1 Trigger (L1) trifft eine erste Auswahl basierend auf grobkörnigeren Informationen im Kalorimeter und in den Triggerkammern des Myonsystems. Um QCD-Prozesse mit niederen Impulsüberträgen zu unterdrücken, eignet sich die Selektion von Ereignissen, in denen physikalische Objekte mit hohen transversalen Impulsen oder gegebenenfalls hohe Beträge für die fehlende Energie gemessen werden. Energie-depositionen im Kalorimeter, die einen hohen transversalen Impuls vermessen, definieren daher interessante Regionen für die Triggerentscheidung. Bis zur Entscheidung des L1 Triggers werden die Informationen des Detektors in elektronischen Speichermodulen in der Nähe der Komponenten bis zu  $2,5 \mu\text{s}$  zwischengespeichert. Der L1 Trigger erlaubt eine maximale Akzeptanzrate von 75 kHz.

Der Level-2 Trigger (L2) entscheidet nach strikteren Kriterien, wie z.B. nach der Forderung eines höheren transversalen Impulses  $p_T$ , auf der Untermenge der durch L1 akzeptierten Ereignisse. Dem L2 Trigger stehen die durch den Level 1 bestimmten interessanten Bereiche in höherer Granularität zur Verfügung. Die Information in diesen Bereichen reicht in den meisten Fällen für eine Entscheidungsfindung des L2 Triggers aus. Dabei betrug die Akzeptanzrate im Jahr 2010  $\sim 4 \text{ kHz}$  mit einer durchschnittlichen Bearbeitungszeit eines Ereignisses von  $\sim 40 \text{ ms}$  [90].

Die letzte Stufe des Triggerentscheidungsprozesses bildet der Ereignisfilter (EF). Nach einer positiven Entscheidung des L2 Triggers wird die gesamte Ereignisinformation in hoher Granularität dem EF zur Verfügung gestellt. Die Vorselektion der beiden ersten Triggerstufen erlauben die Anwendung ausgefeilterer Algorithmen, um die finale Triggerentscheidung zu treffen. So können mithilfe der Einträge des inneren Detektors die Spuren der Teilchen und die Interaktionsvertices rekonstruiert werden. Wenn gewünscht werden diese für die Triggerentscheidung verwendet. Die finale Akzeptanzrate des Triggersystems beträgt ungefähr 450 Hz. Im Durchschnitt benötigt der Ereignisfilter eine Bearbeitungszeit von 400 ms pro Ereignis [90].

### 4.3 Datennahme

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Analyse von Daten, die im Jahr 2012 mit dem ATLAS Detektor aufgenommen wurden. Des Weiteren werden in dieser Arbeit Studien mit generierten Ereignissätzen durchgeführt, welche die Datennahme von 2011 simulieren.

- **Datennahme 2011** - Der LHC wurde 2011 mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV betrieben. Die instantane Luminosität steigerte sich stetig, bis Ende des Jahres der Wert von  $L = 36 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erreicht wurde. Die verwertbaren und aufgezeichneten Daten des ATLAS-Detektor ergeben dabei eine integrierte Luminosität von  $4,7 \text{ fb}^{-1}$ . Daten gelten dann als verwertbar, wenn alle Signale der einzelnen Komponenten des Detektors bestimmte Qualitätskriterien erfüllen, um zuverlässige Teilchenrekonstruktionen zu ermöglichen.
- **Datennahme 2012** - Ab dem 4. April 2012 wurden die Protonen auf 4 GeV vom LHC beschleunigt, sodass die Schwerpunktsenergie in Proton-Proton-Kollisionen  $\sqrt{s} = 8 \text{ GeV}$  betrug. Dabei wurde bis September bei instantanen Luminositäten von  $L = (60 - 80) \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  eine Datenmenge von  $13,0 \text{ fb}^{-1}$  aufgezeichnet, die in dieser Arbeit analysiert wird. Die Datennahme wurde bis zum 16. Dezember 2012 fortgesetzt und ergab eine integrierte Luminosität von  $20,7 \text{ fb}^{-1}$ . Deren Analyse wird in dieser Arbeit jedoch nicht berücksichtigt.

# Kapitel 5

## Ereignisrekonstruktion

In der Ereignisrekonstruktion werden die Detektorsignale ausgewertet und interpretiert, um kinematische Eigenschaften von physikalischen Objekten zu gewinnen. Für die Suche des Zerfalls  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll+4\nu$  sind insbesondere die Nachweise von Elektronen sowie Myonen von Bedeutung. Informationen über die Neutrinos im Endzustand sind nur über die Rekonstruktion von fehlender transversaler Energie möglich. Mit Nachweisen von Jets können charakteristische Topologien der Produktionsmechanismen des Signals ausgenutzt werden. Ereignisse mit Jets, welche aus hadronischen  $\tau$ -Zerfällen oder aus  $b$ -Zerfällen entstammen, werden in der Analyse verworfen. In diesem Kapitel werden die Algorithmen zur Rekonstruktion der für diese Analyse benötigten physikalischen Objekte skizziert.

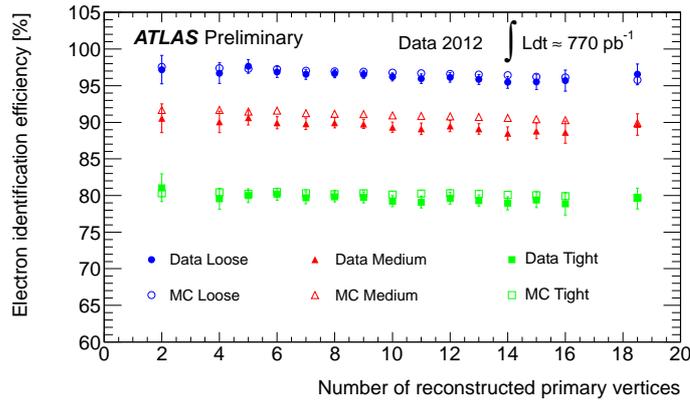
### 5.1 Elektronen

Die Auswertung der Detektorsignale zum Erhalt der kinematischen Eigenschaften eines Elektrons wird in zwei Stufen durchgeführt. Nach dem ersten Schritt, der Rekonstruktion, werden Qualitätskriterien zur Identifikation eines Elektrons angewendet [91].

Der Standard-Algorithmus zur Rekonstruktion von Elektronen nutzt die Messung der Energiedepositionen im elektromagnetischen (EM-) Kalorimeter als Grundlage. Zellbereiche, sogenannte *Cluster*, in denen eine transversale Energie von mindestens 2,5 GeV gemessen wird, werden selektiert. Befindet sich die Energiedeposition innerhalb von  $|\eta| < 2,5$  wird untersucht, ob dieser eine Spur des inneren Detektors zugewiesen werden kann. Eine Zuweisung erfolgt, wenn die zum EM-Kalorimeter extrapolierte Spur eine Differenz von  $\Delta\eta < 0,5$  zur Energiedeposition aufweist. In der transversalen Ebene wird dabei ein maximaler Abstand von  $\Delta\phi < 0,1$  (0,05) in (entgegen) der Krümmungsrichtung der Spur gewählt. Bei erfolgreicher Zuweisung wird die Energie des Elektron-Kandidaten durch Berücksichtigung größerer *Cluster* im Kalorimeter genauer vermessen.

Eine alternative Rekonstruktionsmethode, welche vor allem für Elektronen mit niederem transversalen Impuls geeignet ist, bietet der spurbasierte Algorithmus (für  $|\eta| < 2,4$ ). Weist eine rekonstruierte Spur bestimmte Qualitätskriterien auf, wird diese ins EM-Kalorimeter extrapoliert. In der Umgebung des Auftreffpunkts der Spur im Kalorimeter werden dann Energiedepositionen vermessen und für die Rekonstruktion berücksichtigt.

Für diese Analyse werden Elektronen verwendet, welche nach dem Standard-Algorithmus rekon-



**Abbildung 5.1:** Nachweiswahrscheinlichkeit von Elektronen für verschiedene Identifikationskriterien in Abhängigkeit der Anzahl rekonstruierter Primärvertices. In dieser Messung wurden die ersten Daten der Aufzeichnung von 2012 mit einer Luminosität von  $770 \text{ pb}^{-1}$  analysiert. Die gefüllten (hohlen) Punkte stellen Werte für beobachtete (simulierte)  $Z \rightarrow ee$  Ereignisse dar. Die Nachweiswahrscheinlichkeit sinkt bei höherer Aktivität im Detektor nur geringfügig [92].

struiert worden sind. Die Energiemessung der Elektronen basiert dabei auf den Informationen der *Cluster* im Kalorimeter. Die Flugrichtung der Elektronen wird anhand der Spuren der Elektronen im inneren Detektor bestimmt. Sollte ein Elektron ausschließlich durch den spurbasierten Algorithmus rekonstruiert worden sein, wird es in der Analyse nicht berücksichtigt. Elektronen, die außerhalb der Akzeptanz des Spurdetektors liegen und nur anhand von Informationen des EM-Kalorimeters rekonstruiert werden, werden ebenfalls nicht selektiert.

Nach der Rekonstruktion eines Elektron-Kandidaten wird untersucht, ob bestimmte Identifikationskriterien für die Selektion eines Elektrons erfüllt sind. Die Identifikationskriterien basieren auf der Forderung bestimmter Signatures in den Komponenten des Detektors. Für die Wahl der Kriterien gilt es eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen zu erreichen, ohne gleichzeitig Untergründe fälschlicherweise als Elektronen zu identifizieren. Die folgenden Definitionen stehen zur Identifikation von Elektronen zur Verfügung:

**loose++:** In dieser Selektion werden vor allem Schnitte auf Signatures im Kalorimeter verwendet. Es werden Energieanteile innerhalb bestimmter *Cluster* miteinander verglichen. Die Bezeichnung „++“ beschreibt hier zusätzliche Forderungen auf die Qualität der Spuren des rekonstruierten Objekts.

**medium++:** Zusätzlich zu den Kriterien der *loose++* Selektion werden Einträge der ersten Lage des EM-Kalorimeters genutzt. Die Qualitätskriterien für die Spuren sind in dieser Selektion höher gesetzt.

**tight++:** Für dieses Kriterium zur Identifikation werden neben den Schnitten der *loose++* und *medium++* Kriterien ebenfalls Informationen des TRT-Detektors genutzt.

In Abbildung 5.1 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit der Identifikationskriterien für Elektronen in den Daten und der Simulation von 2012 in Abhängigkeit der rekonstruierten Vertices aufgetragen. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten werden in den Daten mit der sogenannten *Tag- $\mathcal{E}$* -

*Probe*-Methode (s. beispielsweise Ref. [93]) vermessen. Sie betragen je nach geforderten Kriterien zwischen  $\sim 80\%$  (*tight++*) und  $\sim 96\%$  (*loose++*). Die Schnitte zur Erfüllung der Identifikationskriterien unterscheiden sich in den Analysen der Jahre 2011 und 2012. Für Analysen der Daten von 2012 wurden die Kriterien modifiziert, um auch bei höherer Aktivität im Detektor eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit von Elektronen zu erhalten [94].

Die gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeiten unterscheiden sich in der Simulation von den Daten, wie in Abbildung 5.1 zu erkennen ist. Zur Korrektur wird das Verhältnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten in der Simulation und Daten in verschiedenen  $\eta$ - und  $p_T$ -Regionen der Elektronen bestimmt. Mit einer Gewichtung der Ereignisse entsprechend dieser Skalierungsfaktoren wird die Simulation korrigiert.

## 5.2 Myonen

Myonen sind neben den Elektronen die einzigen detektierbaren Leptonen, welche innerhalb des Detektors nicht zerfallen und direkt rekonstruiert werden können.

Die Myonen hinterlassen nur wenig Energie im Kalorimetersystem des ATLAS-Detektors. Daher ist das Myonspektrometer essentieller Bestandteil für den Nachweis und die Vermessung von Myonen. Für die Rekonstruktion von Myonen mit dem ATLAS-Detektor gibt es vier verschiedene Vorgehensweisen [95]:

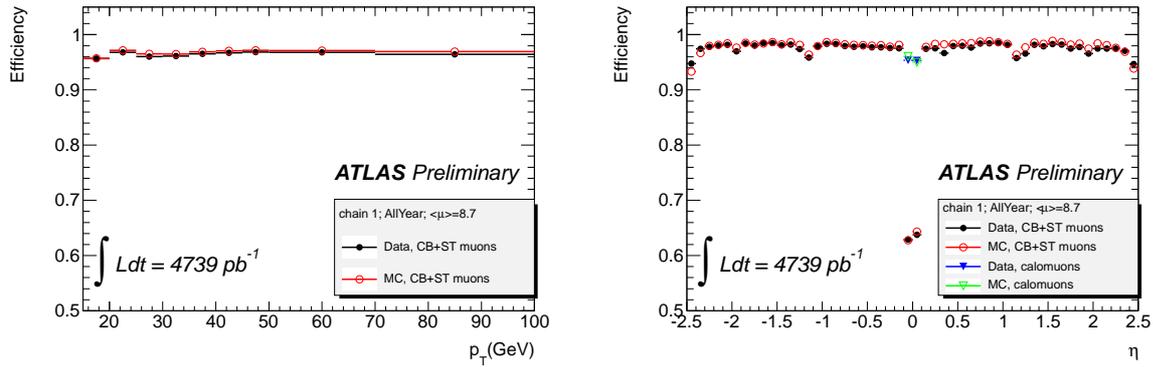
Zur Rekonstruktion von sogenannten ***Stand-Alone (SA) Myonen*** werden ausschließlich Informationen des Myonspektrometers verwendet. Aus den Einträgen im Myonspektrometer werden die Spuren der Myonen rekonstruiert. Diese Spuren werden ins Innere des Detektors bis zum Entstehungsvortex der Myonen extrapoliert. Der geringe Energieverlust der Myonen im Kalorimeter wird parametrisiert und zur Korrektur der Energiemessung aus dem Myonspektrometer verwendet.

***Combined (CB) Myonen*** werden unabhängig voneinander im inneren Detektor und Myonspektrometer rekonstruiert. Beide Spuren werden in die jeweils andere Detektorkomponente extrapoliert. Bei erfolgreicher Übereinstimmung der Spuren wird ein *Combined* Myon rekonstruiert.

Die ***Segment-Tagged (ST) Myonen*** werden ebenfalls mithilfe von Informationen des inneren Detektors sowie des Myonspektrometers rekonstruiert. Im Gegensatz zu *Combined* Myonen wird hier zuerst nur die Spur des inneren Detektors rekonstruiert und ins Myonspektrometer extrapoliert. Für eine Rekonstruktion von *Segment-Tagged* Myonen müssen einzelne Einträge im Myonspektrometer der Spur des inneren Detektors zugewiesen werden können.

Um die Nachweiswahrscheinlichkeit bei der Rekonstruktion von Myonen in Bereichen, in denen der Akzeptanzbereich des Myonspektrometers eingeschränkt ist (etwa bei  $\eta \approx 0$ ), zu erhöhen, wurde ein Algorithmus zur Rekonstruktion der sogenannten ***Calorimeter-Tagged (CT) Myonen*** anhand der Energiedepositionen im Kalorimeter entwickelt.

Zur Rekonstruktion von Myonen anhand von Signalen im Myonspektrometer gibt es zwei ver-



**Abbildung 5.2:** Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für Myonen in Abhängigkeit von  $p_T$  und  $\eta$  für Daten des Jahres 2011 [96].

schiedene Methoden, die mit *Staco* und *MuID* bezeichnet werden. In beiden Kategorien sind Algorithmen für die Rekonstruktion von *Stand-Alone* Myonen, CB- und ST-Myonen vorhanden. Für die Analyse dieser Arbeit werden nur *Staco* Myonen verwendet.

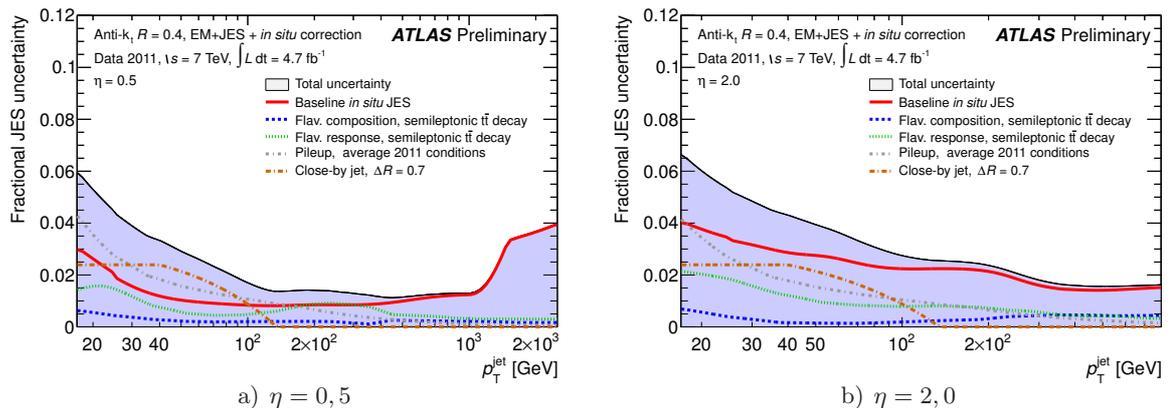
In Abbildung 5.2 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit der Myonen in Daten des Jahres 2011 dargestellt. Die erkennbaren Unterschiede zwischen der Simulation und den Daten werden mit Skalierungsfaktoren in der Analyse korrigiert. Der markante Einschnitt bei  $\eta = 0$  für CB und ST Myonen ist auf den eingeschränkten Akzeptanzbereich des Myonspektrometers zurückzuführen. Der gesamte Anteil der Myonen, welcher rekonstruiert wird, ergibt sich aus den Faktoren der Nachweiswahrscheinlichkeiten in den einzelnen Detektorkomponenten (Innerer Detektor und dem Myonspektrometer). Die gegenseitige Zuweisung der Signale aus beiden Detektorkomponenten weist ebenfalls eine bestimmte Effizienz auf. Aus diesen Faktoren ergibt sich eine gesamte Nachweiswahrscheinlichkeit zur Rekonstruktion der Myonen, welche einen transversalen Impuls von mindestens  $p_T > 20$  GeV aufweisen, von  $\sim 96\%$ .

Nach der Rekonstruktion werden zusätzliche Qualitätskriterien definiert, die in den Definitionen *loose*, *medium* und *tight* zusammengefasst werden. Für die vorliegende Analyse werden nur Myonen selektiert, welche die Kriterien der Definitionen *tight* erfüllen.

### 5.3 Jets

Das Ziel bei der Rekonstruktion von Jets besteht darin die kinematischen Eigenschaften des Partons aus dem harten Streuprozess möglichst akkurat zu beschreiben. Eine differenzierte Messung von einzelnen Hadronen, die beim Prozess der Hadronisierung entstehen, ist bei der Suche nach dem Higgs-Boson von untergeordnetem Interesse.

Die Rekonstruktion von Jets beginnt bei der Zusammenfassung von Zellen im Kalorimeter, in denen Nachweise von Energiedepositionen gemessen werden. Benachbarte Zellen werden zu sogenannten *Topoclustern* vereint [97]. Nach Bestimmung der *Topocluster* werden diese für den Algorithmus zur Bestimmung der Jets verwendet. Dazu werden die kinematischen Eigenschaften



**Abbildung 5.3:** Relative Unsicherheit auf die Energieskala der Jets (JES) in semileptonischen  $t\bar{t}$ -Zerfällen für verschiedene Bereiche von  $\eta$ . Neben der Unsicherheit der sogenannten *In-situ*-Kallibration (rot) beeinflussen die *Pile-Up*-Bedingungen (grau) und die Existenz nicht-isolierter Jets (braun) die Bestimmung der JES. Eine unterschiedliche Flavour-Zusammensetzung der Jets resultiert in unterschiedlichem Verhalten in der Fragmentation. Die entstehenden Unsicherheiten werden berücksichtigt (blau und grün, s. Ref. [99] für genauere Ausführungen). Die gesamte Unsicherheit setzt sich aus der quadratischen Summe aller Unsicherheiten zusammen [99].

der *Topocluster* in Vierervektoren von Pseudoteilchen umgerechnet.

In dieser Analyse werden Jets selektiert, welche mit dem sogenannten *Anti- $k_T$* -Algorithmus [98] rekonstruiert werden. Dieser vereinigt die *Topocluster* in iterativen Schritten zu Jets. Dazu wird diejenige Kombination zweier Pseudoteilchen  $i$  und  $j$  bestimmt, welche den minimalen Abstand  $d_{ij}$  ergibt. Der Abstand ist dabei über

$$d_{ij} = \min \left( \frac{1}{k_{Ti}^2}, \frac{1}{k_{Tj}^2} \right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (5.1)$$

definiert. Der transversale Impuls des Pseudoteilchens  $i$  wird durch  $k_{Ti}$  dargestellt;  $\Delta R_{ij}$  beschreibt den Abstand in der  $\eta$ - $\phi$ -Ebene der zwei Teilchen. Der Parameter  $R$  stellt den Radius dar und beträgt in dieser Analyse 0,4. Die zwei Pseudoteilchen  $i$  und  $j$  werden zu einem neuen Pseudoteilchen  $k$  zusammengefasst. In der nächsten Iteration werden erneut die Teilchen mit minimalen Abstand bestimmt. Stellt der Abstand eines Pseudoteilchens zur Strahlachse  $d_{iB} = k_{Ti}^{(-2)}$  das Minimum dar, wird die Iteration abgebrochen. Aus den kinematischen Eigenschaften des Pseudoteilchens  $i$  wird dann der Jet rekonstruiert.

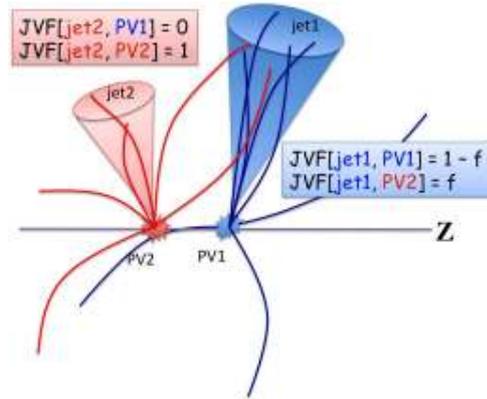
Nach der Anwendung des Algorithmus zur Rekonstruktion der Jets ist es von Bedeutung, den Jets die richtige Energieskala zuzuweisen. Als Ausgangspunkt der Jets dieser Analyse dient die Rekonstruktion auf der elektromagnetischen Skala. Um die unterschiedlichen Formen von hadronischen und elektromagnetischen Schauern zu berücksichtigen, werden Korrekturfaktoren bestimmt und für die Energiemessung der Jets verwendet. Hadronische Schauer zeichnen sich durch ein breiteres Profil aus. Energieverluste, die auf unvollständige Messungen einzelner hadronischer Teilchen innerhalb eines Jets zurückzuführen sind, werden parametrisiert und berücksichtigt. Eine ausführliche Beschreibung dieser sogenannten *EM+JES*-Kalibrierung ist in Ref. [100] dargestellt. In Abbildung 5.3 ist die relative Unsicherheit der Energieskala der

Jets für semileptonische  $t\bar{t}$ -Zerfälle in der Datennahme von 2011 dargestellt. Die Unsicherheit ist abhängig vom transversalen Impuls  $p_T$  sowie der Pseudorapidität  $\eta$  der Jets und beträgt zwischen 1-7%. Die Unsicherheit der Energieskala der Jets für  $b$ -Jets ist hierbei nicht berücksichtigt. Eine genaue Auflistung und Beschreibung der Ursachen der Unsicherheiten findet sich in Ref. [99].

Für die Analyse von Interesse sind ausschließlich Rekonstruktionen von Jets, welche auf Partonen im Vertex des harten Streuprozesses zurückzuführen sind. Jets, welche auf *Pile-Up*-Aktivität zurückzuführen sind, sollen möglichst unterdrückt werden. Der Algorithmus der sogenannten *Jet-Vertex-Fraction* (*JVF*) [102] dient der Zuordnung von Jets zum Primärvertex. Dabei werden die rekonstruierten Spuren im inneren Detektor den Jets sowie den Vertices zugeordnet. Der Wert der *JVF* des Jets  $i$  bezüglich des Vertex  $j$  ist dann über das folgende Verhältnis der skalaren Summen der transversalen Impulse  $p_T$  definiert:

$$JVF(i, j) = \frac{\sum_{\text{Spuren (Vtx}_j, \text{Jet}_i)} p_T}{\sum_{\text{Spuren (Jet}_i)} p_T}. \quad (5.2)$$

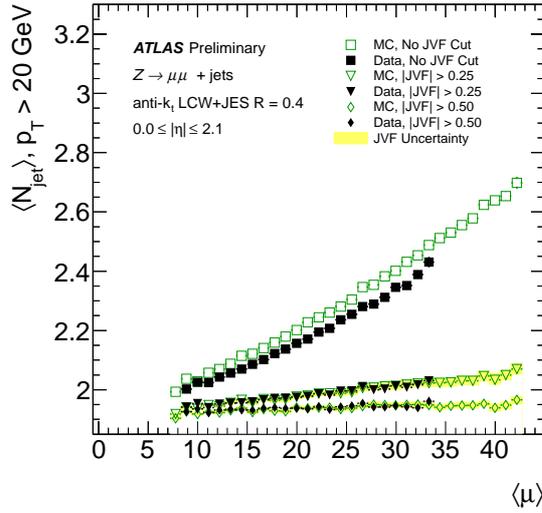
Dabei wird im Zähler über alle Spuren summiert, welche sowohl dem Jet  $i$  als auch dem Vertex  $j$  zugewiesen wurden. Ein hoher Wert von  $JVF(i, j)$  impliziert eine hohe Wahrscheinlichkeit, dass Jet  $i$  auf den Streuprozess in Vertex  $j$  zurückzuführen ist. In Abbildung 5.4 ist das Verhältnis aus Gleichung (5.2) skizzenhaft dargestellt. Da der eben beschriebene Algorithmus auf Informationen des Spurdetektors basiert, ist der Wert für *JVF* nur für Jets innerhalb von  $|\eta| < 2,4$  ermittelbar. In Abbildung 5.5 ist die Jet-Multiplizität in Abhängigkeit der durchschnittlichen Anzahl an Wechselwirkungen für verschiedene Forderungen an das *JVF*-Kriterium bei der Selektion von Jets dargestellt. Die Messungen beziehen sich auf  $Z \rightarrow \mu\mu$  Ereignisse in Daten sowie in der Simulation von 2012. Es ist erkennbar, wie der Einfluss des *Pile-Up* mithilfe der *JVF* reduziert wird.



**Abbildung 5.4:** Schematische Darstellung zur Bestimmung der *Jet-Vertex-Fraction* [101].

## 5.4 $\tau$ -Jets

Hadronisch zerfallende  $\tau$ -Leptonen werden im Folgenden als  $\tau$ -Jets bezeichnet. In dieser Suche nach  $H \rightarrow \tau\tau$ -Zerfällen in leptonischen Endzuständen wird die Rekonstruktion von  $\tau$ -Jets nur für die Anwendung eines Ereignis-Vetos benötigt.  $\tau$ -Jets zeichnen sich durch schmale Schauerprofile im Kalorimeter und einer geringen Anzahl geladener Spuren aus. Die rekonstruierten Spuren innerhalb eines  $\tau$ -Jets sind dabei auf geladene Pionen zurückzuführen. Zerfälle von  $\tau$ -Jets mit genau einem geladenem Pion werden *1-Prong-Zerfälle* genannt. Als *Multi-Prong-Zerfälle* werden  $\tau$ -Jets mit mehreren geladenen Pionen bezeichnet. Als Ausgangspunkt der  $\tau$ -Rekonstruktion dienen die mit dem *Anti- $k_T$* -Algorithmus rekonstruierten Jets (s. Abschnitt 5.3). Des Weiteren wird ein modifizierter Algorithmus der *Jet-Vertex-Fraction* verwendet. In dieser Modifikation wird berücksichtigt, dass die Pionen in  $\tau$ -Jets dem Sekundärvertex der  $\tau$ -Zerfälle entstammen.

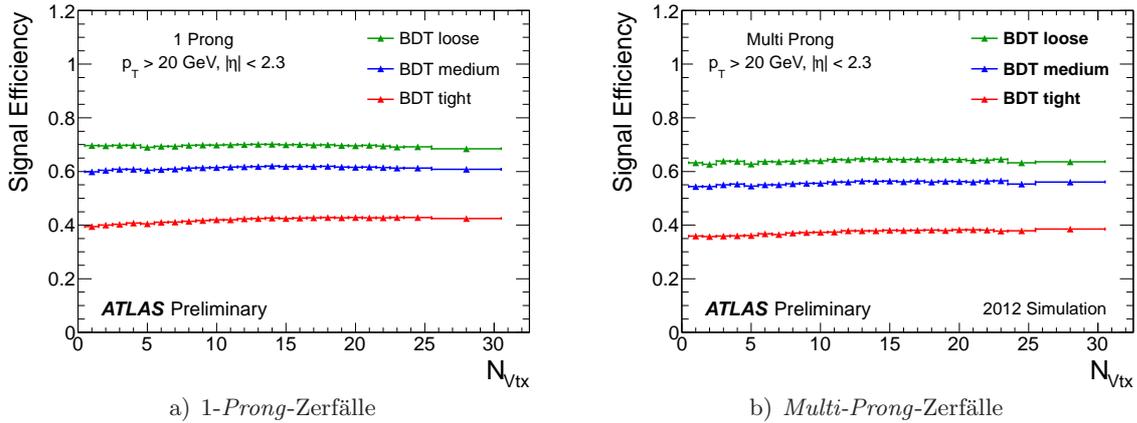


**Abbildung 5.5:** Dargestellt ist die mittlere Anzahl rekonstruierter Jets in Abhängigkeit der durchschnittlichen Anzahl der Wechselwirkungen pro Kollision zweier Teilchenpakete für  $Z \rightarrow \mu\mu$  Ereignisse der Datennahme und Simulation von 2012. Die gefüllten (hohlen) Punkte stellen Werte für beobachtete (simulierte) Ereignisse dar. Die Dreiecke (Rauten) stellen die Messpunkte dar, welche mit Schnitte auf die *Jet-Vertex-Fraction* von  $|JVF| > 0,25$  ( $0,5$ ) erreicht werden. Die Messergebnisse für Jets, die ohne JVF-Kriterium selektiert werden, sind durch die Vierecke gekennzeichnet [103].

Nach der Rekonstruktion von  $\tau$ -Jet-Kandidaten werden Kriterien zur Identifikation angewendet. Variablen, welche die Isolation von Spuren und Energiedepositionen im Kalorimeter charakterisieren, werden für multivariate Methoden benutzt. Mithilfe weiterer Variablen, welche die Geometrie der Spuren und der Energiedepositionen der Jets beschreiben, können Arbeitspunkte zum Erreichen einer gewünschten Nachweiswahrscheinlichkeit von hadronisch zerfallenden  $\tau$ -Leptonen definiert werden. Die Methode zur Identifikation der  $\tau$ -Jets dieser Analyse wird als *Boosted-Decision-Tree (BDT)* bezeichnet. Mit den drei Identifikationskriterien *loose*, *medium* und *tight* werden dabei Arbeitspunkte mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 70 % (65 %), 60 % (55 %) bzw. 40 % (35 %) bei 1-*Prong*-Zerfällen (*Multi-Prong*-Zerfällen) für  $\tau$ -Jets mit  $p_T > 20$  GeV erreicht. In Abbildung 5.6 ist dargestellt, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit nahezu unabhängig von der Anzahl rekonstruierter Vertices und somit von *Pile-Up*-Effekten ist. Die Rekonstruktion und Identifikation von  $\tau$ -Jets ist in den Referenzen [104,105] genauer beschrieben.

## 5.5 Jets aus $b$ -Quarks

Jets, die aus dem Zerfall eines  $b$ -Quarks hervorgehen, werden in den gesuchten Signalprozessen dieser Analyse nicht erwartet. Vor allem für die Unterdrückung von  $t\bar{t}$ -Prozessen dient ein Veto auf Ereignisse, in denen mindestens ein sogenannter  $b$ -Jet rekonstruiert wird. Für die Identifikation von  $b$ -Jets wird die lange Lebenszeit der Hadronen mit  $b$ -Quarks ausgenutzt. Es wird daher erwartet, dass ein Hadron mit  $b$ -Quarks erst bei einer gewissen räumlichen Distanz zum



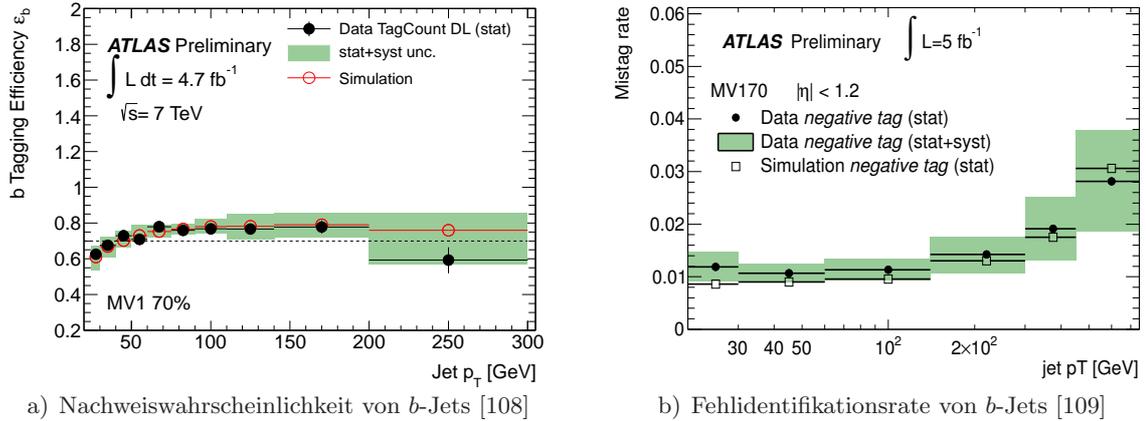
**Abbildung 5.6:** Die Nachweiswahrscheinlichkeit der  $\tau$ -Identifikation in Abhängigkeit der rekonstruierten Vertices in einem Ereignis. Die Messungen basieren auf simulierten Ereignissen (für die Datennahme von 2012) der Prozesse  $Z \rightarrow \tau\tau$ ,  $Z' \rightarrow \tau\tau$  und  $W \rightarrow \nu e$  [106].

Primärvertex zerfällt. Die große Masse und hohe Multiplizitäten im Zerfall dieser Hadronen sind weitere Charakteristika von  $b$ -Jets. Für den ATLAS-Detektor stehen verschiedene Algorithmen zur Erkennung von  $b$ -Jets zur Verfügung [107].

Der  $IP3D$ -Algorithmus nutzt Informationen über die Stoßparameter der rekonstruierten Spuren innerhalb eines Jets. Aus einem Vergleich mit den erwarteten Verteilungen der Variablen für verschiedene Jets<sup>1</sup> lässt sich für jeden Jet eine Wahrscheinlichkeitsaussage über die Existenz eines  $b$ -Quarks treffen. Im  $SV1$ -Algorithmus wird der Sekundärvertex des  $b$ -Zerfalls rekonstruiert. Zusätzliche Informationen wie beispielsweise die invariante Masse aller Spuren, die dem Sekundärvertex zugeordnet werden, erhöhen dabei die Nachweiswahrscheinlichkeit von  $b$ -Jets. Der  $JetFitter$ -Algorithmus nutzt für die Identifikation von  $b$ -Jets vor allem die Topologie der Zerfallsprodukte innerhalb des Jets aus. Diese Topologie unterscheidet sich für  $b$ -Jets und für Jets aus leichteren Quarks.

Die Ergebnisse des  $JetFitter$ - und des  $IP3D$ -Algorithmus werden mithilfe eines neuronalen Netzes kombiniert. Sowohl das Ergebnis des neuronalen Netzes, als auch die Ergebnisse der  $SV1$ - und  $IP3D$ -Algorithmen, werden zur Identifikation von  $b$ -Jets in dieser Analyse benutzt. Dabei wurde der Arbeitspunkt des sogenannten  $MV1$ -Algorithmus bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von  $b$ -Jets von 70 % gewählt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist dabei abhängig vom transversalen Impuls  $p_T$  des Jets, wie in Abbildung 5.7 a) zu erkennen ist [108]. Die Wahrscheinlichkeit einen Jet fälschlicherweise als  $b$ -Jet zu identifizieren ist in Abbildung 5.7 b) für den Bereich  $|\eta| < 1,2$  dargestellt. Im Bereich  $1,2 < \eta < 2,5$  beträgt die Wahrscheinlichkeit einer Fehlidentifikation je nach  $p_T$  des Jets zwischen  $\sim 0,6$ -4 % [109].

<sup>1</sup>Die erwarteten Verteilungen von Jets, die auf unterschiedliche Quark-Zerfälle zurückzuführen sind, werden mithilfe von Simulationen bestimmt.



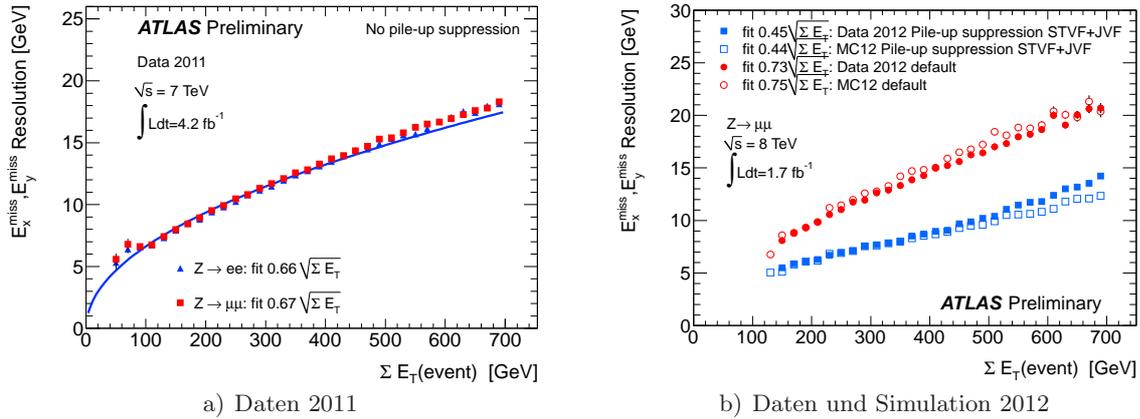
**Abbildung 5.7:** Die Nachweiswahrscheinlichkeit von  $b$ -Jets ist abhängig vom transversalen Impuls  $p_T$  des Jets (Abbildung a). In b) ist die Wahrscheinlichkeit für die Fehlfeststellung eines  $b$ -Jets im zentralen Bereich des Detektors dargestellt. Die Messungen basieren auf der Datennahme und Simulation von 2011. Die jeweils benutzten Methoden zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten werden in den entsprechenden Referenzen beschrieben [108, 109].

## 5.6 Fehlende transversale Energie

Eine wichtige Größe zur Suche nach dem Higgs-Boson im Zerfallskanal  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$  ist die fehlende transversale Energie<sup>2</sup>  $\vec{E}_T$ . Sie ist definiert als die negative vektorielle Summe der gesamten gemessenen Aktivität im Detektor in der  $x$ - $y$ -Ebene. Nach der Definition des ATLAS-Koordinatensystems (s. Kapitel 4.2.1) weisen die Protonen im Anfangszustand der  $p$ - $p$ -Kollisionen einen vernachlässigbaren Impuls in der transversalen Ebene auf. Die Impulserhaltung lässt bei Nachweis aller Zerfallsprodukte im Endzustand ebenfalls einen transversalen Impuls von null erwarten. Eine Vermessung der fehlenden Energie gibt somit Auskunft über Teilchen im Endzustand, die nicht direkt vom Detektor vermessen werden können (dazu gehören die nur schwach wechselwirkenden Neutrinos).

Die Rekonstruktion der fehlenden Energie basiert auf Informationen des Kalorimetersystems. Messungen in den Spurdetektoren dienen zur Ergänzung, um Myonen und niederenergetische Teilchen nicht unberücksichtigt zu lassen. Die Energiedepositionen im Kalorimeter werden zunächst den im Ereignis identifizierten physikalischen Objekten zugeordnet: Elektronen, Photonen, hadronisch zerfallende  $\tau$ -Leptonen, Jets und Myonen [110]. Die Energiedepositionen werden auf die transversale Ebene projiziert und vektoriell aufsummiert. Energiedepositionen, die keinem physikalischen Objekt zugeordnet werden, fließen ebenfalls in die Rekonstruktion von  $\vec{E}_T$  ein. Zur Minimierung von Störsignalen werden dazu nicht die einzelnen Zellen, sondern die in Abschnitt 5.3 beschriebenen *Topocluster* berücksichtigt. Die transversalen Impulskomponenten von Myonen werden der Impulsbilanz hinzugefügt. Für  $|\eta| < 2,5$  werden dazu in der Regel *Combined* Myonen (s. Abschnitt 5.2) verwendet. *Segment-tagged* Myonen werden nur in Regionen mit geringer Akzeptanz des Myonspektrometers benutzt. In der Impulsbilanz wird

<sup>2</sup>Im Folgenden auch nur „fehlende Energie“ genannt. Das Symbol  $E_T$  beschreibt die Länge des 2-dimensionalen Vektors  $\vec{E}_T$ .



**Abbildung 5.8:** Die Auflösung der fehlenden Energie ist abhängig von der gesamten transversalen Aktivität im Kalorimeter. In a) ist die gemessene Abhängigkeit in Daten des Jahres 2011 dargestellt. Mit Methoden zur Unterdrückung von *Pile-Up*-Effekten kann die Auflösung verbessert werden. Dies ist in b) für gemessene und simulierte Daten von 2012 dargestellt [111].

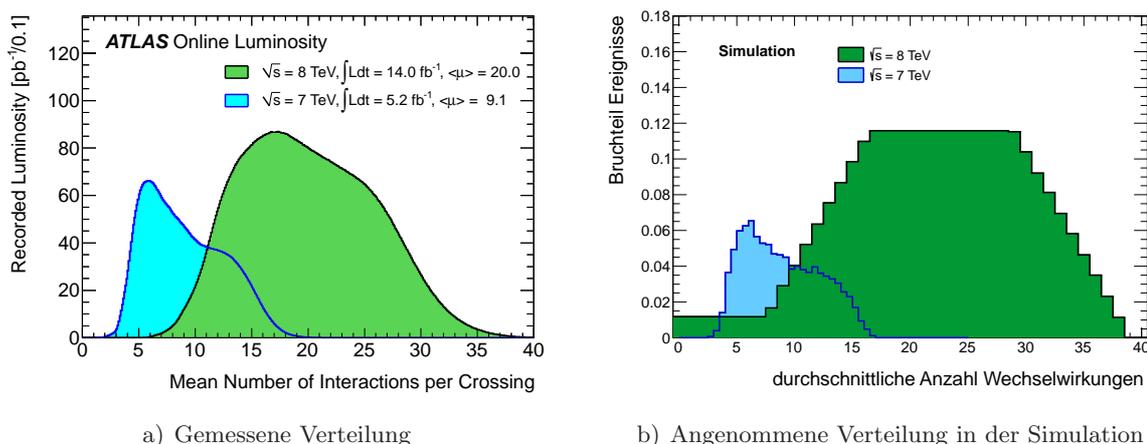
anhand unterschiedlicher Methoden für isolierte und nicht isolierte Myonen berücksichtigt, dass Energiedepositionen der Myonen im Kalorimeter nicht doppelt in die Berechnung einfließen. Weitere Teilchen mit niederen transversalen Impulsen, deren rekonstruierte Spuren des inneren Detektors keiner Energiedeposition im Kalorimeter zugeordnet werden können, werden in der Rekonstruktion der fehlenden Energie ebenfalls berücksichtigt.

Eine gute Auflösung bei der Messung der fehlenden Energie ist für Analysen mit Neutrinos im Endzustand von besonderer Bedeutung. Die Auflösung ist abhängig von der gesamten Aktivität im Detektor. Die Größe  $\sum E_T$  beschreibt die skalare Summe aller auf die transversale Ebene projizierten Energiedepositionen im Detektor. In Abbildung 5.8 a) ist die Auflösung der einzelnen Komponenten von  $\vec{E}_T$ , die in der Datennahme des Jahres 2011 gemessen wurde, dargestellt. Es ist eine wurzelförmige Abhängigkeit der Auflösung  $\sigma = 0,66\sqrt{\sum E_T}$  erkennbar. Diese Form der Abhängigkeit resultiert aus der Auflösung der Energiemessung in den Kalorimeterzellen.

In der Datennahme 2012 wurde die Ereignisrate der  $p$ - $p$ -Kollisionen erhöht. Dadurch steigert sich die gesamte Aktivität des Detektors aufgrund sogenannter *Pile-Up*-Effekte (s. nächster Abschnitt). Um dennoch gute Auflösungen der Messungen der fehlenden Energie zu ermöglichen, wurden verschiedene Algorithmen zur Unterdrückung des Einflusses von *Pile-Up*-Effekten entwickelt [111]. In Analysen von 2012 werden für die Rekonstruktion der fehlenden Energie die Energiedepositionen, welche entweder einem Jet mit  $p_T < 20$  GeV oder gar keinen physikalischen Objekt zugeordnet werden, skaliert. Diese Skalierung ist über das Verhältnis der skalaren Summen

$$STVF := \sum_{\text{Spuren, PV}} p_T / \sum_{\text{Spuren}} p_T \quad (5.3)$$

definiert. Dabei wird über alle rekonstruierten Spuren, die keinem physikalischen Objekt zugewiesen werden, summiert. Im Zähler tragen dazu nur die Spuren bei, welche dem Primärvertex zugeordnet werden. Ein hohes Verhältnis wird erreicht, wenn viele Spuren tatsächlich dem Primärvertex und somit der Kollision von Interesse entstammen. Des Weiteren werden Ener-



a) Gemessene Verteilung

b) Angenommene Verteilung in der Simulation

**Abbildung 5.9:** Die durchschnittliche Anzahl an Wechselwirkungen pro Kollision zweier Teilchenpakete hat sich bei der Datennahme 2012 gegenüber dem Vorjahr deutlich erhöht (Abbildung a) [112]. In b) ist die jeweils angenommene Verteilung in der Simulation dargestellt. Aufgrund der Unterschiede in den Verteilungen werden die simulierten Ereignisse umgewichtet.

giedepositionen von Jets mit  $p_T > 20 \text{ GeV}$  mit dem in Abschnitt 5.3 beschriebenen Wert der *Jet-Vertex-Fraction* skaliert. In Abbildung 5.8 (rechts) ist die Verbesserung der Auflösung von  $\sigma = 0,73\sqrt{\sum E_T}$  auf  $\sigma = 0,45\sqrt{\sum E_T}$  (gemessen in Daten 2012) durch diese Methode zur Unterdrückung von *Pile-Up*-Effekten dargestellt.

## 5.7 Pile-Up

Als *Pile-Up* wird die Aktivität im Detektor bezeichnet, welche nicht dem harten Streuprozess und dem Primärvertex von Interesse entstammt. Es wird unterschieden zwischen dem sogenannten *in-time Pile-Up* und dem *out-of-time Pile-Up*.

Wie bereits erwähnt beschleunigt der LHC Protonpakete, welche eine Vielzahl an einzelnen Teilchen beinhalten. Bei einer Kollision zweier solcher Pakete im Detektor finden weit mehr als nur eine  $p-p$ -Kollision statt. Abbildung 5.9 stellt die Verteilung der durchschnittlichen Anzahl der Wechselwirkungen  $\mu$  bei einer Kollision zweier Teilchenpakete für die Jahre 2011 und 2012 dar. Dabei findet der interessierende Streuprozess mit hohem Impulsübertrag nur in einem Primärvertex statt. Die Teilchen aus QCD-Prozessen mit niederen Impulsüberträgen aus den übrigen Vertices ist für diese Analyse von geringem Interesse und wird als *in-time Pile-Up* bezeichnet.

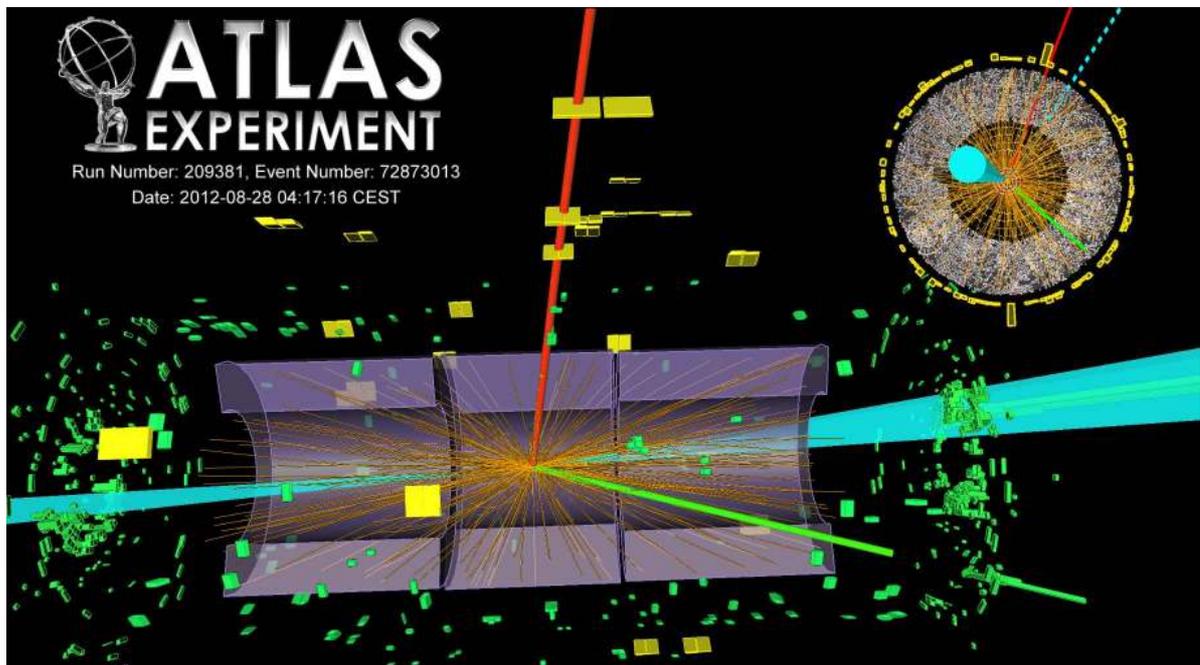
Das *out-of-time Pile-Up* bezeichnet Detektorsignale, welche durch die Entstehungsprodukte aus der vorhergehenden Kollisionen zweier Teilchenpakete verursacht wurden.

Eine hohe Frequenz der Kollision von Protonpaketen ist für das Erreichen einer hohen Luminosität wünschenswert. Eine hohe instantante Luminosität erhöht jedoch sowohl die Effekte des *in-time* als auch des *out-of-time Pile-Up*. Aufgrund der höheren Aktivität im Detektor erschw-

eren diese Effekte in der Regel die reine Selektion von physikalischen Objekten, welche für die Durchführung der Analyse von Interesse sind.

Bei der Generierung von simulierten Ereignissen sind die genauen *Pile-Up*-Bedingungen, welche tatsächlich in den Daten vorherrschen werden, noch nicht bekannt. Daher werden erwartete Prognosen über die *Pile-Up*-Verhältnisse bei der Produktion der simulierten Ereignisse verwendet. In Abbildung 5.9 ist der Unterschied zwischen der tatsächlich gemessenen Verteilung der Variablen  $\mu$  (a) und der Verteilung, welche in der Simulation angenommen wurde (b), zu erkennen. Um die Daten dennoch beschreiben zu können, werden die simulierten Ereignisse auf Analyseniveau gewichtet. Dabei wird die Gewichtung bezüglich der Variable  $\mu$  vorgenommen, um die gemessene Verteilung in den Daten zu reproduzieren.

In Abbildung 5.10 ist ein rekonstruiertes Ereignis eines Kandidaten einer Higgs-Produktion im ATLAS-Detektor dargestellt.



**Abbildung 5.10:** Ansicht eines Kandidaten für ein  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$  Ereignis im ATLAS-Detektor. Die grüne (rote) Spur kennzeichnet ein rekonstruiertes Elektron (Myon). Des Weiteren sind zwei Jets (blaue Kegel) mit geringer Auslenkung zur Strahlachse zu erkennen. Im Ereignis wurde ebenfalls fehlende transversale Energie rekonstruiert (blau, gestrichelt) [113].



# Kapitel 6

## Ereignisselektion

Die Herausforderung einer jeden Analyse zur Suche nach neuen physikalischen Prozessen liegt in der Separation von Signal- und Untergrundprozessen. Wie in Kapitel 3 beschrieben, übersteigt der Wirkungsquerschnitt des Untergrunds den der Signalprozesse um viele Größenordnungen. Es ist daher von großer Bedeutung eine Ereignisselektion zu definieren, welche bei einer hohen Effizienz zur Selektion des Signals die Beiträge der Untergrundprozesse stark reduziert. In diesem Kapitel wird die Ereignisselektion der schnittbasierten Analyse von 2012 (bei  $\sqrt{s} = 8$  TeV und  $\int L = 13 \text{ fb}^{-1}$ ) zur Suche des Prozesses  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$  vorgestellt. Nach der Vorselektion werden durch Definitionen der Kategorien die Topologien der verschiedenen Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons ausgenutzt. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird eine Optimierungsstudie beschrieben, auf deren Ergebnisse die Selektion der Analyse 2012 basiert.

### 6.1 Vorselektion

In der Vorselektion sind Grundbedingungen definiert, welche Ereignisse für eine weitere Betrachtung in der Analyse erfüllen müssen. So wird sichergestellt, dass während der Aufnahme der Daten alle Komponenten des Detektors voll funktionstüchtig waren. Weiterhin müssen Qualitätskriterien bei der Rekonstruktion des Primärvertex und bei der Vermessung von Jets erfüllt sein. Im Endzustand des Prozesses  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$  werden genau zwei Leptonen erwartet. Daher werden nur Ereignisse selektiert, in denen zwei Leptonen rekonstruiert werden. In der Analyse sind drei sogenannte Leptonkanäle definiert. Im  $ee$ -Kanal wurden zwei Elektronen im Endzustand identifiziert, der  $\mu\mu$ -Kanal wird durch die Existenz zweier Myonen definiert. Der  $e\mu$ -Kanal mit einem Elektron und einem Myon im Endzustand profitiert aufgrund der Kombinatorik von einem höheren Verzweigungsverhältnis. Der  $Z \rightarrow ee(\mu\mu)$ -Untergrund fällt im  $e\mu$ -Kanal aufgrund der Leptonselektion besonders gering aus. Im Folgenden werden die einzelnen Schritte der Vorselektion detailliert beschrieben.

#### 6.1.1 Vertexrekonstruktion

Für die Analyse eines Ereignisses wird gefordert, dass wenigstens ein Vertex rekonstruiert wurde, dem mindestens drei im Spurdetektor gemessene Trajektorien zugeordnet werden. Damit wird sichergestellt, dass die Aufnahme des Ereignisses nicht etwa durch ein kosmisches Myon ausgelöst wurde.

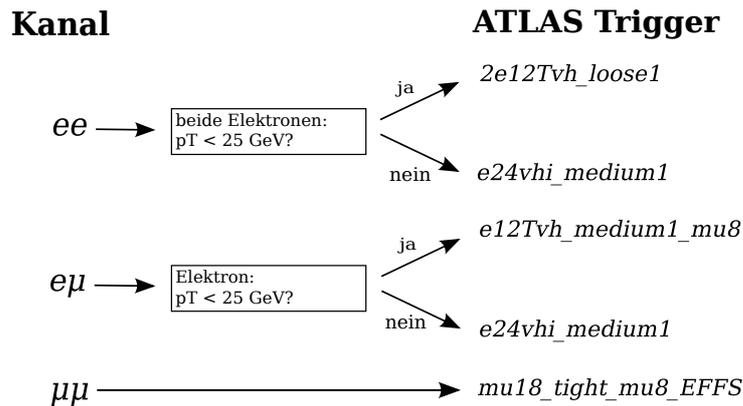


Abbildung 6.1: Das Triggermenü in der Analyse 2012.

### 6.1.2 Trigger

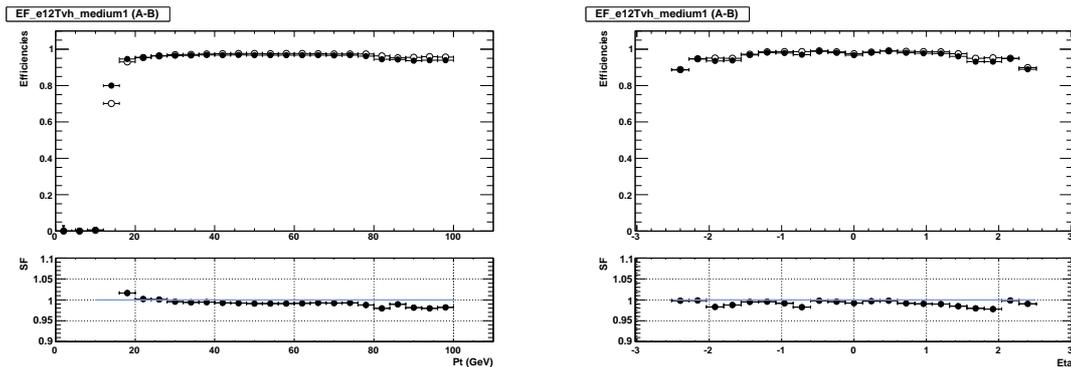
Durch die Entscheidung des Ereignisfilters im Triggersystem ist die Information verfügbar, welche Detektorsignatur die Aufnahme des Ereignisses ausgelöst hat. Für jeden Lepton-Kanal wird eine individuelle Forderung an die Entscheidung des Ereignisfilters gestellt.

In Abbildung 6.1 ist das Triggermenü der Analyse 2012 skizziert. Besitzen im  $ee$ -Kanal beide Elektronen einen transversalen Impuls von  $p_T < 25 \text{ GeV}$ , so wird die Entscheidung des Ereignisfilters  $2e12Tvh\_loose1$  (zwei Elektronen, die jeweils mit transversalen Impuls von  $p_T > 12 \text{ GeV}$  aufweisen) abgefragt. Wird hingegen mindestens ein Elektron mit  $p_T > 25 \text{ GeV}$  vermessen, dann wird gefordert, dass dieses den Einfach-Elektron-Trigger  $e24vhi\_medium1$  ausgelöst hat<sup>1</sup>. Ein ähnliches Prinzip wurde im  $e\mu$ -Kanal angewendet: Nur wenn das Elektron einen geringen transversalen Impuls aufzeigt, wird der Elektron-Myon-Trigger  $e12Tvh\_medium1\_mu8$  verwendet. Dabei wird die Existenz eines Elektrons mit  $p_T > 12 \text{ GeV}$  und eines Myons mit  $p_T > 8 \text{ GeV}$  gefordert. Im  $\mu\mu$ -Kanal ist die Entscheidung des Di-Myon-Triggers  $mu18\_tight\_mu8\_EFFS$  mit  $p_T > 18 \text{ GeV}$  und  $p_T > 8 \text{ GeV}$  ausschlaggebend.

Das Ansprechverhalten der Trigger ist in der Detektorsimulation nicht exakt wie in der Realität beschrieben. Die simulierten Daten werden daher mit einem Skalierungsfaktor korrigiert. Die Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit in Daten wird anhand der *Tag-ℓ-Probe*-Methode durchgeführt. Abbildung 6.2 zeigt die Abhängigkeit der Skalierungsfaktoren für den Trigger  $e12vhi\_medium1$  in  $p_T$  und  $\eta$ .

Die Wahl der in der Analyse benutzten Triggerkonfiguration stellt einen Kompromiss eines einfachen Triggermenüs bei gleichzeitigem Erreichen einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit dar. Es wird gefordert, dass die rekonstruierten Leptonen, welche den Trigger auslösen, einen höheren transversalen Impuls als die  $p_T$ -Schwelle des Ereignisfilters aufweisen. Damit wird eine konstant hohe Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggers erreicht. Dies vereinfacht die Abschätzung der systematischen Unsicherheiten und hält diese gering. Aus diesem Grund wird im  $\mu\mu$ -Kanal die Rekonstruktion eines Myons mit  $p_{T,\mu 1} > 20 \text{ GeV}$  gefordert. In den anderen Kanälen liegen die Kriterien der Leptonselektion bereits über der  $p_T$ -Schwelle des Ereignisfilters (s. nächster Abschnitt).

<sup>1</sup>Die Schwelle liegt dabei bei  $p_T > 24 \text{ GeV}$ .



**Abbildung 6.2:** Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggers unterscheidet sich in der Simulation (weiß) und in den Daten (schwarz) vor allem im Bereich der  $p_T$ -Schwelle. Gezeigt ist das Verhalten des  $e12vh\_medium1$  für  $Z \rightarrow ee$  Ereignisse in Abhängigkeit von  $p_T$  (links) und  $\eta$  (rechts) [71].

### 6.1.3 Leptonen

#### Selektion

Für die Analyse werden genau zwei isolierte Leptonen (Elektronen oder Myonen) im Endzustand gefordert. Des Weiteren wird ein Veto auf identifizierte  $\tau$ -Leptonen, die hadronisch zerfallen, angewendet. Die Analyse  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$  ist somit orthogonal zu Suchen in hadronische Endzuständen der  $\tau$ -Leptonen. In Tabelle 6.1 sind die Selektionskriterien der Elektronen, Myonen sowie den hadronisch zerfallenden  $\tau$ -Leptonen dargestellt.

Es werden nur Elektronen mit  $p_T > 15$  GeV selektiert. Zwischen den Endkappen und dem Zentralbereich ( $1,37 < |\eta| < 1,52$ ) ist keine zuverlässige Energiemessung der Elektronen möglich. Sollte dort dennoch ein Elektron identifiziert werden, so wird dieses nicht berücksichtigt. Für die Analyse werden nur Elektronen selektiert, die das Qualitätskriterium *medium++* erfüllen.

Zur Rekonstruktion von Myonen wird der *Staco*-Algorithmus mit dem Qualitätskriterium *tight* verwendet. In der Analyse werden sowohl *Combined*- als auch *Segment-Tagged*-Myonen verwendet, für deren Rekonstruktion die Informationen des inneren Detektors benötigt werden. Der Akzeptanzbereich beschränkt sich dabei auf  $|\eta| < 2,5$ . Es werden nur Myonen mit  $p_T > 10$  GeV selektiert. Zur Unterdrückung von kosmischen Myonen wird der Abstand in  $z$ -Richtung der Myonspur des inneren Detektors zum Primärvertex vermessen. Beträgt dieser über 10 mm wird das Myon nicht selektiert. Für die Analyse werden des Weiteren nur Myonen selektiert, deren Spuren bestimmte Qualitätskriterien erfüllen. In Tabelle 6.1 sind die gewählten Qualitätskriterien dargestellt. Sie folgen den Empfehlungen der *Myon-Combined-Performance*-Arbeitsgruppe [114].

Wird ein hadronisch zerfallendes  $\tau$ -Lepton identifiziert, so wird das Ereignis verworfen. Nur  $\tau$ -Leptonen mit einem transversalen Impuls von  $p_T > 20$  GeV und mit  $|\eta| < 2,5$  gehen dabei in die Betrachtung mit ein. Es werden  $\tau$ -Leptonen selektiert, welche die Identifikationskriterien der *medium* Definition der *BDT*-Methode (s. Kapitel 5.4) erfüllen. Die weiteren Selektionskriterien

<b>Elektronen</b>	
Qualitätskriterium	<i>medium++</i>
Transv. Impuls $p_T$	$> 15 \text{ GeV}$
$ \eta $	$0 <  \eta  < 1,37$ und $1,52 <  \eta  < 2,47$
Author	1 oder 3
<b>Myonen</b>	
Qualitätskriterium	<i>staco tight</i>
Transv. Impuls $p_T$	$> 10 \text{ GeV}$
$ \eta $	$< 2,5$
$z_0$ zu Primärvertex	$< 10 \text{ mm}$
Spurkriterien:	
B-Lagen-Treffer	$> 0$ oder kein B-Lagen-Treffer erwartet
Pixel-Treffer + „tote“ <sup>a</sup> Pixel	$> 0$
SCT-Treffer + „tote“ Sensoren	$> 4$
Pixel-Lücken + SCT-Lücken	$< 3$
TRT-Einträge <sup>b</sup>	$\left\{ \begin{array}{l} \text{wenn TRTgesamt} > 5 : \\ \quad \text{TRTOutliers} < 0,9 \cdot \text{TRTgesamt} \\ \text{für } 0,1 <  \eta  < 1,9: \\ \quad \text{verlange TRTgesamt} > 5 \end{array} \right.$
<b><math>\tau</math>-Leptonen</b>	
JetBDTSigMedium	$= 1$
EleBDTMedium	$= 0$
Transv. Impuls $p_T$	$> 20 \text{ GeV}$
$ \eta $	$< 2,5$
Author	1 oder 3
numTrack	1 oder 3
Ladung	$= 1$
muonVeto	$= 0$

<sup>a</sup>als „tot“ werden Sensoren bezeichnet, die im Moment der Messung nicht funktionstüchtig sind.

<sup>b</sup>TRTgesamt ist die Summe aus TRT-Treffer und TRTOutliers.

**Tabelle 6.1:** Kriterien zur Selektion der Leptonen für die Analyse 2012.

	$\sum E_{T,\Delta R}/p_T$	$\sum p_{T,\Delta R}/p_T$
Elektronen	$< 0,14$	$< 0,13$
Myonen	$< 0,14$	$< 0,13$

**Tabelle 6.2:** Isolationskriterien der Leptonen in der Analyse 2012. Als Kegelgröße wurde  $\Delta R = 0,3$  gewählt.

sind in Tabelle 6.1 aufgelistet.

### Isolation

Die Forderung nach isolierten Leptonen ist ein wichtiger Bestandteil der Analyse. Dadurch wird vor allem der QCD-Untergrund reduziert. In QCD-Prozessen entstehen Leptonen in semileptonischen Zerfällen von Hadronen, deren Zusammensetzung ein  $b$ - oder ein  $c$ -Quark beinhaltet. Typisch für diese Zerfälle ist eine hohe Aktivität in unmittelbarer Nähe des entstandenen Leptons. Bei der Messung von Jets kommt es vor, dass diese fälschlicherweise als Lepton, insbesondere als Elektron identifiziert werden. Dieser Effekt tritt seltener bei Leptonen auf, deren Umgebung geringe Aktivität aufweist [51].

Im Bereich  $\Delta R = 0,3$  um die Flugrichtung des Leptons wird im Kalorimeter die gesamte zusätzliche transversale Energie  $\sum E_{T,\Delta R}$  aufsummiert. Die Energiedeposition des Leptons wird dabei nicht berücksichtigt. Ebenso wird im Spurdetektor die skalare Summe der transversalen Impulse aller weiterer Spuren  $\sum p_{T,\Delta R}$  vermessen. Das Verhältnis dieser Größen zum transversalen Impuls des Leptons  $p_T$  werden zur Isolation verwendet. Tabelle 6.2 stellt die in der Analyse verwendeten Isolationskriterien vor.

#### 6.1.4 Jet Selektion und Overlap Removal

Jets werden nach dem *AntiKt4TopoEM*-Algorithmus mit  $R = 0,4$  rekonstruiert. Jets, die einen geringeren transversalen Impuls als 20 GeV aufweisen, werden nicht selektiert. Das Kalorimetersystem ermöglicht Rekonstruktionen in einem Bereich von  $|\eta| < 4,9$ . In der Analyse werden nur Jets mit  $|\eta| < 4,5$  verwendet. Für die Analyse sollen nur Jets selektiert werden, die nicht auf *Pile-Up* Effekte zurückzuführen sind. Dazu wird in der Analyse für die Selektion eines Jets mit  $|JVF| > 0,5$  gefordert, wenn dieser innerhalb des Bereichs von  $|\eta| < 2,4$  rekonstruiert wird.

Das sogenannte *Overlap Removal* stellt sicher, dass eine Signatur im Detektor genau einem rekonstruierten physikalischen Objekt zugeordnet wird. Myonen sind die einzigen nachweisbaren Teilchen, die nicht vollständig vom Kalorimeter absorbiert werden. Wird im Myonspektrometer eine Signatur gemessen, aus der ein Myon rekonstruiert und identifiziert werden konnte, so wird dieses beibehalten. Rekonstruierte Elektronen,  $\tau$ -Leptonen oder Jets, die einen geringen Abstand in der  $\eta$ - $\phi$ -Ebene zur Flugrichtung des Myons aufweisen, werden verworfen. In der nächsten Stufe werden  $\tau$ -Leptonen und Jets verworfen, deren Abstand zu einem identifizierten Elektron zu gering ist. Ein Jet nahe eines  $\tau$ -Leptons wird in der letzten Stufe des *Overlap*

*Removals* verworfen. Es wird jeweils ein Mindestabstand zwischen zwei Teilchen von  $\Delta R = 0,2$  gefordert.

Ereignisse mit Jets, die aufgrund von Störsignalen im Kalorimeter rekonstruiert wurden, werden für die Analyse nicht verwendet [115]. Rauschsignale treten oft in Form starker „Peaks“ auf. Diese werden in den Endkappen des hadronischen Kalorimeters vermessen und stellen oft einen Großteil der gesamten Energie eines Jets. Aufgrund von kapazitiven Kopplungen wird bei Auftreten eines „Peaks“ in den benachbarten Zellen negative Energie vermessen. Eine große zeitliche Verzögerung zwischen der Energiedeposition im Kalorimeter und der Proton-Proton-Kollision liefert einen Hinweis auf Strahlungsquellen außerhalb des Detektors. Ein weiterer Hinweis auf ein Störsignal liegt dann vor, wenn einem Jet nicht genügend Spuren im inneren Detektor zugewiesen werden können.

## 6.2 Topologische Selektion

Diese Analyse basiert auf konsekutiven Schnitten, die in fünf zueinander orthogonale Kategorien definiert sind. Jedes Ereignis wird maximal einer Kategorie zugeteilt. Verschiedene Charakteristika der Detektorsignatur, die bei den unterschiedlichen Mechanismen der Produktion des Higgs-Bosons erwartet werden, bilden die Motivation der Unterteilung in folgende Kategorien:

- **Vektorboson-Fusion („VBF“)**: In einem Signalereignis der Vektorboson-Fusion werden zwei Jets mit geringer Auslenkung zur Strahlachse erwartet (s. Kapitel 3). Für die Selektion wird daher die Rekonstruktion zweier Jets mit einer hohen invarianten Masse  $m_{jj}$  und einer großen Differenz in der Pseudorapidität  $\Delta\eta_{jj}$  gefordert. Durch die Selektion werden die Mechanismen der Higgs-Boson-Produktion über Gluon-Gluon-Fusion und Higgs-Strahlung unterdrückt.
- **Higgs-Boson mit hohem Boost („Boosted“)**: In dieser Kategorie werden Ereignisse selektiert, die Kandidaten eines Higgs-Zerfalls mit hohem transversalen Impuls darstellen. Der größte Beitrag zum Signalprozess liefert in dieser Kategorie die Gluon-Gluon-Fusion. Dies ist auf den hohen Beitrag der QCD-Korrekturen in diesem Prozess zurückzuführen, in denen der Rückstoß an zusätzlichen Partonen, welche im Detektor als Jets nachgewiesen werden, dem Higgs-Boson einen hohen Boost verleiht. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Gluon-Gluon-Fusion für verschiedene Jet-Multiplizitäten wird ausführlich in Ref. [116] diskutiert.
- **Higgs-Strahlung („VH“)**: Bei der Higgs-Produktion mit assoziiertem Vektorboson werden in hadronischen Zerfällen des schwachen Eichbosons die Rekonstruktion zweier Jets erwartet. Es werden Ereignisse selektiert, in denen die invariante Masse der Jets  $m_{jj}$  in den Massenbereich der schwachen Eichbosonen fällt. Dadurch wird vor allem der Prozess der Vektorboson-Fusion in dieser Kategorie unterdrückt. Um nicht zu viele Signalprozesse zu verlieren, sind die Schnitte jedoch so gewählt, dass in dieser Kategorie mehr Signalereignisse der Gluon-Gluon-Fusion als der Produktion mit assoziiertem Vektorboson erwartet werden.
- **„1-Jet“**: Ereignisse, in denen mindestens 1 Jet rekonstruiert wird können dieser Kategorie

	Schnitt auf Variable	Kanal	
		$ee + \mu\mu$	$e\mu$
1	inv. Masse der Leptonen:	$(30 < m_{ll} < 75)$ GeV	$(30 < m_{ll} < 100)$ GeV
2	skalare Summe transv. Impulse:	$p_{T,\text{lep1}} + p_{T,\text{lep2}} > 35$ GeV	
3	mind. 1 Jet mit:	$p_{T,j1} > 40$ GeV	
4a	fehlende Energie:	$\cancel{E}_T > 40$ GeV	$\cancel{E}_T > 20$ GeV
4b		$\cancel{E}_{T,\text{hpto}} > 40$ GeV	-
5a,b	Var. der koll. Näherung <sup>a</sup> :	$0,1 < x_{1,2} < 1,0$	
6	$\Delta\phi$ der Leptonen:	$0,5 < \Delta\phi_{ll} < 2,5$	

<sup>a</sup>Die kollineare Näherung mit Definition der Variablen  $x_i$  wird in Kapitel 8 beschrieben.

**Tabelle 6.3:** „Basisselektion“ der Analyse, die bis auf der 0-Jet-Kategorie in allen Kategorien angewendet wird.

zugewiesen werden. Auch in dieser Kategorie ist der Großteil der Signalereignisse auf den Prozess der Gluon-Gluon-Fusion zurückzuführen.

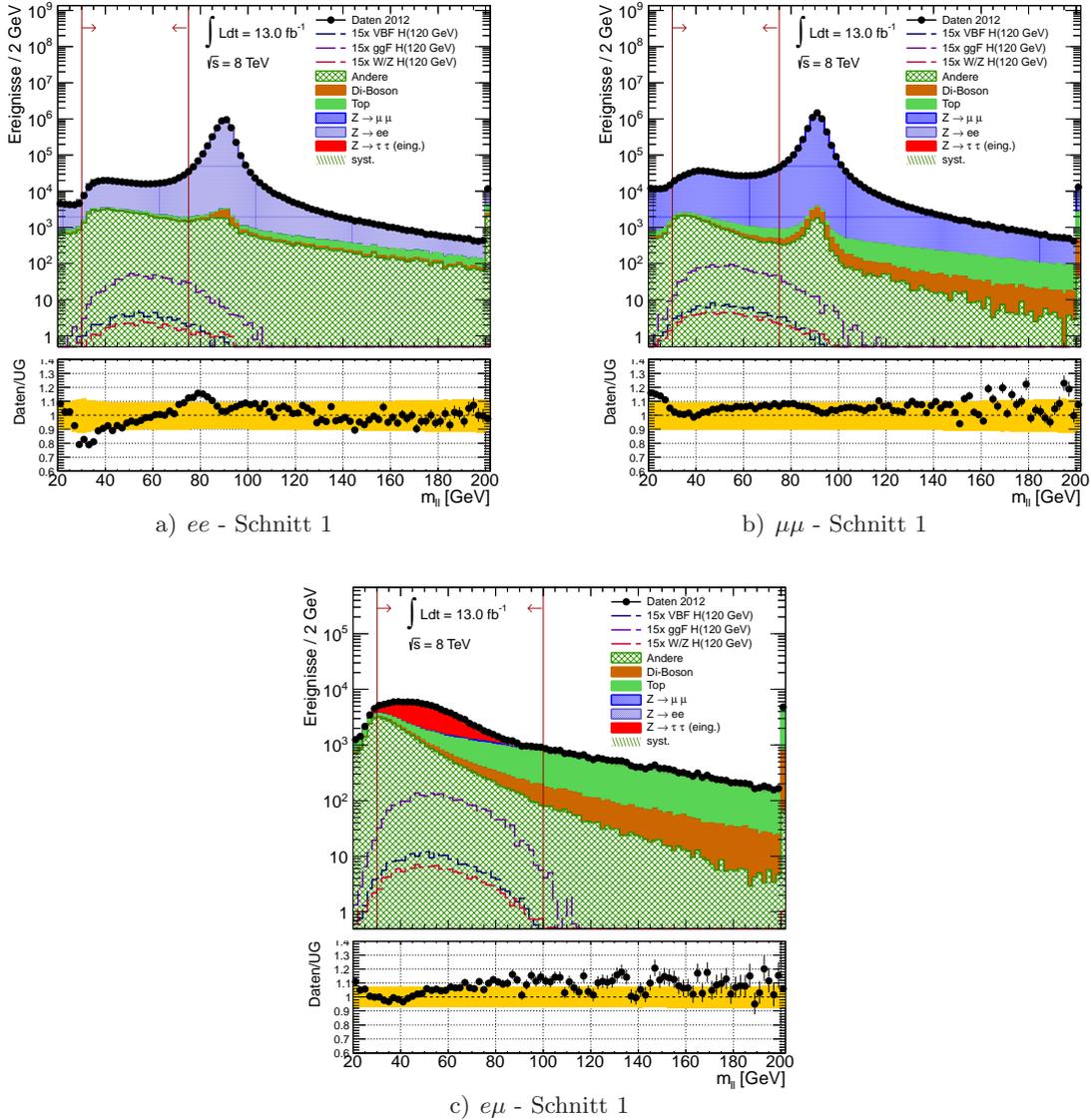
- **„0-Jet“:** Diese inklusive Selektion bezüglich der Jets wird nur im  $e\mu$ -Endzustand betrachtet. In der 0-Jet-Kategorie werden vor allem Signalereignisse der Gluon-Gluon-Fusion erwartet.

Nach der Vorselektion wird überprüft, ob ein Ereignis einer der fünf Kategorien zugeordnet werden kann. Die hier vorgestellten Definitionen der Kategorien und der Ereignisselektion basieren auf Erkenntnissen vorhergehender Studien und Analysen. Dazu gehört die in Abschnitt 6.4 beschriebene Studie, welche auf Basis der Datennahme von 2011 bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV durchgeführt wurde. Weitere Ergebnisse, die maßgeblich zu dieser Analyse beitragen sind in Ref. [117, 118] beschrieben.

### 6.2.1 Basisselektion

Die in Tabelle 6.3 dargestellten Schnitte der *Basisselektion* werden in allen Kategorien, ausgenommen der 0-Jet-Kategorie, angewendet. Die 0-Jet-Kategorie stellt eine inklusive Selektion bezüglich der Jet-Multiplizität dar und dient dazu, Ereignisse zu analysieren, welche die Kriterien der Basisselektion nicht erfüllen. Nach der Vorselektion stellt der Drell-Yan-Prozess im  $ee$ - und  $\mu\mu$ -Kanal den dominanten Anteil der Ereignisse dar. Durch einen Schnitt auf ein Massenfenster der invarianten Masse der sichtbaren Leptonen von  $30 \text{ GeV} < m_{ll} < 75 \text{ GeV}$  wird der Prozess deutlich reduziert (s. Abbildung 6.3). Die untere Grenze des Schnitts wird dabei angewendet, um nicht modellierte Resonanzen von Hadronen (z.B. des  $\Upsilon$ -Mesons) zu unterdrücken. Im  $e\mu$ -Kanal stellt der Drell-Yan-Prozess nach Vorselektion nur ca. 1,1 % (s. Tabelle 6.4) des Untergrundes dar, was eine Vergrößerung des Massenfensters auf  $30 \text{ GeV} < m_{ll} < 100 \text{ GeV}$  zur Erhöhung der Effizienz der Signalprozesse ermöglicht.

Die skalare Summe der transversalen Impulse der beiden Leptonen ( $p_{T,\text{lep1}} + p_{T,\text{lep2}}$ ) erlaubt vor allem im  $e\mu$ -Kanal eine Separation von Prozessen, die aufgrund eines fehlidentifizierten Lep-



**Abbildung 6.3:** Verteilungen nach Vorselektion der Variable  $m_{ll}$ , welche den ersten Schnitt der Analyse definiert. Die Abschätzung des Untergrundes wurde mit den in Kapitel 7 beschriebenen Methoden bestimmt. Als „Andere“ werden Untergründe mit fehlidentifizierten Leptonen bezeichnet (darin sind QCD-Multijet-Prozesse und die Produktionen einzelner  $W$ -Bosonen sowie einzelner Top-Quarks inbegriffen). Die Fehlerbalken stellen die quadratische Summe des statistischen und des systematischen Fehlers dar. In die Abschätzung des systematische Fehlers gehen Unsicherheiten der Theorie, der Nachweiswahrscheinlichkeit der Trigger, der Luminosität und der Lepton Rekonstruktion und Identifikation ein (s. Kapitel 7).

		$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$
Signal	ggF $H$ ( $m_H = 120$ GeV)	$58,3 \pm 1,5$	$175,5 \pm 2,6$	$112,5 \pm 2,1$
	VBF $H$ ( $m_H = 120$ GeV)	$5,4 \pm 0,12$	$15,4 \pm 0,2$	$9,75 \pm 0,17$
	VH $H$ ( $m_H = 120$ GeV)	$3,8 \pm 0,07$	$10,5 \pm 0,11$	$7,07 \pm 0,09$
Untergrund	$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$	$17\,300 \pm 40$	$56\,850 \pm 60$	$38\,400 \pm 50$
	$Z/\gamma^* \rightarrow ll$ ( $e$ oder $\mu$ )	$4\,411\,000 \pm 4000$	$1760 \pm 70$	$6\,262\,000 \pm 4000$
	Top	$18\,910 \pm 60$	$44\,600 \pm 90$	$26\,520 \pm 70$
	Di-Boson	$8\,620 \pm 40$	$8\,040 \pm 40$	$2\,360 \pm 40$
	Andere	$92\,700 \pm 600$	$43\,860 \pm 90$	$48\,500 \pm 300$
Abschätzung gesamter Untergrund		$4\,548\,000 \pm 4000$	$155\,100 \pm 160$	$6\,388\,000 \pm 4000$
Daten		$4\,780\,068 \pm 2000$	$161\,596 \pm 400$	$6\,751\,493 \pm 3000$

**Tabelle 6.4:** Abschätzung der absoluten Ereigniszahlen der verschiedenen Prozesse nach Vorselektion für eine integrierte Luminosität von  $13 \text{ fb}^{-1}$  bei  $\sqrt{s} = 8$  TeV. Die angegebenen Fehler stellen die statistischen Unsicherheiten dar.

tens selektiert wurden (s. Abbildung 6.4 a). Die Forderung der Rekonstruktion eines Jets mit  $p_T > 40$  GeV ermöglicht eine Unterdrückung des  $Z \rightarrow ee$  ( $\mu\mu$ )-Untergrunds um  $\sim 89\%$  (s. Abbildung 6.4 b). Aufgrund der geringen Nachweiswahrscheinlichkeit für Signalprozesse ( $\sim 29\%$  für Gluon-Gluon-Fusion [ggF],  $\sim 83\%$  für Vektorboson-Fusion [VBF] und  $\sim 69\%$  für Higgs-Strahlung [VH]) werden Ereignisse, in denen kein hochenergetischer Jet rekonstruiert wird, in der 0-Jet-Kategorie berücksichtigt. Die absoluten Ereigniszahlen nach den jeweiligen Schnitten der Basisselektion sind für Daten sowie für die Signal- und Untergrundprozesse in Tabelle 6.5 aufgelistet. Dabei sind die absoluten Ereigniszahlen der drei Leptonkanäle aufsummiert ( $ee + e\mu + \mu\mu$ ). Ab Schnitt 3 nimmt der systematische Fehler durch die Einbeziehung der Unsicherheit auf die Energieskala und Auflösung der Jets um ca.  $10\%$  zu (s. Kapitel 7). Die systematischen Unsicherheiten, welche für die Berechnung der Fehler in den Abbildungen 6.3-6.6 verwendet wurden, stellen Schätzungen dar, die nach der vollständigen Selektion der 1-Jet-Kategorie bestimmt wurden.

Eine weitere wichtige Reduzierung des  $Z \rightarrow \ell\ell$ -Prozesses und des Untergrundes mit fehlidentifizierten Leptonen wird durch die Forderung nach fehlender transversaler Energie  $\cancel{E}_T$  erreicht. Wird in  $Z \rightarrow ee$  ( $\mu\mu$ )-Zerfällen fehlende Energie gemessen, handelt es sich dabei meist um Fehlrokonstruktionen, die auf Auflösungseffekte der Energiemessungen zurückzuführen sind. Im  $ee$ - und  $\mu\mu$ -Kanal wird daher ein Schnitt von  $\cancel{E}_T > 40$  GeV appliziert. Im  $e\mu$ -Kanal wird der Schnitt der fehlenden Energie auf  $\cancel{E}_T > 20$  GeV gelockert. Dadurch wird die Effizienz für Signalprozesse erhöht. Die Variable  $\vec{\cancel{E}}_{T,\text{hpto}}$  ist über die Summe der transversalen Impulse definiert<sup>2</sup>:

$$\vec{\cancel{E}}_{T,\text{hpto}} := \left( -\vec{p}_{\text{lep1}} - \vec{p}_{\text{lep2}} - \sum_{\text{jets}} \vec{p} \right)_T. \quad (6.1)$$

In die Summe gehen alle selektierten Jets mit einem Mindestimpuls von  $p_T > 25$  GeV ein. Es wurde gezeigt, dass die Korrelation der Variable  $\vec{\cancel{E}}_{T,\text{hpto}}$  gegenüber der fehlenden Energie  $\cancel{E}_T$  für Ereignisse mit wahrer fehlender Energie größer ausfällt als für Ereignisse, in denen fälschlicherweise fehlende Energie rekonstruiert wird [71]. Mit einem Schnitt auf  $\vec{\cancel{E}}_{T,\text{hpto}} > 40$  GeV wird

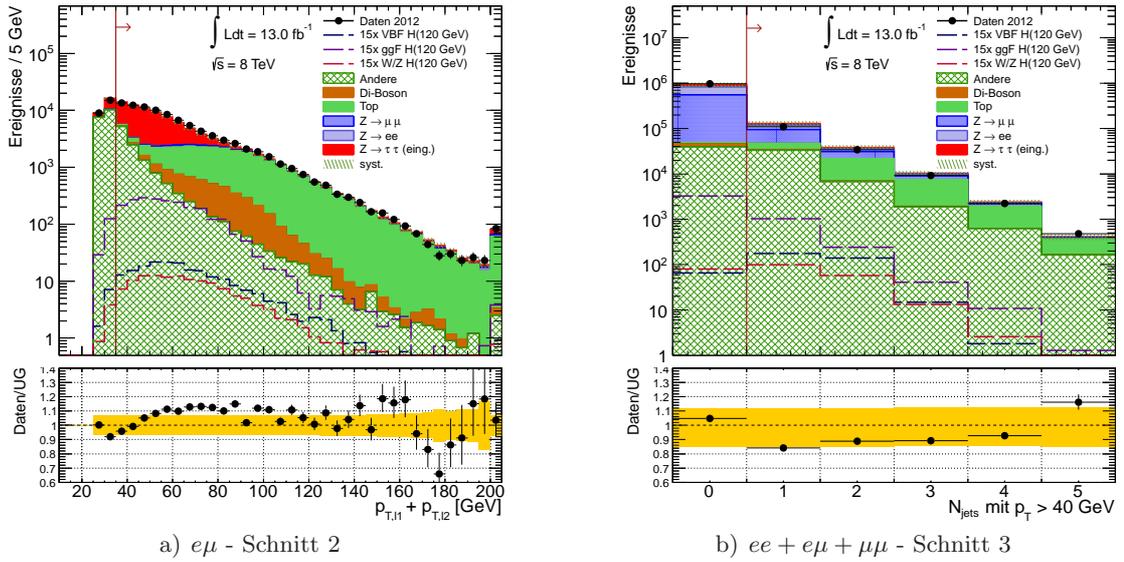
<sup>2</sup>Das Akronym *hpto* steht dabei für „Objekt mit hohem Impuls“ (engl. *high- $p_T$ -object*).

<i>Basisselektion</i>	Daten	VBF	ggF	VH	$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$
			$H(m_H 120 \text{ GeV})$		
Vorselektion	$11\,693\,157 \pm 3\,000$	$30,5 \pm 0,3$	$346 \pm 4$	$21,35 \pm 0,16$	$112\,540 \pm 90$
Schnitt 1 - $m_{ll}$	$1\,217\,455 \pm 1\,100$	$27,3 \pm 0,3$	$318 \pm 3$	$17,30 \pm 0,14$	$107\,500 \pm 90$
Schnitt 2 - $\sum_{\text{lep}} p_T$	$1\,122\,746 \pm 1\,100$	$26,5 \pm 0,3$	$303 \pm 3$	$16,81 \pm 0,14$	$96\,750 \pm 80$
Schnitt 3 - $N_{\text{jet}} \geq 1$	$155\,209 \pm 400$	$22,1 \pm 0,3$	$87,7 \pm 1,8$	$11,51 \pm 0,12$	$13\,140 \pm 30$
Schnitt 4a - $\cancel{E}_T$	$53\,425 \pm 200$	$17,7 \pm 0,2$	$65,7 \pm 1,6$	$9,09 \pm 0,10$	$7\,700 \pm 30$
Schnitt 4b - $\cancel{E}_{T,\text{hpto}}$	$48\,470 \pm 200$	$16,99 \pm 0,22$	$62,8 \pm 1,6$	$8,78 \pm 0,10$	$7\,290 \pm 30$
Schnitt 5 - $x_{1,2}$	$11\,124 \pm 110$	$12,96 \pm 0,19$	$47,0 \pm 1,4$	$6,03 \pm 0,08$	$4\,680 \pm 20$
Schnitt 6 - $\Delta\phi_{ll}$	$8\,392 \pm 90$	$11,0 \pm 0,2$	$37,3 \pm 1,2$	$4,94 \pm 0,08$	$3\,741 \pm 18$

<i>Basisselektion</i>	$Z/\gamma^* \rightarrow ll$	Top	Di-Boson	Andere	gesamter
	( $ee$ o. $\mu\mu$ )				Untergrund
Vorselektion	$10\,675\,000 \pm 6\,000$	$90\,030 \pm 130$	$29\,020 \pm 70$	$185\,100 \pm 700$	$11\,091\,000 \pm 6\,000$
Schnitt 1 - $m_{ll}$	$946\,000 \pm 3\,000$	$38\,070 \pm 80$	$7\,900 \pm 40$	$104\,100 \pm 400$	$1\,204\,000 \pm 3\,000$
Schnitt 2 - $\sum_{\text{lep}} p_T$	$879\,200 \pm 1\,800$	$37\,800 \pm 80$	$7\,820 \pm 40$	$70\,600 \pm 300$	$1\,092\,100 \pm 1\,900$
Schnitt 3 - $N_{\text{jet}} \geq 1$	$89\,200 \pm 400$	$34\,690 \pm 80$	$1\,537 \pm 15$	$10\,230 \pm 70$	$148\,800 \pm 400$
Schnitt 4a - $\cancel{E}_T$	$9\,270 \pm 120$	$30\,570 \pm 70$	$1\,001 \pm 13$	$3\,180 \pm 40$	$51\,730 \pm 150$
Schnitt 4b - $\cancel{E}_{T,\text{hpto}}$	$5\,500 \pm 90$	$29\,800 \pm 70$	$961 \pm 12$	$2\,880 \pm 30$	$46\,420 \pm 130$
Schnitt 5 - $x_{1,2}$	$1\,020 \pm 40$	$4\,020 \pm 30$	$197 \pm 6$	$715 \pm 16$	$10\,640 \pm 60$
Schnitt 6 - $\Delta\phi_{ll}$	$610 \pm 30$	$2\,990 \pm 20$	$135 \pm 5$	$457 \pm 14$	$7\,930 \pm 50$

**Tabelle 6.5:** Die absoluten Ereigniszahlen der Basisselektion für  $\int L = 13 \text{ fb}^{-1}$  bei  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . Dargestellt sind die Ergebnisse, die sich nach Aufsummierung der absoluten Ereigniszahlen der drei Leptonkanäle ergeben ( $ee + e\mu + \mu\mu$ ). Die Erwartungen der Vektorboson-Fusion (VBF), der Gluon-Gluon-Fusion (ggF) und der Produktion mit assoziiertem Higgs-Boson (VH) sind jeweils für eine Higgs-Boson-Masse von  $m_H = 120 \text{ GeV}$  angegeben. Als „Andere“ werden Untergründe mit fehlidentifizierten Leptonen bezeichnet. Es sind nur statistische Unsicherheiten dargestellt.

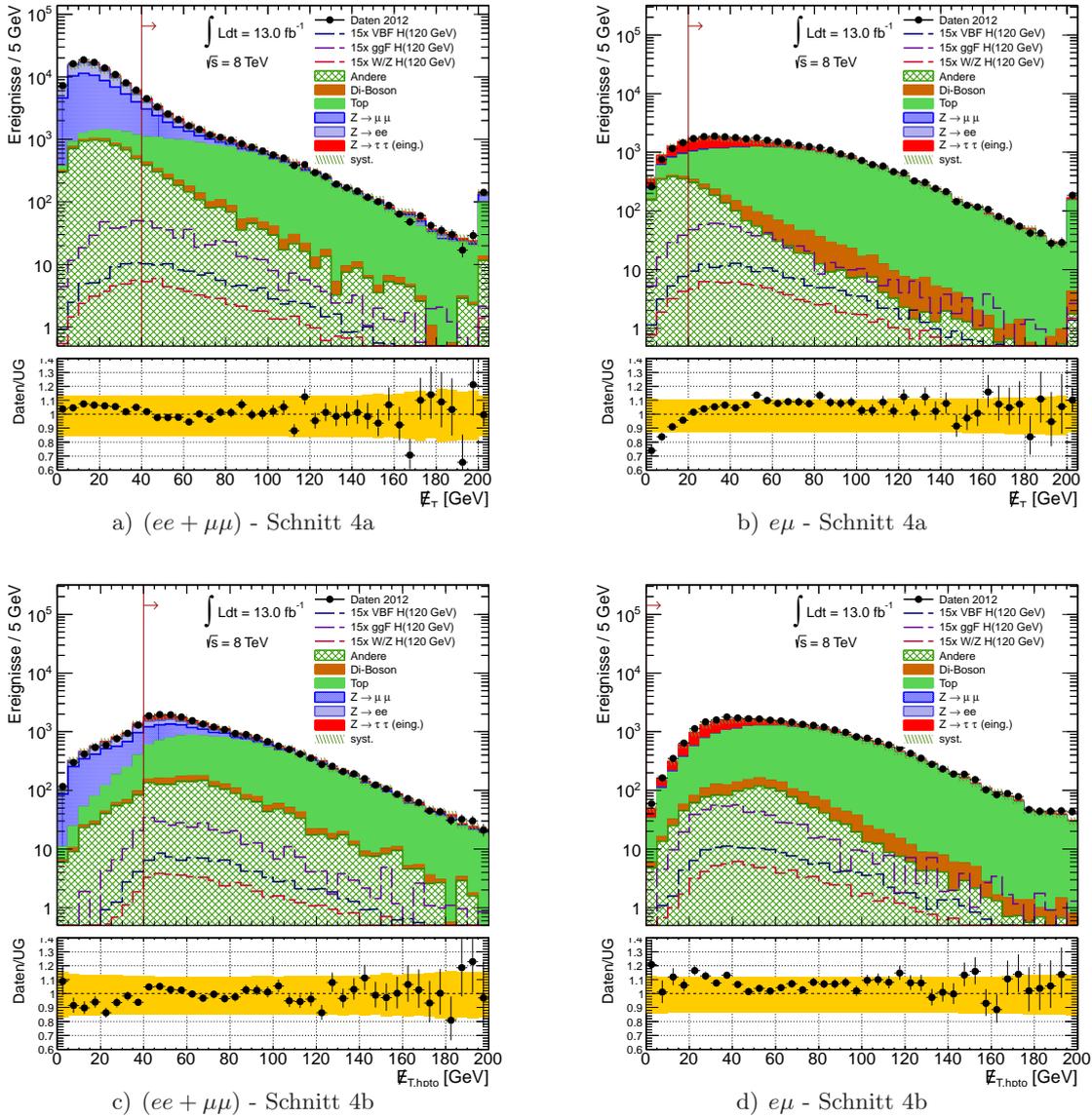


**Abbildung 6.4:** Die Verteilungen der Summe der transversalen Impulse der Leptonen nach Schnitt 1 (links) und der Anzahl an Jets mit  $p_T > 40$  GeV nach Schnitt 2 (rechts).

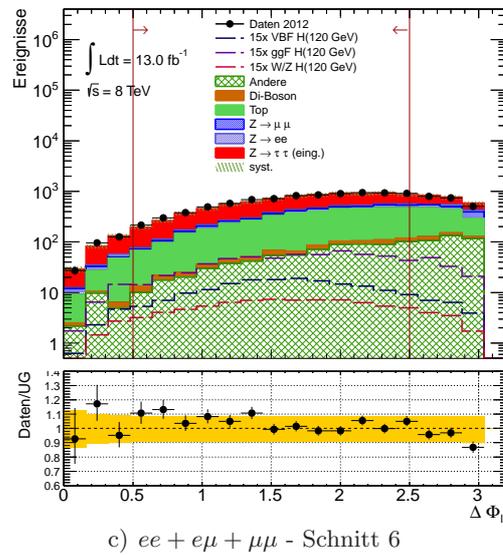
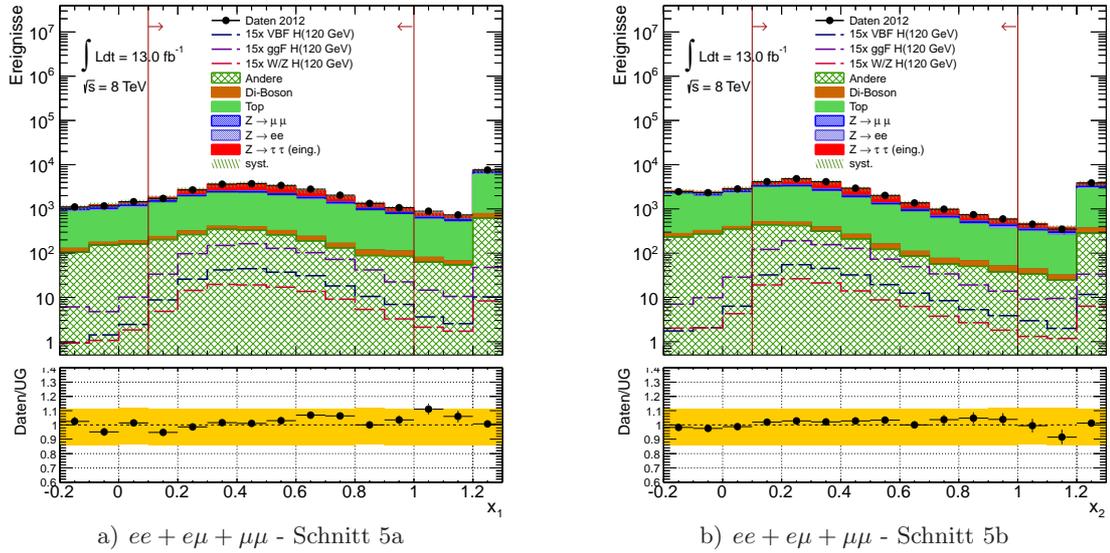
dadurch im  $ee$ - und  $\mu\mu$ -Kanal vor allem aufgrund der Unterdrückung des  $Z \rightarrow ee$  ( $\mu\mu$ ) Prozesses zusätzlich Sensitivität gewonnen. Im  $e\mu$ -Kanal lässt sich mit dieser Variablen kein besseres Verhältnis von Signal zu Untergrund gewinnen (s. Abbildung 6.5).

Die Variablen  $x_i$  beschreiben in der Annahme der kollinearen Näherung den Anteil der Energie des  $\tau$ -Leptons, den das sichtbare Lepton  $i$  beim Zerfall des  $\tau$ -Leptons erhalten hat (s. Kapitel 8). Nach Definition beschränken sich physikalisch sinnvolle Werte für die Prozesse  $H \rightarrow \tau\tau$  und  $Z \rightarrow \tau\tau$  auf das Intervall  $x_i \in [0, 1]$ . Messungen außerhalb des Intervalls sind auf Auflösungseffekte des Detektors oder auf die Vermessung eines nicht resonanten Zerfalls zurückzuführen. Die Motivation der Schnitte  $0,1 < x_i < 1$  in früheren Analysen lag in der Benutzung der kollinearen Masse als finale Diskriminante. Ebenfalls durch die kollineare Näherung motiviert, ist der Schnitt auf den durch die Leptonen eingeschlossenen Winkel in der transversalen Ebene  $0,5 < \Delta\phi_{ll} < 2,5$ . Dadurch wird eine bessere Auflösung der kollinearen Masse garantiert. Die Schnitte wurden in der Analyse 2012 beibehalten, obwohl die kollineare Näherung nicht mehr als finale Diskriminante dient. Durch die Unterdrückung nicht resonanter Untergrundprozesse wird durch sie das Entdeckungspotential erhöht (s. Abschnitt 6.4). Abbildung 6.6 stellt die Selektion des Fensters in den Variablen  $x_i$  und  $\Delta\phi_{ll}$  dar. Es ist zu erkennen, dass in den Variablen  $x_i$  nicht resonante Prozesse wie z.B. der Zerfall von  $t$ -Quarks eine flachere Verteilung aufweisen.

Tabelle 6.6 zeigt die absoluten Ereigniszahlen der Signal- und Untergrundprozesse für die drei Leptonkanäle nach der Basisselektion. Die Nachweiswahrscheinlichkeit in Bezug auf die Vorselektion liegt für Untergrundprozesse in den Kanälen gleichartiger Leptonen aufgrund der starken Reduzierung des Prozesses  $Z \rightarrow ll$  im Bereich von 0,04-0,06 ‰, im  $e\mu$ -Kanal bei 1,7 ‰. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die gesuchten Signalprozesse (bei Aufsummierung der Produktionsmechanismen) beträgt 11,1 ‰ im  $ee$ -, 9,6 ‰ im  $\mu\mu$ - und 16,5 ‰ im  $e\mu$ -Kanal. Durch die Forderung der Existenz eines hochenergetischen Jets reduziert sich vor allem der Beitrag der Gluon-Gluon-Fusion. In Tabelle 6.5 ist zu erkennen, dass nach Zusammenfassung der Endzustände  $ee + e\mu + \mu\mu$



**Abbildung 6.5:** Die Verteilungen der rekonstruierten fehlenden Energie (oben) und der Bilanz der transversalen Impulse aus hochenergetischen Objekten (unten). Links sind die Kanäle mit gleichartigen Leptonen aufsummiert ( $ee + \mu\mu$ ). Die Abbildungen rechts stellen die Verteilungen des  $e\mu$ -Kanals dar. Die gelben Fehlerbalken kennzeichnen die quadratische Summe der statistischen und systematischen Unsicherheiten der Abschätzung des Untergrunds.



**Abbildung 6.6:** Die Abbildungen a) und b) stellen die Verteilungen der Variablen  $x_i$  dar, welche in der kollinearen Näherung (s. Text und Kapitel 8) berechnet werden. In c) ist die Verteilung der Variable  $\Delta\phi_U$  und der letzte Schnitt der Basisselektion dargestellt.

		$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$
Signal	ggF $H (m_H = 120 \text{ GeV})$	$5,0 \pm 0,4$	$23,8 \pm 1,0$	$8,5 \pm 0,6$
	VBF $H (m_H = 120 \text{ GeV})$	$1,76 \pm 0,07$	$6,59 \pm 0,14$	$2,65 \pm 0,09$
	VH $H (m_H = 120 \text{ GeV})$	$0,71 \pm 0,03$	$2,94 \pm 0,06$	$1,29 \pm 0,04$
Untergrund	$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$	$409 \pm 7$	$2558 \pm 15$	$773 \pm 8$
	$Z/\gamma^* \rightarrow ll (e \text{ oder } \mu)$	$198 \pm 16$	$30 \pm 10$	$377 \pm 20$
	Top	$346 \pm 8$	$2110 \pm 20$	$528 \pm 10$
	Di-Boson	$17,5 \pm 1,6$	$91 \pm 4$	$27 \pm 2$
	Andere	$37 \pm 2$	$213 \pm 5$	$208 \pm 13$
Abschätzung gesamter Untergrund		$1010 \pm 20$	$5010 \pm 30$	$1910 \pm 30$
Daten		$1061 \pm 30$	$5474 \pm 70$	$1857 \pm 40$

**Tabelle 6.6:** Ereigniszahlen nach den Schnitten der Basisselektion für die Endzustände  $ee$ ,  $e\mu$  und  $\mu\mu$ . Angegeben sind jeweils nur die statistischen Fehler.

die Nachweiswahrscheinlichkeit der Basisselektion für Gluon-Gluon-Fusions-Prozesse 10,7 % in Bezug auf die Vorselektion beträgt. Die höchste Nachweiswahrscheinlichkeit wird in Prozessen der Vektorboson-Fusion mit 36 % bestimmt. 23,1 % der VH-Ereignisse, welche die Kriterien der Vorselektion erfüllen, werden auch in der Basisselektion akzeptiert.

## 6.2.2 VBF-Kategorie

Der Produktionsprozess der Vektorboson-Fusion (VBF) bietet im Gegensatz zur Gluon-Gluon-Fusion eine charakteristische Detektorsignatur zur Suche des Higgs-Bosons. Daher werden trotz des geringeren Wirkungsquerschnitts die Ereignisse nach der Basisselektion zuerst auf die topologischen Eigenschaften der Vektorboson-Fusion überprüft. Die weiteren Schritte definieren für alle drei Di-Lepton-Kanäle die VBF-Kategorie:

- A7** Die Rekonstruktion eines zweiten Jets mit  $p_T > 25 \text{ GeV}$  wird gefordert.
- A8** Beim Prozess der VBF erfahren die zwei Quarks, an denen je ein Vektorboson koppelt, nur eine geringe Ablenkung gegenüber ihrer ursprünglichen Flugrichtung. Daher werden zwei Jets mit geringem Abstand zur Strahlachse und großer Separation in der Pseudorapidität erwartet. Die Variable  $\Delta\eta_{jj}$  beschreibt die Differenz der beiden führenden Jets, die nach der Größe des transversalen Impulses sortiert sind. Der Schnitt  $\Delta\eta > 3$  eignet sich gut zur Selektion von Vektorboson-Fusions-Prozessen.
- A9** Der Schnitt auf die invariante Masse der beiden führenden Jets  $m_{jj} > 400 \text{ GeV}$  unterdrückt den  $t\bar{t}$  Untergrund.
- A10** Ebenfalls zur Reduzierung des Untergrundes von Prozessen mit  $t$ -Quark Zerfällen dient ein Veto auf Ereignisse  $b$ -Jets. Zur Identifikation von  $b$ -Jets wird der MV1-Algorithmus beim Arbeitspunkt mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit für  $b$ -Jets von 70 % verwendet.

VBF-Kategorie	Daten	VBF	ggF	VH	$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$
			$H(m_H 120 \text{ GeV})$		
Basisselektion	$8392 \pm 90$	$11,0 \pm 0,2$	$37,3 \pm 1,2$	$4,94 \pm 0,08$	$3741 \pm 18$
Schnitt A7 - $N_{\text{jet}} \geq 2$	$5289 \pm 70$	$8,34 \pm 0,16$	$21,1 \pm 0,9$	$3,86 \pm 0,07$	$1695 \pm 13$
Schnitt A8 - $\Delta\eta_{jj}$	$610 \pm 30$	$5,79 \pm 0,13$	$4,9 \pm 0,4$	$0,11 \pm 0,01$	$228 \pm 5$
Schnitt A9 - $m_{jj}$	$315 \pm 18$	$4,94 \pm 0,12$	$2,8 \pm 0,3$	$0,06 \pm 0,01$	$109 \pm 3$
Schnitt A10 - $b$ -Jet Veto	$210 \pm 14$	$4,72 \pm 0,12$	$2,6 \pm 0,3$	$0,05 \pm 0,01$	$100 \pm 3$
Schnitt A11 - Veto: „zentraler Jet“	$152 \pm 12$	$4,33 \pm 0,11$	$1,7 \pm 0,3$	$0,03 \pm 0,01$	$76 \pm 3$
Schnitt A12 - „zentrale Leptonen“	$98 \pm 10$	$4,11 \pm 0,11$	$1,3 \pm 0,2$	$0,025 \pm 0,005$	$47 \pm 2$

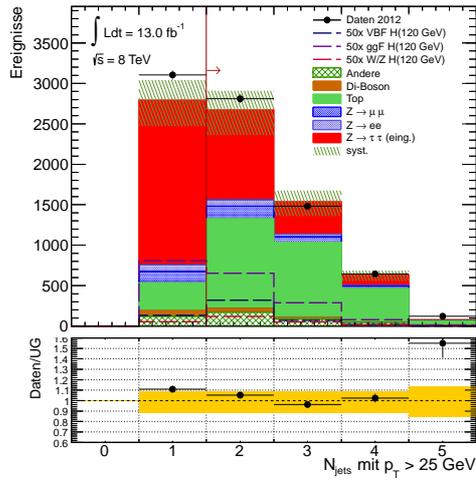
VBF-Kategorie	$Z/\gamma^* \rightarrow ll$	Top	Di-Boson	Andere	gesamter Untergrund
	( $ee$ o. $\mu\mu$ )				
Basisselektion	$610 \pm 30$	$2990 \pm 20$	$135 \pm 5$	$457 \pm 14$	$7930 \pm 50$
Schnitt A7 - $N_{\text{jet}} \geq 2$	$380 \pm 20$	$2640 \pm 20$	$66 \pm 3$	$336 \pm 11$	$5130 \pm 40$
Schnitt A8 - $\Delta\eta_{jj}$	$92 \pm 12$	$247 \pm 7$	$10,3 \pm 1,3$	$45 \pm 4$	$622 \pm 15$
Schnitt A9 - $m_{jj}$	$40 \pm 8$	$150 \pm 5$	$5,2 \pm 0,9$	$18 \pm 3$	$322 \pm 10$
Schnitt A10 - $b$ -Jet Veto	$29 \pm 4$	$38 \pm 3$	$5,0 \pm 0,9$	$13 \pm 3$	$184 \pm 6$
Schnitt A11 - Veto: „zentraler Jet“	$21 \pm 3$	$17,4 \pm 1,8$	$4,1 \pm 0,8$	$9 \pm 2$	$128 \pm 5$
Schnitt A12 - „zentrale Leptonen“	$17 \pm 3$	$12,9 \pm 1,5$	$3,6 \pm 0,8$	$8 \pm 2$	$88 \pm 4$

**Tabelle 6.7:** Die absoluten Ereigniszahlen nach Aufsummierung der einzelnen Leptonkanäle ( $ee + e\mu + \mu\mu$ ) in der VBF-Kategorie. Es sind nur statistische Unsicherheiten angegeben.

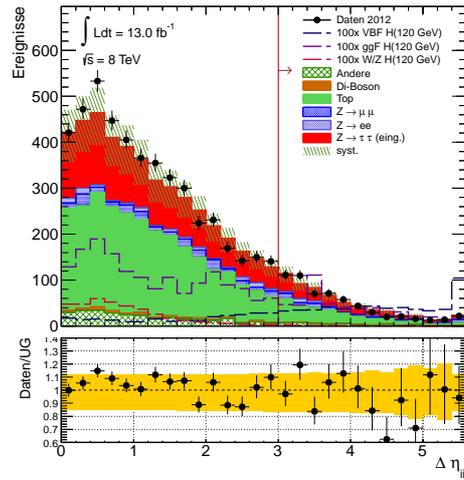
**A11** Wird ein weiterer dritter Jet mit  $p_T > 25$  GeV zwischen den beiden führenden Jets rekonstruiert [ $\min(\eta_{j1}, \eta_{j2}) < \eta_{j3} < \max(\eta_{j1}, \eta_{j2})$ ] so wird das Ereignis nicht in der VBF Kategorie berücksichtigt.

**A12** Zuletzt wird gefordert, dass beide Leptonen zwischen den zwei führenden Jets liegen [ $\min(\eta_{j1}, \eta_{j2}) < \eta_{l1,l2} < \max(\eta_{j1}, \eta_{j2})$ ].

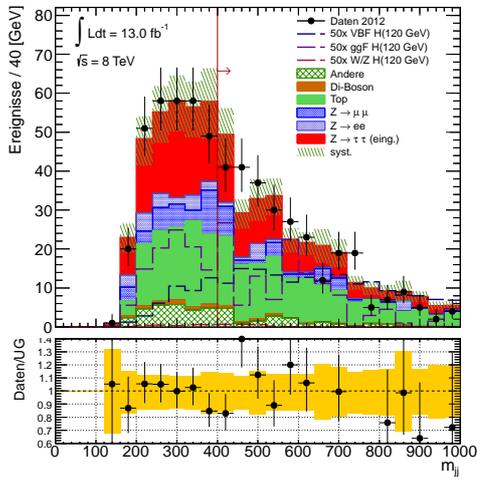
Die Verteilungen der Variablen, welche als Selektionskriterien der VBF-Kategorie dienen, sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Als Fehler ist die quadratische Summe der statistischen und systematischen Unsicherheiten eingezeichnet. Die systematischen Unsicherheiten stellen Abschätzungen dar, die nach der vollständigen Selektion in der VBF-Kategorie als relative Fehler bestimmt wurden. Die absoluten Ereigniszahlen in Daten sowie die Erwartungen der relevanten Signal- und Untergrundprozesse sind in Tabelle 6.7 aufgelistet. Zur Abschätzung des Untergrundes wurden die in Kapitel 7 beschriebenen Methoden angewendet. Für die Untergrundprozesse mit Top-Quarks sowie für den Prozess  $Z \rightarrow ll$  werden Korrekturfaktoren für die Normierung bestimmt (s. Kapitel 7). Diese Faktoren wurden nach der vollständigen Selektion in jeder Kategorie bestimmt. Die Korrekturfaktoren der VBF-Kategorie sind ab Schnitt A10 angewendet.



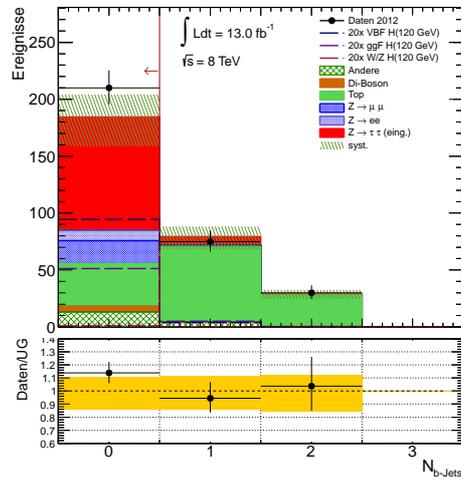
a) VBF-Kategorie: Schnitt A7



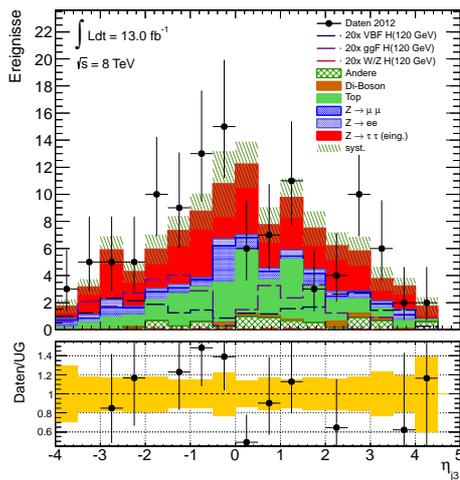
b) VBF-Kategorie: Schnitt A8



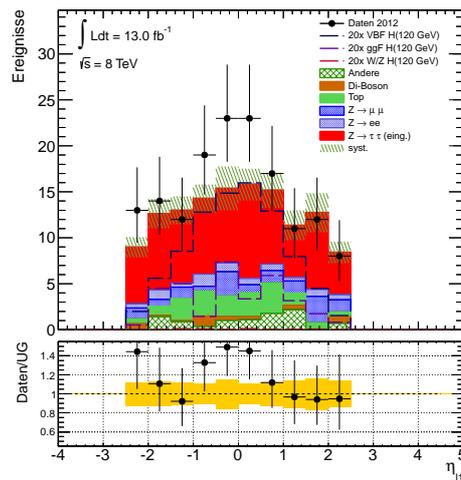
c) VBF-Kategorie: Schnitt A9



d) VBF-Kategorie: Schnitt A10

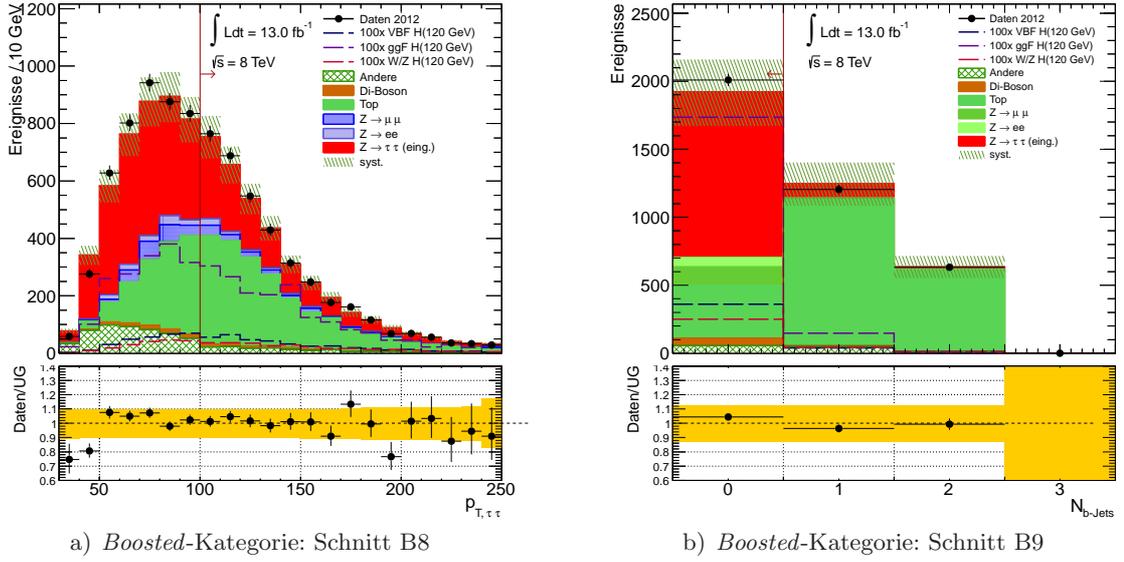


e)  $\eta$ -Verteilung eines dritten Jets (Schnitt A11)



f)  $\eta$ -Verteilung eines Leptons (Schnitt A12)

**Abbildung 6.7:** Verteilungen der Selektionsvariablen der VBF-Kategorie nach inklusiver Leptonselektion ( $ee + e\mu + \mu\mu$ ).



**Abbildung 6.8:** Verteilungen der Variable  $p_{T,\tau\tau}$  (a) und der Anzahl an  $b$ -Jets  $N_{b\text{-jets}}$  (b) in der Boosted-Kategorie nach inklusiver Leptonenselektion ( $ee + e\mu + \mu\mu$ ).

### 6.2.3 Boosted-Kategorie

Ein Ereignis, das die Grundschnitte passiert, in der VBF-Kategorie jedoch nicht akzeptiert wird, gilt als Kandidat für diese Kategorie. Die Variable

$$p_{T,\tau\tau}^{\tau\tau} = |\vec{p}_{l1} + \vec{p}_{l2} + \vec{E}_T| \quad (6.2)$$

kennzeichnet unter der Annahme, dass die zwei leptonisch zerfallenden  $\tau$ -Leptonen einer Resonanz entstammen, den transversalen Impuls des Mutterteilchens der  $\tau$ -Leptonen. Die Variable dient zur Definition der Boosted-Kategorie:

**B7** Veto auf Ereignisse, welche die Kriterien der VBF-Kategorie erfüllen.

**B8** Der Schnitt auf  $p_{T,\tau\tau}^{\tau\tau} > 100 \text{ GeV}$  selektiert Ereignisse, in denen das Higgs-Boson einen hohen Boost besitzt.

**B9** Ein Veto auf  $b$ -Jets wird auch in dieser Kategorie angewendet.

In Abbildung 6.8 sind die Verteilungen der Variable  $p_{T,\tau\tau}^{\tau\tau}$  und der Anzahl der  $b$ -Jets  $N_{b\text{-jets}}$  dargestellt. Die eingezeichneten systematischen Unsicherheiten wurden nach der vollständigen Selektion der Boosted-Kategorie bestimmt. Die absoluten Ereigniszahlen in der Boosted-Kategorie sind in Tabelle 6.8 angegeben. Zur Abschätzung der Untergünde mit Top-Quarks sowie  $Z \rightarrow \ell\ell$  sind die Korrekturfaktoren, welche nach der vollständigen Selektion der Boosted-Kategorie bestimmt wurden (s. Kapitel 7), ab Schnitt B7 angewendet.

„Boosted“-Kategorie	Daten	VBF	ggF	VH	$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$
			$H(m_H 120 \text{ GeV})$		
Basisselektion	$8392 \pm 90$	$11,0 \pm 0,2$	$37,3 \pm 1,2$	$4,94 \pm 0,08$	$3741 \pm 18$
Schnitt B7 - nicht VBF	$8294 \pm 90$	$6,84 \pm 0,14$	$36,0 \pm 1,2$	$4,92 \pm 0,08$	$3694 \pm 18$
Schnitt B8 - $p_T^{\tau\tau}$	$3875 \pm 60$	$4,00 \pm 0,11$	$19,0 \pm 0,9$	$3,03 \pm 0,06$	$1357 \pm 12$
Schnitt B9 - $b$ -Jet Veto	$2009 \pm 50$	$3,60 \pm 0,10$	$17,4 \pm 0,8$	$2,50 \pm 0,05$	$1229 \pm 11$

	$Z/\gamma^* \rightarrow ll$ ( $ee$ o. $\mu\mu$ )	Top	Di-Boson	Andere	gesamter Untergrund
Basisselektion	$610 \pm 30$	$2990 \pm 20$	$135 \pm 5$	$457 \pm 14$	$7930 \pm 50$
Schnitt B7 - nicht VBF	$540 \pm 30$	$2970 \pm 20$	$132 \pm 4$	$450 \pm 14$	$7790 \pm 40$
Schnitt B8 - $p_T^{\tau\tau}$	$216 \pm 19$	$2060 \pm 20$	$60 \pm 3$	$121 \pm 8$	$3820 \pm 30$
Schnitt B9 - $b$ -Jet Veto	$205 \pm 18$	$389 \pm 10$	$55 \pm 3$	$56 \pm 6$	$1930 \pm 20$

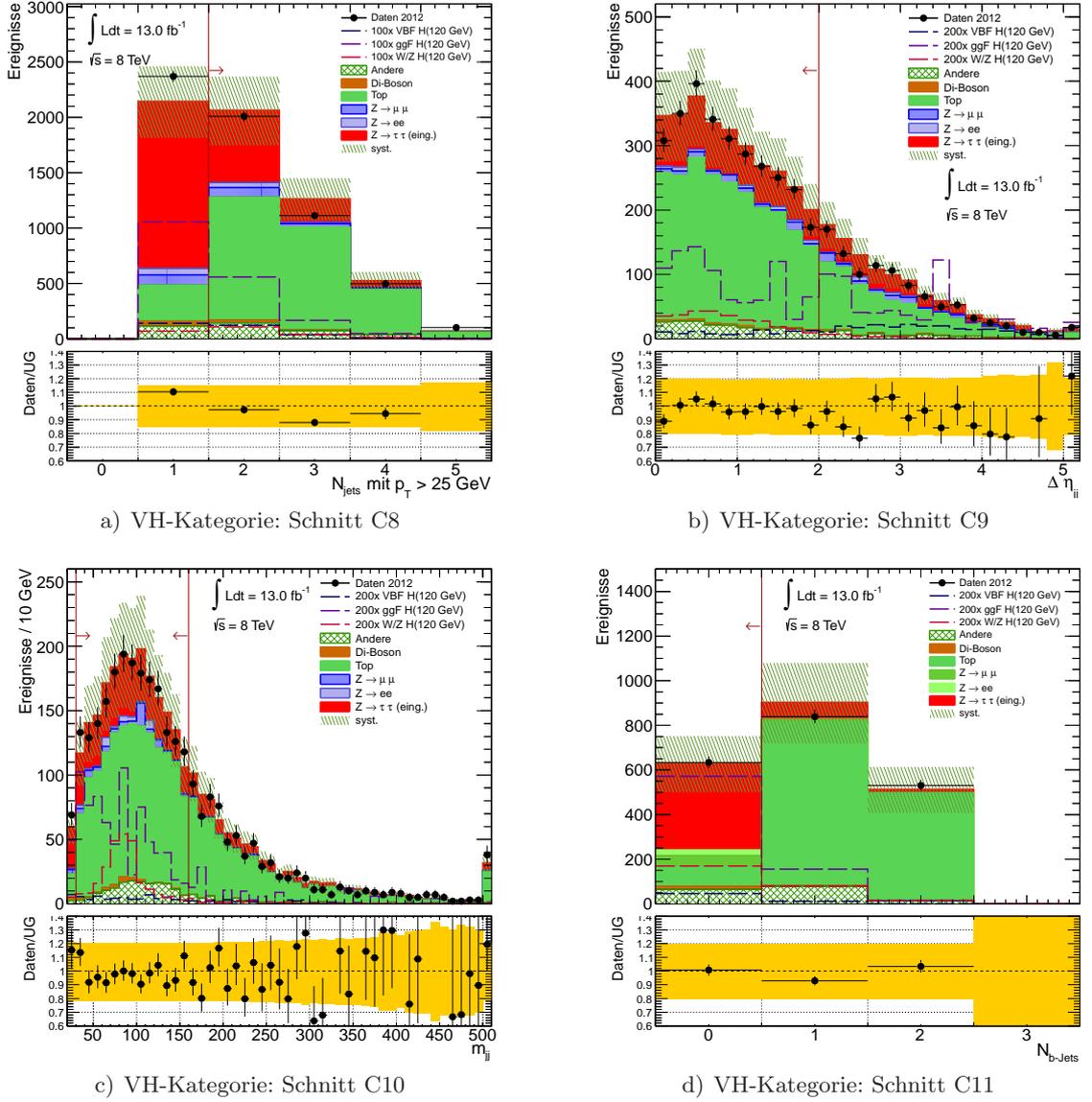
**Tabelle 6.8:** Die absoluten Ereigniszahlen nach Aufsummierung der einzelnen Leptonkanäle ( $ee + e\mu + \mu\mu$ ) in der *Boosted*-Kategorie. Es sind nur statistische Unsicherheiten angegeben.

### 6.2.4 VH-Kategorie

Um Ereignisse des Produktionsprozess der Higgs-Strahlung zu selektieren, lassen sich kinematische Variablen der Jets ausnutzen. Es wird erwartet, dass bei einem hadronischen Zerfall des schwachen Eichbosons zwei Jets rekonstruiert werden, deren invariante Masse im Bereich der Masse des Eichbosons liegt. Die Detektorsignatur ist jedoch nicht so markant wie bei einem Vektorboson-Fusions Prozess. Des Weiteren ist der Wirkungsquerschnitt des VH-Prozesses geringer. Fällt ein Ereignis weder in die VBF- noch in die *Boosted*-Kategorie wird überprüft, ob das Ereignis nach der Basisselektion die folgenden Kriterien erfüllt:

- C7** Das Ereignis wurde in keiner der beiden vorher beschriebenen Kategorien akzeptiert.
- C8** Ein zweiter Jet mit  $p_T > 25$  GeV muss rekonstruiert werden.
- C9** Im Gegensatz zur VBF-Kategorie müssen die Jets die Bedingung  $\Delta\eta_{jj} < 2.0$  erfüllen.
- C10** Die invariante Masse der Jets soll sich innerhalb des Fensters ( $30 < m_{jj} < 160$ ) GeV befinden. Dies dient zur Selektion von Ereignissen, in denen das assoziierte Vektorboson in der Higgs-Boson-Produktion hadronisch zerfällt.
- C11** Ereignisse, in denen Jets gemessen werden, die aus einem  $b$ -Quark hervorgingen, werden nicht akzeptiert.

In Abbildung 6.9 ist zu erkennen, dass die Schnitte C9 und C10 gut für die Selektion von Ereignissen der Higgs-Boson-Produktion mit assoziiertem Vektorboson geeignet sind. Die absoluten Ereigniszahlen der VH-Kategorie nach verschiedenen Stufen der Selektion sind in Tabelle 6.9 aufgelistet. Ebenso wie in den anderen Kategorien wurden die systematischen Unsicherheiten sowie die Korrekturfaktoren auf die Untergrundabschätzung (welche ab Schnitt C7 verwendet werden) nach der vollständigen Selektion bestimmt.



**Abbildung 6.9:** Verteilungen in der VH-Kategorie nach inklusiver Leptonselektion ( $ee+e\mu+\mu\mu$ ) für die Anzahl der Jets (a), der Variable  $\Delta\eta_{jj}$  (b) und der invarianten Masse der Jets  $m_{jj}$  (c). In d) ist die Anzahl der  $b$ -Jets abgebildet.

VH-Kategorie	Daten	VBF	ggF	VH	$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$
			$H(m_H 120 \text{ GeV})$		
Basisselektion	$8392 \pm 90$	$11,0 \pm 0,2$	$37,3 \pm 1,2$	$4,94 \pm 0,08$	$3741 \pm 18$
Schnitt C7 - nicht VBF, <i>Boosted</i>	$6285 \pm 80$	$3,18 \pm 0,10$	$18,4 \pm 0,8$	$2,36 \pm 0,05$	$2465 \pm 14$
Schnitt C8 - $N_{\text{jet}} \geq 2$	$3916 \pm 60$	$1,76 \pm 0,07$	$7,8 \pm 0,6$	$1,65 \pm 0,04$	$952 \pm 9$
Schnitt C9 - $\Delta\eta_{jj}$	$2916 \pm 50$	$0,50 \pm 0,04$	$4,4 \pm 0,4$	$1,48 \pm 0,04$	$660 \pm 8$
Schnitt C10 - $m_{jj}$	$2017 \pm 50$	$0,29 \pm 0,03$	$3,7 \pm 0,4$	$1,31 \pm 0,04$	$480 \pm 6$
Schnitt C11 - <i>b</i> -Jet Veto	$634 \pm 30$	$0,23 \pm 0,03$	$2,9 \pm 0,3$	$0,85 \pm 0,03$	$388 \pm 6$

VH-Kategorie	$Z/\gamma^* \rightarrow ll$	Top	Di-Boson	Andere	gesamter
	( $ee$ o. $\mu\mu$ )				Untergrund
Basisselektion	$610 \pm 30$	$2990 \pm 20$	$135 \pm 5$	$457 \pm 14$	$7930 \pm 50$
Schnitt C7 - nicht VBF, <i>Boosted</i>	$350 \pm 20$	$2970 \pm 20$	$76 \pm 3$	$394 \pm 12$	$6260 \pm 40$
Schnitt C8 - $N_{\text{jet}} \geq 2$	$204 \pm 17$	$2639 \pm 20$	$32 \pm 2$	$280 \pm 10$	$4110 \pm 30$
Schnitt C9 - $\Delta\eta_{jj}$	$107 \pm 12$	$2010 \pm 20$	$22,3 \pm 1,8$	$203 \pm 9$	$3000 \pm 30$
Schnitt C10 - $m_{jj}$	$88 \pm 11$	$1330 \pm 16$	$18,7 \pm 1,6$	$157 \pm 7$	$2070 \pm 20$
Schnitt C11 - <i>b</i> -Jet Veto	$77 \pm 11$	$87 \pm 5$	$14,9 \pm 1,4$	$64 \pm 5$	$631 \pm 14$

**Tabelle 6.9:** Die absoluten Ereigniszahlen nach Aufsummierung der einzelnen Leptonkanäle ( $ee + e\mu + \mu\mu$ ) in der VH-Kategorie. Es sind nur statistische Unsicherheiten angegeben.

### 6.2.5 1-Jet-Kategorie

Um Signalereignisse, die von den Grundschnitten akzeptiert werden aber noch keiner Kategorie zugewiesen werden konnten, nicht unberücksichtigt zu lassen, dient die 1-Jet-Kategorie. Die Selektionsvariable

$$m_{\tau\tau j}^2 = \left( \frac{p_{l1}}{x_1} + \frac{p_{l2}}{x_2} + p_{j1} \right)^2 \quad (6.3)$$

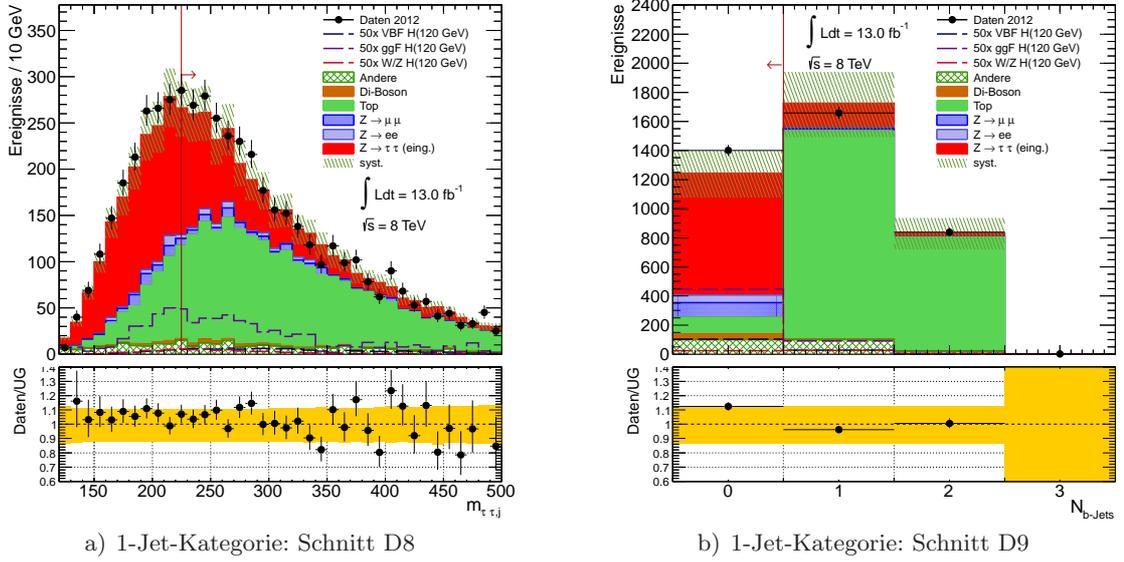
stellt unter Annahme der kollinearen Näherung die invariante Masse des  $\tau^+\tau^-$ -Systems und des führenden Jets dar. Die Definition der 1-Jet-Kategorie lautet:

**D7** Das Ereignis wird weder in der VBF-, *Boosted*- noch in der VH-Kategorie akzeptiert.

**D8** Es wird ein Schnitt auf  $m_{\tau\tau j} > 225 \text{ GeV}$  angewendet.

**D9** Ereignisse mit Jets aus *b*-Quarks werden nicht selektiert.

Die Verteilungen der Selektionsvariablen der 1-Jet-Kategorie sind in Abbildung 6.10 dargestellt. Tabelle 6.10 zeigt die absoluten Ereigniszahlen in der 1-Jet-Kategorie. Die Korrekturfaktoren der Untergrundabschätzung für die Prozesse mit Top-Quarks sowie für  $Z \rightarrow ll$  sind dabei ab Schnitt D7 angewendet.



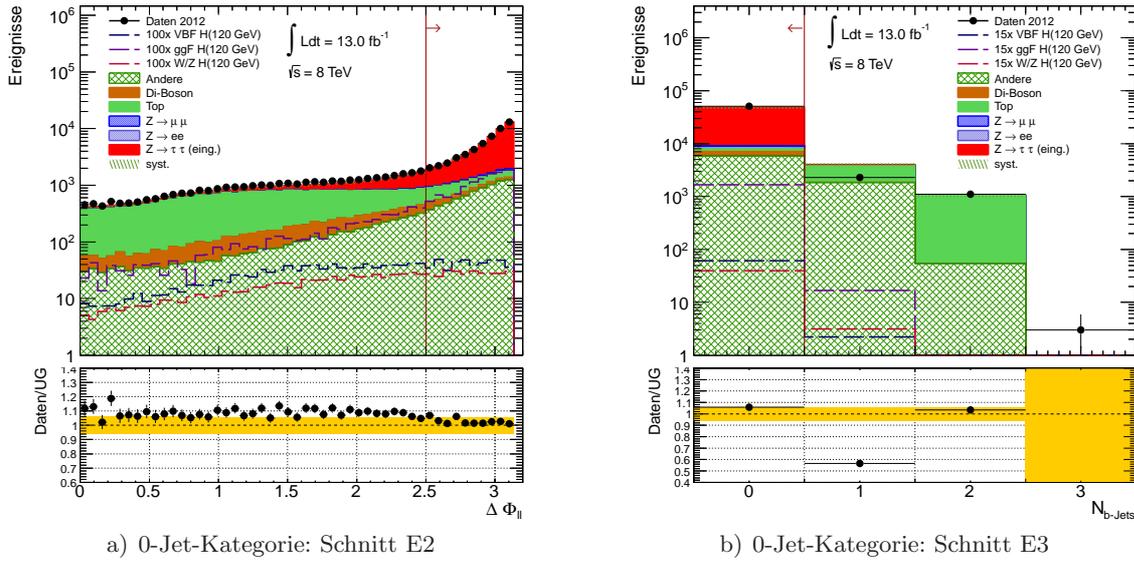
**Abbildung 6.10:** Verteilungen der Variable  $m_{\tau\tau j}$  (a) und der Anzahl der  $b$ -Jets (b) in der 1-Jet-Kategorie nach inklusiver Leptonselektion ( $ee + e\mu + \mu\mu$ ).

1-Jet-Kategorie	Daten	VBF	ggF		VH	$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$
			$H(m_H 120 \text{ GeV})$			
Basisselektion	$8392 \pm 90$	$11,0 \pm 0,2$	$37,3 \pm 1,2$	$4,94 \pm 0,08$	$3741 \pm 18$	
Schnitt D7 - nicht VBF, <i>Boosted</i> , VH	$5651 \pm 80$	$2,95 \pm 0,09$	$15,5 \pm 0,8$	$1,49 \pm 0,04$	$2077 \pm 13$	
Schnitt D8 - $m_{\tau\tau j}$	$3934 \pm 60$	$2,58 \pm 0,09$	$10,8 \pm 0,6$	$1,06 \pm 0,03$	$1036 \pm 9$	
Schnitt D9 - $b$ -Jet Veto	$1400 \pm 40$	$2,06 \pm 0,08$	$9,0 \pm 0,6$	$0,48 \pm 0,02$	$839 \pm 8$	

	$Z/\gamma^* \rightarrow ll$ ( $ee$ o. $\mu\mu$ )	Top	Di-Boson	Andere	gesamter Untergrund
Basisselektion	$610 \pm 30$	$2990 \pm 20$	$135 \pm 5$	$457 \pm 14$	$7930 \pm 50$
Schnitt D7 - nicht VBF, <i>Boosted</i> , VH	$260 \pm 18$	$2790 \pm 20$	$61 \pm 3$	$329 \pm 11$	$5520 \pm 30$
Schnitt D8 - $m_{\tau\tau j}$	$172 \pm 15$	$2390 \pm 20$	$46 \pm 3$	$221 \pm 10$	$3860 \pm 30$
Schnitt D9 - $b$ -Jet Veto	$152 \pm 14$	$116 \pm 5$	$39 \pm 2$	$100 \pm 7$	$1246 \pm 18$

**Tabelle 6.10:** Die absoluten Ereigniszahlen nach Aufsummierung der einzelnen Leptonkanäle ( $ee + e\mu + \mu\mu$ ) in der 1-Jet-Kategorie. Es sind nur statistische Unsicherheiten angegeben.



**Abbildung 6.11:** Verteilung der Selektionsvariablen  $\Delta\phi_{ll}$  (a) und  $N_{b\text{-Jets}}$  (b) in der 0-Jet-Kategorie. In der 0-Jet-Kategorie werden nur Ereignisse im  $e\mu$ -Kanal analysiert.

### 6.2.6 0-Jet-Kategorie

Im Gegensatz zu den anderen vier Kategorien werden für die 0-Jet-Kategorie die Grundschnitte (3-6) nicht appliziert. Aufgrund des großen Beitrages des Drell-Yan-Untergrundes werden die Kanäle gleichartiger Leptonen in dieser Kategorie nicht berücksichtigt. Die 0-Jet-Kategorie stellt eine inklusive Selektion bezüglich der Jet-Multiplizität dar, sodass auch Ereignisse mit Jets selektiert werden. Die Kategorie definiert sich durch die Schnitte nach Vorselektion:

- E1** Schnitt 1 und Schnitt 2 der Basisselektion werden auch in dieser Kategorie angewendet: Es wird das Massenfenster ( $30 < m_{ll} < 100$ ) GeV selektiert und der Schnitt auf die skalare Summe  $p_{T,lep1} + p_{T,lep2} > 35$  GeV angewendet.
- E2** Der Schnitt auf den Winkel der Leptonen in der transversalen Ebene  $\Delta\phi_{ll} > 2,5$  stellt die Orthogonalität zu den anderen Kategorien her.
- E3** Zur Unterdrückung des Untergrundes aus Top-Quark-Produktion werden Ereignisse mit rekonstruierten  $b$ -Jets verworfen.

Die Verteilungen der Variablen  $\Delta\phi_{ll}$  und  $N_{b\text{-jets}}$  sind in Abbildung 6.11 dargestellt. Die absoluten Ereigniszahlen der 0-Jet-Kategorie sind in Tabelle 6.11 angegeben. Die Korrekturfaktoren zur Normierung der Untergründe mit Top-Quarks und  $Z \rightarrow \ell\ell$  sowie die systematischen Unsicherheiten wurden nach der vollständigen Selektion der 0-Jet-Kategorie ermittelt (s. Kapitel 7) sind dabei ab Schnitt E2 angewendet.

0-Jet-Kategorie	Daten	VBF	ggF	VH	$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$
		$H(m_H 120 \text{ GeV})$			
Vorselektion	$161596 \pm 400$	$15,4 \pm 0,2$	$176 \pm 3$	$10,48 \pm 0,11$	$56850 \pm 60$
Schnitt auf $m_{ll}$	$116468 \pm 300$	$14,7 \pm 0,2$	$172 \pm 3$	$9,35 \pm 0,10$	$54620 \pm 60$
Schnitt E1 - $\sum_{\text{lep}} p_T$	$92385 \pm 300$	$14,1 \pm 0,2$	$161 \pm 2$	$9,04 \pm 0,10$	$47270 \pm 60$
Schnitt E2 - $\Delta\phi_{ll}$	$54593 \pm 200$	$4,23 \pm 0,11$	$113 \pm 2$	$2,88 \pm 0,06$	$39540 \pm 50$
Schnitt E3 - $b$ -Jet Veto	$51173 \pm 200$	$4,07 \pm 0,11$	$111 \pm 2$	$2,63 \pm 0,06$	$39290 \pm 50$
	$Z/\gamma^* \rightarrow ll$ ( $ee$ o. $\mu\mu$ )	Top	Di-Boson	Andere	gesamter Untergrund
Vorselektion	$1760 \pm 70$	$44600 \pm 90$	$8040 \pm 40$	$43860 \pm 90$	$155100 \pm 160$
Schnitt auf $m_{ll}$	$1550 \pm 60$	$22940 \pm 60$	$4270 \pm 30$	$29460 \pm 80$	$112850 \pm 140$
Schnitt E1 - $\sum_{\text{lep}} p_T$	$1520 \pm 60$	$22750 \pm 60$	$4220 \pm 30$	$11710 \pm 50$	$87480 \pm 120$
Schnitt E2 - $\Delta\phi_{ll}$	$930 \pm 40$	$3880 \pm 30$	$1284 \pm 14$	$7750 \pm 40$	$53380 \pm 90$
Schnitt E3 - $b$ -Jet Veto	$920 \pm 40$	$963 \pm 15$	$1271 \pm 14$	$5840 \pm 30$	$48290 \pm 80$

**Tabelle 6.11:** Die absoluten Ereigniszahlen der 0-Jet-Kategorie, in welcher ausschließlich der  $e\mu$ -Kanal analysiert wird. Es sind nur die statistischen Fehler angegeben.

### 6.3 Zusammenfassung der Ereignisselektion

In der Basisselektion (s. Tabelle 6.5) werden mit den charakteristischen Schnitten auf die invariante Masse  $m_{ll}$  (Schnitt 1), auf die Rekonstruktion eines Jets (Schnitt 3) sowie auf die fehlende Energie  $\cancel{E}_T$  (Schnitt 4a) hauptsächlich die Untergrundprozesse  $Z \rightarrow ll$ , die Di-Boson-Produktion sowie Untergründe mit fehlidentifizierten Leptonen (QCD-Multijet-Produktion, einzelne Top-Quark- und  $W$ -Boson-Produktion) unterdrückt. Die Untergrundprozesse, in denen die zwei Leptonen nicht dem Zerfall einer Resonanz entstammen, sowie der Prozess  $Z \rightarrow ll$  werden weiter mit Schnitten auf die Variablen  $x_i$  und  $\Delta\phi_{ll}$  reduziert. Um die 71 % der Ereignisse der Gluon-Gluon-Fusion, die in Schnitt 3 nicht selektiert werden, nicht unberücksichtigt zu lassen, wird die 0-Jet-Kategorie definiert. Nach der Basisselektion ist bereits zu erkennen, dass durch die Leptonselektion der Prozess  $Z \rightarrow ll$  im  $e\mu$ -Kanal stark unterdrückt wird (s. Tabelle 6.6). In den Kanälen mit gleichartigen Leptonen spielt dessen Beitrag in der Zusammensetzung des Untergrunds eine größere Rolle.

Die von der Basisselektion akzeptierten Ereignisse werden zuerst auf die Charakteristika der VBF-Topologie überprüft. Die kinematischen Variablen der Jets  $\Delta\eta_{jj}$  und  $m_{jj}$  eignen sich gut, um den Prozess der Vektorboson-Fusion von der Higgs-Boson-Produktion mit assoziiertem Vektorboson zu trennen. Nach Forderung eines zweiten rekonstruierten Jets werden 98 % der VH-Ereignisse mit den Schnitten auf eine hohe Differenz  $\Delta\eta_{jj}$  (Schnitt A8) und eine hohe invariante Masse der Jets (Schnitt A9) unterdrückt. Die Selektions-Nachweiswahrscheinlichkeit für Prozesse der Vektorboson-Fusion dieser zwei Schnitte beträgt 59 %. In Bezug auf die Basisselektion passieren 37 % der Vektorbosons-Fusion-Prozesse die vollständige Selektion der VBF-Kategorie (s. Tabelle 6.7). Nach Schnitt A12 besteht die Zusammensetzung der Signalereignisse zu 75,5 % (24 %) aus Prozessen der Vektorboson-Fusion (Gluon-Gluon-Fusion). Den größten Anteil des Untergrunds bildet in allen Kategorien der Beitrag der  $Z$ -Boson-Produktion im Zerfall

$Z \rightarrow \tau\tau$ . Die kinematischen Charakteristika dieses Prozesses unterscheiden sich nur geringfügig von der erwarteten Topologie der Signalprozesse. Aufgrund der Irreduzibilität des Prozesses ist die Wahl einer massensensitiven Variable als finale Diskriminante von Bedeutung, mithilfe der das Entdeckungspotential in der Analyse erhöht werden kann. In der VBF-Kategorie beträgt der Anteil des  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Prozesses in der Zusammensetzung des Untergrunds 53 %. Weitere Untergründe, deren Anteil in der Untergrundzusammensetzung in der VBF-Kategorie 10 % übersteigt, sind die Produktionen von Top-Quarks sowie der Prozess  $Z \rightarrow l\bar{l}$  (letzterer nur in den Kanälen mit gleichartigen Leptonen).

Mit dem Schnitt auf die Variable  $p_T^{\tau\tau}$  in der *Boosted*-Kategorie wird die Auflösung der Massendiskriminante verbessert (s. Kapitel 8 und Kapitel 9). In der *Boosted*-Kategorie beträgt der jeweilige Anteil der Signalereignisse 74 % für die Gluon-Gluon-Fusion, 15 % für die Vektorboson-Fusion und 11 % für die Higgs-Boson-Produktion mit assoziiertem Vektorboson (s. Tabelle 6.8). Es werden insgesamt deutlich mehr Ereignisse als in der VBF-Kategorie erwartet. Die Produktion von Top-Quarks bildet mit 20 % den zweitgrößten Anteil (hinter  $Z \rightarrow \tau\tau$  mit 64 %) in der Zusammensetzung des Untergrunds.

In der VH-Kategorie zeichnen sich die Schnitte auf geringe Werte von  $\Delta\eta_{jj}$  und auf das Massenfenster  $m_{jj}$  durch eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit auf Prozesse der Higgs-Boson-Produktion mit assoziiertem Vektorboson aus (s. Tabelle 6.9). Nach der vollständigen Selektion der VH-Kategorie entstammen dennoch nur 21 % der Signalprozesse aus diesem Produktionsmechanismus. Der Anteil der Gluon-Gluon-Fusion (Vektorboson-Fusion) beträgt 73 % (6 %). Prozesse mit fehlidentifizierten Leptonen, deren Anteil in der Zusammensetzung des Untergrunds 10 % beträgt, gewinnen im Vergleich zu den Kategorien VBF und *Boosted* an Bedeutung. Der Beitrag des Di-Boson-Untergrunds ist wie in allen anderen Kategorien nur gering und beträgt in der VH-Kategorie 2 %.

Nach der vollständigen Selektion der 1-Jet Kategorie werden 78 % (17 %) der Signalereignisse über Gluon-Gluon-Fusion (Vektorboson-Fusion) erzeugt (s. Tabelle 6.10). In dieser Kategorie wird mit dem Veto auf Ereignisse mit  $b$ -Jets die größte Unterdrückung von Prozessen der Top-Quark-Produktion erreicht. Die Selektions-Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt für diesen Prozess 5 %.

Aufgrund der inklusiven Selektion bezüglich der Jet-Multiplizität fällt in der 0-Jet-Kategorie der Anteil der Signalereignisse über Gluon-Gluon-Fusion mit 94 % am größten aus (s. Tabelle 6.11). Der Anteil der Vektorboson-Fusion fällt mit 4 % noch etwas größer aus als der Anteil von Signalprozessen mit assoziiertem Vektorboson (2 %). Ohne die Schnitte auf die fehlende Energie, die den  $Z \rightarrow l\bar{l}$  Untergrund in der Basisselektion um 94 % reduzieren, ist eine Suche des Higgs-Bosons mit zwei gleichartigen Leptonen in der 0-Jet-Kategorie aussichtslos. Den größten Anteil in der Zusammensetzung des Untergrunds bildet der Prozess  $Z \rightarrow \tau\tau$  mit 81 %. Den zweitgrößten Anteil bilden in der 0-Jet-Kategorie die Untergründe mit fehlidentifizierten Leptonen (12 %).

Für die Auswertung bezüglich der beobachteten Ereignisse müssen systematische Unsicherheiten berücksichtigt werden. Diese werden ausführlich in Kapitel 7 beschrieben. In Tabelle 6.12 sind die absoluten Ereigniszahlen nach der vollständigen Selektion in jeder Kategorie in inklusiver Leptonselektion ( $ee + e\mu + \mu\mu$ ) noch einmal aufgeführt. Dabei sind Abschätzungen der systematischen Fehler für den Beitrag der Untergrundprozesse angegeben. Für diese Abschätzungen wurden die in Anhang B aufgelisteten relativen Unsicherheiten der einzelnen Untergründe sowie

		VBF	Boosted	VH
Signal	ggF $H (m_H = 120 \text{ GeV})$	$1,3 \pm 0,2 \pm 0,4$	$17,4 \pm 0,8 \pm 4$	$2,9 \pm 0,3^{+0,8}_{-0,9}$
	VBF $H (m_H = 120 \text{ GeV})$	$4,11 \pm 0,11 \pm 0,6$	$3,6 \pm 0,1 \pm 0,3$	$0,23 \pm 0,03 \pm 0,02$
	VH $H (m_H = 120 \text{ GeV})$	$0,025 \pm 0,005 \pm 0,009$	$2,49 \pm 0,06 \pm 0,2$	$0,84 \pm 0,04^{+0,11}_{-0,10}$
Untergrund	$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$	$47 \pm 2 \pm 3$	$1229 \pm 11^{+80}_{-90}$	$388 \pm 6^{+20}_{-30}$
	$Z/\gamma^* \rightarrow ll (e \text{ oder } \mu)$	$17 \pm 3^{+4}_{-5}$	$205 \pm 18 \pm 70$	$77 \pm 11 \pm 40$
	Top	$12,9 \pm 1,5^{+3}_{-4}$	$389 \pm 10 \pm 90$	$87 \pm 5 \pm 30$
	Di-Boson	$3,6 \pm 0,8^{+0,5}_{-0,7}$	$55 \pm 3 \pm 10$	$14,9 \pm 1,4 \pm 4$
	Andere	$8 \pm 2 \pm 2$	$56 \pm 6 \pm 14$	$64 \pm 5 \pm 16$
Abschätzung gesamter Untergrund		$88 \pm 4^{+6}_{-7}$	$1934 \pm 20^{+140}_{-150}$	$631 \pm 14 \pm 60$
Daten		$98 \pm 10$	$2009 \pm 50$	$634 \pm 30$

		1-Jet	0-Jet
Signal	ggF $H (m_H = 120 \text{ GeV})$	$9,00 \pm 0,6^{+2}_{-0,7}$	$111 \pm 2 \pm 15$
	VBF $H (m_H = 120 \text{ GeV})$	$2,06 \pm 0,08 \pm 0,2$	$4,07 \pm 0,11 \pm 0,4$
	VH $H (m_H = 120 \text{ GeV})$	$0,48 \pm 0,02 \pm 0,05$	$2,63 \pm 0,06 \pm 0,2$
Untergrund	$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$	$839 \pm 8^{+50}_{-60}$	$39290 \pm 50 \pm 3000$
	$Z/\gamma^* \rightarrow ll (e \text{ oder } \mu)$	$152 \pm 13 \pm 50$	$920 \pm 40^{+160}_{-180}$
	Top	$116 \pm 5^{+20}_{-30}$	$963 \pm 15^{+160}_{-170}$
	Di-Boson	$39 \pm 2 \pm 6$	$1271 \pm 14 \pm 150$
	Andere	$100 \pm 7 \pm 25$	$5840 \pm 30 \pm 300$
Abschätzung gesamter Untergrund		$1246 \pm 18^{+80}_{-90}$	$48290 \pm 70 \pm 3000$
Daten		$1400 \pm 40$	$51173 \pm 200$

**Tabelle 6.12:** Übersicht der absoluten Ereigniszahlen nach Aufsummierung der einzelnen Leptonkanäle ( $ee + e\mu + \mu\mu$ ) in den verschiedenen Kategorien. Für die Daten sind nur die statistischen Fehler angegeben. Für die Untergrundprozesse sowie für die Signalprozesse ist ebenfalls eine Abschätzung der systematischen Unsicherheiten dargestellt ( $\pm[\text{stat.}] \pm [\text{sys.}]$ ).

die Unsicherheiten auf die entsprechenden Korrekturfaktoren (s. Kapitel 7) verwendet. Für die Darstellungen in diesem Kapitel werden alle Unsicherheiten als unkorreliert angenommen und quadratisch aufsummiert.

Aus Tabelle 6.12 wird deutlich, dass für das Erreichen einer ausreichenden Sensitivität in der Analyse die Verwendung einer finalen Diskriminanten notwendig ist. Die absoluten Unsicherheiten auf die Ereigniszahlen der Untergrundabschätzung übersteigen in jeder Kategorie die erwartete Anzahl an Signalereignissen. In der VBF-, *Boosted*-, VH- und 0-Jet-Kategorie stimmt die erwartete Anzahl an Untergrundereignissen mit den Daten innerhalb einer Standardabweichung überein. In der 1-Jet-Kategorie ist eine Abweichung zwischen der Erwartung und den Daten erkennbar, die außerhalb einer Standardabweichung liegt. Im Vergleich mit den Ergebnissen der Kollaboration (s. Ref. [71]) ist erkennbar, dass in dieser Arbeit eine Unterschätzung der Untergründe für fehlidentifizierte Leptonen vorliegt, auf welche die Abweichung, die etwas weniger als zwei Standardabweichungen beträgt, in der 1-Jet-Kategorie zurückzuführen sind.

## 6.4 Optimierungstudie bezüglich der fehlenden Energie in der VBF-Kategorie

Wie in Abschnitt 6.2 erwähnt, basiert die Wahl der topologischen Selektion der Analyse 2012 in großen Teilen auf Vorstudien zur Optimierung des Entdeckungspotentials in der  $H \rightarrow \tau\tau$  Suche. In diesem Abschnitt werden die Sensitivitäten bei unterschiedlichen Definitionen des Schnitts auf die fehlende Energie (Schnitt 4a) für die Analyse in der VBF-Kategorie miteinander verglichen. Des Weiteren wird der Einfluss der durch die kollineare Näherung motivierten Schnitte 5 und 6 bei der Wahl einer alternativen Massenrekonstruktion (dem sogenannten *Missing Mass Calculator (MMC)*, siehe Kapitel 8) untersucht. Die in diesem Abschnitt 6.4 präsentierten Studien basieren auf Untergrundabschätzungen im  $\mu\mu$ -Kanal der Analyse 2011. Untergrundprozesse mit fehlidentifizierten Leptonen, deren Beitrag in der VBF-Kategorie nur gering ist, wurden hierbei nicht berücksichtigt.

Die Vorselektion der Analyse 2011 unterscheidet sich in einigen Punkten von den Definitionen in Abschnitt 6.1, die im Folgenden aufgezählt werden. Als Triggerentscheidung wurde für  $\sqrt{s} = 7$  GeV im  $\mu\mu$ -Kanal ein logisches *ODER* zwischen der Entscheidung eines Di-Myon-Triggers<sup>3</sup> und einem Ein-Myon-Trigger (mit  $p_T > 18$  GeV) verwendet. In der Analyse 2011 werden nur Elektronen mit dem Identifikationskriterium *tight++* selektiert. Myonen werden nur über die *Combined*-Methode rekonstruiert. Die Isolationskriterien der Leptonen sind in der Analyse 2011 strikter gewählt (Für Elektronen [Myonen]:  $\sum E_{T,\Delta R_1}/p_T < 0,08$  [0,04] und  $\sum p_{T,\Delta R_2}/p_T < 0,06$  [0,06]).<sup>4</sup> Die Kegelradien betragen dabei  $\Delta R_1 = 0,02$  und  $\Delta R_2 = 0,04$ . In der Selektion der Analyse 2011 wurde das Veto auf Ereignisse mit  $\tau$ -Jets, sowie die Schnitte 2 und 4b nicht angewendet.

Ein Schnitt auf die fehlende Energie (Schnitt 4a) ist im  $\mu\mu$ -Kanal für die Unterdrückung des

<sup>3</sup>das Myon mit dem größeren transversalen Impuls muss dazu  $p_T > 15$  GeV aufweisen.

<sup>4</sup>In der Datennahme von 2012 erhöhte sich die *Pile-Up*-Aktivität im Vergleich zum Vorjahr (s. Kapitel 5.7), sodass im Durchschnitt ebenfalls eine höhere Aktivität in der Umgebung eines Leptons erwartet wird. Die Isolationskriterien wurden daher in der Analyse 2012 gelockert, um durch eine größere Nachweiswahrscheinlichkeit von isolierten Leptonen Sensitivität zu gewinnen [71].

Prozesses  $Z \rightarrow \mu\mu$  ein wichtiger Bestandteil der Analyse. Abbildung 6.12 zeigt die Verteilungen für verschiedene Definitionen der fehlenden Energie:

- a)  $\cancel{E}_T$  ist die Standard-Rekonstruktion der fehlenden Energie, wie in Kapitel 5.6 beschrieben.
- b) Die „projizierte fehlende Energie“ ist durch  $\cancel{E}_{T,\text{proj}} := \cancel{E}_T \sin(\Delta\phi_{\min})$  definiert. Der Winkel  $\Delta\phi_{\min}$  beschreibt den Winkel zwischen der fehlenden Energie und dem nächstliegenden Jet in der transversalen Ebene. Die Motivation dieser Variable besteht in der Korrelation zwischen der Richtung von  $\cancel{E}_T$  und einem möglichen misidentifizierten physikalischen Objekt. In Ereignissen mit einem fehlrekonstruierten Jet weist die fehlende Energie bevorzugt einen geringen Winkel  $\Delta\phi$  zu diesem Jet auf [119].
- c) In der Definition der „Signifikanz der fehlenden Energie“  $\cancel{E}_{T,\text{sig}} := \cancel{E}_T / (0,7\sqrt{\sum E_T})$  ist die Auflösung der fehlenden Energie mit berücksichtigt.
- d) Eine ähnliche Definition stellt die Variable  $\cancel{E}_{T,\text{ts}} := \cancel{E}_T / (0,7\sqrt{\sum p_T^{PV}})$  dar. Dabei kennzeichnet  $\sum p_T^{PV}$  die skalare Summe aller Spuren, die dem Primärvertex zugeordnet werden.
- e)  $\cancel{E}_{T,\text{track}}$  wird ausschließlich aus Informationen des Spurdetektors rekonstruiert. Zur Berechnung werden die Komponenten aller Spuren, die dem Primärvertex zugeordnet werden, vektoriell aufsummiert. Neutrale Teilchen und Objekte mit  $|\eta| > 2,5$  werden aufgrund der eingeschränkten räumlichen Ausdehnung des Spurdetektors in dieser Definition der fehlenden Energie nicht berücksichtigt.

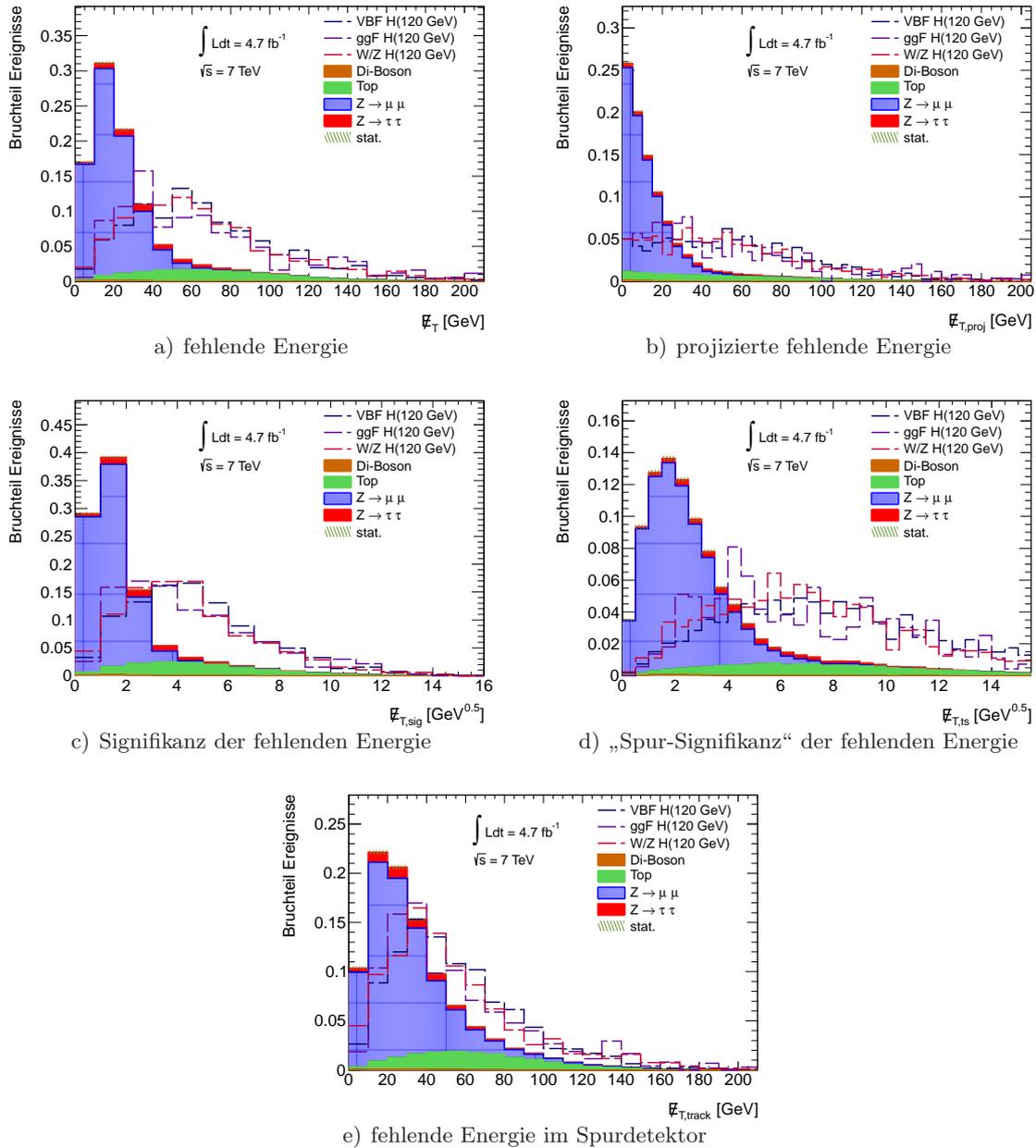
Die Verteilungen in Abbildung 6.12 ergeben sich nach der Forderung eines zweiten Jets. Dabei wurden die Schnitte 4a, 5 und 6 nicht angewendet. Anhand dieser Abbildung ist bereits zu erkennen, dass die Variablen a)-d) gut für eine Separation zwischen Signal- und Untergrundprozessen geeignet sind. Die fehlende Energie  $\cancel{E}_{T,\text{track}}$  eignet sich schlechter für eine Separation in der VBF-Kategorie. Dies ist dadurch zu begründen, dass in dieser Topologie zwei Jets mit hohen Beträgen von  $\eta$  außerhalb des Akzeptanzbereich des Spurdetektors erwartet werden, welche nicht in der Definition der Observablen  $\cancel{E}_{T,\text{track}}$  berücksichtigt werden.

Zur Optimierung des Schnitts auf die fehlende Energie wird als Maß die erwartete Signifikanz  $\mathcal{S}$  verwendet. Sie dient als Maß für die relative Häufigkeit, das Signal bei einer Vielzahl an Experimenten in beobachteten Daten entdecken zu können, wobei angenommen wird, dass die Signal-plus-Untergrund-Hypothese in der Natur realisiert wird. Die erwarteten Signifikanzen werden aus der Form der Verteilung der finalen Diskriminante (hier der sogenannte *Missing Mass Calculator*, s. Kapitel 8) bestimmt. Die Werte in den einzelnen Bins  $i$  werden quadratisch aufsummiert:

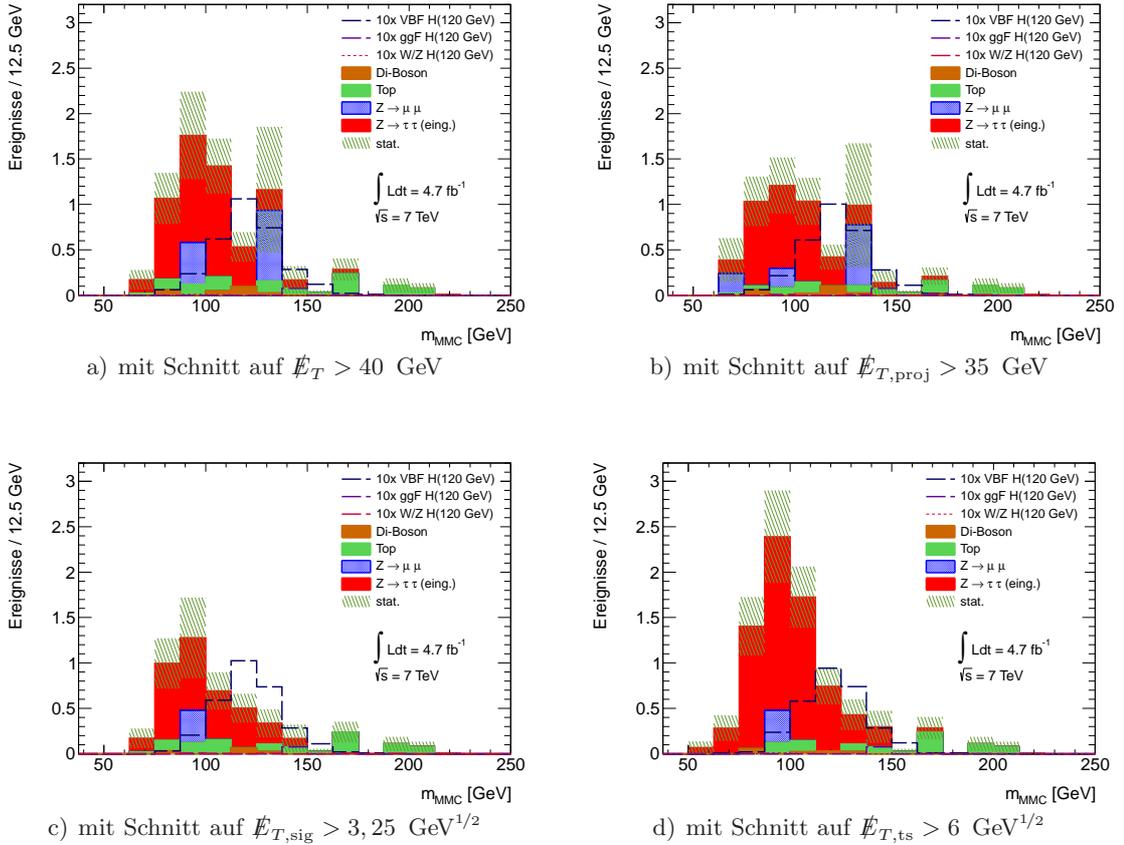
$$\mathcal{S} = \sqrt{\sum_i \left( 2((s_i + b_i) \ln(1 + \frac{s_i}{b_i}) - s_i) \right)^2}, \quad (6.4)$$

wobei  $s_i$  die Anzahl erwarteter Signal- und  $b_i$  die Anzahl erwarteter Untergrundereignisse darstellen<sup>5</sup>.

<sup>5</sup>Die statistischen Methoden zur Auswertung der Analyse mit Herleitung von Gleichung (6.4) werden ausführlich in Anhang A beschrieben.



**Abbildung 6.12:** Dargestellt sind die Verteilungen der fehlenden Energie (a), der „projizierten fehlenden Energie“ (b), der Variable  $\cancel{E}_{T,sig}$  (c), der Variable  $\cancel{E}_{T,ts}$  (d) und der fehlenden Energie, die aus dem Spurdetektor rekonstruiert wurde (e), im  $\mu\mu$ -Kanal. Betrachtet werden die Prozesse der Higgs-Boson-Produktion (offene Histogramme) und verschiedene Untergrundprozesse (Di-Boson-Produktion [ocker], Produktion von Top-Quarks [grün], sowie die Prozesse  $Z \rightarrow \mu\mu$  [blau] und  $Z \rightarrow \tau\tau$  [rot]). Die Verteilungen der drei Signalprozesse sowie die Summe der Untergründe sind jeweils auf Eins normiert.



**Abbildung 6.13:** Die Verteilungen des *Missing Mass Calculator* als finale Diskriminante nach allen Schnitten der VBF-Kategorie. Der Schnitt auf die fehlende Energie (Schnitt 4a) wurde dabei durch die in den Bildunterschriften angegebenen Schnitte ersetzt.

Abbildung 6.13 zeigt die Verteilungen des MMC nach allen Schnitten der VBF-Kategorie für verschiedene Ersetzungen des Schnitts auf die fehlende Energie. Der Einfluss von  $\cancel{E}_{T,\text{track}}$  wird aufgrund der schon beobachteten schlechteren Separation hier nicht genauer vorgestellt.

Die Werte der erwarteten Signifikanzen, welche aus diesen Verteilungen berechnet werden, sind in der Tabelle 6.13 dargestellt. Für die Bestimmung der optimalen Schnittwerte wurden die erwarteten Signifikanzen und die Selektions-Nachweiswahrscheinlichkeiten für verschiedene Schnittwerte berechnet. Bei den angegebenen Schnittwerten handelt es sich um diejenigen, die eine hohe Sensitivität ergeben, ohne dabei zu viele Signalereignisse zu verwerfen. So wird für die Variable  $\cancel{E}_T$  zwar die höchste Signifikanz mit einem Schnitt auf  $\cancel{E}_T > 50$  GeV mit  $0,21 \pm 0,03$  erreicht. Im Vergleich zum Schnitt  $\cancel{E}_T > 40$  GeV reduziert sich dadurch jedoch die Selektions-Nachweiswahrscheinlichkeit für Signalprozesse (in Bezug auf die Ereigniszahl vor Anwendung des Schnitts) von 87% auf 76%.

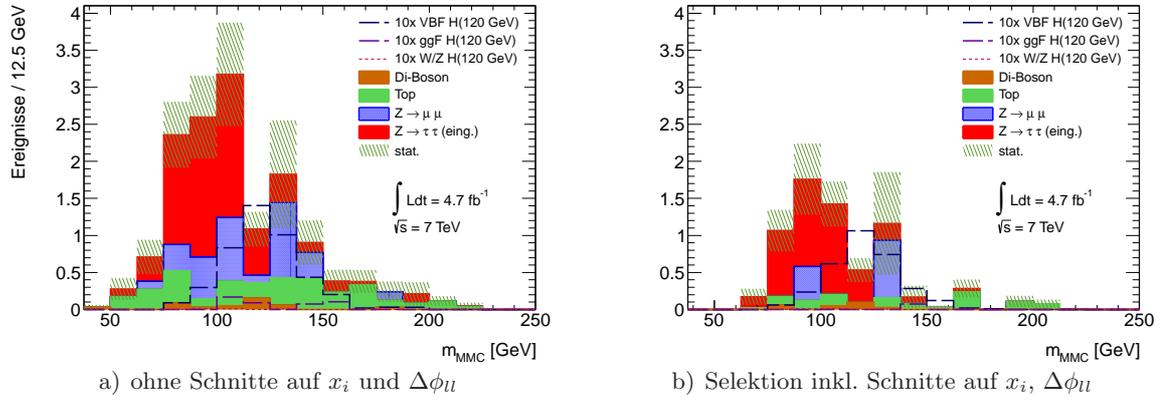
Es ist erkennbar, dass alle vier Definitionen für einen Schnitt auf die fehlende Energie geeignet sind. Die Reduzierung des  $Z \rightarrow \tau\tau$  Untergrundes fällt mit  $\cancel{E}_{T,\text{ts}}$  jedoch am geringsten aus. Ein Schnitt auf die Variable  $\cancel{E}_{T,\text{sig}} > 3,25$  GeV<sup>1/2</sup> erzielt mit  $0,23 \pm 0,03$  die höchste Sensitivität. Der statistische Fehler ist dabei relativ hoch. Die Verteilung, welche mit diesem Schnitt erreicht wird,

	$\cancel{E}_T > 40 \text{ GeV}$	$\cancel{E}_{T,\text{proj}} > 35 \text{ GeV}$	$\cancel{E}_{T,\text{sig}} > 3,25 \text{ GeV}^{1/2}$	$\cancel{E}_{T,\text{ts}} > 6 \text{ GeV}^{1/2}$
VBF	$0,32 \pm 0,02$	$0,30 \pm 0,02$	$0,30 \pm 0,02$	$0,30 \pm 0,02$
ggF	$0,02 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$
$Z \rightarrow \tau\tau$	$4,24 \pm 0,55$	$3,52 \pm 0,5$	$3,09 \pm 0,48$	$6,49 \pm 0,66$
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$	$1,23 \pm 0,8$	$1,1 \pm 0,7$	$0,35 \pm 0,35$	$0,35 \pm 0,35$
Di-Boson	$0,23 \pm 0,08$	$0,22 \pm 0,08$	$0,13 \pm 0,06$	$0,14 \pm 0,06$
Top	$1,09 \pm 0,27$	$0,86 \pm 0,24$	$1,04 \pm 0,27$	$0,87 \pm 0,25$
Signifikanz	$0,20 \pm 0,03$	$0,21 \pm 0,03$	$0,23 \pm 0,03$	$0,19 \pm 0,02$

**Tabelle 6.13:** Die erwarteten Ereigniszahlen für  $\int L = 4,7 \text{ fb}^{-1}$  bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  in der VBF-Kategorie im  $\mu\mu$ -Kanal für verschiedene Definitionen der Schnitte auf die fehlende Energie. Die angegebenen Werte der Signalprozesse beziehen sich auf eine Masse des Higgs-Bosons von 120 GeV. In der letzten Zeile ist die erwartete Signifikanz dargestellt. Die zu den Werten gehörigen Histogramme sind in Abbildung 6.13 dargestellt.

ist in Abbildung 6.13 c) dargestellt. Mit einem Schnitt auf  $\cancel{E}_T > 40 \text{ GeV}$  (s. Abbildung 6.13 a)) beträgt die erwartete Sensitivität  $0,20 \pm 0,03$ . Diese fällt im Vergleich zu Sensitivitäten, welche mit einem Schnitt auf  $\cancel{E}_{T,\text{sig}}$  oder auf  $\cancel{E}_{T,\text{proj}}$  erreicht werden, nominell etwas geringer aus. Der Vergleich der Verteilungen legt jedoch die Vermutung nahe, dass der höhere Wert der Signifikanz, der mit einem Schnitt auf  $\cancel{E}_{T,\text{sig}}$  erreicht wird, möglicherweise auf eine statistische Fluktuation des Untergrunds in einem einzigen Bin (bei  $\sim 130 \text{ GeV}$ ) zurückzuführen ist. Mit dem Schnitt auf  $\cancel{E}_T$  werden die meisten Signalereignisse selektiert. Daher und aufgrund der Tatsache, dass mit einem Schnitt auf  $\cancel{E}_T$  die systematischen Unsicherheiten vergleichsweise geringer ausfallen, wird für die Analyse 2012, wie in Abschnitt 6.2 dargestellt, der Schnitt auf  $\cancel{E}_T > 40 \text{ GeV}$  verwendet.

Des Weiteren soll der Einfluss der Schnitte 5 und 6 auf die Variablen der kollinearen Näherung  $x_i$  und auf  $\Delta\phi_{ll}$  untersucht werden. In Abbildung 6.14 a) ist die Verteilung des MMC ohne Anwendung der Schnitte dargestellt. Es wurden nur Ereignisse mit  $\cancel{E}_T > 40 \text{ GeV}$  selektiert. Die Schnitte 5 und 6 führen zu einer Reduzierung des Untergrundes mit  $t$ -Quarks in der Größenordnung von 90% (s. Tabelle 6.14). Der  $Z \rightarrow \mu\mu$  Untergrund wird ebenfalls um 77% stark unterdrückt. Für Signalprozesse werden 30% der Ereignisse verworfen. Die erwartete Signifikanz wird durch Anwendung der Schnitte von  $0,18 \pm 0,02$  auf  $0,20 \pm 0,03$  erhöht. Die Verteilungen in Abbildung 6.14 lassen darauf schließen, dass es sich bei der Erhöhung der Signifikanz bei Anwendung der Schnitte 5 und 6 nicht um eine statistische Fluktuation handelt. Viele Ereignisse der nicht resonanten Untergründe fallen in der Verteilung der finalen Diskriminante in den Bereich, in dem ebenfalls das Signal erwartet wird. Aufgrund der starken Reduzierung des Drell-Yan-Prozesses und der Untergründe mit Top-Quarks werden die Schnitte auf  $x_i$  und  $\Delta\phi_{ll}$  in der Analyse 2012 verwendet.



**Abbildung 6.14:** Vergleich der Auswirkung der Schnitte auf die Variablen  $x_i$  und  $\Delta\phi_U$  auf die Verteilung des MMC als finale Diskriminante. Links (rechts) ist die Verteilung der MMC-Variable ohne (bei) Anwendung der Schnitte dargestellt.

	ohne Schnitte auf $x_i$ und $\Delta\phi_U$	inkl. Schnitte auf $x_i$ und $\Delta\phi_U$
VBF $H(m_H = 120 \text{ GeV})$	$0,44 \pm 0,02$	$0,32 \pm 0,02$
ggF $H(m_H = 120 \text{ GeV})$	$0,05 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,01$
$Z \rightarrow \tau\tau$	$7,27 \pm 0,71$	$4,24 \pm 0,55$
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$	$5,34 \pm 1,2$	$1,23 \pm 0,8$
Di-Boson	$0,92 \pm 0,17$	$0,23 \pm 0,08$
Top	$10,82 \pm 0,89$	$1,09 \pm 0,27$
<i>Signifikanz</i>	$0,18 \pm 0,02$	$0,20 \pm 0,03$

**Tabelle 6.14:** Vergleich des Einflusses der Anwendung der Schnitte auf die Variable  $x_i$  und  $\Delta\phi_U$  auf die Ereigniszahlen und der erwarteten Signifikanzen in der VBF-Kategorie im  $\mu\mu$ -Kanal.



# Kapitel 7

## Abschätzung der Untergrundprozesse und systematische Unsicherheiten

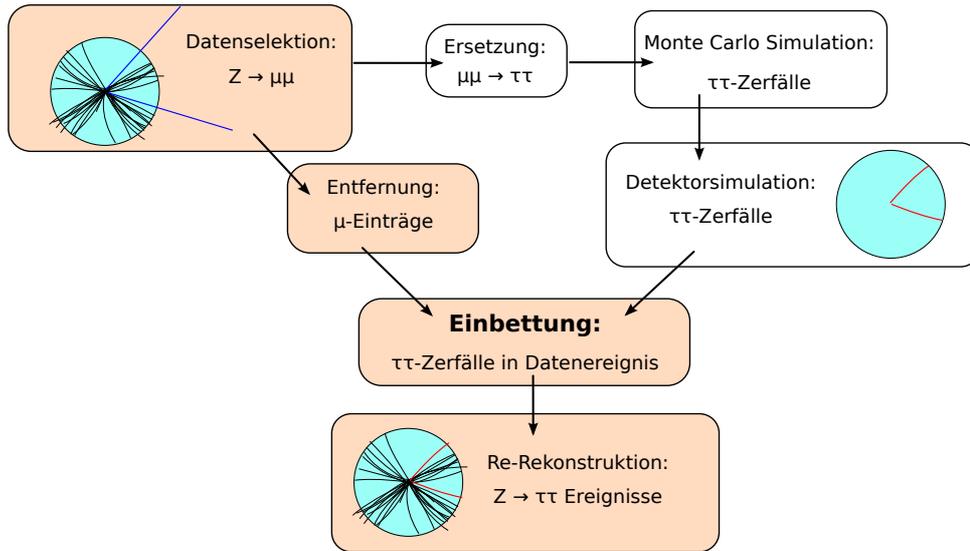
Eine zuverlässige Abschätzung der Untergrundprozesse bildet die Grundvoraussetzung für die Durchführung von physikalischen Analysen. Monte-Carlo-Simulationen bieten dazu eine Möglichkeit. Manche Bedingungen, wie zum Beispiel die genauen Eigenschaften der *Pile-Up*-Aktivität oder Unregelmäßigkeiten im Ansprechverhalten des Detektors, die bei der Proton-Proton Kollision und während der Aufzeichnung der Daten im Detektor vorherrschen, sind bei der Generierung der simulierten Ereignisse jedoch nicht bekannt. Beschreibungen der Beiträge von höheren Ordnungen der Streuprozesse sowie der Einfluss des *Underlying Event* sind in der Simulation ebenfalls nur mit eingeschränkter Genauigkeit möglich. Um systematische Unsicherheiten zu minimieren, werden zuverlässigen Methoden zur Abschätzung des Untergrunds verwendet, welche auf der Entnahme von Daten in signalfreien Kontrollregionen basieren. In diesem Kapitel werden die in der Analyse benutzten Methoden zur datenbasierten Untergrundabschätzung vorgestellt. Im zweiten Teil des Kapitels werden die systematischen Unsicherheiten der Analyse beschrieben.

### 7.1 Methoden für datenbasierte Bestimmung der Untergrundprozesse

#### 7.1.1 $Z \rightarrow \tau\tau$ Abschätzung mit der Embedding-Methode

Der Prozess  $Z \rightarrow \tau\tau$  bildet in jeder Kategorie der topologischen Selektion den größten Anteil des Gesamtuntergrunds (s. Kapitel 6.2). Eine korrekte Modellierung des Zerfalls ist daher von besonderer Bedeutung. Die Detektorsignatur von  $Z \rightarrow \tau\tau$  und  $H \rightarrow \tau\tau$  Zerfällen weist aufgrund der identischen Endzustände ähnliche Charakteristika auf. Dies verhindert eine Definition einer signalfreien Kontrollregion, welche eine genügende Reinheit an  $Z \rightarrow \tau\tau$  Ereignissen aufweist. In der Analyse findet zur Abschätzung des  $Z \rightarrow \tau\tau$  Untergrundes die sogenannte *Embedding*-Methode [120] Verwendung. Dabei werden nur die Zerfälle der  $\tau$ -Leptonen simuliert, die gesamte restliche Information des Ereignisses wird aus Daten entnommen. Im Folgenden wird näher auf die *Embedding*-Methode eingegangen.

Das Prinzip der *Embedding*-Methode ist in Abbildung 7.1 skizziert. Es basiert auf der Selektion von  $Z \rightarrow \mu\mu$  Ereignissen in aufgezeichneten Daten, in denen daraufhin die rekonstru-

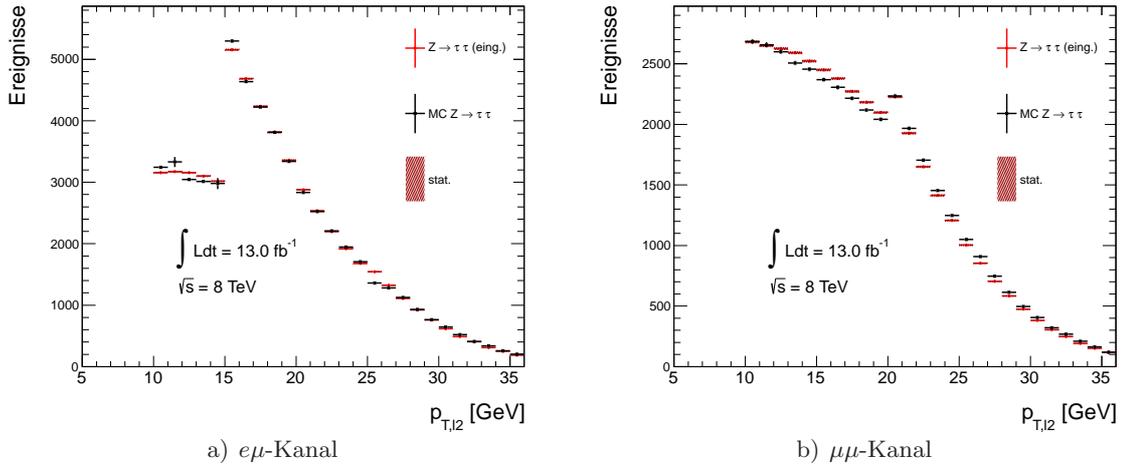


**Abbildung 7.1:** In der *Embedding*-Methode werden  $Z \rightarrow \mu\mu$  Ereignisse in Daten selektiert. Die Myonen werden entfernt und durch simulierte  $\tau$ -Zerfälle ersetzt. Nach Einbettung der  $\tau$ -Leptonen in das Datenereignis wird das gesamte Ereignis re-rekonstruiert.

ierten Myonen durch simulierte  $\tau$ -Zerfälle ersetzt werden. Aufgrund des Größenunterschieds der Wirkungsquerschnitte und des geringen Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls  $H \rightarrow \mu\mu$  ( $\sim 10^{-4}$ , s. Ref. [33]) ist eine Selektion von  $Z \rightarrow \mu\mu$  Ereignissen möglich, die als signalfrei angesehen werden kann. Die Ersetzung der Myonen durch  $\tau$ -Zerfälle wird aufgrund der Lepton-Universalität ermöglicht. Diese besagt, dass die Zerfälle  $Z \rightarrow \tau\tau$  und  $Z \rightarrow \mu\mu$  die gleichen Topologien und kinematischen Eigenschaften, wie zum Beispiel die Verteilungen zusätzlicher Jets, aufweisen. Durch eine Selektion von Ereignissen in Daten mit zwei isolierten Myonen und einer invarianten Masse von  $m_{\mu\mu} > 55$  GeV kann eine große Reinheit an  $Z \rightarrow \mu\mu$  Prozessen erreicht werden [71]. Die Einträge im Spurdetektor und Myonspektrometer der rekonstruierten Myonen werden entfernt. Die Durchquerung der Myonen hinterlässt auch Einträge im Kalorimeter. Um diese zu bestimmen wird die Durchquerung eines Myons durch das Kalorimeter simuliert, wobei dem Myon die in Daten gemessenen Viererimpulse zugewiesen werden. Die simulierten Einträge im Kalorimeter werden dann vom ursprünglichen Ereignis entfernt. Es werden nun  $\tau$ -Zerfälle simuliert, welche im Anfangszustand die identischen kinematischen Bedingungen<sup>1</sup> und den gleichen Vertex der ursprünglichen Myonen aufweisen. Nach der Digitalisierung und der Anwendung der Detektorsimulation der  $\tau$ -Zerfälle, werden diese Informationen in das Datenereignis eingebettet. Zuletzt wird das gesamte Ereignis re-rekonstruiert, um alle physikalischen Objekte und insbesondere die Messung der fehlende Energie von den modifizierten Einträgen des Detektors zu gewinnen.

Durch diese Methode der Einbettung simulierter  $\tau$ -Zerfälle in Datenereignisse werden nur die Kinematiken der Leptonen aus dem  $\tau$ -Zerfall simuliert. Schwer zu simulierende Verteilungen, wie die Anzahl der Jets und ihre kinematischen Eigenschaften, die stark durch Effekte des *Pile-Up* oder des *Underlying-Event* beeinflusst sind, werden direkt aus Daten gewonnen. Die Formen aller Verteilungen werden in der Analyse mit der *Embedding*-Methode bestimmt. Die Normierung des  $Z \rightarrow \tau\tau$  Untergrunds ist aufgrund der unterschiedlichen Triggerentscheidungen nicht direkt aus Daten ermittelbar. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Vorselektion wird mit  $Z \rightarrow \tau\tau$  Ereignis-

<sup>1</sup>Aufgrund des Massenunterschiedes werden die Viererimpulse der Myonen auf die Masse des  $\tau$ -Leptons reskaliert.



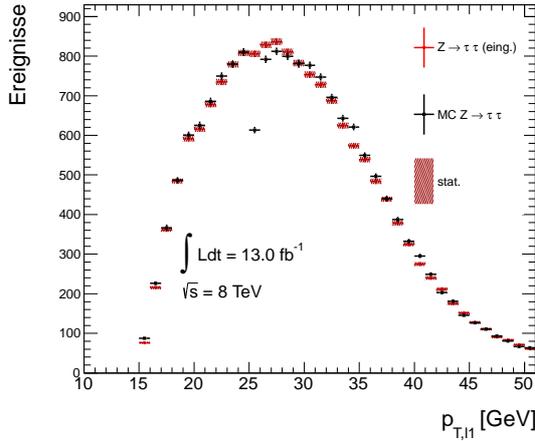
**Abbildung 7.2:** Das  $p_T$ -Spektrum des Leptons mit kleinerem transversalen Impuls ist links (rechts) im  $e\mu$ -Kanal ( $\mu\mu$ -Kanal) nach Vorselektion für  $\int L = 13 \text{ fb}^{-1}$  dargestellt. Es werden die Verteilungen der *Embedding*-Methode (rot) mit denen der Monte-Carlo-Simulation (schwarz) verglichen. Die Verteilungen der *Embedding*-Methode werden auf die absoluten Ereigniszahlen der Simulation nach der Vorselektion normiert.

sen der Monte-Carlo-Simulation abgeschätzt. Das Sample mit eingebetteten  $\tau$ -Zerfällen wird anschließend auf die absoluten Ereigniszahlen der Simulation nach der Vorselektion normiert.

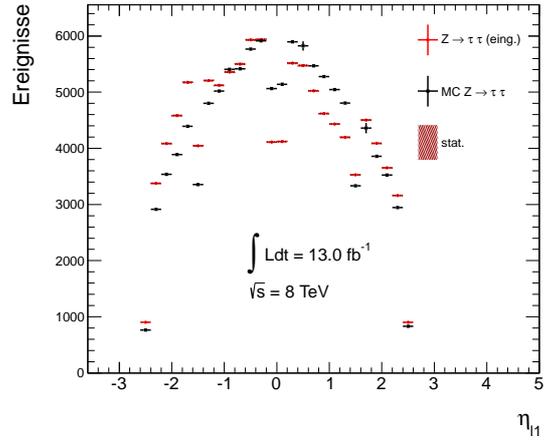
In der *Embedding*-Methode stehen keine Informationen bezüglich der Triggerentscheidungen, die in der Vorselektion abgefragt werden, zur Verfügung. In Daten sowie in simulierten Ereignissen resultiert die geringere Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggers für Myonen bei der Wahl des Di-Myon Triggers ( $\mu\mu$ -Kanal), sowie des Elektron-Myon-Triggers ( $e\mu$  Kanal) in markanten Unstetigkeitsstellen in den  $p_T$ -Spektren der Leptonen an den Triggerschwellen (s. Abbildung 7.2). Dieses Verhalten ist in der Abschätzung mit eingebetteten  $\tau$ -Leptonen zunächst nicht erkennbar. Zur Korrektur der  $p_T$ -Spektren werden anhand der *Tag- $\mathcal{E}$ -Probe*-Methode die Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen Trigger in Abhängigkeit von  $\eta$  und  $p_T$  der Myonen vermessen [71]. Ereignisse mit eingebetteten  $\tau$ -Leptonen werden im  $\mu\mu$ -Kanal mit dem so bestimmten Wert zusätzlich gewichtet. Im  $e\mu$  Kanal werden nur Ereignisse gewichtet, die kein Elektron mit  $p_T > 25$  GeV aufweisen, da bei der Messung eines Elektron mit  $p_T > 25$  GeV nur die Entscheidung des Ein-Elektron-Triggers abgefragt wird (s. Kapitel 6.1.2). Trigger auf Ereignisse mit Elektronen weisen eine höhere Nachweiswahrscheinlichkeit als Myon-Trigger auf. Daher wird im  $ee$ -Kanal keine Korrektur zur Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggers auf Ereignisse der *Embedding*-Methode angewendet. Abbildung 7.2 vergleicht die  $p_T$ -Spektren des Leptons mit geringerem transversalen Impuls im  $e\mu$ - und  $\mu\mu$ -Kanal der Monte Carlo Simulation und der *Embedding*-Methode mit der eben beschriebenen Korrektur. Es ist zu erkennen, dass sich damit die  $p_T$ -Spektren den Verteilungen der Monte Carlo Simulation annähern.

Abbildung 7.3 stellt weitere Vergleiche von Verteilungen der Monte-Carlo-Simulation und der Methode mit eingebetteten  $\tau$ -Leptonen nach der Vorselektion dar. In den  $p_T$ -Spektren der Elektronen sind Diskrepanzen an der Triggerschwelle von  $p_T > 25$  GeV zu erkennen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit des „*e24medium1*“-Triggers das Plateau

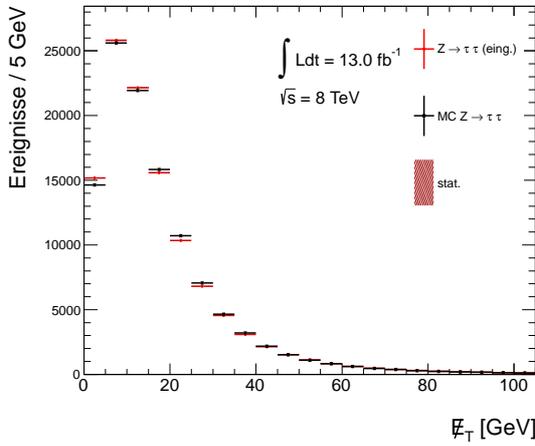
Kapitel 7 Abschätzung der Untergrundprozesse und systematische Unsicherheiten



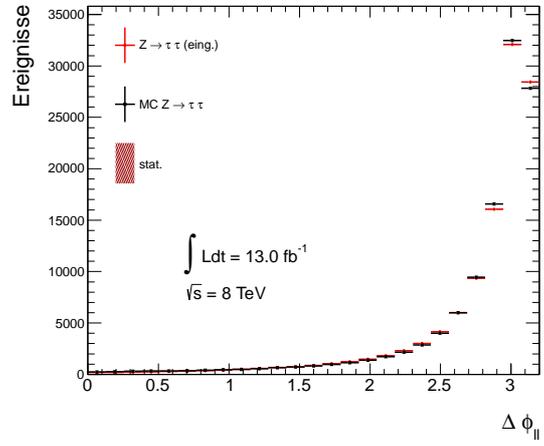
a)  $ee$ -Kanal



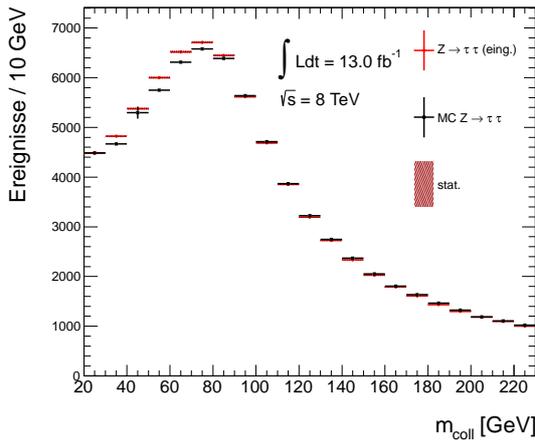
b)  $(ee + e\mu + \mu\mu)$



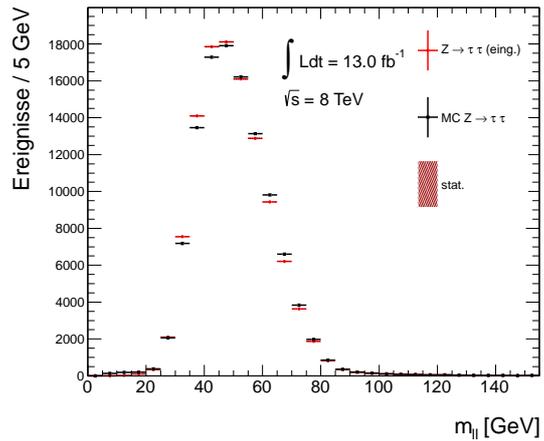
c)  $(ee + e\mu + \mu\mu)$



d)  $(ee + e\mu + \mu\mu)$



e)  $(ee + e\mu + \mu\mu)$



f)  $(ee + e\mu + \mu\mu)$

**Abbildung 7.3:** Vergleich der Verteilungen nach Vorselektion von kinematischen Variablen zwischen der *Embedding*-Methode (rot) und der Monte-Carlo-Simulation (schwarz). Die Verteilungen der *Embedding*-Methode werden auf die absoluten Ereigniszahlen nach der Vorselektion, welche mit der Monte-Carlo-Simulation für eine integrierte Luminosität von  $13\text{fb}^{-1}$  bestimmt wurden, normiert.

bei einem höheren transversalen Impuls der Elektronen erreicht. Die  $\eta$ -Verteilung der Simulation zeigt eine Symmetrie bezüglich der Mitte des Detektors auf. In der *Embedding*-Methode werden in einer Detektorhälfte mit  $\eta < 0$  mehr Leptonen rekonstruiert. Die Einflüsse dieser Unterschiede auf die Analyse und die finale Diskriminante werden in Abschnitt 7.2.4 genauer untersucht. Des Weiteren sind in Abbildung 7.3 die Verteilungen der fehlenden Energie  $\cancel{E}_T$  und des Winkels der zwei sichtbaren Leptonen in der transversalen Eben  $\Delta\phi_{ll}$  gezeigt. In diesen Variablen liefern die *Embedding*-Methode und die Monte-Carlo-Simulation zur Untergrundabschätzung vergleichbare Ergebnisse. In den Variablen, die von den Leptonimpulsen abhängen, wie die kollineare Näherung  $m_{\text{coll}}$  und die invariante Leptonmasse  $m_{ll}$ , sind leichte Unterschiede zwischen der Methode mit eingebetteten  $\tau$ -Leptonen und der Simulation erkennbar.

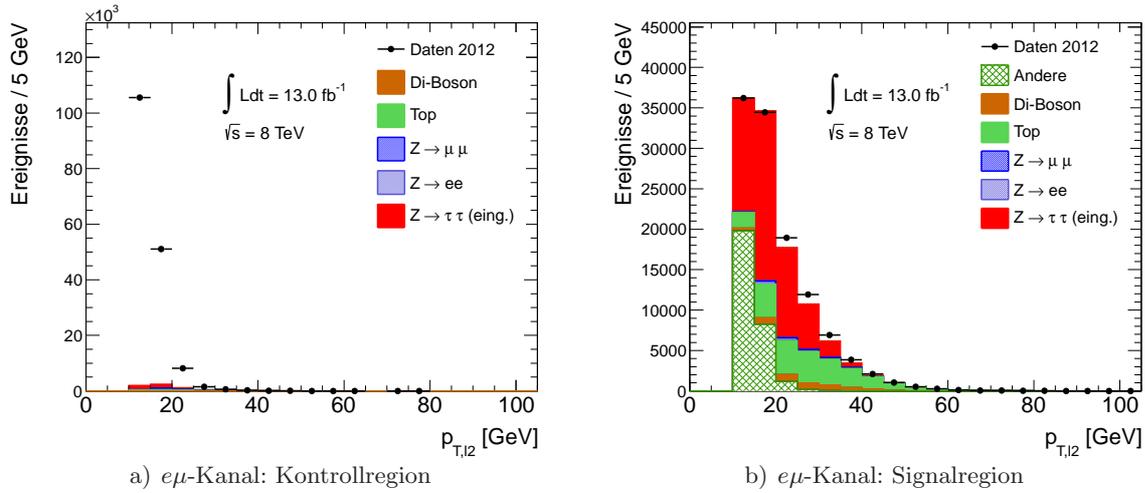
### 7.1.2 Untergrund mit fehlidentifizierten Leptonen

Zur Abschätzung des QCD-Multijet-Untergrunds kann nicht auf Monte-Carlo-Simulationen zurückgegriffen werden. Mit der Forderung nach der Rekonstruktion von zwei isolierten Leptonen werden die meisten QCD-Ereignisse verworfen. Dies resultiert in einer zu kleinen Ereigniszahl, welche für eine Beschreibung durch die Simulation nicht ausreicht. Für die Analyse wird zur Abschätzung des QCD-Multijet-Untergrunds eine sogenannte *Template-Fit*-Methode verwendet [121]. Mit dieser Methode werden Ereignisse abgeschätzt, welche die Akzeptanzschnitte der Vorselektion aufgrund von fehlidentifizierten Leptonen passieren. Solche Ereignisse entstammen neben der QCD-Multijet-Produktion aus  $W$ +Jets-Produktion und Prozessen mit Top-Quarks. Diese Untergründe werden im Folgenden als Untergrund mit fehlidentifizierten Leptonen zusammengefasst [122].

In der *Template-Fit*-Methode wird eine signalfreie Kontrollregion definiert, in der die Formen der Verteilungen der kinematischen Variablen für Untergründe mit fehlidentifizierten Leptonen bestimmt werden. Es wird somit angenommen, dass die Formen des Untergrundes mit fehlidentifizierten Leptonen in der Signalregion und Kontrollregion identisch sind. Die Kontrollregion ist durch die Invertierung der Isolationskriterien (s. Tabelle 6.2) eines Leptons definiert. Als anti-isolierte Leptonen werden im Folgenden die Leptonen bezeichnet, in deren Umgebung im inneren Detektor noch weitere Spuren mit  $\sum p_{T,\Delta R}/p_T > 0,13$  gemessen werden. Die Information bezüglich der Isolation im Kalorimeter wird zur Selektion von anti-isolierten Leptonen nicht abgefragt. Anti-isolierte Elektronen werden für die Kontrollregion bereits mit dem lockereren Identifikationskriterium *loose++* akzeptiert. Befindet sich ein Jet innerhalb  $\Delta R < 0,2$  eines anti-isolierten Elektrons wird dieser im Ereignis nicht betrachtet. Es wird weiterhin gefordert, dass die anti-isolierten Leptonen innerhalb  $\Delta R < 0,4$  nicht mit rekonstruierten Jets, welche nicht in den vorherigen Stufen des *Overlap-Removal* verworfen wurden, überlappen.

Zur Bestimmung des Untergrundes mit fehlidentifizierten Leptonen werden die Formen der Verteilungen der Kontrollregionen in den Daten gemessen. Simulierte Ereignisse aus Prozessen, die auf Generatorniveau zwei Leptonen beinhalten (z.B.  $Z$ +jets), werden den Verteilungen abgezogen. Zur Normierung wird die Verteilung des Leptons mit kleinerem transversalen Impuls  $p_{T,l2}$  in der Signalregion verwendet. Nach Schnitt 1 auf  $m_{ll}$  (s. Kapitel 6.2.1) wird in dieser Verteilung die  $\chi^2$ -Funktion bezüglich dem Normierungsfaktor  $f$  minimiert:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(N_{\text{MC},i} + f N_{\text{Fake},i} - N_{\text{Daten},i})^2}{\sigma_{\text{MC},i}^2 + f^2 \sigma_{\text{Fake},i}^2 + \sigma_{\text{Daten},i}^2}. \quad (7.1)$$

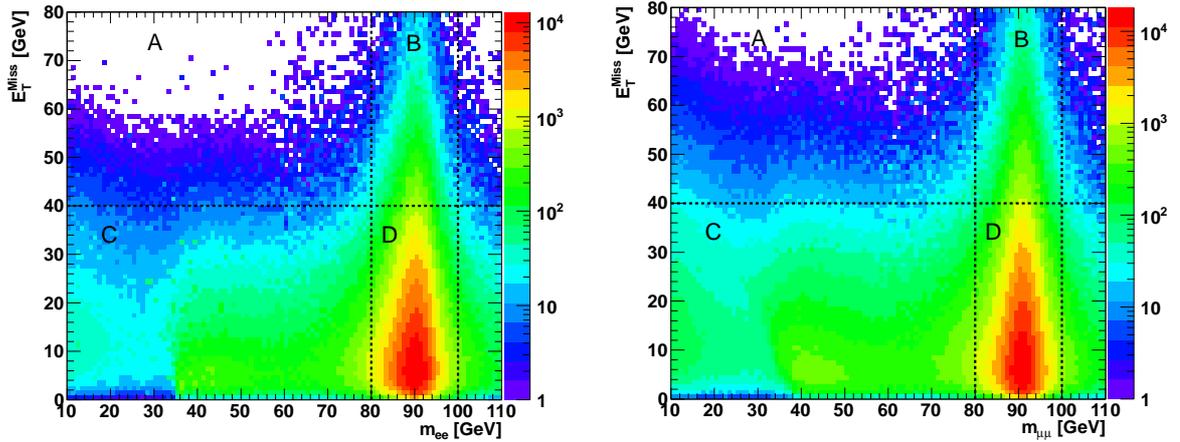


**Abbildung 7.4:** Darstellung der Verteilungen der Variable  $p_{T,12}$  nach Schnitt 1 im  $e\mu$ -Kanal. Die Histogramme der Daten sind jeweils mit denen der Untergrundzusammensetzung überlagert. In a) ist die Verteilung in der Kontrollregion abgebildet, in der die Form der Verteilungen der Untergründe mit fehlidentifizierten Leptonen bestimmt wird. Die Verteilung der gleichen Variable in der Signalregion ist in b) dargestellt. Die Untergründe mit fehlidentifizierten Leptonen sind dabei mit „Andere“ gekennzeichnet. Die Normierung dieses Beitrags wurde unter Minimierung von Gleichung (7.1) bestimmt.

$N_{MC,i}$  und  $N_{\text{Daten},i}$  stellen dabei die Anzahl an Ereignissen in der Signalregion (also für zwei isolierte Leptonen) durch Monte-Carlo-Abschätzung und gemessenen Daten im Bin  $i$  dar.  $N_{\text{Fake},i}$  ist die Zahl unnormierter Ereignisse aus der Kontrollregion mit fehlidentifizierten Leptonen. Die entsprechenden statistischen Fehler sind mit  $\sigma$  gekennzeichnet. Die Minimierung von Gleichung (7.1) wird in den Kanälen  $ee$ ,  $e\mu$  und  $\mu\mu$  separat durchgeführt. In Abbildung 7.4 sind die Verteilungen der Variable  $p_{T,12}$  für die Kontrollregion (a) und die Signalregion (b) im  $e\mu$ -Kanal nach Schnitt 1 dargestellt. Die Form der Verteilungen des Untergrunds mit fehlidentifizierten Leptonen wird von den gemessenen Daten nach Abzug der sonstigen simulierten Untergründe in der Kontrollregion (a) entnommen. Die Normierung wird durch Minimierung von Gleichung (7.1) mit den Einträgen der Verteilung in Abbildung 7.4 (b) in der Signalregion durchgeführt. In den Kategorien VBF, *Boosted*, VH und 1-Jet, in denen die Rekonstruktion von mindestens einem Jet vorausgesetzt wird (Schnitt 3), wird die Normierung des Untergrunds für fehlidentifizierte Leptonen nach diesem Schnitt erneut bestimmt.

### 7.1.3 Drell-Yan-Korrekturfaktor

Auf Parton-Niveau wird im Prozess  $Z \rightarrow ee$  ( $\mu\mu$ ) in führender Ordnung keine Rekonstruktion von fehlender Energie erwartet. Wird bei einem Ereignis dieses Prozesses dennoch fehlende Energie vermessen, so lassen sich die Quellen häufig auf Effekte der Detektorauflösung zurückführen. Aufgrund der Schwierigkeit diese Effekte zu simulieren, können Diskrepanzen zwischen den beobachteten Daten und der Simulation bestehen. In der Analyse wird ein Korrekturfaktor für die Normierung berechnet, der nach dem Schnitt auf die fehlende Energie für die Prozesse  $Z \rightarrow ee$  ( $\mu\mu$ ) angewendet wird [71].



**Abbildung 7.5:** Zur Bestimmung des Korrekturfaktors für Drell-Yan-Prozesse werden vier Regionen  $A, B, C, D$  definiert. Dargestellt sind die Verteilungen aus simulierten Ereignissen der fehlenden Energie in Abhängigkeit der invarianten Elektronenmasse  $m_{ee}$  (links) und der invarianten Myonenmasse  $m_{\mu\mu}$  (rechts) nach Vorselektion [71].

Zur Bestimmung des Korrekturfaktors wird die fehlende Energie in Abhängigkeit der invarianten Masse der Leptonen aufgetragen. Abbildung 7.1 stellt die Verteilung für simulierte Ereignisse der Drell-Yan-Prozesse  $Z \rightarrow ee$  (links) und  $Z \rightarrow \mu\mu$  (rechts) nach Vorselektion dar. Es werden vier Regionen im Phasenraum definiert:

Region A:  $\cancel{E}_T > 40$  GeV und  $30 \text{ GeV} < m_{ll} < 75$  GeV

Region B:  $\cancel{E}_T > 40$  GeV und  $80 \text{ GeV} < m_{ll} < 100$  GeV

Region C:  $\cancel{E}_T < 40$  GeV und  $30 \text{ GeV} < m_{ll} < 75$  GeV

Region D:  $\cancel{E}_T < 40$  GeV und  $80 \text{ GeV} < m_{ll} < 100$  GeV

Die Analyse selektiert zur Suche des Signals die Region A. Unter der Annahme, dass die Variablen  $m_{ll}$  und  $\cancel{E}_T$  unkorreliert sind, kann die korrigierte Anzahl  $A^{\text{korrr}}$  von Drell-Yan Ereignissen in Region A bestimmt werden:

$$A^{\text{korrr}} = A^{\text{MC}} \frac{B_{\text{Daten}}}{B_{\text{Daten}} + D_{\text{Daten}}} \frac{B_{\text{MC}} + D_{\text{MC}}}{B_{\text{MC}}}. \quad (7.2)$$

Dabei kennzeichnen  $B_{\text{Daten}}$ ,  $D_{\text{Daten}}$  die beobachtete Anzahl Ereignissen des Drell-Yan-Prozesses in den Daten<sup>2</sup> und  $B_{\text{MC}}$ ,  $D_{\text{MC}}$  die durch Monte-Carlo-Generatoren vorhergesagte Anzahl. Das Verhältnis der Anteile  $B/(B + D)$  in den Daten gegenüber der Erwartung der Simulation gibt Aufschluss darüber, wie gut die Selektions-Nachweiswahrscheinlichkeit des Schnitts auf die fehlende Energie in der Kontrollregion der Simulation beschrieben wird. Unter der Annahme, dass im Fall unterschiedlicher Nachweiswahrscheinlichkeiten in den Daten und der Simulation die relative Abweichung in der Signalregion identisch wie in der Kontrollregion ausfällt,

<sup>2</sup>Dazu werden die erwarteten Beiträge der sonstigen Prozesse, die aus der Simulation bestimmt werden, von der gemessenen Gesamtzahl an Ereignissen subtrahiert.

Kategorie	Kanal	Korrekturfaktor
VBF	$ee$	$0,880 \pm 0,020 \pm 0,08$
	$\mu\mu$	$0,848 \pm 0,019 \pm 0,05$
VH	$ee$	$0,991 \pm 0,016 \pm 0,24$
	$\mu\mu$	$0,949 \pm 0,012 \pm 0,26$
1-Jet	$ee$	$0,917 \pm 0,007 \pm 0,17$
	$\mu\mu$	$0,915 \pm 0,005 \pm 0,18$
0-Jet	$ee$	$0,839 \pm 0,004 \pm 0,02$
	$\mu\mu$	$0,884 \pm 0,003 \pm 0,10$

**Tabelle 7.1:** Korrekturfaktoren für den Drell-Yan-Prozess  $Z \rightarrow ee(\mu\mu)$  in den verschiedenen Kategorien. Es sind statistische sowie systematische Fehler angegeben. Aufgrund der geringen Statistik wird für die *Boosted*- und die 1-Jet-Kategorie der gleiche Korrekturfaktor verwendet [71].

ermöglicht Gleichung (7.2) eine Korrektur auf die Nachweiswahrscheinlichkeit in der Signalregion. Die berechneten Korrekturfaktoren sind in Tabelle 7.1 dargestellt. Die systematischen Unsicherheiten wurden durch die Betrachtung des Verhältnisses der Ereigniszahlen in den Regionen  $C/D$  bestimmt. Ist dieses bei einer Variation des Schnitts auf  $\cancel{E}_T$  nicht konstant, so ist die Bedingung, dass die Variablen  $m_{ll}$  und  $\cancel{E}_T$  unkorreliert sind (was für die Anwendung von der Korrektur in Gleichung (7.2) vorausgesetzt wird), nicht vollständig erfüllt. Bei einer signifikanten Veränderung des Verhältnisses der Ereigniszahlen in den Regionen  $C/D$  würde (7.2) keine zuverlässige Korrektur mehr darstellen. Es wurde gezeigt, dass die Veränderungen dieses Verhältnisses bei Variation des Schnittwerts gering sind und mit der Einführung von systematischen Unsicherheiten ausreichend gut berücksichtigt werden können [71].

### 7.1.4 Normierungsfaktor der Untergründe mit Top-Quarks

Die Normierung der Untergründe mit Top-Quarks wird in definierten Kontrollregionen auf Konsistenz mit den Daten in den einzelnen Kategorien untersucht [71]. Die Kontrollregionen sind in jeder Kategorie durch eine Umkehrung des  $b$ -Vetos definiert. Mit der Forderung der Existenz von mindestens einem  $b$ -Jet wird in den Kontrollregion eine hohe Reinheit an Top-Quark-Ereignissen erzielt. Der Normierungsfaktor

$$R^{\text{korr}} = \frac{N_{\text{Daten}}^{\text{KR}} - N_{\text{nicht Top}}^{\text{KR}}}{N_{\text{Top,simul}}^{\text{KR}}} \quad (7.3)$$

wird aus der Anzahl gemessener Daten  $N_{\text{Daten}}^{\text{KR}}$  und die durch die Simulation abgeschätzten Erträge an Top-Quark-Ereignissen  $N_{\text{Top,simul}}^{\text{KR}}$  und der weiteren Untergründen  $N_{\text{nicht Top}}^{\text{KR}}$  in der jeweiligen Kontrollregion KR berechnet. Für die Bestimmung von  $N_{\text{nicht Top}}^{\text{KR}}$  wurden simulierte Ereignisse sowie die Abschätzung für fehlidentifizierte Leptonen aus Abschnitt 7.1.2 verwendet. Der Normierungsfaktor 7.3 gibt das Verhältnis von beobachteten und erwarteter Anzahl an Top-Ereignissen an. Mit der Annahme, dass der Normierungsfaktor in der Signal- und Kontrollregion

	Top-Quark- Untergrund	Sonstige Untergründe	Daten	Normierungsfaktor
VBF-Kategorie	$109,8 \pm 4,5$	$7,5 \pm 1,1$	103	$0,87 \pm 0,10$ $^{+0,16}_{-0,20}$
<i>Boosted</i> -Kategorie	$1588,9 \pm 16,8$	$125,7 \pm 7,2$	1819	$1,07 \pm 0,03$ $^{+0,11}_{-0,14}$
VH-Kategorie	$1107,4 \pm 14,1$	$123,6 \pm 7,0$	1348	$1,11 \pm 0,04$ $^{+0,08}_{-0,04}$
1-Jet-Kategorie	$1880,2 \pm 18,1$	$193,4 \pm 11,3$	2197	$1,07 \pm 0,03$ $^{+0,13}_{-0,12}$
0-Jet-Kategorie	$2846,9 \pm 22,3$	$381,4 \pm 8,0$	3336	$1,04 \pm 0,02$ $^{+0,05}_{-0,05}$

**Tabelle 7.2:** Erwartete und gemessene Ereigniszahlen in der Kontrollregion (Umkehrung des  $b$ -Vetos) der fünf Kategorien zur Korrektur der Normierung des Top-Quark-Untergrunds. Alle Untergründe wurden mithilfe der Simulation abgeschätzt, mit Ausnahme des Untergrundprozesses mit fehlidentifizierten Leptonen (s. Abschnitt 7.1.2), der in „sonstige Untergründe“ enthalten ist. Die Ereigniszahlen sind mit statistischer Unsicherheit angegeben. Für den Normierungsfaktor sind ebenfalls systematische Unsicherheiten angegeben ( $\pm[stat.] \pm [sys.]$ ) [71].

identisch ist, ergibt sich für die Abschätzung des Top-Untergrundes in der Signalregion:

$$N_{\text{Top}}^{\text{SR,korr}} = N_{\text{Top,simul}}^{\text{SR}} \cdot R^{\text{korr}} \quad (7.4)$$

In Tabelle 7.2 sind die berechneten Normierungsfaktoren aufgelistet. Die systematischen Fehler wurden durch die Berücksichtigung des Einflusses der Unsicherheiten, die bei der Rekonstruktion der physikalischen Objekte entstehen (Rekonstruktion von Leptonen, Jets,  $b$ -Jets, sowie Triggerkalibrierungsfaktoren, s. nächster Abschnitt), in den Kontrollregionen bestimmt.

## 7.2 Systematische Unsicherheiten

Um Schlussfolgerungen aus den Ergebnissen der Analyse ziehen zu können müssen systematische Unsicherheiten ausreichend gut abgeschätzt werden. Die Quellen der Unsicherheiten sind sowohl theoretischer als auch experimenteller Natur. Trotz ausgefeilter Algorithmen zur Detektorsimulation gibt es geringe Unterschiede im Ansprechverhalten des Detektors in der Simulation und bei der Aufzeichnung der Daten. Die Folge sind Diskrepanzen in Verteilungen von kinematischen Variablen zwischen der Untergrundabschätzung und den Daten. Definitionen von signalfreien Kontrollregionen bieten eine Möglichkeit die Diskrepanzen zu quantifizieren. Die für die Analyse bestimmten systematischen Unsicherheiten sind in Anhang B in allen fünf Kategorien aufgelistet und aus Ref. [71] entnommen. Die Werte geben die relative Unsicherheit auf die Ereigniszahlen in der jeweiligen Kategorie an. Im Folgenden sind die Quellen systematischer Unsicherheiten beschrieben, die in der Analyse berücksichtigt werden.

### 7.2.1 Theoretische Unsicherheiten

Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts aller Prozesse werden auf Parton-Niveau bis zu einer bestimmten Ordnung bestimmt. Die Nichtberücksichtigung höherer Ordnungen führt zu Unsi-

cherheiten bei der Normierung der Signal- und Untergrundprozesse. Diese Unsicherheiten werden durch Variation der Renormierungs- und Faktorisierungsskalen abgeschätzt. Für den Higgs-Boson-Produktionsmechanismus der Gluon-Gluon-Fusion wird dabei eine Unsicherheit von bis zu 26 % bestimmt. Die Unsicherheit auf Parton-Niveau für die Prozesse der Vektorboson-Fusion und Higgs-Produktion mit assoziiertem Vektorboson liegen in der Größenordnung von 1 % (ohne Berücksichtigung der Unsicherheit der Partonverteilungsfunktionen). Folgende weitere theoretische Unsicherheiten wurden in der Analyse berücksichtigt:

- Die Unkenntnis über die genaue Verteilung der Partonverteilungsfunktionen (PDF) stellen eine Quelle systematischer Unsicherheit dar. Aus einem Vergleich der Ergebnisse, die mit verschiedenen verfügbaren Varianten der PDF generiert werden, können die Unsicherheiten abgeschätzt werden. Für Prozesse, in deren Beschreibung auf Parton-Niveau Gluonen Teil des Anfangszustandes bilden, beträgt die Unsicherheit 8 %. Die Unsicherheit auf Prozesse mit Quarks im Anfangszustand, wie z.B. die Vektorboson-Fusion, wurde auf 4 % bestimmt [113].
- Der Einfluss von Strahlungsprozessen im Anfangs- und Endzustand (sogenannte *Initial* bzw. *Final State Radiation* [ISR/FSR]) wurde mithilfe des PYTHIA Generators auf 2,8 % für Signal- und 3,4 % für Untergrundprozesse ermittelt.
- Zur Abschätzung der Unsicherheit, welche auf *Showering*- und Hadronisierungsprozesse zurückzuführen sind, werden die simulierten Ereignisse der PYTHIA und HERWIG Generatoren miteinander verglichen. Die Abstrahlungen zusätzlicher Jets resultieren in einer Unsicherheit von 24 % auf die Produktions-Wirkungsquerschnitte [123]. Für die Ereigniszahlen der Untergrundprozesse ergibt sich dadurch eine größere Unsicherheit (6,7 %) als für Signalprozesse (3,5 %).
- Unterschiedliche Parametrisierungen zur Beschreibung des *Underlying-Event* werden ebenfalls berücksichtigt (s. Ref. [113]).

### 7.2.2 Unsicherheiten bei der Rekonstruktion von Leptonen

**Die Nachweiswahrscheinlichkeiten** zur Identifikation von Elektronen und Myonen unterscheiden sich in der Simulation und in den Daten. Mit einer Ungewichtung von simulierten Ereignissen durch Skalierungsfaktoren werden die daraus entstehenden Diskrepanzen korrigiert (s. Kapitel 5). Die Skalierungsfaktoren können nur mit einer endlichen Genauigkeit bestimmt werden. Um den Einfluss der Unsicherheiten durch die Skalierungsfaktoren zu quantifizieren, werden die Faktoren jeweils um eine Standardabweichung nach oben und unten variiert. Mit der Bestimmung des Einflusses dieser Variationen auf die Ereigniszahlen nach Anwendung der Selektion können die systematischen Unsicherheiten abgeschätzt werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Triggerentscheidung muss in Ereignissen der Monte-Carlo-Simulation ebenfalls korrigiert werden. Die Unsicherheit auf die Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggers fällt mit bis zu 4 % größer aus als die Unsicherheit auf die Skalierungsfaktoren zur Identifikation der Leptonen (0,3-1 %).

**Die Energieauflösung** der Elektronen und Myonen muss ebenfalls korrigiert werden. Dazu werden in der Simulation Zufallszahlen anhand einer Gaußverteilung gewürfelt. Deren Breite

wurde so bestimmt, dass bekannte Verteilungen der kinematischen Eigenschaften der Leptonen in Kontrollregionen simuliert werden können. Zur Bestimmung der Unsicherheit dieser Methode wird die Breite jeweils um  $\pm 1\sigma$  variiert. Zur Korrektur der  $p_T$ -Auflösung von Myonen wird die Unsicherheit der Korrektur für den inneren Detektor und das Myonspektrometer separat bestimmt. Die Energieauflösung der Elektronen resultiert in einer Unsicherheit in der Größenordnung von 1 %. Die simulierte Energieauflösung der Myonen ergibt lediglich eine Unsicherheit von bis zu 0,2 %.

**Die Energieskala** wird bei der Messung von Elektronen in Daten korrigiert. Der Korrekturfaktor wird anhand des invarianten Massenspektrums zweier Elektronen für bekannte Resonanz-Verteilungen bestimmt [51]. Die Unsicherheit des Korrekturfaktors für die Energieskala der Elektronen wird ebenfalls als systematische Unsicherheit berücksichtigt und beträgt bis zu 0,8 %.

### 7.2.3 Unsicherheiten bei der Rekonstruktion von Jets und fehlender Energie

Die Kenntnis **der Jet-Energieskala** stellt eine der größten systematischen Unsicherheiten dar. Die Unsicherheit der Jet-Energieskala wurde in der Zentralregion, in der sie geringer ausfällt, sowie in den Endkappen des Detektors bestimmt [124, 125]. Dabei werden Unsicherheiten durch *Pile-Up*-Effekte mit berücksichtigt [126]. Durch datenbasierte Untergrundabschätzungen kann der Einfluss dieser Unsicherheit verringert werden. In der VH-Kategorie führen die Fehler der Jet-Energieskala zu einer Unsicherheit auf die Ereigniszahl der mit Monte-Carlo-Simulationen abgeschätzter Untergrundprozesse von ca. 20 %. In den übrigen drei Kategorien, in welchen die Rekonstruktion von mindestens einem hochenergetischen Jet gefordert wird (VBF-, *Boosted*- und 1-Jet-Kategorie), fällt die Unsicherheit etwas geringer aus (2-14 %,  $\sim 9\%$  und 9-13 %). In der 0-Jet-Kategorie resultiert der Einfluss der Jet-Energieskala in keinen bedeutenden Unsicherheiten, da in dieser keine Schnitte auf kinematische Eigenschaften der Jets definiert sind.

Die Kenntnis **der Energieauflösung** bei der Messung von Jets resultiert in einer weiteren Unsicherheit, deren Einfluss durch eine gaußförmige Verschmierung der Jet-Energien bestimmt wird. Die Unsicherheit auf die Ereigniszahlen variiert stark in den Kategorien für verschiedene Prozesse zwischen 0,1 bis 8 %.

Die Effekte der Auflösung von Jets und Unsicherheiten in der Energieskala der Jets beeinflussen die Messung der fehlenden Energie. Weist der Detektor hadronische Aktivität mit niederen transversalen Impulsen auf, so tragen Auflösungseffekte bei deren Messung ebenfalls zur Unsicherheit bei der Messung der fehlenden Energie bei.

**Jets mit  $b$ -Quarks** werden anhand des *b-tagging*-Algorithmus MV1 identifiziert. In Prozessen, in denen mehrere  $b$ -Jets erwartet werden, vergrößert sich die Unsicherheit auf die Nachweiswahrscheinlichkeit der  $b$ -Jets. In den meisten Kategorien beträgt diese Unsicherheit auf die Untergrundprozesse 6-11 %. Die größte Unsicherheit für Signalprozesse wird in der Boosted-Kategorie für die Higgs-Produktion mit assoziiertem Vektorboson auf 4,3 % bestimmt.

## 7.2.4 Unsicherheiten der datenbasierten Untergrundabschätzungen

### Embedding Methode

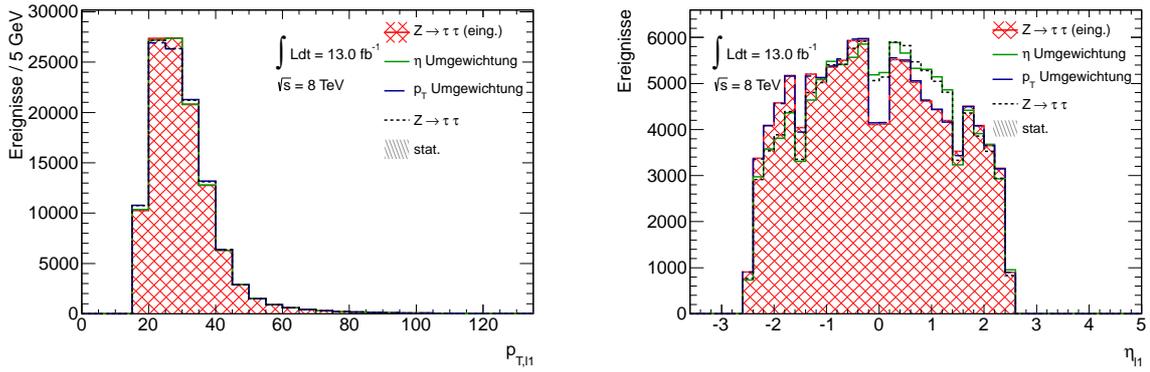
Obwohl die *Embedding*-Methode auf Datenereignissen basiert, wird die Nachweiswahrscheinlichkeit der Vorselektion und somit die Normierung mithilfe der Monte-Carlo-Simulation von  $Z \rightarrow \tau\tau$  Prozessen abgeschätzt. Theoretische Unsicherheiten für den Wirkungsquerschnitt der  $Z$ -Produktion werden daher berücksichtigt. Die  $\tau$ -Zerfälle entstammen der Simulation, sodass die in Abschnitt 7.2.2 genannten Unsicherheiten bei der Rekonstruktion der Leptonen berücksichtigt werden müssen. *Pile-Up*-Effekte, sowie die Verteilungen und Eigenschaften der Jets, werden hingegen vollständig aus Daten gewonnen, womit die systematischen Unsicherheiten minimiert werden.

Zur Bestimmung einer zusätzlichen Unsicherheit wird der Einfluss des Isolationskriteriums bei der Selektion der  $Z \rightarrow \mu\mu$  Ereignisse in Daten bestimmt. So werden zwei Variationen untersucht: Zum Einen werden für die spätere Einbettung der  $\tau$ -Leptonen auch Ereignisse selektiert, in denen die identifizierten Myonen nicht isoliert sind. Zum Anderen werden striktere Isolationskriterien für die Myonen angewendet.

Im Bereich der Flugbahnen der Myonen werden Einträge in den Kalorimeterzellen im ursprünglichen Datenereignis entfernt. Die Größe des Kegels und welcher Anteil an Energiedepositionen innerhalb des Kegels entfernt werden, sind bei der Produktion der eingebetteten Ereignisse einstellbare Parameter. Der Einfluss dieser wird untersucht, indem die Ergebnisse bei einer größeren beziehungsweise bei einer geringeren Subtraktion der Energiedepositionen mit dem Zentralwert verglichen werden. Dadurch entstehende Unterschiede werden als systematische Unsicherheit berücksichtigt.

Wie in Abschnitt 7.1.1 erläutert, werden Diskrepanzen in den  $p_T$  und  $\eta$ -Verteilungen der Leptonen zwischen der Methode mit eingebetteten  $\tau$ -Leptonen und der Monte-Carlo-Simulation beobachtet. Um den Einfluss auf die finale Diskriminante zu untersuchen, wurden die Ereignisse der *Embedding*-Methode umgewichtet. Dazu wurde in jedem Bin des Histogramms das Verhältnis zwischen den Ereigniszahlen der Monte-Carlo-Simulation und der *Embedding*-Methode bestimmt. Mit diesem Verhältnis werden die Ereignisse der *Embedding*-Methode gewichtet, um die Verteilungen aus der Monte-Carlo-Simulation nach Vorselektion zu erhalten (s. Abbildung 7.6). Der Einfluss einer solchen Gewichtung wird für den transversalen Impuls  $p_T$  und für die Variable  $\eta$  separat untersucht. Als finale Diskriminante wird in der Analyse die Massenrekonstruktion des  $\tau^+\tau^-$ -Systems mithilfe des sogenannten *Missing Mass Calculators*  $m_{MMC}$  (s. Kapitel 8.3) bestimmt. Die Verteilungen sind in den verschiedenen Kategorien in Abbildung 7.7 gezeigt. Der Einfluss der untersuchten Umgewichtung liegt im Bereich des statistischen Fehlers der nominellen Verteilung.

Die Unsicherheit, die sich aus Variationen der Myonenselektion und der Ersetzung der Kalorimeterzellen, sowie aus einer gleichzeitigen Umgewichtung in den kinematischen Variablen der Leptonen  $p_T$ ,  $\eta$ , und  $\phi$  ergeben, beträgt je nach Kategorie 1-4% [113].



**Abbildung 7.6:** Die Verteilungen des transversalen Impuls  $p_T$  und der Pseudorapidität  $\eta$  des führenden Leptons nach Vorselektion. Die Ereignisse der *Embedding*-Methode werden einmal in  $p_T$  auf die Simulation umgewichtet (blau) und einmal in  $\eta$  (grün). Die schwarze gestrichelte Linie kennzeichnet die Abschätzung mit Ereignissen aus der Monte-Carlo-Simulation.

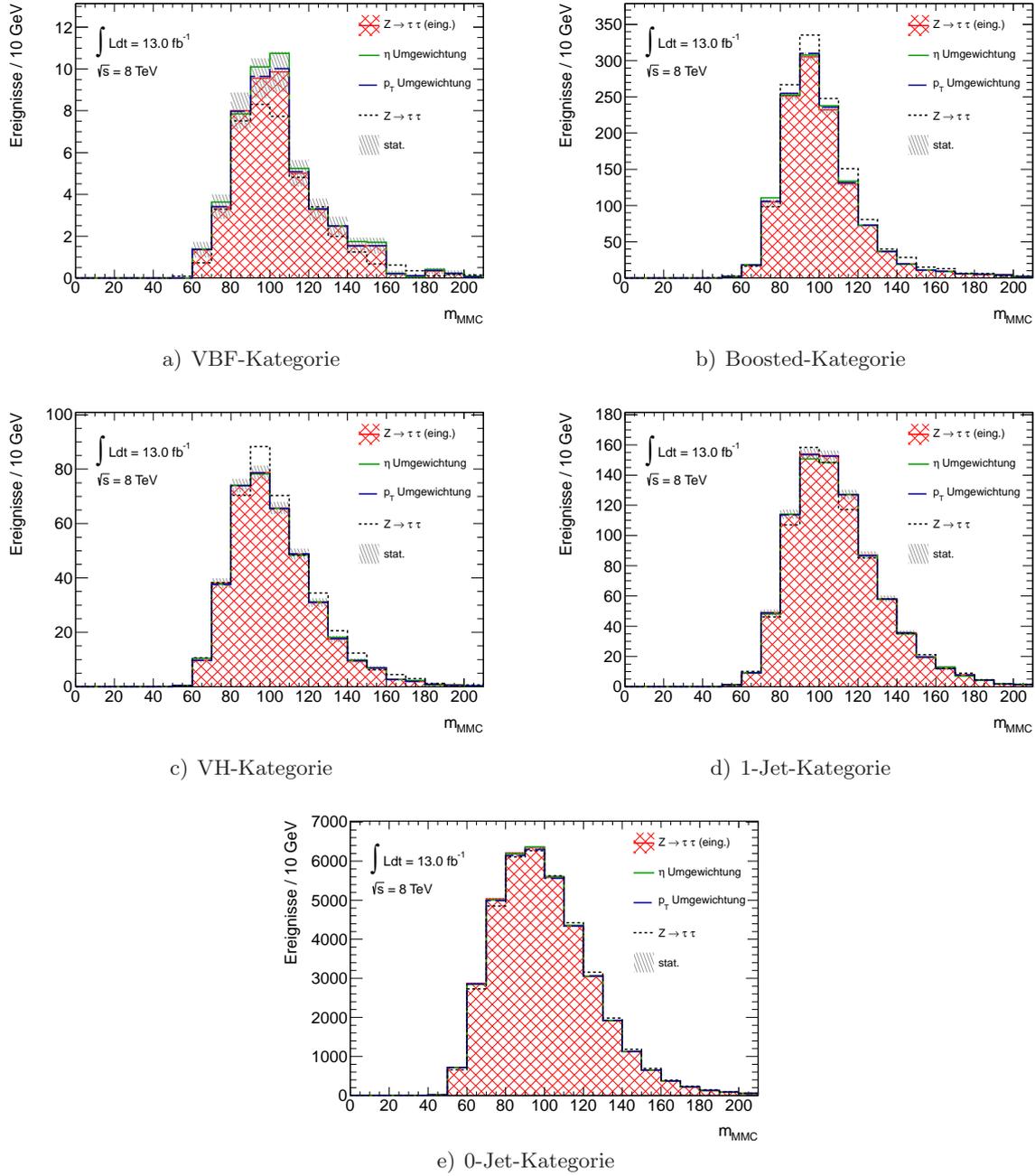
### Untergrund mit fehlidentifizierten Leptonen

Die Unsicherheit der Normierung des Untergrunds mit fehlidentifizierten Leptonen setzt sich aus der Unsicherheit des Fits der Minimierung in Gleichung (7.1) und aus der Unsicherheit der Leptonrekonstruktion zusammen. Eine Evaluierung ergab eine Unsicherheit auf den Normierungsfaktor von 20 % in der 0-Jet Kategorie. In den übrigen vier Kategorien wird die Normierung des Untergrunds mit fehlidentifizierten Leptonen nach der Forderung der Rekonstruktion von mindestens einem hochenergetischen Jet durchgeführt. Die Unsicherheit der Normierung an dieser Stufe der Selektion wurde zu 25 % bestimmt, welche in den Kategorien VBF, *Boosted*, VH und 1-Jet berücksichtigt wird [71].

## 7.3 Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten

Eine Übersicht der in Abschnitt 7.2 beschriebenen systematischen Unsicherheiten befindet sich in Anhang B. Unter der Annahme, dass keine Korrelation zwischen den Unsicherheiten besteht, berechnet sich die gesamte Unsicherheit auf die Anzahl der abgeschätzten Ereignisse aus der quadratischen Summe der einzelnen Fehler. Die gesamte Unsicherheit des Signalprozesses der Gluon-Gluon-Fusion wird durch theoretische Unsicherheiten dominiert und beträgt bis zu 30 %. Bei den Produktionsmechanismen der Vektorboson-Fusion und der Higgs-Produktion mit assoziiertem Vektorboson fallen die Detektor bezogenen Unsicherheiten ( $\sim 6\%$ ) mehr ins Gewicht. Die gesamte Unsicherheit dieser Prozesse liegt in der Größenordnung von 10 %.

Die Normierung des dominanten  $Z \rightarrow \tau\tau$  Untergrunds wird anhand von Monte-Carlo-Simulationen mit einer Unsicherheit von 7 % bestimmt. Die durch die *Embedding*-Methode entstehenden Unsicherheiten werden bei der Berechnung der Ausschlussgrenzen (s. Kapitel 9.1) in jedem Bin der Verteilung der finalen Diskriminante berücksichtigt. In der Untergrundabschätzung für Prozesse mit fehlidentifizierten Leptonen werden die Form der Verteilungen direkt aus Daten genommen. Es wird daher nur eine Normierungsunsicherheit von 20 % (0-Jet-Kategorie) bzw.



**Abbildung 7.7:** Eine Umgewichtung der mit der *Embedding*-Methode erhaltenen Ereignisse in den Variablen  $\eta$  (grün) und  $p_T$  (blau) beeinflussen die Verteilung der finalen Diskriminante. Die Veränderungen im Vergleich zur nominellen  $Z \rightarrow \tau\tau$  Abschätzung (rot) liegen im Bereich des eingezeichneten statistischen Fehlers. Die schwarze gestrichelte Linie kennzeichnet die Abschätzung mit Ereignissen aus der Monte-Carlo-Simulation.

### 7.3 Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten

25 % (andere Kategorien) berücksichtigt. Die dominierenden Unsicherheiten für Prozesse, die mit Monte-Carlo-Simulationen abgeschätzt werden, liegen in der Jet-Energieskala und dem Algorithmus zur Identifikation von  $b$ -Jets. Die Summe der Ereigniszahlen für die Prozesse mit Top-Quarks, Di-Boson-Prozesse und Drell-Yan-Prozesse sind mit einer Unsicherheit von 12 % (0-Jet-Kat.) bis 30 % (VH-Kat.) behaftet. Die theoretischen Unsicherheiten sind dabei in einer Größenordnung von 9 % mit berücksichtigt. Die Bestimmung des Korrekturfaktors des Drell-Yan Untergrunds ist mit einer zusätzlichen Unsicherheit behaftet. Dessen Größe schwankt von 2 % in der 0-Jet-Kategorie bis zu 26 % in der VH-Kategorie.



# Kapitel 8

## Massenrekonstruktion

In Kapitel 6 wurde gezeigt, dass in dieser Analyse zur Suche des Higgs-Bosons ein maximales Verhältnis zwischen erwarteten Signal- und Untergrundereignissen von 6 % in der VBF-Kategorie erreicht wird. Um das Entdeckungspotential der Analyse signifikant zu steigern, wird überprüft, welche Variable als finale Diskriminante geeignet ist. In deren Verteilung sollten die Ereignisse aus Untergrundprozessen möglichst klar von den Signalereignissen separiert werden. Um den irreduziblen Untergrund  $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$  von Signalprozessen abzugrenzen, eignen sich massensensitive Variablen. Eine exakte Bestimmung der invarianten  $\tau^+\tau^-$ -Masse ist durch die Existenz der 4 Neutrinos im Endzustand jedoch nicht möglich. In diesem Kapitel werden drei Algorithmen zur Massenrekonstruktion vorgestellt: Die effektive Masse, die kollineare Näherung, sowie der sogenannte *Missing Mass Calculator (MMC)*. Es werden Versuche aufgezeigt die Leistungsfähigkeit des MMC zu verbessern. Zuletzt wird die erwartete Sensitivität, welche mit den verschiedenen Algorithmen in dieser Analyse jeweils erreicht werden kann, bestimmt und verglichen.

### 8.1 Effektive Masse

Eine einfache Möglichkeit zur Wahl einer Diskriminante, welche mit der invarianten Masse des  $\tau^+\tau^-$ -Systems korreliert ist, bietet die effektive Masse  $m_{\text{eff}}$

$$m_{\text{eff}}^2 = (p_{l1} + p_{l2} + p_{\text{miss}})^2 . \quad (8.1)$$

Dabei sind  $p_{li}$  die im Detektor rekonstruierten Vierervektoren der sichtbaren Leptonen. Der Vektor der fehlenden Energie ist durch

$$p_{\text{miss}} = \left( \sqrt{(\cancel{E}_x)^2 + (\cancel{E}_y)^2}, \cancel{E}_x, \cancel{E}_y, 0 \right) \quad (8.2)$$

definiert. Die Verteilung der Masse  $m_{\text{eff}}$  ist gegenüber der wahren Resonanzmasse  $m_{\tau\tau}$  zu kleineren Werten verschoben. Dies ist darauf zurückzuführen, dass in der Definition 8.1 die invariante Masse sowie die  $z$ -Komponente des 4-Neutrino-Systems nicht berücksichtigt ist.

### 8.2 Kollineare Näherung

Der kollinearen Näherung [127] liegt die Idee zu Grunde, dass die Masse des zerfallenden Bosons deutlich die Masse der  $\tau$ -Leptonen übersteigt. Dadurch erhalten die  $\tau$ -Leptonen als Zerfallspro-

dukte einen hohen *Boost*, was eine Vernachlässigung der Leptonmassen  $m_\tau$  und  $m_l$  gegenüber der Impulse der Teilchen ermöglicht. Äquivalent dazu wird angenommen, dass die Zerfallsprodukte des  $\tau$ -Leptons dieselbe Flugrichtung wie ihr Mutterteilchen aufweisen (s. Abbildung 8.1 links). Diese Annahme verleiht der kollinearen Näherung ihren Namen. Somit können die Viererimpulse  $p_{l_j}$  des sichtbaren Leptons  $j$  mit

$$(m_l = m_\tau = 0) \quad \xrightarrow{\quad} \quad p_{l_1} = x_1 p_{\tau_1} \quad ; \quad p_{l_2} = x_2 p_{\tau_2} \quad (8.3)$$

dargestellt werden. Die Variable  $x_j$  beschreibt den Energieanteil, den die sichtbaren Leptonen von ihrem Mutterteilchen erhalten. Da angenommen wird, dass die  $\tau$ -Leptonen die gleiche Flugrichtung wie ihre Tochterteilchen aufweisen, ist dieser Anteil in allen Impulskomponenten identisch. Für eine physikalisch sinnvolle Beschreibung lautet der Definitionsbereich der Anteile  $x_j \in [0, 1]$ . Wenn davon ausgegangen werden kann, dass die 4 Neutrinos der beiden  $\tau$ -Zerfälle die einzige Quelle der fehlenden Energie darstellen, kann der Anteil  $x_j$  anhand der transversalen Komponenten der Impulse bestimmt werden<sup>1</sup>. Für die  $x$ - und  $y$ -Komponenten, welche im 2-dimensionalen Vektor  $\vec{p}_T$  zusammengefasst werden [128, 129], folgt:

$$\vec{p}_{T,\tau_1} + \vec{p}_{T,\tau_2} = \vec{p}_{T,l_1} + \vec{p}_{T,l_2} + \vec{E}_T = \frac{\vec{p}_{T,l_1}}{x_1} + \frac{\vec{p}_{T,l_2}}{x_2} \quad (8.4)$$

$$\Rightarrow \quad x_2 = \frac{p_{x,l_1} p_{y,l_2} - p_{y,l_1} p_{x,l_2}}{p_{x,l_1} E_y - p_{y,l_1} E_x + p_{x,l_1} p_{y,l_2} - p_{y,l_1} p_{x,l_2}} \quad (8.5)$$

$$x_1 = \frac{p_{x,l_1} p_{y,l_2} - p_{y,l_1} p_{x,l_2}}{p_{y,l_2} E_x - p_{x,l_2} E_y + p_{x,l_1} p_{y,l_2} - p_{y,l_1} p_{x,l_2}} \quad (8.6)$$

Geometrische Überlegungen bieten eine alternative Berechnung der Anteile  $x_j$  [130]:

$$x_j = \left( 1 + \frac{|\vec{E}_T| \sin \angle(\vec{E}_T, \vec{p}_{T,l_i})}{|\vec{p}_{T,l_i}| \sin \angle(\vec{p}_{T,l_1}, \vec{p}_{T,l_2})} \right)^{-1} \quad (8.7)$$

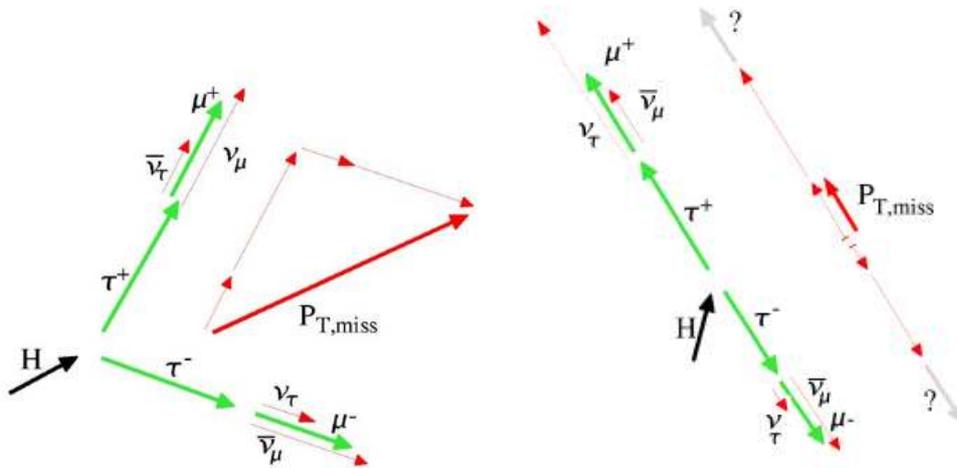
Die Größen  $x_j$  sind also sowohl von den Beträgen der fehlenden Energie und der transversalen Leptonimpulse, als auch von dem Winkel abhängig, welcher in der transversalen Ebene von der fehlenden Energie und von  $\vec{p}_{T,l_i}$  eingeschlossen wird. Mit Gleichung (8.3) kann nun die Masse des  $\tau^+ \tau^-$ -Systems  $m_{\text{coll}}$  in der kollinearen Näherung (die *kollineare Masse*) bestimmt werden:

$$m_{\text{coll}}^2 = \left( \frac{p_{l_1}}{x_1} + \frac{p_{l_2}}{x_2} \right)^2 = \frac{2p_{l_1} \cdot p_{l_2}}{x_1 x_2} \quad (8.8)$$

$$\Rightarrow \quad m_{\text{coll}} = \frac{m_{l_1, l_2}}{\sqrt{x_1 x_2}} \quad (8.9)$$

Die Auflösung der kollinearen Näherung verschlechtert sich, wenn die gemessenen sichtbaren Leptonen einen Azimutwinkel von  $\Delta\phi_{ll} \approx \pi$  einschließen. In Abbildung 8.1 (rechts) ist illustriert, dass die Komponentenzersetzung der fehlenden Energie für  $\Delta\phi_{ll} = \pi$  nicht mehr eindeutig möglich ist.

<sup>1</sup>Diese Vorgehensweise ist möglich, wenn der Winkel zwischen den Leptonen nicht 0 oder  $\pi$  beträgt.



**Abbildung 8.1:** In der kollinearen Näherung wird die fehlende Energie auf die Impulse der sichtbaren Zerfallsprodukte projiziert (links). Befinden sich die sichtbaren Leptonen Rücken an Rücken in der transversalen Ebene (rechts) so ist keine eindeutige Komponentenzerlegung von  $\cancel{E}_T$  möglich [129].

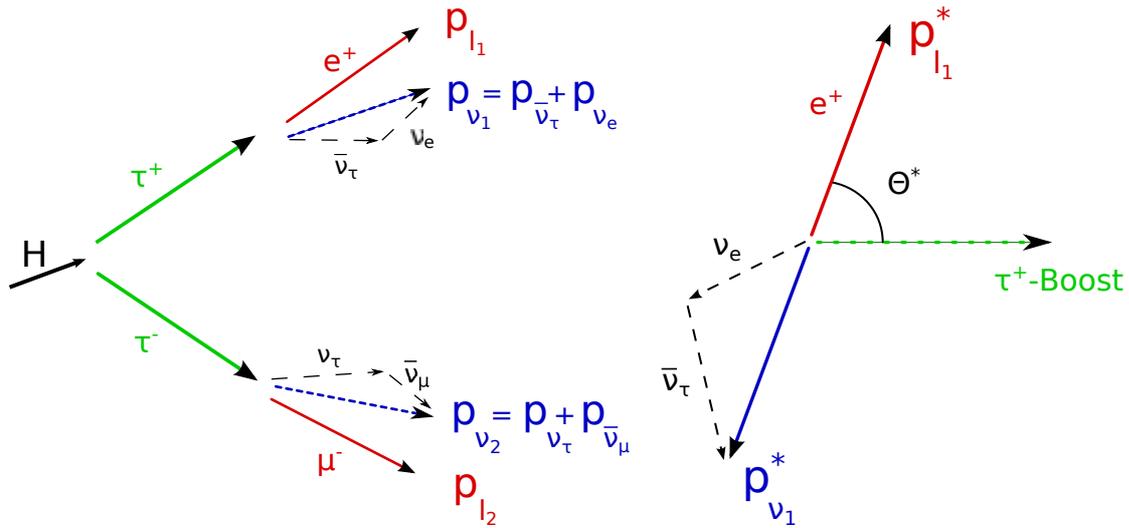
## 8.3 Der Missing Mass Calculator (MMC)

### 8.3.1 Funktionsweise des MMC

Der *Missing Mass Calculator* (MMC) [131] ist ein Algorithmus zur Massenrekonstruktion von  $\tau^+\tau^-$ -Zerfällen, der die Wahrscheinlichkeiten von kinematischen Beziehungen zwischen den Zerfallsprodukten berücksichtigt. Dabei werden die vollständigen Vierervektoren  $p_{\nu 1}$  und  $p_{\nu 2}$  der 2 Neutrinosysteme rekonstruiert. Ein Neutrinosystem setzt sich hierbei aus den Neutrinos zusammen, welche das identische  $\tau$ -Mutterteilchen aufweisen (s. Abbildung 8.2 links). Zunächst steht anhand der Messung der fehlenden Energie nur die Information über die Summe der  $x$ - und  $y$ -Komponenten dieser Vierervektoren zur Verfügung. Weitere Beziehungen zwischen den Viererimpulsen der relevanten Leptonen werden aus der Massenschalebedingung der  $\tau$ -Leptonen gewonnen (s. Abschnitt 8.3.3). In vollständig leptonischen Zerfällen von  $H \rightarrow \tau\tau$  und  $Z \rightarrow \tau\tau$  Prozessen bleiben mit diesen Annahmen dennoch vier Komponenten unbestimmt. Die Idee des MMC besteht nun darin einen *Scan* über den Raum der unbestimmten Parameter durchzuführen, sodass an jedem Gitterpunkt  $i$  (*Scanpunkt*) die Viererimpulse  $p_{\nu 1}^i$  und  $p_{\nu 2}^i$  rekonstruiert werden können.

Zusätzliche Information liefern Aussagen über bekannte Häufigkeitsverteilungen der Scanvariablen in  $\tau^+\tau^-$ -Zerfällen. Diese werden zur Gewichtung der Gitterpunkte ausgenutzt. Die Häufigkeitsverteilungen werden soweit möglich durch Berechnungen des Matrixelementes eines  $\tau \rightarrow l + 2\nu$  Zerfalls gewonnen. Aufgrund der Einschränkung des Phasenraums in der Analyse ist es jedoch notwendig, ebenfalls aus Simulation gewonnene Gewichtungsfunktionen heranzuziehen (s. Abschnitt 8.3.4).

Für jedes Ereignis wird so ein Parameterraum durchlaufen (s. Abschnitt 8.3.2), wobei jeder



**Abbildung 8.2:** Der Zerfall des  $\tau^+\tau^-$ -Systems in leptonic Endzustände (links). Zwei Neutrinos, die das gleiche Mutterteilchen aufweisen werden für die Berechnungen zu einem Neutrinosystem zusammengefasst. Rechts ist der Zerfall eines  $\tau$ -Leptons in seinem Ruhesystem dargestellt. Das sichtbare Lepton und die *Boost*-Richtung des System schließen den Winkel  $\theta^*$  ein.

Gitterpunkt bei erfolgreicher Lösung der Zwangsbedingungen einen zugehörigen Wert für die invariante Masse des  $\tau^+\tau^-$ -Systems besitzt. Dieser wird gewichtet in ein Histogramm eingetragen. Nach Durchlauf des Scans liefert die Auswertung des Histogramms einen Schätzwert  $m_{\text{MMC}}$  für die invariante  $\tau^+\tau^-$ -Masse.

Der Schätzwert des MMC hängt empfindlich vom Eingabewert der fehlenden Energie  $\cancel{E}_T$  ab [128]. Aufgrund der endlichen Auflösung des Detektors bei deren Messung ist ein zusätzlicher Scan über die  $x$ - und  $y$ -Komponenten der fehlenden Energie nötig, um optimale Schätzwerte für die rekonstruierte Masse  $m_{\tau\tau}$  zu erhalten.

### 8.3.2 Der Scan

#### Die Scanvariablen

Als Scanvariablen des MMC können beliebige unabhängige unbekannte Parameter, welche das Neutrinosystem beschreiben, gewählt werden. In der Implementation des MMC, welche für die Analyse dieser Arbeit verwendet wird, sind die Scanvariablen im jeweiligen Ruhesystem des einzelnen  $\tau$ -Leptons definiert. In Abbildung 8.2 rechts ist ein  $\tau$ -Ruhesystem dargestellt. Als Scanvariable dient der Winkel  $\theta^*$  zwischen dem sichtbaren Lepton und der *Boost*-Richtung des Systems. Die invariante Masse  $m_{\nu}$  des Neutrinosystems, das sich aus dem Neutrino und dem Antineutrino zusammensetzt, wird als zweite Scanvariable gewählt. Die Definition der Scanvariablen in den Ruhesystemen der  $\tau^{\pm}$ -Leptonen bringt vor allem den Vorteil, dass die Berechnung der Gewichtungsfunktion anhand des Matrixelements erheblich vereinfacht wird (s. Abschnitt 8.3.4).

Die Gitterpunkte der fehlenden Energie werden ebenfalls gewichtet. Beim Betrachten der Auflösung von  $\not{E}_T$  ist eine gaußförmige Verteilung in der  $x$ - als auch in der  $y$ - Komponente um den rekonstruierten Wert erkennbar. Die Breite der Verteilung beträgt  $\sigma = \alpha\sqrt{\sum E_T}$  (s. Kapitel 5.6). Die Gitterpunkte des Scans mit dem Scanpunkt  $(\Delta\not{E}_x, \Delta\not{E}_y)$  der fehlenden Energie werden daher mit der Gaußfunktion

$$P(\Delta\not{E}_x, \Delta\not{E}_y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{\Delta\not{E}_x^2 + \Delta\not{E}_y^2}{2\sigma^2}\right) \quad (8.10)$$

gewichtet.  $\Delta\not{E}_x$  beschreibt dabei die Differenz des Scanpunktes zum rekonstruierten Wert der fehlenden Energie in der  $x$ -Komponente. In Regionen mit hoher Detektoraktivität wird eine schlechtere Auflösung als in Regionen mit geringerer Aktivität beobachtet. In Abschnitt 8.5.1 wird jedoch gezeigt, dass eine in  $x$ - und  $y$ -Richtung symmetrische Gewichtungsfunktion für den MMC ausreicht. Die Gewichtungsfunktion 8.10 kann anhand einer Koordinatentransformation schon durch die Wahl der Scanpunkte berücksichtigt werden. Mit der bijektiven Abbildung  $f$  in Polarkoordinaten

$$f : \begin{pmatrix} z \\ \varphi \end{pmatrix} \longrightarrow \begin{pmatrix} \Delta\not{E}_x \\ \Delta\not{E}_y \end{pmatrix} = \sqrt{-2 \ln z} \sigma \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{pmatrix} \quad (8.11)$$

ergibt sich aus Gleichung 8.10 unter Berücksichtigung der Jacobi-Determinante aus der Transformationsregel eine uniforme Verteilung:

$$P(\Delta\not{E}_x, \Delta\not{E}_y) d\Delta\not{E}_x d\Delta\not{E}_y = P(z, \varphi) |\det[D(f)]| dz d\varphi \quad (8.12)$$

$$= \frac{z}{2\pi\sigma^2} \left| \det \begin{pmatrix} -\frac{\sigma \cos \varphi}{z\sqrt{-2 \ln z}} & -\sqrt{-2 \ln z} \sigma \sin \varphi \\ -\frac{\sigma \sin \varphi}{z\sqrt{-2 \ln z}} & \sqrt{-2 \ln z} \sigma \cos \varphi \end{pmatrix} \right| dz d\varphi \quad (8.13)$$

$$= \frac{z}{2\pi\sigma^2} \frac{\sigma^2}{z} dz d\varphi = \frac{1}{2\pi} dz d\varphi . \quad (8.14)$$

Wird der Scan der fehlenden Energie in gleichmäßigen Schritten in den Variablen  $z$  und  $\varphi$  durchgeführt, so ist die Gewichtung in Gleichung (8.10) bereits berücksichtigt. Dies ist auf die Verteilung der Scanpunkte zurückzuführen: Der Scanpunkt mit  $z = 1$  entspricht dem Scanpunkt mit dem höchsten Gewicht bei  $\Delta\not{E}_{x,y} = 0$ . Die Wahl der Scanpunkte in gleichmäßigen Abwärtsschritten in  $z$  resultiert aufgrund des Zusammenhangs in Gleichung (8.11) in einer dichteren Verteilung der Scanpunkte in der Nähe des Maximums von Gleichung (8.10) bei  $\Delta\not{E}_{x,y} = 0$ . Durch die Koordinatentransformation (8.11) kann zum einen Rechenzeit bei der Evaluierung des Schätzwerts für die Masse  $m_{\text{MMC}}$  gespart werden. Ein weiterer Vorteil liegt in der gewählten Verteilung der Scanpunkte, sodass im Bereich höherer Wahrscheinlichkeiten mehr Scanpunkte untersucht werden.

### Implementierung des Scans

Zur Berechnung des Schätzwerts der invarianten Masse des  $\tau^+\tau^-$ -Systems werden in der aktuellen Implementation des MMC zwei Durchläufe des Scans durchgeführt. Der erste Scan wird über 6 Variablen durchgeführt: Für jedes der beiden  $\tau$ -Systeme  $j$  stellen  $\theta_j^*$  und  $m_{\nu j}$  die Scanvariablen dar. Des Weiteren wird über die Variablen  $z$  und  $\varphi$  der fehlenden Energie aus Gleichung (8.11) gescannt. Dieser 6-dimensionale Scan wird ausschließlich dazu verwendet einen

	$\cancel{E}_T$ Scan			6D Scan			4D Scan			
	min	max	n	min	max	n	min	max	n	
$z$	0,11	0,995	25	$m_\nu$	0,37	1,33	4	0,23	1,47	8
$\varphi$	0,1	6,13	25	$\cos \theta^*$	-0,8	0,74	7	-0,76	0,96	41

**Tabelle 8.1:** Die Parameter des Scans.  $n$  bezeichnet die Anzahl der Scanpunkte für die jeweilige Variable,  $min$  und  $max$  kennzeichnen den Scanbereich einer Variablen. Der Abstand zweier Scanpunkte einer Variable ergibt sich jeweils aus  $(max - min)/(n - 1)$ .

„korrigierten Wert“ der fehlenden Energie zu bestimmen (s. Abschnitt 8.3.5). Der korrigierte Wert der fehlenden Energie wird schließlich als Eingabewert zur Durchführung des zweiten Scans über die vier freien Parameter des leptonenischen  $\tau^+\tau^-$ -Zerfalls  $(m_{\nu 1}, \theta_1^*; m_{\nu 2}, \theta_2^*)$  benutzt.

Zur Bestimmung eines Schätzwerts für die Masse  $m_{MMC}$  wird der in Tabelle 8.1 dargestellte Parameterraum durchfahren. Das gewählte Intervall von  $z$  im Scan über  $\cancel{E}_T$  ist so gewählt, dass der Scan einen Bereich von  $\pm 3\sigma$  gegenüber der rekonstruierten fehlenden Energie abdeckt. Durch den Scan über die Variable  $\varphi$  in gleichmäßigen Schritten im Intervall  $[0, 2\pi]$  wird keine Richtung der fehlenden Energie bevorzugt. Die Scanbereiche der Variablen  $m_\nu$  und  $\cos \theta^*$  sind so gewählt, dass Bereiche mit zu geringen Wahrscheinlichkeiten nicht im Scan eingeschlossen sind. Eine geringere Anzahl an Gitterpunkten resultiert in einer kürzeren Rechenzeit zur Durchführung des Scans. Eine hohe Anzahl an Scanpunkten für die fehlende Energie im 6-dimensionalen Scan und ein groberer Scan in den übrigen vier Variablen hat sich als guter Kompromiss zwischen akzeptabler Rechenzeit und guter Auflösung des MMC herausgestellt. Nach Berechnung des korrigierten Werts der fehlenden Energie wird ein feinerer Scan in den Variablen  $\theta^*$  und  $m_\nu$  durchgeführt.

### 8.3.3 Rekonstruktion der Vierervektoren

#### Die Energiekomponente der Neutrinosysteme

Für jeden Scanpunkt  $(m_{\nu 1}, \theta_1^*; m_{\nu 2}, \theta_2^*)$  werden zunächst die Energie-Komponenten der beiden Neutrinosysteme bestimmt. Dazu wird aus der Viererimpulserhaltung zuerst die Energie des sichtbaren Leptons  $E_l^*$  im Ruhesystem des  $\tau$ -Leptons berechnet (s. Abbildung 8.2 rechts). Mit der Energie  $E_\nu^*$  des Neutrino-Antineutrino-Systems ergibt sich

$$(E_l^*)^2 = (E_\tau^* - E_\nu^*)^2 \quad \Rightarrow \quad E_l^* = \frac{m_\tau^2 + m_l^2 - m_\nu^2}{2m_\tau}. \quad (8.15)$$

Die Energie des sichtbaren Zerfallprodukts  $E_l$  wurde im Laborsystem vermessen. Das Ruhesystem des  $\tau$ -Leptons kann durch eine Lorentztransformation  $\Lambda$  ins Laborsystem überführt werden. Jede Transformation  $\Lambda$  der speziellen Lorentzgruppe kann anhand von 6 Parametern

$$\Lambda = R(\psi_1, \psi_2, 0) L_3(E_\tau) R(\Phi, \Theta, \Psi)^{-1} \quad (8.16)$$

eindeutig charakterisiert werden [132]. Dabei beschreiben die Matrizen  $R$  Drehungen im 3-dimensionalen Raum und sind von der Form

$$R = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & & & \\ 0 & (R)_j^i & & \\ 0 & & & \end{pmatrix} \quad (i, j = 1, 2, 3). \quad (8.17)$$

Die Matrix  $R(\psi_1, \psi_2, 0)$  stellt zwei konsekutive Drehungen dar. Nach Rotation um die  $x$ -Achse mit dem Winkel  $0 \leq \psi_1 \leq 2\pi$  wird eine Drehung um die  $y$ -Achse mit  $0 \leq \psi_2 \leq \pi$  durchgeführt. Die Rotation  $R(\Phi, \Theta, \Psi)^{-1}$  kennzeichnet eine Euler-Drehung<sup>2</sup>. Der *Boost* in  $z$ -Richtung ist durch

$$L_3(E_\tau) = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & \beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \begin{aligned} \gamma &= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E_\tau}{m_\tau} \\ \beta\gamma &= \sqrt{\left(\frac{E_\tau}{m_\tau}\right)^2 - 1} \end{aligned} \quad (8.18)$$

beschrieben. Für Gleichung (8.18) wurde die Beziehung  $\beta = v_\tau = |\vec{p}_\tau|/E_\tau$  ausgenutzt, wobei  $v_\tau$  die Geschwindigkeit,  $\vec{p}_\tau$  den 3er-Impuls und  $E_\tau$  die Energie des  $\tau$ -Leptons im Laborsystem darstellt. Das Koordinatensystem zur Beschreibung der Viererimpulse im Ruhesystem wird so gelegt, dass die  $z$ -Achse entlang der *Boost*-Richtung des  $\tau$ -Leptons zeigt. Die Euler-Drehung in Gleichung (8.16) muss somit nicht mehr berücksichtigt werden. Die Transformation des Vierervektors des Leptons im gewählten Ruhesystem  $p_l^*$  ins Laborsystem lautet dann:

$$p_l = \Lambda p_l^* = R(\psi_1, \psi_2, 0) L_3(E_\tau) p_l^*. \quad (8.19)$$

Für die Energie-Komponente in Gleichung (8.19) ergibt sich mit Berechnung des *Boosts* aus (8.18):

$$E_l = \frac{1}{m_\tau} \left( E_\tau E_l^* + \sqrt{E_\tau^2 - m_\tau^2} |\vec{p}_l^*| \cos \theta^* \right). \quad (8.20)$$

Nach Auflösung von Gleichung (8.20) nach der Energie des  $\tau$ -Leptons im Laborsystem  $E_\tau$  ist die Energie-Komponente des Neutrinosystems in diesem System bestimmt:  $E_\nu = E_\tau - E_l$ .

## Das Gleichungssystem

Das Gleichungssystem zur Bestimmung der restlichen Komponenten der Viererimpulse, die das jeweilige Neutrino-System beschreiben, wird durch die Impulserhaltung und Massenschalebedingung des  $\tau$ -Leptons (Gleichungen (8.21), (8.22)), sowie durch die relativistische Energie-Impuls-Beziehung (Gleichungen (8.23), (8.24)) dargestellt:

$$(p_{\nu 1} + p_{l 1})^2 = m_\tau^2 \quad (8.21)$$

$$(p_{\nu 2} + p_{l 2})^2 = m_\tau^2 \quad (8.22)$$

$$\vec{p}_{\nu 1}^2 = E_{\nu 1}^2 - m_{\nu 1}^2 \quad (8.23)$$

$$\vec{p}_{\nu 2}^2 = E_{\nu 2}^2 - m_{\nu 2}^2. \quad (8.24)$$

<sup>2</sup>Für Ausführungen bezüglich Euler-Drehungen und der Definition der Euler-Winkel wird beispielsweise auf Ref. [132] verwiesen.

Für jeden Scanpunkt gibt es im Gleichungssystem (8.21)-(8.24) sechs unbekannte Variablen. Die Komponenten der 3er-Vektoren  $\vec{p}_{\nu 1}$  und  $\vec{p}_{\nu 2}$  sind noch unbestimmt. Unter der Annahme, dass die im Detektor gemessene fehlende Energie ausschließlich auf die 2 Neutrinosysteme aus den Zerfällen des  $\tau^+\tau^-$ -Systems zurückzuführen ist, können zwei weitere Variablen bestimmt werden:

$$\not{E}_x = p_{\nu 1,x} + p_{\nu 2,x} \quad (8.25)$$

$$\not{E}_y = p_{\nu 1,y} + p_{\nu 2,y} \quad (8.26)$$

Somit ergibt sich aus (8.21)-(8.24) ein quadratisches Gleichungssystem der vier zu bestimmenden Variablen  $\vec{p}_{\nu 1}$  und  $p_{\nu 2,z}$ :

$$e_x p_{\nu 1,x} + e_y p_{\nu 1,y} + e_z p_{\nu 1,z} = \frac{1}{2}(m_e^2 + m_{\nu 1}^2 - m_\tau^2 + 2E_e E_{\nu 1}) \quad =: \alpha_1 \quad (8.27)$$

$$\mu_x (\not{E}_x - p_{\nu 1,x}) + \mu_y (\not{E}_y - p_{\nu 1,y}) + \mu_z p_{\nu 2,z} = \frac{1}{2}(m_\mu^2 + m_{\nu 2}^2 - m_\tau^2 + 2E_\mu E_{\nu 2}) \quad =: \alpha_2 \quad (8.28)$$

$$p_{\nu 1,x}^2 + p_{\nu 1,y}^2 + p_{\nu 1,z}^2 = E_{\nu 1}^2 - m_{\nu 1}^2 \quad (8.29)$$

$$(\not{E}_x - p_{\nu 1,x})^2 + (\not{E}_y - p_{\nu 1,y})^2 + p_{\nu 2,z}^2 = E_{\nu 2}^2 - m_{\nu 2}^2 \quad (8.30)$$

Aus Gründen der Lesbarkeit wird der Impuls des ersten Leptons als  $\vec{e} := \vec{p}_{l1}$  und des zweiten Leptons als  $\vec{\mu} := \vec{p}_{l2}$  dargestellt. Die  $x$ - und  $y$ -Komponenten des Neutrino-Systems  $\vec{p}_{\nu 1}$  lassen sich mit der linearen Operation  $\mu_x(8.27) + e_x(8.28)$  eliminieren. Mit den Definitionen

$$\lambda := \frac{1}{\mu_x e_y - e_x \mu_y}$$

$$\zeta := (\alpha_1 \mu_x + \alpha_2 e_x - \mu_x e_x \not{E}_x - \mu_y e_y \not{E}_y)$$

erhält man dadurch

$$p_{\nu 1,y} = \lambda(\zeta - \mu_x e_z p_{\nu 1,z} - e_x \mu_z p_{\nu 2,z})$$

$$=: -\beta_1 p_{\nu 1,z} - \gamma_1 p_{\nu 2,z} + \epsilon_1 \quad (8.31)$$

$$p_{\nu 1,x} = \frac{1}{e_x}(\alpha_1 - e_y \lambda \zeta - (e_z - \mu_x e_y e_z \lambda) p_{\nu 1,z} + e_y e_x \mu_z \lambda p_{\nu 2,z})$$

$$=: -\beta_2 p_{\nu 1,z} + \gamma_2 p_{\nu 2,z} + \epsilon_2, \quad (8.32)$$

wobei der Ausdruck (8.32) für die  $x$ -Komponente  $p_{\nu 1,x}$  durch Einsetzen von (8.31) in (8.27) gewonnen wurde. Nun gilt es das quadratische Gleichungssystem (8.29), (8.30) zu lösen. Nach Bildung der Differenz (8.29) – (8.30) finden sich nur noch lineare Ausdrücke in  $p_{\nu 1,x}$  und  $p_{\nu 2,y}$ . Unter Benutzung von (8.31), (8.32) ergibt sich

$$p_{\nu 1,z}^2 + p_{\nu 1,z}(-2\not{E}_x \beta_2 - 2\not{E}_y \beta_1) + p_{\nu 2,z}(2\not{E}_x \gamma_2 - 2\not{E}_y \gamma_1) - p_{\nu 2,z}^2$$

$$= (E_{\nu 1}^2 - m_{\nu 1}^2) - (E_{\nu 2}^2 - m_{\nu 2}^2) + \not{E}_x^2 + \not{E}_y^2 - 2\not{E}_x \epsilon_2 - 2\not{E}_y \epsilon_1, \quad (8.33)$$

was einer Gleichung mit bekannten Koeffizienten

$$p_{\nu 1,z}^2 + \beta_3 p_{\nu 1,z} + \gamma_3 p_{\nu 2,z} - p_{\nu 2,z}^2 = \alpha_3 \quad (8.34)$$

entspricht. Werden Gleichungen (8.31) und (8.32) direkt in (8.29) eingesetzt, so ergibt sich nach Sortieren der Terme:

$$\delta_4 p_{\nu 1,z}^2 + \beta_4 p_{\nu 1,z} + \epsilon_4 p_{\nu 2,z}^2 + \gamma_4 p_{\nu 2,z} + \eta_4 p_{\nu 1,z} p_{\nu 2,z} = \alpha_4 \quad (8.35)$$

mit

$$\begin{aligned} \delta_4 &:= \beta_2^2 + \beta_1^2 + 1 \\ \beta_4 &:= -2\beta_2 \epsilon_2 - 2\beta_1 \epsilon_1 \\ \epsilon_4 &:= \gamma_2^2 + \gamma_1^2 \\ \gamma_4 &:= 2\epsilon_2 \gamma_2 - 2\epsilon_1 \gamma_1 \\ \eta_4 &:= 2\beta_1 \gamma_1 - 2\beta_2 \gamma_2 \\ \alpha_4 &:= E_{\nu 1}^2 - m_{\nu 1}^2 - \epsilon_1^2 - \epsilon_2^2 \end{aligned}$$

Im System der beiden Gleichungen (8.34) und (8.35) sind nun die unbekanntenen Komponenten  $p_{\nu 1,x}$  und  $p_{\nu 1,y}$  vollständig eliminiert. Wird Gleichung (8.34) nach  $p_{\nu 2,z}^2$  umgestellt, so kann nach Einsetzen in (8.35) die Variable  $p_{\nu 2,z}$  bestimmt werden:

$$\begin{aligned} p_{\nu 2,z} &= \frac{\alpha_4 + \epsilon_4 \alpha_3 - p_{\nu 1,z}^2 (\delta_4 + \epsilon_4) - p_{\nu 1,z} (\beta_4 + \epsilon_4 \beta_3)}{\gamma_4 + \epsilon_4 \gamma_3 + \eta_4 p_{\nu 1,z}} \\ &=: \frac{\alpha_5 - \delta_5 p_{\nu 1,z}^2 - \beta_5 p_{\nu 1,z}}{\gamma_5 + \eta_4 p_{\nu 1,z}} \end{aligned} \quad (8.36)$$

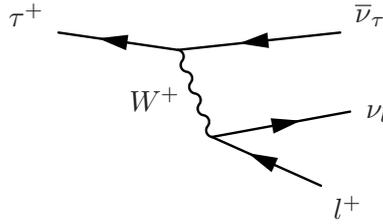
Die Kopplung der Variablen  $p_{\nu 1,z}$  und  $p_{\nu 2,z}$  im letzten Term auf der linken Seite von Gleichung (8.35) ist dafür verantwortlich, dass zur Lösung des Gleichungssystems nun ein Polynom 4. Grades gelöst werden muss. Mithilfe von (8.36) kann Gleichung (8.34) dargestellt werden als

$$\begin{aligned} & p_{\nu 1,z}^4 (\eta_4^2 - \delta_5^2) + \\ & p_{\nu 1,z}^3 (2\gamma_5 \eta_4 + \eta_4^2 \beta_3 - \eta_4 \gamma_3 \delta_5 - 2\beta_5 \delta_5) + \\ & p_{\nu 1,z}^2 (\gamma_5^2 + 2\eta_4 \beta_3 \gamma_5 + \gamma_3 (-\eta_4 \beta_5 - \gamma_5 \delta_5) + 2\delta_5 \alpha_5 - \beta_5^2 - \eta_4^2 \alpha_3) + \\ & p_{\nu 1,z} (\beta_3 \gamma_5^2 + \gamma_3 (-\beta_5 \gamma_5 + \eta_4 \alpha_5) + 2\beta_5 \alpha_5 - 2\eta_4 \alpha_3 \gamma_5) + \\ & \gamma_3 \gamma_5 \alpha_5 - \alpha_5^2 - \alpha_3 \gamma_5^2 \\ & = 0. \end{aligned} \quad (8.37)$$

Nach der Methode von Ferrari (siehe beispielsweise in Ref. [133]) können die Nullstellen des Polynoms gefunden werden. Je nach Konfiguration der Koeffizienten liefert Gleichung (8.37) bis zu 4 reelle Lösungen, wovon in der praktischen Implementation des MMC jedoch nur eine pro Scanpunkt akzeptiert wird. Zur Probe werden die rekonstruierten Vierervektoren in das ursprüngliche Gleichungssystem (8.21)-(8.24) eingesetzt. Aufgrund der begrenzten Speicherkapazität des Computers wird die numerische Probe der Lösungen immer, auch im Falle einer analytisch exakten Lösung, eine gewisse Diskrepanz aufweisen. Diejenige Lösung, bei der diese Diskrepanz am geringsten ausfällt, wird selektiert.

### 8.3.4 Gewichtung der Scanpunkte

Bei der Konzipierung des MMC bestand eine der Motivationen darin, die Gewichtungsfunktionen aus dem Matrixelement leptonischer  $\tau$ -Zerfälle analytisch zu bestimmen. Die Herleitung der Gewichtungsfunktion wird in diesem Abschnitt dargestellt.



**Abbildung 8.3:** Das Feynman-Diagramm erster Ordnung eines leptonenischen  $\tau^+$ -Zerfalls

Zur Vereinfachung wird die Gewichtungsfunktion bezüglich der beiden  $\tau$ -Systeme faktorisiert. Die Gewichte der Scanpunkte des einen  $\tau$ -Systems ( $m_{\nu 1}, \cos\theta_1^*$ ) wird somit als unabhängig von den Scanpunkten des anderen Systems angenommen. Dadurch bleiben Information über Spin-Korrelationen im  $\tau^+\tau^-$ -System unberücksichtigt.

In niedrigster Ordnung der Störungstheorie lassen sich leptonenische  $\tau$ -Zerfälle leicht beschreiben. Die Feynman-Regeln für den leptonenischen Zerfall eines positiv geladenen  $\tau^+$ -Leptons, wie in Abbildung 8.3 dargestellt, ergeben das Matrixelement:

$$\mathcal{M} = \frac{g^2}{8m_W^2} (\bar{v}(p_\tau)\gamma^\mu(1-\gamma^5)v(t_\tau)) (\bar{u}(t_l)\gamma_\mu(1-\gamma^5)v(p_l)) . \quad (8.38)$$

Der Spinor des Antiteilchens wird durch  $v$ , der eines Teilchens durch  $u$  dargestellt. Der Viererimpuls des Leptons  $i$  ist durch  $p_i$ , die Vierervektoren des Neutrinos mit Flavour  $j$  durch  $t_j$  gekennzeichnet. Die Kopplungskonstante der  $SU(2)_L$ -Wechselwirkung wird durch  $g$  dargestellt,  $m_W$  ist die Masse des  $W$ -Bosons. Bei der isolierten Betrachtung der  $\tau$ -Zerfälle, wie in Abbildung 8.3 und Gleichung (8.38) beschrieben, liegen die  $\tau$ -Leptonen unpolarisiert vor. Die Mittelung über alle möglichen einfallenden Helizitätseigenzustände  $\sigma_{p_\tau}$  ergibt

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle := \frac{1}{2} \sum_{\sigma_{t_j}, \sigma_{p_i}} \mathcal{M}\mathcal{M}^* = \frac{g^4}{2 \cdot 64 m_W^4} \sum [\bar{u}(t_l)\Gamma_\mu v(p_l)] [\bar{v}(p_l)\Gamma_\nu u(t_l)] [\bar{v}(p_\tau)\Gamma^\mu v(t_\tau)] [\bar{v}(t_\tau)\Gamma^\nu v(p_\tau)] , \quad (8.39)$$

wobei  $\gamma^\mu(1-\gamma^5)$  zu  $\Gamma^\mu$  verkürzt wurde. Die Amplitudenquadrate aller möglichen Helizitätseigenzustände der ausgehenden Teilchen wurden aufsummiert. Unter Ausnutzung der Vollständigkeitsrelationen

$$\sum_{\sigma_p} u(p)\bar{u}(p) = \not{p} + m \quad \sum_{\sigma_p} v(p)\bar{v}(p) = \not{p} - m \quad (8.40)$$

und Casimirs Trick (s. Ref. [1]) lässt sich die Summe der Helizitäten ausdrücken als:

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{g^4}{2 \cdot 64 m_W^4} \text{Sp} \left[ \Gamma_\mu(\not{p}_l + m_l)\Gamma_\nu(\not{t}_l) \right] \cdot \text{Sp} \left[ \Gamma^\mu \not{t}_\tau \Gamma^\nu(\not{p}_\tau + m_\tau) \right] \quad (8.41)$$

Die Spinoren  $u$  ergeben nach Spinmittelung ein unterschiedliches Vorzeichen in der Vollständigkeitsrelation (8.40) im Vergleich zu den Spinoren der Antiteilchen  $v$ . In einem  $C$ -konjugierten Prozess<sup>3</sup> eines leptonenischen  $\tau^-$ -Zerfalls würden sich lediglich die Vorzeichen vor den Massentermen in Gleichung (8.41) unterscheiden. Unter Benutzung der Linearität der Spur und der Spurtheoreme kann das Quadrat der Streuamplitude weiter ausgewertet werden. Bei Vernachlässigung der Neutrinomassen weisen alle Spuren der Matrizen, welche explizit die Masse  $m_\tau$  oder  $m_l$

<sup>3</sup>Die  $C$ -Konjugation ersetzt Teilchen durch Antiteilchen.

aus Gleichung (8.41) beinhalten, eine ungerade Anzahl an  $\gamma^\mu$  Matrizen auf. Diese Spuren sind identisch Null. Das folgende Ergebnis, welches sich nach längerer Rechnung aus Gleichung (8.41) ergibt, gilt somit sowohl für leptonische  $\tau^+$ - als auch für  $\tau^-$ -Zerfälle:

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = 2 \frac{g^4}{m_W^4} (p_l \cdot t_\tau)(t_l \cdot p_\tau). \quad (8.42)$$

Die weitere Rechnung vereinfacht sich unter der Betrachtung des Amplitudenquadrats (8.42) im Ruhesystem des  $\tau$ -Leptons:

$$(t_l \cdot p_\tau) = E_{t_l} m_\tau \quad (8.43)$$

$$(p_l \cdot t_\tau) = \frac{m_\tau^2 - m_l^2}{2} - m_\tau E_{t_l}. \quad (8.44)$$

Gleichung (8.44) wurde dabei mit der Impulserhaltung  $(p_\tau - t_l)^2 = (t_\tau + p_l)^2$  bestimmt.

Nun gilt es zur Bestimmung der Zerfallswahrscheinlichkeit über den verfügbaren Phasenraum der auslaufenden Teilchen zu integrieren. Nach Fermis goldener Regel kann die Zerfallsrate  $\Gamma$  aus

$$\begin{aligned} \Gamma &= \int \frac{\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle}{2m_\tau} \left( \frac{d^3 \vec{p}_l}{(2\pi)^3 2E_l} \right) \left( \frac{d^3 \vec{t}_l}{(2\pi)^3 2|\vec{t}_l|} \right) \left( \frac{d^3 \vec{t}_\tau}{(2\pi)^3 2|\vec{t}_\tau|} \right) (2\pi)^4 \delta^4(p_\tau - t_l - t_\tau - p_l) \\ &= \int \frac{\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle}{2m_\tau} \frac{1}{(2\pi)^5} \left( \frac{d^3 \vec{p}_l}{2E_l} \right) \left( \frac{d^3 \vec{t}_l}{2|\vec{t}_l|} \right) \frac{1}{2|\vec{t}_l + \vec{p}_l|} \delta(m_\tau - E_{t_l} - E_l - |\vec{t}_l + \vec{p}_l|) \end{aligned} \quad (8.45)$$

bestimmt werden. Bei der Auswertung bestimmter Werte für die Scanparameter  $m_\nu, \cos \theta^*$  ist der Phasenraum eingeschränkt. So sollte der Impuls des sichtbaren Leptons  $\vec{p}_l$  den Winkel  $\cos \theta^*$  zur  $\tau$ -Boost Richtung einschließen. Die invariante Masse des Neutrinosystems ist für einen bestimmten Scanpunkt festgelegt:  $(t_l + t_\tau)^2 = m_\nu^2$ . Die Zerfallsrate, welche die gewählten Scanwerte berücksichtigt, wird im Folgenden als  $\Gamma_S$  bezeichnet. Der Zerfallsrate  $\Gamma_S$  werden dadurch zwei zusätzliche Delta-Distributionen gegenüber Gleichung (8.45) zugefügt:

$$\delta((t_l + t_\tau)^2 - m_\nu^2) \delta(\cos \theta_l - \cos \theta^*) \quad (8.46)$$

Unter der Berücksichtigung der Impulserhaltung  $p_\tau = p_l + t_l + t_\tau$  der Vierervektoren, lassen sich die Delta-Distributionen (8.46) vereinfachen:

$$\begin{aligned} &\delta((p_\tau - p_l)^2 - m_\nu^2) \\ &= \delta(-2m_\tau E_l + m_\tau^2 + m_l^2 - m_\nu^2) \\ &= \delta(E_l - E_l^*) \quad \text{mit} \quad E_l^* = \frac{m_\tau^2 + m_l^2 - m_\nu^2}{2m_\tau}. \end{aligned} \quad (8.47)$$

Aufgrund der Impulserhaltung wirkt sich die Einschränkung des Phasenraums in Gleichung (8.45) also explizit erst in der Integration über freie Impulse des sichtbaren Leptons aus. Mit der Substitution  $u = \sqrt{(\vec{t}_l + \vec{p}_l)^2}$  kann über den Winkelanteil des Neutrinos mit Impuls  $\vec{t}_l$  integriert werden. Gleichung (8.45) ist unabhängig von  $\phi_{t_l}$ , die Integration ergibt den Faktor  $2\pi$ . Zur Integration der restlichen Komponenten des Neutrinoimpulses wird die Polarachse entlang des Leptonimpulses  $\vec{p}_l$  gelegt. Damit kann die Energieerhaltung in 8.45 ausgewertet werden, was eine Einschränkung der Größe des Neutrinoimpulses mit sich bringt:

$$t_l^- < |\vec{t}_l| < t_l^+, \quad \text{mit} \quad t_l^\pm = \frac{m_\tau^2 + m_l^2 - 2m_\tau E_l}{2(m_\tau - E_l \mp |\vec{p}_l|)} \quad (8.48)$$

Damit ergibt sich für die Zerfallsrate  $\Gamma_S$  bei einem bestimmten Scanpunkt mit den Betrachtungen (8.46)-(8.48)

$$\Gamma_S = \int \int_{t_l^-}^{t_l^+} \frac{\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle}{4m_\tau(2\pi)^4} \left( \frac{d^3\vec{p}_l}{2E_l|\vec{p}_l|} \right) d|\vec{t}_l| \delta(E_l - E_l^*) \delta(\cos\theta_l - \cos\theta^*) . \quad (8.49)$$

Einsetzen des zuvor berechneten Matrixelementes (8.38) liefert

$$\Gamma_S = \frac{g^4}{2m_W^2(2\pi)^4} \int \left( \frac{d^3\vec{p}_l}{2E_l} \right) \left( \frac{1}{4}E_l(m_l^2 + m_\tau^2) - \frac{1}{12}m_\tau(4E_l^2 + 2m_l^2) \right) \times \delta(E_l - E_l^*) \delta(\cos\theta_l - \cos\theta^*) . \quad (8.50)$$

Mit der Bedingung, dass sich das Lepton auf der Massenschale befindet, lässt sich eine Substitution  $|\vec{p}_l| \rightarrow E_l = \sqrt{\vec{p}_l^2 + m_l^2}$  durchführen. Weitere Ausführung des Integrals 8.50 führt zum Ergebnis der Zerfallsrate  $\Gamma_S$

$$\Gamma_S = \frac{g^4}{4m_W^2(2\pi)^3} \sqrt{(E_l^*)^2 - m_l^2} \left( \frac{1}{4}E_l^*(m_l^2 + m_\tau^2) - \frac{1}{12}m_\tau(4(E_l^*)^2 + 2m_l^2) \right) . \quad (8.51)$$

Somit ergibt sich als Gewichtung der Scanpunkte  $P(m_\nu, \cos\theta^*)$  eine von  $\cos\theta^*$  unabhängige Funktion:

$$P(m_\nu, \cos\theta^*) = P(m_\nu) = m_\nu \Gamma_S . \quad (8.52)$$

Für die Anwendung von Gleichung (8.52) als Gewicht der Scanpunkte in der Analyse zur Suche des Higgs-Bosons müssen noch Korrekturfaktoren angewendet werden. Diese werden durch die Einschränkung des Phasenraums erfordert, die durch die Selektionsschnitte auf transversale Impulse der sichtbaren Leptonen im Laborsystem verursacht wird. Abbildung 8.4 zeigt, wie die Häufigkeitsverteilungen der Variablen durch die Schnitte der Vorselektion (s. Kapitel 6.1) verändert werden. Durch die Verwerfung von Ereignissen, welche Leptonen mit niederem transversalen Impuls aufweisen, wird ein Teil des verfügbaren Phasenraumes ausgeschlossen.

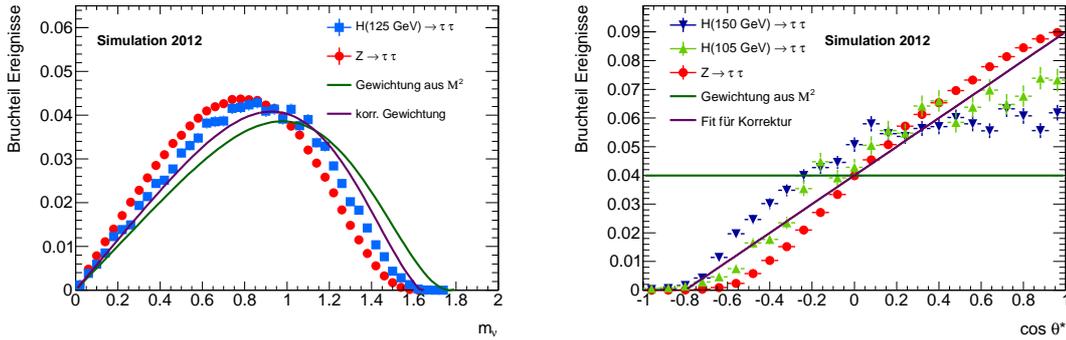
### Korrekturfaktor für die Masse $m_\nu$

Zur Bestimmung des Korrekturfaktors in der Gewichtungsfunktion für die Masse  $m_\nu$  wird die folgende Überlegung durchgeführt: Unter Vernachlässigung der Masse des sichtbaren Leptons  $m_l$  und mit der Annahme eines hohen Boostparameters  $E_\tau$  wird Gleichung (8.20) in erster Näherung zu

$$\frac{E_l}{E_\tau} = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{m_\nu^2}{m_\tau^2} \right) (1 + \cos\theta^*) . \quad (8.53)$$

Ein Schnitt auf den transversalen Impuls des sichtbaren Leptons impliziert eine Beschränkung für das Verhältnis  $E_l/E_\tau$ . Ein ausreichender Anteil der Energie des  $\tau$ -Leptons muss auf das sichtbare Zerfallsprodukt übertragen werden, um den geforderten Trigger auslösen zu können. Für gegebenes  $m_\nu$  wird der Phasenraum über  $\cos\theta^*$  beschränkt. Angenommen der Schnitt  $E_s$  auf das Verhältnis  $E_l/E_\tau$  sei bekannt, so ergibt sich aus Gleichung (8.53) die Forderung

$$\frac{2E_s m_\tau^2}{m_\tau^2 - m_\nu^2} \stackrel{!}{<} \cos\theta^* < 1 . \quad (8.54)$$



**Abbildung 8.4:** Dargestellt sind die Verteilungen der Variablen  $m_\nu$  (links) und  $\cos \theta^*$  (rechts) auf Generatorniveau nach den Schnitten der Vorselektion. Dabei stellen die eingezeichneten Funktionen die Gewichtungsfunktion aus dem Matrixelement  $M^2$  (grün) und die für Higgs-Boson-Produktion korrigierte Gewichtung (lila) dar. Die Berechnung des Matrixelementes ergibt für unpolarisierte  $\tau$ -Leptonen eine uniforme Verteilung in  $\cos \theta^*$ , die nach der Vorselektion jedoch nicht mehr gegeben ist (rechts). Die eingezeichnete Gerade wird zur Gewichtung der Gitterpunkte verwendet. Die dargestellten roten Punkte stellen die Verteilung für  $Z \rightarrow \tau\tau$  Ereignisse dar. Es sind ebenfalls Verteilungen der Higgs-Produktion für verschiedene Massen  $m_H$  abgebildet.

Wird nun die Gewichtungsfunktion (8.52) über den verfügbaren Phasenraum aus Gleichung (8.54) integriert, ergibt sich ein zusätzlicher von  $m_\nu$  abhängiger Faktor:

$$\int P(m_\nu) d \cos \theta^* = 2 P(m_\nu) \left( 1 - \frac{E_s m_\tau^2}{m_\tau^2 - m_\nu^2} \right) \quad (8.55)$$

Nun ist der Wert  $E_s$  in der Analyse nicht bekannt: Für jeden Scanpunkt ergibt sich ein unterschiedlicher Boostparameter  $E_\tau$ . Des Weiteren unterscheidet sich für jedes Ereignis die Flugrichtung des sichtbaren Leptons im Laborsystem. Um eine gewisse Größe an transversalem Impuls zu erreichen, wäre daher für jedes Ereignis ein unterschiedlicher Schnitt auf  $E_l$  erforderlich. Es zeigt sich jedoch, dass mit einem empirisch gewonnenen Wert von  $E_s = 0,15$  die Häufigkeitsverteilung der Variable  $m_\nu$  ausreichend gut beschrieben werden kann. In Abbildung 8.4 (links) stellt die lila Kurve, die korrigierte Funktion mit  $E_s = 0,15$  dar. In der Verteilung von  $Z \rightarrow \tau\tau$  Ereignissen ist eine Verschiebung zu kleineren Werten von  $m_\nu$  erkennbar. Auf deren Einfluss wird in Abschnitt 8.5.2 eingegangen.

### Korrekturfaktor für den Winkel $\cos \theta^*$

Der Korrekturfaktor in der Gewichtungsfunktion für die Variable  $\cos \theta^*$  wurde anhand eines Fits an die Verteilungen in Abbildung 8.4 rechts bestimmt. Die Verteilungen unterscheiden sich für verschiedene Resonanzmassen und Prozesse. Es zeigt sich jedoch, dass ein allgemeiner Korrekturfaktor von  $0,04 + 0,05 \cos \theta^*$  für eine gute Massenrekonstruktion ausreicht (s. Abschnitt 8.5.2).

Die vollständige Gewichtungsfunktion ergibt sich aus dem Produkt der Gleichung (8.55) und dem oben erwähnten Korrekturfaktor für  $\cos \theta^*$ . Unter Vernachlässigung der Masse des sichtbaren

Leptons  $m_l$ , ergibt sich nach einigen Vereinfachungen:

$$P(m_\nu, \cos \theta^*) = \frac{m_\nu}{m_\tau} \left(1 - \frac{m_\nu^2}{m_\tau^2}\right) \left(1 + \frac{m_\nu^2}{m_\tau^2} - 2\frac{m_\nu^4}{m_\tau^4}\right) \left(1 - \frac{0,15 m_\tau^2}{m_\tau^2 - m_\nu^2}\right) (4 + 5 \cos \theta^*) . \quad (8.56)$$

Dabei wurden konstante Faktoren, deren Rolle auf die Normierung beschränkt ist, nicht mit berücksichtigt. Durch die unabhängige Betrachtung der beiden  $\tau$ -Systeme, also der Faktorisierung der Gewichtungsfunktion, ergibt sich damit als Gesamtgewicht eines jeden Scanpunkts:

$$P(m_{\nu;1,2}; \cos \theta_{1,2}^*) = P_1(m_{\nu 1}, \cos \theta_1) \cdot P_2(m_{\nu 2}, \cos \theta_2) . \quad (8.57)$$

### 8.3.5 Die Korrektur der fehlenden Energie anhand des MMC

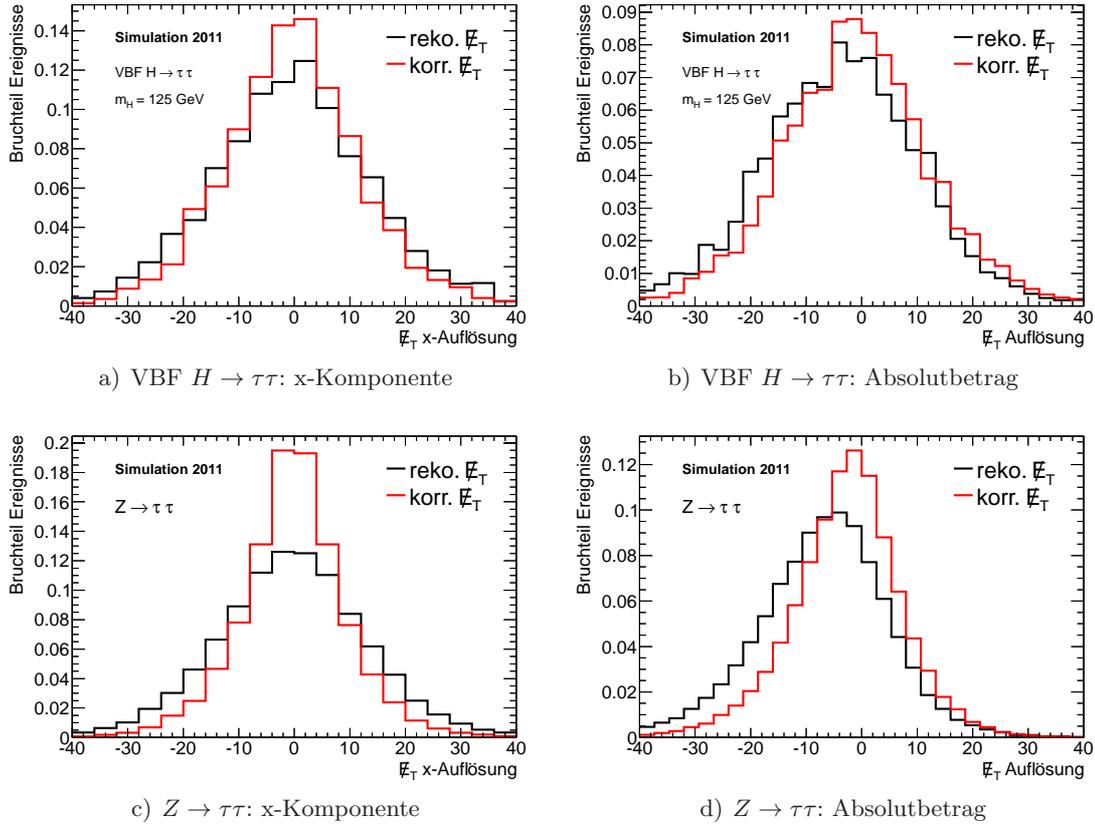
Wie in Abschnitt 8.3.2 erwähnt, dient der erste 6-dimensionale Scan dazu Korrekturen für die Komponenten der fehlenden Energie zu bestimmen. Dazu wird beim Durchlauf der fehlenden Energie derjenige Wert bestimmt, welcher aus kinematischer Sicht präferiert wird, wie im Folgenden erläutert wird. Wenn die Eingangswerte der Komponenten der fehlenden Energie und die restlichen 4 Scanvariablen in Gleichungssystem (8.21)-(8.24) nicht den wahren Werten entsprechen, so kann es vorkommen, dass das Polynom 4. Grades in Gleichung (8.37) keine reellen Lösungen hat. Weißt eine Wurzel bei der Lösung des Polynoms einen negativen Radikand auf, so wird der Gitterpunkt des Scans verworfen und nicht weiter ausgewertet. Unterschiedliche Gitterpunkte der fehlenden Energie führen somit zum Ausschluss unterschiedlicher Scanpunkte der übrigen 4 Variablen. Die Menge der 4-dimensionalen Scanpunkte, die mindestens eine reelle Lösung von Polynom 8.37 beim 2-dimensionalen Gitterpunkt  $\vec{E}_i$  aufweisen, sei mit  $M_i$  bezeichnet. Für jeden Gitterpunkt  $i$  der fehlenden Energie wird somit ein Gewicht  $\omega_i$  berechnet:

$$\omega_i(\vec{E}_x, \vec{E}_y) = \sum_{M_i} P(m_{\nu;1,2}; \cos \theta_{1,2}^*) , \quad (8.58)$$

wobei  $P$  die in Gleichung (8.57) bestimmte Gewichtungsfunktion darstellt. Als korrigierten Wert der fehlenden Energie dient das gewichtete Mittel der 2-dimensionalen Gitterpunkte  $\vec{E}_i$ :

$$\vec{E}_{T;\text{korr}} = \frac{\sum_i \omega_i \vec{E}_i}{\sum_i \omega_i} . \quad (8.59)$$

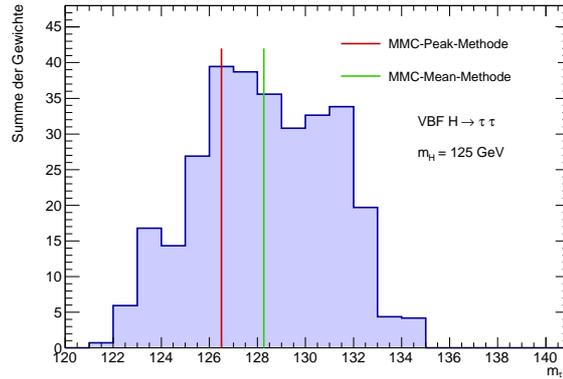
Abbildung 8.5 vergleicht die Auflösungen der rekonstruierten fehlenden Energie  $\vec{E}_T$  und der Auflösung von  $\vec{E}_{T;\text{korr}}$  nach Vorselektion. Die erhaltenen Werte sind in Tabelle 8.2 aufgelistet. Die Verteilungen der durch den MMC korrigierten Wert der fehlenden Energie sind sowohl für den Prozess der Vektorboson-Fusion als auch für  $Z \rightarrow \tau\tau$  schmaler und liegen symmetrischer um  $\vec{E}_T$  des Generatorniveaus. Die Fluktuation fallen im Prozess  $Z \rightarrow \tau\tau$  aufgrund höherer Statistik nach Vorselektion geringer aus. Die Standardabweichung der Verteilungen aus Abbildung 8.5 wird für den Prozess  $Z \rightarrow \tau\tau$  in der  $x$ -Komponente durch die Korrektur des MMC von  $(13,09 \pm 0,05)$  GeV auf  $(9,64 \pm 0,03)$  GeV reduziert. Bei Betrachtung der Differenz der Absolutbeträge zwischen der rekonstruierten fehlenden Energie und ihrem Wert auf Generatorniveau ist durch die Korrektur des MMC eine Verschiebung zum Nullpunkt erkennbar. Der Mittelwert der Verteilung ohne Korrektur liegt für  $Z \rightarrow \tau\tau$  Prozesse bei  $(-6,83 \pm 0,06)$  GeV. Mit der Korrektur des MMC wird der Mittelwert zu  $(-2,75 \pm 0,05)$  GeV bestimmt.



**Abbildung 8.5:** Die Differenz zwischen der fehlenden Energie auf Generatorniveau und der Rekonstruktion in der x-Komponente (links) und im Absolutbetrag (rechts). Dargestellt sind die Verteilungen für die Vektorboson-Fusion bei einer Masse des Higgs-Boson von  $m_H = 125$  GeV (oben) und den Untergrundprozess  $Z \rightarrow \tau\tau$  (unten) nach Vorselektion im  $e\mu$  Kanal nach Simulation des ATLAS-Detektors. Durch die Korrektur des MMC wird die Auflösung verbessert.

VBF $H \rightarrow \tau\tau$ ( $m_H = 125$ GeV)				
	Auflösung von $\cancel{E}_T$		Auflösung von $\cancel{E}_{T,\text{korr}}$	
	Mittelwert	Std.abweichung	Mittelwert	Std.abweichung
x-Komponente	$-0,4 \pm 0,2$	$13,9 \pm 0,2$	$-0,4 \pm 0,2$	$12,1 \pm 0,2$
y-Komponente	$0,8 \pm 0,3$	$14,1 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,2$	$12,1 \pm 0,2$
Absolutbetrag	$-3,5 \pm 0,2$	$13,7 \pm 0,2$	$-1,1 \pm 0,2$	$13,1 \pm 0,2$
$Z \rightarrow \tau\tau$				
	Auflösung von $\cancel{E}_T$		Auflösung von $\cancel{E}_{T,\text{korr}}$	
	Mittelwert	Std.abweichung	Mittelwert	Std.abweichung
x-Komponente	$-0,47 \pm 0,07$	$13,09 \pm 0,05$	$-0,17 \pm 0,05$	$9,64 \pm 0,03$
y-Komponente	$0,82 \pm 0,07$	$13,06 \pm 0,05$	$0,40 \pm 0,05$	$9,59 \pm 0,03$
Absolutbetrag	$-6,83 \pm 0,06$	$11,42 \pm 0,04$	$-2,75 \pm 0,05$	$9,98 \pm 0,04$

**Tabelle 8.2:** Quantitativer Vergleich der Auflösungen der fehlenden Energie. Die Histogramme zu den Werten der x-Komponente und des Absolutbetrags sind in Abbildung 8.5 dargestellt. Durch die Korrektur des MMC wird die Auflösung der fehlenden Energie verbessert.



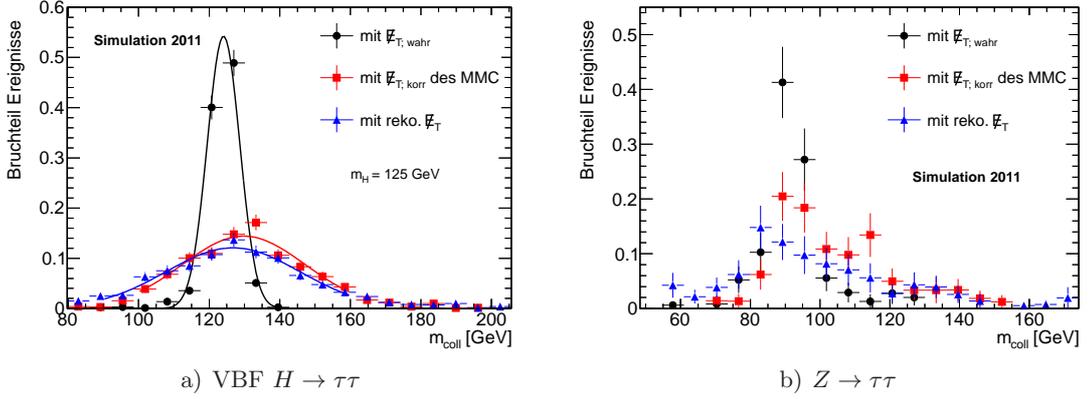
**Abbildung 8.6:** Die MMC-*Peak*-Methode (rote Linie) und die MMC-*Mean*-Methode (grüne Linie) bieten zwei Möglichkeiten zur Definition des Ergebnisses des Scans im MMC. Das Histogramm stellt die gewichtete Summe der Ergebnisse der Scanpunkte  $m_{\tau\tau;i}$  für ein ausgewähltes Ereignis der Vektorboson-Fusion ( $m_H = 125$  GeV) dar.

### 8.3.6 Auswertung des Scans

Um den Schätzwert für die invariante Masse des  $\tau^+\tau^-$ -Systems zu erhalten, werden die Ergebnisse  $m_{\tau\tau;i}$  der Gitterpunkte  $i$  des zweiten, 4-dimensionalen Scans gewichtet in ein Histogramm eingetragen. In Abbildung 8.6 ist das Scanergebnis von einem ausgewählten simulierten Ereignis der Vektorboson-Fusion bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 125$  GeV dargestellt. Das Ergebnis des MMC  $m_{\text{MMC}}$  wird als derjenige Wert definiert, dessen Bin im Histogramm die größte Summe aller Gewichte aufweist (im Folgenden auch MMC-*Peak*-Methode genannt). Eine alternative Definition des Schätzwerts der  $\tau^+\tau^-$ -Masse bietet das gewichtete Mittel des Histogramms, die sogenannte MMC-*Mean*-Methode. Eine dritte Möglichkeit zur Auswertung des Scans ist die Bestimmung des Scanpunkts  $i$  mit dem größten Gewicht. Der Schätzwert  $m_{\tau\tau;i}$  dieses Scanpunkts kann als Ergebnis des MMC definiert werden. In vorhergehenden Arbeiten wurde jedoch gezeigt, dass mit der zuletzt genannten Methode zur Auswertung des Scans schlechtere Ergebnisse als mit der Auswertung des Histogramms aller Scanpunkte erzielt wird [128]. In dieser Arbeit wird daher nur auf die MMC-*Peak*-Methode und MMC-*Mean*-Methode eingegangen.

## 8.4 Der Einfluss der fehlenden Energie $\cancel{E}_T$

Die fehlende transversale Energie ist die einzige messbare Größe zum Nachweis der Neutrinos in leptonischen  $\tau\tau$ -Zerfällen. Sie ist daher ein fundamentaler Eingangsparameter für die verschiedenen Algorithmen der Massenrekonstruktion. In diesem Abschnitt soll der Einfluss der Auflösungseffekte bei der Messung der fehlenden Energie auf die kollineare Masse und den MMC in der VBF-Kategorie quantifiziert werden. Der untersuchte Endzustand besteht dabei aus einem Elektron und einem Myon. Als Basis der Studie dienen Ereignissätze, die für die Analyse des Jahres 2011 simuliert wurden.



**Abbildung 8.7:** Die Auflösung der im Detektor rekonstruierten fehlenden Energie führen in der VBF-Kategorie zu breiteren Verteilungen der kollinearen Masse. Wird die kollineare Näherung mit der fehlenden Energie auf Generatorniveau berechnet, ergeben sich die schwarzen Verteilungen. Diese sind im Vergleich zu Verteilungen aus der rekonstruierten fehlenden Energie (blau) deutlich schmaler. Das rote Histogramm stellt die kollineare Näherung aus der korrigierten fehlenden Energie des MMC dar.

### Kollineare Näherung

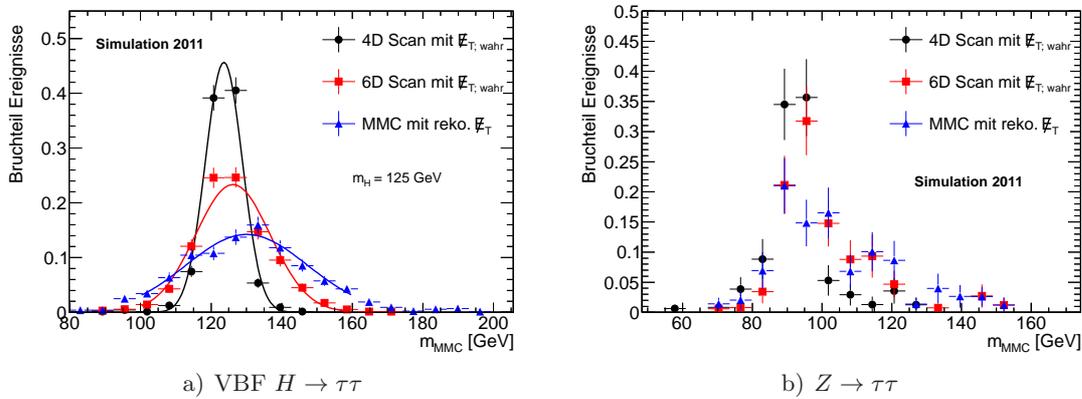
Die Verteilungen der kollinearen Näherung  $m_{\text{coll}}$  wurden für drei verschiedene Variablen der fehlenden Energie untersucht:

- Die fehlende Energie auf Generatorniveau. Diese Größe wird im Folgenden mit  $\cancel{E}_{T;\text{wahr}}$  gekennzeichnet.
- Die aus dem MMC nach Gleichung (8.59) berechnete korrigierte fehlende Energie  $\cancel{E}_{T;\text{korr}}$ . In den 6-dimensionalen Scan des MMC geht die vom Detektor rekonstruierte fehlende Energie mit ein.
- Die durch den Detektor rekonstruierte fehlende Energie  $\cancel{E}_T$ .

Für diese Studie wurden die Leptonen immer auf Detektorniveau verwendet. In anderen Arbeiten wurde gezeigt, dass Auflösungseffekte bei der Messung des Leptonimpulses auf die Breite der Verteilung der kollinearen Näherung geringen Einfluss besitzen [129, 130]. Abbildung 8.7 stellt die drei Verteilungen für simulierte Ereignisse des Signals der Vektorboson-Fusion  $H \rightarrow \tau\tau$  und des Untergrundprozesses  $Z \rightarrow \tau\tau$  dar. Dabei ist zu beobachten, dass nach Rekonstruktion des Detektors sich die Auflösung verschlechtert (z.B. von 4,6 GeV auf 10,1 GeV für Ereignisse der Vektorboson-Fusion mit  $m_H = 125$  GeV, s. Tabelle 8.3). Wird die kollineare Näherung mit dem durch den MMC korrigierten Wert  $\cancel{E}_{T;\text{korr}}$  berechnet, so verschiebt sich die Verteilung zu höheren Werten.

Simulation 2011	$H \rightarrow \tau\tau$ ( $m_H = 125$ GeV)		$Z \rightarrow \tau\tau$ (Simulation)	
	$\overline{m}_{\text{coll}}$ [GeV]	$\sigma$ [GeV]	$\overline{m}_{\text{coll}}$ [GeV]	Std.abweichung [GeV]
mit $\cancel{E}_{T;\text{wahr}}$	$124,1 \pm 0,2$	$4,6 \pm 0,6$	$92,5 \pm 1,0$	$9,9 \pm 0,7$
mit $\cancel{E}_{T;\text{korrr}}$	$129,8 \pm 0,8$	$17,4 \pm 1,3$	$103,9 \pm 1,8$	$17,3 \pm 1,3$
mit reko. $\cancel{E}_T$	$126,7 \pm 0,9$	$19,0 \pm 1,4$	$97 \pm 2$	$22,0 \pm 1,7$

**Tabelle 8.3:** Auswertung der Histogramme aus Abbildung 8.7. Der Mittelwert einer Verteilung ist durch  $\overline{m}_{\text{coll}}$  gekennzeichnet. Für die Massenverteilungen der Vektorboson-Fusion wurde dieser anhand des Fits einer Gaußfunktion gewonnen (s. Abbildung 8.7 a). Aufgrund einer kleineren Anzahl an Ereignissen wurde für den Prozess  $Z \rightarrow \tau\tau$  der Mittelwert sowie die Standardabweichung aus den Einträgen im Histogramm ohne Fit bestimmt (Abbildung 8.7 b).



**Abbildung 8.8:** Einfluss der fehlenden Energie auf die Verteilungen der Masse der MMC-*Peak*-Methode in der VBF-Kategorie.

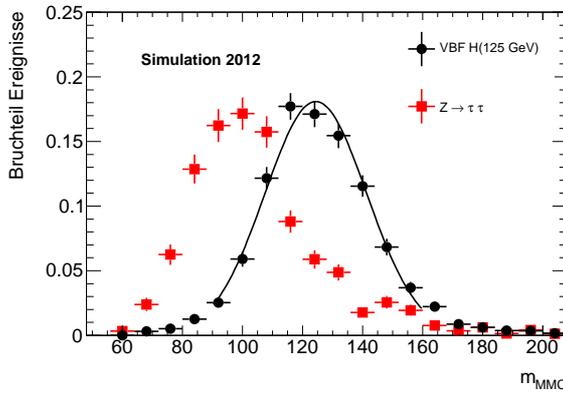
## MMC

Die Methode des MMC zur Massenrekonstruktion hängt ebenfalls vom Eingabewert der fehlenden Energie ab. Als „Standard“-Methode des MMC wurde die MMC-*Peak*-Methode definiert, welche hier untersucht wird. Die durch den MMC rekonstruierte Masse  $m_{\text{MMC}}$  wurde auf drei unterschiedliche Weisen berechnet:

- Der Scan über die fehlende Energie wurde ausgelassen und nur der 4-dimensionale Scan über die unbestimmten Parameter durchgeführt. Dazu wurde der auf Generatorniveau berechnete Vektor  $\cancel{E}_{T;\text{wahr}}$  verwendet.
- Mit „konventioneller“ Durchführung der zwei Scans. Zur Durchführung des ersten 6-dimensionalen Scans wird der Wert  $\cancel{E}_{T;\text{wahr}}$  verwendet.
- Berechnung der Masse  $m_{\text{MMC}}$  mithilfe der rekonstruierten fehlenden Energie  $\cancel{E}_T$  (bei Durchführung der zwei Scans).

Simulation 2011	$H \rightarrow \tau\tau$ ( $m_H = 125$ GeV)		$Z \rightarrow \tau\tau$ (Simulation)	
	$\overline{m}_{\text{MMC}}$ [GeV]	$\sigma$ [GeV]	$\overline{m}_{\text{MMC}}$ [GeV]	Std.abweichung [GeV]
4D Scan mit $\cancel{E}_{T;\text{wahr}}$	$123,6 \pm 0,2$	$5,2 \pm 0,3$	$93,1 \pm 1,1$	$9,9 \pm 0,7$
6D Scan mit $\cancel{E}_{T;\text{wahr}}$	$126,2 \pm 0,4$	$10,8 \pm 0,3$	$100,6 \pm 1,4$	$13,8 \pm 1,0$
MMC mit reko. $\cancel{E}_T$	$130,1 \pm 0,8$	$17,2 \pm 1,2$	$103,8 \pm 1,8$	$17,2 \pm 1,3$

**Tabelle 8.4:** Auswertung der Histogramme aus Abbildung 8.8. Wie auch bei der kollinearen Näherung (Tabelle 8.3), verschieben sich die Verteilungen des MMC mit rekonstruierter fehlender Energie zu höheren Massen  $m_{\text{MMC}}$ .

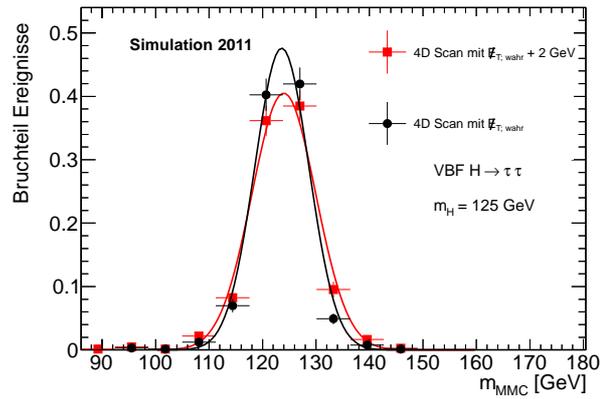


$H \rightarrow \tau\tau$ ( $m_H = 125$ GeV)	
$\overline{m}_{\text{MMC}}$ [GeV]	$\sigma$ [GeV]
$124,0 \pm 0,5$	$16,5 \pm 0,8$
$Z \rightarrow \tau\tau$ (Simulation)	
$\overline{m}_{\text{MMC}}$ [GeV]	Std.abweichung [GeV]
$101,6 \pm 1,0$	$22,1 \pm 1,0$

**Abbildung 8.9:** Die Verteilungen der MMC-Peak-Methode für den Prozess der Vektorboson-Fusion und  $Z \rightarrow \tau\tau$  in der Simulation von 2012 in der VBF-Kategorie. Es ist keine Verschiebung zu höheren Massen für Signalprozesse beobachtbar.

Die jeweiligen Verteilungen sind in Abbildung 8.8 dargestellt. Der Scan über die Komponenten der fehlenden Energie, sowie die Detektorauflösung verursachen eine Verschiebung zu höheren Werten der Masse  $m_{\text{MMC}}$  (s. Tabelle 8.4, Zeilen 1-2 und 2-3). Dieses Verhalten wurde nur in Simulationen der Analyse von 2011 beobachtet. In Verteilungen des MMC der Analyse 2012 ist diese Verschiebung nicht erkennbar (s. Abbildung 8.9). Dies könnte auf die unterschiedlichen Algorithmen für die Rekonstruktion der fehlenden Energie in beiden Analysen zurückzuführen sein (s. Kapitel 5.6). Der zusätzliche 6-dimensionale Scan mit  $\cancel{E}_{T;\text{wahr}}$  führt bereits zu einer Verbreiterung der Verteilung. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Scanbereich von  $\cancel{E}_T$  auf die Auflösung der rekonstruierten fehlenden Energie eingestellt ist. Wird der Wert auf Generatorniveau als Eingabeparameter benutzt, so ergeben oft mehrere Scanpunkte der fehlenden Energie eine Lösung des Gleichungssystems aus Abschnitt 8.3.3. Es ist jedoch auch möglich, dass kein Scanpunkt das Gleichungssystem lösen kann. Bei einem 4D-Scan mit der fehlenden Energie auf Generatorniveau ist dies in 4,4% der Ereignisse der Fall. Für diese Ereignisse liefert der MMC keinen Schätzwert für die invariante  $\tau^+\tau^-$ -Masse. Mit der zusätzlichen Durchführung des 6-dimensionalen Scans reduziert sich der Anteil dieser Ereignisse auf 0,8%.

Eine wünschenswerte Eigenschaft der finalen Diskriminante ist möglichst schmale Verteilungen für resonante Prozesse zu erhalten. Diese erleichtern eine Separation des Signalprozesses  $H \rightarrow \tau\tau$  vom irreduziblen Untergrundprozess  $Z \rightarrow \tau\tau$ . Auf Detektorniveau weisen die kollineare



**Abbildung 8.10:** Untersuchung eines potentiellen systematischen Fehlers der  $\cancel{E}_T$  für den Prozess der Vektorboson-Fusion unter Annahme der Higgs-Masse  $m_H = 125 \text{ GeV}$ .

Näherung sowie der MMC vergleichbare Breiten auf. Es ist eine leichte Tendenz zu einer besseren Massenauflösung durch den MMC erkennbar. Dass sich die kollineare Näherung in der VBF-Kategorie zur Massenrekonstruktion eignet, lässt sich anhand der selektierten Topologie erklären. Die zwei Jets erhalten ihre Energie durch den Rückstoß bei der Produktion des Higgs-Bosons. Dieses erfährt daher ebenfalls einen Boost in der transversalen Ebene. Die  $\tau$ -Töchter fliegen in dieser Ebene somit selten in genau entgegengesetzte Richtungen und die kollineare Näherung ermöglicht eine gute Approximation der Resonanzmasse.

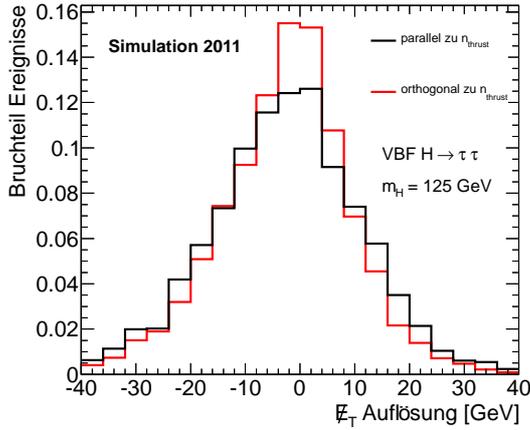
In Abbildung 8.10 ist dargestellt, wie sich eine potentielle systematische Verschiebung bei der Rekonstruktion der fehlenden Energie auf die Verteilung des MMC auswirkt. Dazu wurde sowohl auf die  $x$ - als auch auf die  $y$ -Komponenten der fehlenden Energie des Generatorniveaus  $2 \text{ GeV}$  addiert. Der Scan über die fehlende Energie wurde ausgelassen. Es zeigt sich, dass die Verteilung dadurch breiter wird. Aus dem Fit wurde die Massenauflösung zu  $\sigma = (6, 0 \pm 0, 2) \text{ GeV}$  bestimmt. Es ist keine signifikante Verschiebung des Mittelwertes der Verteilung erkennbar. Die Werte für die MMC Verteilung ohne Addition einer systematischen Fehlmessung sind in Tabelle 8.4 aufgelistet.

## 8.5 Studien zum MMC-Algorithmus

### 8.5.1 Modifikation des Scans über $\cancel{E}_T$

Im vorherigen Abschnitt 8.4 wurde der Einfluss der fehlenden Energie auf das Ergebnis der verschiedenen Algorithmen zur Massenrekonstruktion untersucht. Diese Erkenntnis wirft die Frage auf, ob Modifikationen des Scans über die fehlende Energie die Rekonstruktion des MMC verbessern.

Wie bereits erwähnt ist die Auflösung der fehlenden Energie von der transversalen Aktivität im Detektor abhängig (s. Kapitel 5.6). In Regionen, in denen weniger Aktivität verzeichnet wird, wird die fehlende Energie genauer vermessen. Um diesen Sachverhalt zu quantifizieren wird die



Projektion	Std.abweichung [GeV]
parallel zu $\vec{n}_{\text{Thrust}}$	$13,46 \pm 0,17$
orthogonal zu $\vec{n}_{\text{Thrust}}$	$11,89 \pm 0,15$

**Abbildung 8.11:** Die schwarze (rote) Verteilung stellt die Auflösung der fehlenden Energie ( $\cancel{E}_{T;\text{wahr}} - \cancel{E}_T$ ) für Projektionen parallel (orthogonal) zur *Thrust*-Achse nach Vorselektion dar.

fehlende Energie auf die sogenannte *Thrust*-Achse projiziert. Sie ist durch die Achse in der transversalen Ebene definiert, auf der die Summe der auf sie projizierte transversalen Impulse aller Jets maximal wird:

$$\vec{n}_{\text{Thrust}} = \max_{\hat{n}} \frac{\sum_{\text{Jets}} |\vec{p}_T \cdot \hat{n}|}{\sum_{\text{Jets}} |\vec{p}_T|}. \quad (8.60)$$

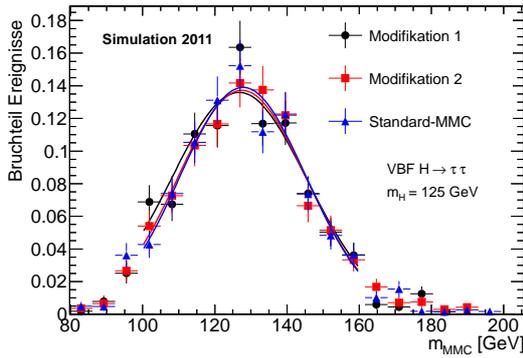
Abbildung 8.11 zeigt die Auflösungen der fehlenden Energie ( $\cancel{E}_{T;\text{wahr}} - \cancel{E}_T$ ) bezüglich der entsprechenden Projektion der fehlenden Energie auf  $\vec{n}_{\text{Thrust}}$ . Gezeigt ist die Verteilung für simulierte Signalereignisse der Vektorboson-Fusion ( $m_H = 125$  GeV) nach Vorselektion<sup>4</sup>. Wie erwartet wird in der Projektion parallel zur *Thrust*-Achse eine schlechtere Auflösung beobachtet. Die Standardabweichung übersteigt den entsprechenden Wert aus der Verteilung der orthogonalen Komponente zu  $\vec{n}_{\text{Thrust}}$  um 13,2%.

Es wurde untersucht, ob durch Berücksichtigung dieses Effekts in einem modifizierten Scan des MMC die Güte der Massenrekonstruktion verbessert werden kann. Nach Projektion der  $\cancel{E}_T$ -Komponenten parallel und orthogonal zur Thrust-Achse wurde für den Scan über die fehlende Energie jeweils unterschiedliche Auflösungen  $\sigma_i$  (vgl. Gleichung (8.10)) für die einzelnen Komponenten angenommen. Die für den Scan angenommene Auflösung rechtwinklig (parallel) zu  $\vec{n}_{\text{Thrust}}$  sei durch  $\sigma_{\perp}$  ( $\sigma_{\parallel}$ ) gekennzeichnet. Zwei Modifikationen wurden dabei untersucht:

- Modifikation 1: Vergrößere die Auflösung  $\sigma_{\parallel} \rightarrow 1,25 \cdot \alpha \sqrt{\sum E_T}$ ; lasse  $\sigma_{\perp}$  konstant
- Modifikation 2: Verkleinere die Auflösung  $\sigma_{\perp} \rightarrow 0,8 \cdot \alpha \sqrt{\sum E_T}$ ; lasse  $\sigma_{\parallel}$  konstant

Abbildung 8.12 zeigt die Verteilungen des MMC für Signalereignisse der Vektorboson-Fusion in der VBF-Kategorie. Durch die Modifikationen des Scans ist für diese Ereignisse keine Ver-

<sup>4</sup>Die Vorselektion besteht hauptsächlich aus dem Nachweis zweier Leptonen, s. Kapitel 6.1



$\cancel{E}_T$ -Scan im MMC	Std.abweichung [GeV]
Modifikation 1	$18,9 \pm 1,9$
Modifikation 2	$17,9 \pm 1,5$
„Standard“-MMC	$17,5 \pm 1,4$

**Abbildung 8.12:** Massenverteilungen des MMC mit modifiziertem Scan über die fehlende Energie in der VBF-Kategorie. In Modifikation 1 (2) wird der Scanbereich der fehlenden Energie parallel (orthogonal) der *Thrust*-Achse vergrößert (verkleinert). Es ist keine signifikante Verschmälerung gegenüber der „Standard“-Durchführung des MMC (blau) durch eine Diversifizierung der  $\cancel{E}_T$ -Auflösung bezüglich der *Thrust*-Achse erkennbar.

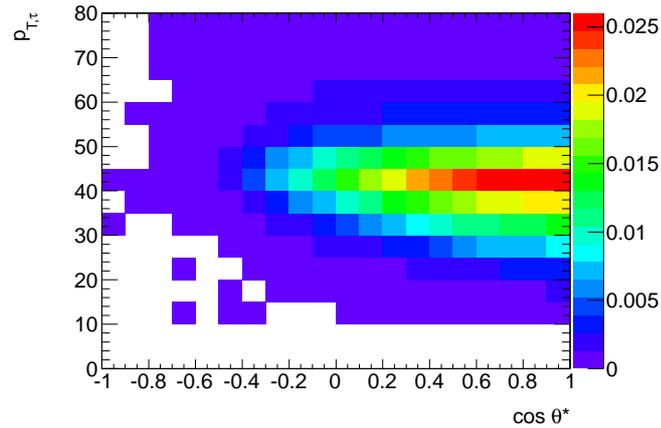
schmälerung und somit keine Verbesserung der Massenauflösung erkennbar<sup>5</sup>.

### 8.5.2 Modifikation der Gewichtungsfunktion für $\cos \theta^*$

In Abschnitt 8.3.4 wurde beschrieben wie die Schnitte der Vorselektion auf kinematische Eigenschaften der Leptonen den Phasenraum der Scanpunkte einschränken. In Abbildung 8.4 rechts wurde die Verteilung des Winkels  $\cos \theta^*$  nach Vorselektion aufgezeigt und es wurde beschrieben, wie daraus ein einheitlicher Korrekturfaktor bestimmt wurde. Die Verteilung des Winkels unterscheidet sich jedoch für verschiedene Resonanzen und zeigt Abhängigkeiten von der Resonanzmasse. Dies ist vor allem auf zwei Gründe zurückzuführen: Im Zerfall  $Z \rightarrow \tau\tau$  weisen die  $\tau$ -Leptonen im Mittel eine andere Polarisierung als im Prozess  $H \rightarrow \tau\tau$  auf. Des Weiteren resultiert eine größere Resonanzmasse statistisch gesehen in höheren transversalen Impulsen der  $\tau$ -Leptonen. Je größer der *Boost* des  $\tau$ -Leptons, desto geringer ist die Einschränkung des Phasenraums, die durch die Selektionsschnitte auf sichtbare Leptonen in der Analyse verursacht wird. Abbildung 8.13 zeigt die 2-dimensionale Verteilung des transversalen Impulses des  $\tau$ -Leptons  $p_{T;\tau}$  und des Winkels  $\cos \theta^*$  für  $Z \rightarrow \tau\tau$  Ereignisse nach Vorselektion auf Generatorniveau. Für diese Studie werden generierte Ereignisse der Monte-Carlo-Simulation für die Analyse von 2012 verwendet. Werden die Ereignisse in verschiedene Regionen unterteilt, die durch die Größe des transversalen  $\tau$ -Leptonimpulses definiert werden, so nähern sich die Verteilungen von  $\cos \theta^*$  für verschiedene Prozesse an (s. Abbildung 8.14).

Die Definition der Regionen wurde dabei wie folgt gewählt:

<sup>5</sup>Die Studie zur Modifikation des Scans der fehlenden Energie beruht auf einer älteren Version des MMC als die in Abbildung 8.8 gezeigten Ergebnisse. Die Verteilungen für die nominelle Berechnung des MMC weisen daher leichte Unterschiede auf.



**Abbildung 8.13:** Die 2-dimensionale Verteilung des transversalen Impulses des  $\tau$ -Leptons und des Winkels  $\cos \theta^*$  für  $Z \rightarrow \tau\tau$  Ereignisse nach Vorselektion auf Generatorniveau. Je kleiner  $p_{T;\tau}$  desto stärker wirken sich die Schnitte der Analyse auf die Beschränkung des verfügbaren Phasenraums aus.

- |   |   |
|---|---|
| a) $p_{T;\tau} < 35 \text{ GeV}$                  | b) $35 \text{ GeV} < p_{T;\tau} < 50 \text{ GeV}$ |
| c) $50 \text{ GeV} < p_{T;\tau} < 80 \text{ GeV}$ | d) $p_{T;\tau} > 80 \text{ GeV}$                  |

Es wurde untersucht wie sich eine genauere Korrektur der Gewichtungsfunktion für  $\cos \theta^*$  auf die Auflösung des MMC auswirkt. Jeder Scanpunkt des MMC ergibt bei erfolgreicher Lösung des Gleichungssystems zwei rekonstruierte  $\tau$ -Vierervektoren. Die Gewichtungsfunktion ist bezüglich der zwei  $\tau$ -Systeme faktorisiert. Sei  $p_{\tau,i}$  der für den Scanpunkt  $i$  berechnete Vierervektor eines  $\tau$ -Leptons. Abhängig von dessen transversalen Impuls wird nun der Korrekturfaktor in der entsprechenden Region bestimmt. Als Fitfunktion wurde ein Polynom 3. Grades benutzt:

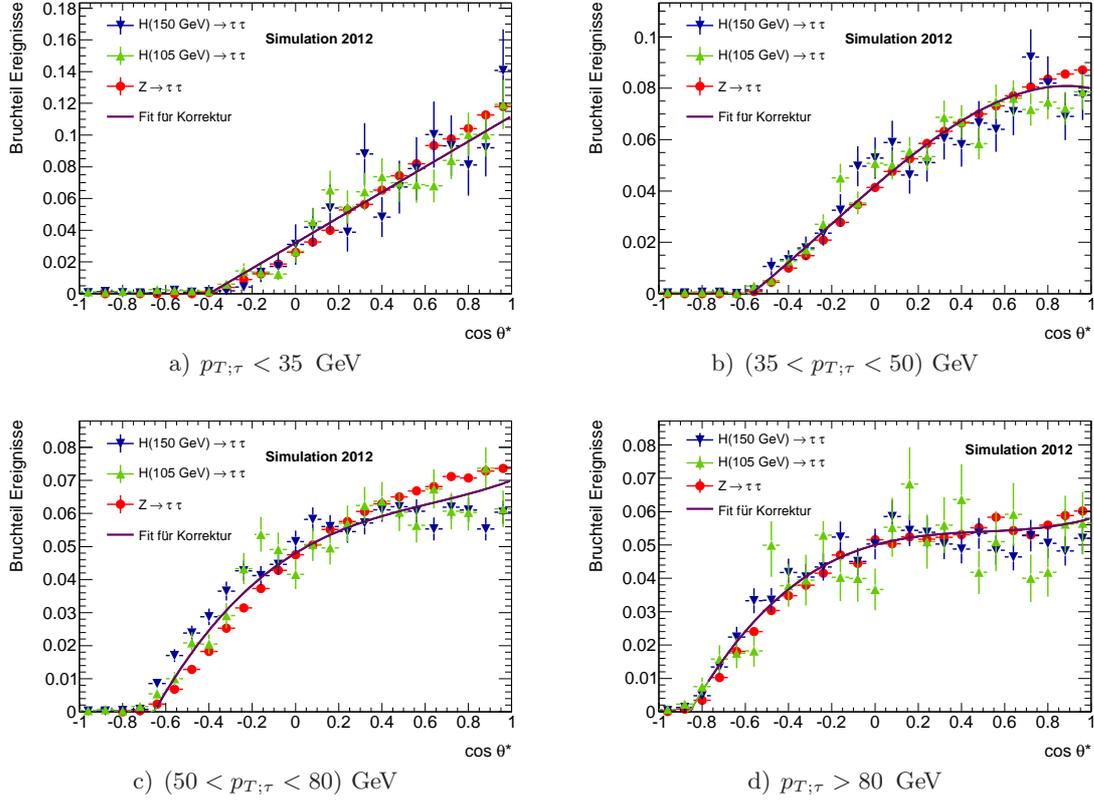
$$c_3(\cos \theta^*)^3 + c_2(\cos \theta^*)^2 + c_1(\cos \theta^*) + c_0 . \quad (8.61)$$

Die Funktionen mit den verwendeten Parametern sind in Abbildung 8.14 dargestellt. Die Parameter stellen einen Kompromiss der Fits an die dargestellten Verteilungen der unterschiedlichen Prozesse dar.

Zur Quantifizierung, wie gut sich der MMC mit der eben beschriebenen Modifizierung der Gewichtungsfunktion für eine Separation von Signal- und Untergrundprozessen eignet, dient für diese Studie der Wert der erwarteten Signifikanz  $\mathcal{S}^6$ . Sie wird aus den Verteilungen des MMC mit rekonstruierten Objekten in den Kategorien der Analyse bestimmt. Die Form der verschiedenen Massenverteilungen wird dabei berücksichtigt.

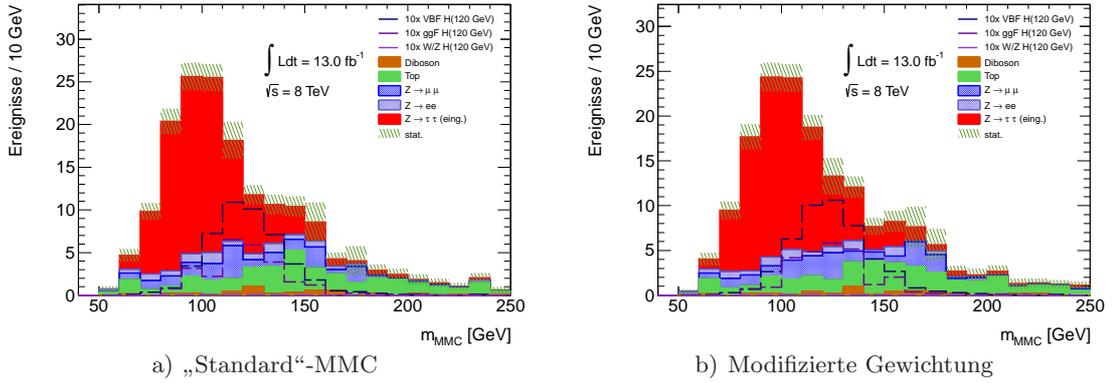
Abbildung 8.15 stellt die Verteilungen der VBF-Kategorie (ohne Schnitte A11 und A12, s. Kapitel 6.2.2) in inklusiver Leptonselektion ( $ee + e\mu + \mu\mu$ ) dar. Ebenso wurden die Ergebnisse in der Separation der Kanäle  $ee$ ,  $\mu\mu$  und  $e\mu$  untersucht. Die Werte der erwarteten Signifikanz sind für die VBF- und die 1-Jet-Kategorie (s. Kapitel 6.2.5) in Tabelle 8.5 zusammengefasst. Für diese Studie wurden Untergrundprozesse mit fehlidentifizierten Leptonen, welche in der VBF-

<sup>6</sup>s. Kapitel 6.4 und Anhang A



	$p_{T;\tau} < 35$ GeV	$(35 < p_{T;\tau} < 50)$ GeV	$(50 < p_{T;\tau} < 80)$ GeV	$p_{T;\tau} > 80$ GeV
$c_0$	0,0160	-0,01	0,01	0,01
$c_1$	0,04	-0,007	-0,019	-0,015
$c_2$	0	0,036	0,02	0,009
$c_3$	0	0,021	0,024	0,25

**Abbildung 8.14:** Die modifizierten Gewichtungsfunktionen für den Scanparameter des MMC  $\cos \theta^*$ . Eine Unterteilung in Bereiche a)-d) von  $p_{T;\tau}$  verringert die Unterschiede für die Prozesse  $Z \rightarrow \tau\tau$  und  $H \rightarrow \tau\tau$  bei Higgs-Massen von 105 GeV und 150 GeV. Die in der Tabelle dargestellten Parameter des Polynom 3. Grades aus (8.61) beschreiben die in den Abbildungen eingezeichneten Funktionen.



**Abbildung 8.15:** Untersuchung des Einflusses einer Modifikation der Gewichtungsfunktion für  $\cos\theta^*$  (b) gegenüber dem „Standard“-MMC (a). Dargestellt sind die Massenverteilungen mit rekonstruierten Objekten in der VBF-Kategorie (ohne Schnitte A11, A12). Die drei Leptonkanäle ( $ee + e\mu + \mu\mu$ ) sind dabei zusammengefasst.

erw. Signifikanz	VBF		1-Jet	
	„Std.“-MMC	mod. MMC	„Std.“-MMC	mod. MMC
inkl. Selektion	$0,762 \pm 0,043$	$0,753 \pm 0,043$	$0,391 \pm 0,022$	$0,389 \pm 0,022$
$ee$ -Kanal	$0,350 \pm 0,051$	$0,357 \pm 0,050$	$0,124 \pm 0,029$	$0,118 \pm 0,025$
$e\mu$ -Kanal	$0,629 \pm 0,045$	$0,630 \pm 0,046$	$0,371 \pm 0,026$	$0,369 \pm 0,025$
$\mu\mu$ -Kanal	$0,299 \pm 0,032$	$0,297 \pm 0,033$	$0,149 \pm 0,020$	$0,153 \pm 0,021$

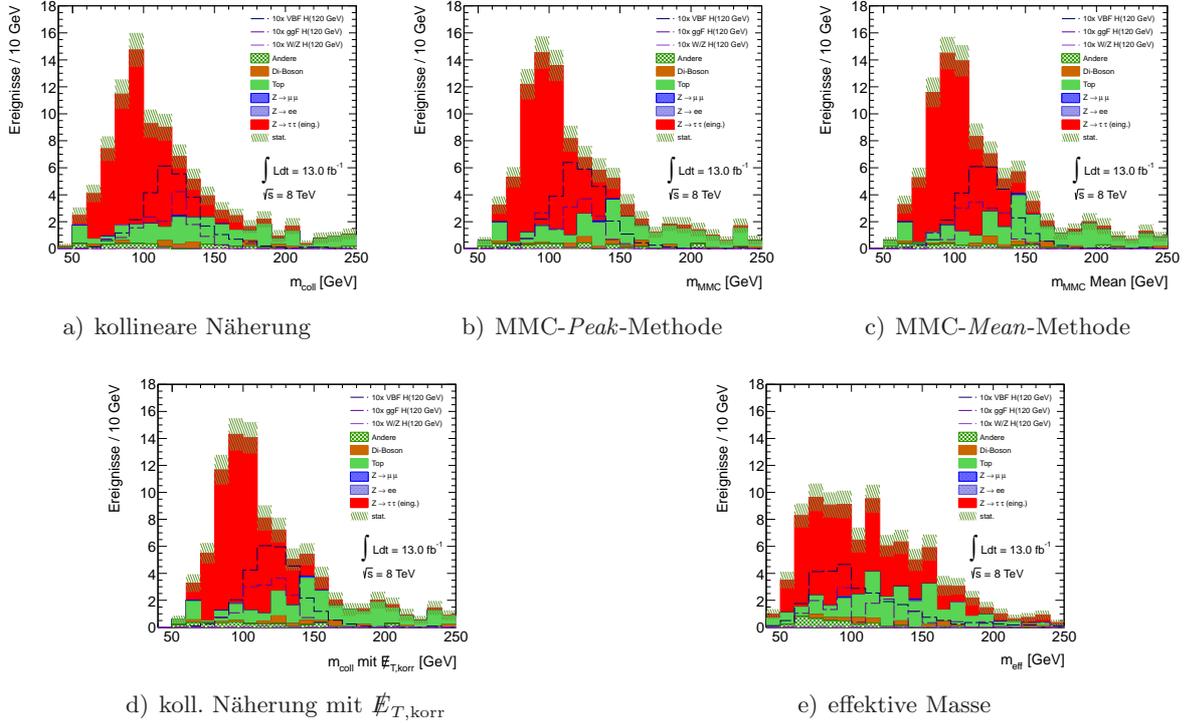
**Tabelle 8.5:** Vergleich der erwarteten Signifikanzen (Gleichung (A.20)) aus den Verteilungen für den „Standard“-MMC, sowie für den MMC mit der in  $\cos\theta^*$  modifizierten Gewichtungsfunktion.

Kategorie nur eine kleinen Anteil der Zusammensetzung des Untergrundes stellen, nicht mit berücksichtigt.

Die Ergebnisse zeigen kein erhöhtes Entdeckungspotential in der VBF und 1-Jet-Kategorie. Es besteht daher keine Notwendigkeit den linearen Korrekturfaktor zur Gewichtung der Scanpunkte in  $\cos\theta^*$  aus Gleichung (8.56) zu modifizieren.

In Abschnitt 8.3.4 wurden Unterschiede in den Häufigkeitsverteilungen der Variable  $m_\nu$  von Signal- und Untergrundprozessen erkannt (Abbildung 8.4). Aufgrund des Ergebnisses dieser Studie zur Modifikation der  $\cos\theta^*$  ist absehbar, dass der Einfluss einer Modifikation zur Verbesserung der Gewichtungsfunktion für  $m_\nu$  ebenfalls gering ausfallen würde.

## VBF-Kategorie



**Abbildung 8.16:** Dargestellt sind die Verteilungen der kollinearen Näherung (a), der MMC-Peak- und der MMC-Mean-Methode (b und c) sowie der effektiven Masse (e) im  $e\mu$ -Kanal der VBF-Kategorie nach Schnitt A10. In (d) ist die Verteilung der kollinearen Näherung, welche mit  $\cancel{E}_{T,\text{korr}}$  berechnet wurde, abgebildet. Es sind nur statistische Unsicherheiten berücksichtigt. Die aus den Verteilungen berechneten Signifikanzen  $\mathcal{S}$  sind in Tabelle 8.6 aufgelistet.

## 8.6 Vergleich der Ergebnisse der Massenrekonstruktionsalgorithmen

Ziel der Analyse ist es eine möglichst große Separation von Signal- und Untergrundprozessen zu erreichen. Neben der topologischen Selektion (s. Kapitel 6.2) ist die optimale Wahl der finalen Diskriminante von Bedeutung. Als Vergleichswert für die Ergebnisse der verschiedenen Methoden zur Massenrekonstruktion wird wiederum die erwartete Signifikanz verwendet. In diesem Abschnitt wird untersucht, welcher Algorithmus zur Massenrekonstruktion für die Analyse 2012 die höchste Sensitivität erzielt. Dazu werden die Untergrundabschätzungen aus Kapitel 7 verwendet. Systematische Unsicherheiten sind in dieser Studie nicht berücksichtigt.

Die Massenverteilungen in der **VBF-Kategorie** sind in Abbildung 8.16 für die vorgestellten Algorithmen zur Massenrekonstruktion dargestellt. Die letzten beiden Schnitte A11, A12 der Kategorie (Ereignis-Veto auf zentrale Jets und Forderung der Zentralität der Leptonen, s. Kapitel 6.2.2) wurden nicht angewendet. Dadurch wird die Ereigniszahl erhöht, auf Grundlage derer sich statistisch aussagekräftigere Folgerungen treffen lassen. Für diese Studie wurden nur statistische Unsicherheiten berücksichtigt. Die Ergebnisse der Signifikanzen finden sich in Tabelle 8.6.

<b>VBF-Kategorie</b> Erwartete Signifikanzen	<i>ee</i> -Kanal	<i>eμ</i> -Kanal	<i>μμ</i> -Kanal
Kollineare Näherung	$0,35 \pm 0,05$	$0,60 \pm 0,04$	$0,30 \pm 0,03$
MMC- <i>Peak</i> -Methode	$0,34 \pm 0,05$	$0,62 \pm 0,04$	$0,29 \pm 0,03$
MMC- <i>Mean</i> -Methode	$0,35 \pm 0,05$	$0,62 \pm 0,04$	$0,29 \pm 0,03$
Kollineare Näherung mit $\cancel{E}_{T,\text{korr}}$	$0,35 \pm 0,05$	$0,62 \pm 0,04$	$0,29 \pm 0,03$
Effektive Masse	$0,28 \pm 0,04$	$0,49 \pm 0,03$	$0,24 \pm 0,03$

**Tabelle 8.6:** Die Werte der erwarteten Signifikanz  $\mathcal{S}$ , welche aus den Verteilungen der verschiedenen Algorithmen zur Massenrekonstruktion berechnet wurden. Die dargestellten Werte beschreiben die Signifikanzen nach Schnitt A10 in der VBF-Kategorie.

<b>Boosted-Kategorie</b> Erwartete Signifikanzen	<i>ee</i> -Kanal	<i>eμ</i> -Kanal	<i>μμ</i> -Kanal
Kollineare Näherung	$0,31 \pm 0,03$	$0,58 \pm 0,03$	$0,37 \pm 0,03$
MMC- <i>Peak</i> -Methode	$0,33 \pm 0,03$	$0,59 \pm 0,03$	$0,36 \pm 0,03$
MMC- <i>Mean</i> -Methode	$0,34 \pm 0,03$	$0,59 \pm 0,03$	$0,36 \pm 0,03$
Kollineare Näherung mit $\cancel{E}_{T,\text{korr}}$	$0,34 \pm 0,03$	$0,59 \pm 0,03$	$0,36 \pm 0,03$
Effektive Masse	$0,26 \pm 0,02$	$0,43 \pm 0,02$	$0,30 \pm 0,02$

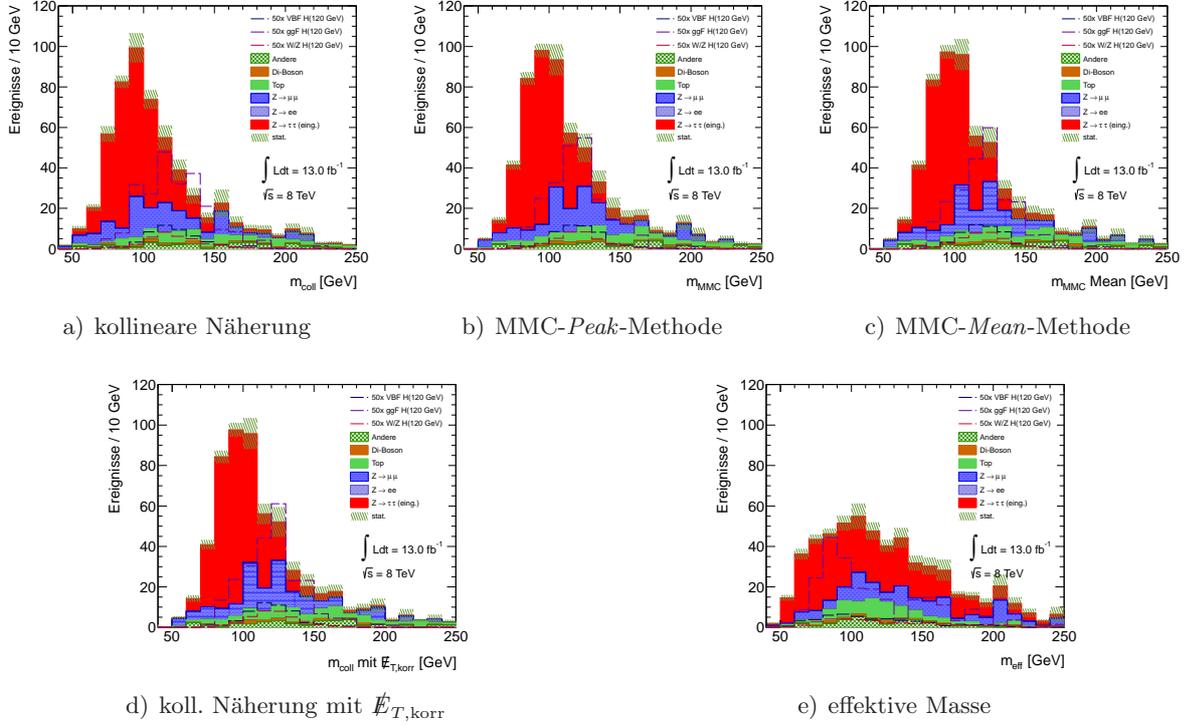
**Tabelle 8.7:** Die Werte der erwarteten Signifikanz  $\mathcal{S}$ , welche aus den Verteilungen der verschiedenen Algorithmen zur Massenrekonstruktion berechnet wurden. Die dargestellten Werte beschreiben die Signifikanzen nach vollständiger Selektion der *Boosted*-Kategorie.

Sowohl die MMC-*Peak*- als auch die MMC-*Mean*-Methode (s. Abschnitt 8.3.6) liefern in der VBF-Kategorie vergleichbare Ergebnisse wie die kollineare Näherung. Die erwartete Signifikanz der effektiven Masse fällt dagegen geringer aus, sie beträgt im *eμ* Kanal beispielsweise nur 79 % des Wertes, der mit der MMC-*Peak*-Methode erreicht werden kann. Wird nach der „Korrektur“ der fehlenden Energie durch den MMC die kollineare Näherung mit  $\cancel{E}_{T,\text{korr}}$  berechnet, so unterscheidet sich diese Verteilung in der VBF-Kategorie nur geringfügig von der MMC-*Peak*-Methode. Mit der Kombination der drei separaten Leptonkanäle *ee*, *eμ* und *μμ* lässt sich mit der MMC-*Peak*-Methode eine Signifikanz von  $0,76 \pm 0,03$  erreichen. Die Effizienz der Massenrekonstruktion mit dem MMC beträgt für alle Prozesse in der VBF-Selektion über 99 %. Diese Effizienz wird auch in der *Boosted*-, VH- und 1-Jet-Kategorie erreicht. Die Effizienz der kollinearen Näherung beträgt aufgrund der Schnitte auf die Variablen  $x_i$  in der Basisselektion in diesen vier Kategorien 100 %.

Die Werte der Signifikanz in der **Boosted-Kategorie** (s. Tabelle 8.7) liegen in der gleichen Größenordnung wie in der VBF-Kategorie. Die kollineare Masse und der MMC eignen sich für eine Separation von Signal- und Untergrundprozessen besser als die effektive Masse. Sowohl die kollineare Masse als auch der MMC eignen sich für eine Definition als finale Diskriminante in der *Boosted*-Kategorie. Die Massenverteilungen sind in Abbildung 8.17 dargestellt.

In der **VH-Kategorie** fällt das Entdeckungspotential deutlich geringer aus als in der VBF-

## Boosted-Kategorie



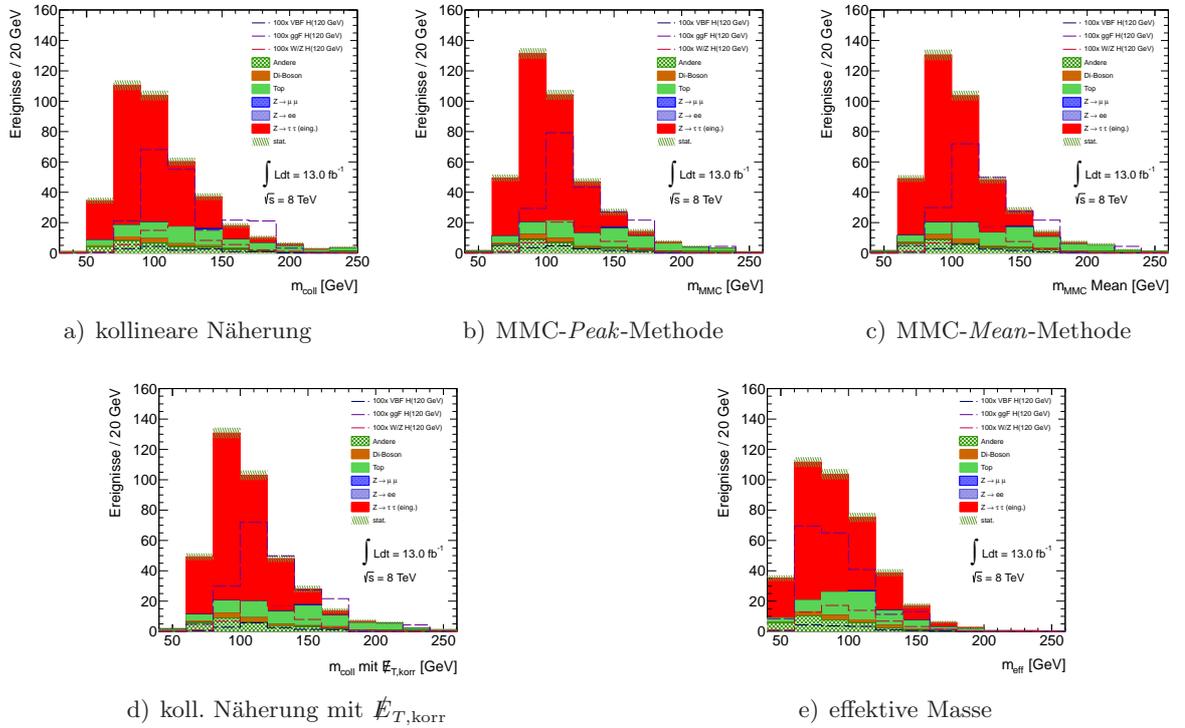
**Abbildung 8.17:** Die Massenverteilungen im  $\mu\mu$ -Kanal der *Boosted*-Kategorie. Die erwarteten Signifikanzen aus den Verteilungen sind in Tabelle 8.7 aufgelistet.

VH-Kategorie Erwartete Signifikanzen	$ee$ -Kanal	$e\mu$ -Kanal	$\mu\mu$ -Kanal
Kollineare Näherung	$0,055 \pm 0,016$	$0,173 \pm 0,021$	$0,075 \pm 0,017$
MMC- <i>Peak</i> -Methode	$0,050 \pm 0,012$	$0,173 \pm 0,019$	$0,074 \pm 0,016$
MMC- <i>Mean</i> -Methode	$0,051 \pm 0,013$	$0,175 \pm 0,020$	$0,072 \pm 0,014$
Kollineare Näherung mit $\cancel{E}_{T,korr}$	$0,051 \pm 0,014$	$0,175 \pm 0,020$	$0,072 \pm 0,014$
Effektive Masse	$0,046 \pm 0,012$	$0,146 \pm 0,015$	$0,077 \pm 0,030$

**Tabelle 8.8:** Die Werte der erwarteten Signifikanz  $\mathcal{S}$ , welche aus den Verteilungen der verschiedenen Algorithmen zur Massenrekonstruktion berechnet wurden. Die dargestellten Werte beschreiben die Signifikanzen nach vollständiger Selektion der VH-Kategorie.

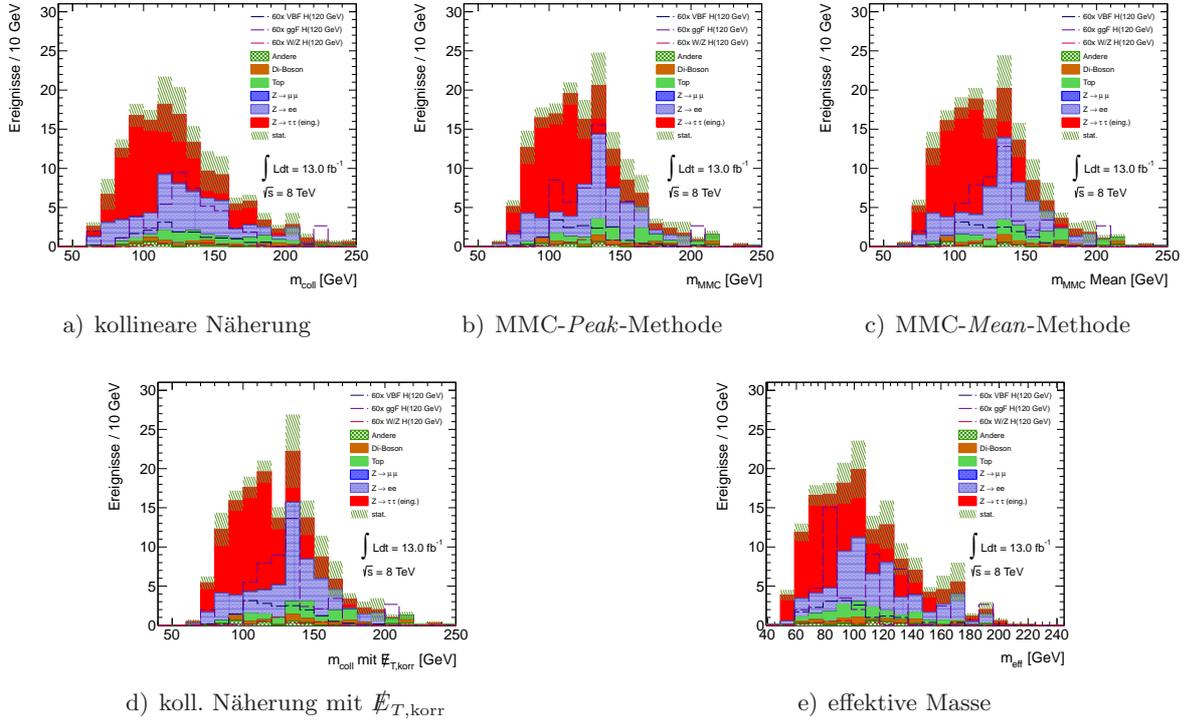
## 8.6 Vergleich der Ergebnisse der Massenrekonstruktionsalgorithmen

### VH-Kategorie



**Abbildung 8.18:** Die Massenverteilungen im  $e\mu$ -Kanal der VH-Kategorie. Die erwarteten Signifikanzen aus den Verteilungen sind in Tabelle 8.8 aufgelistet.

## 1-Jet-Kategorie



**Abbildung 8.19:** Die Massenverteilungen im  $ee$ -Kanal der 1-Jet-Kategorie. Die erwarteten Signifikanzen aus den Verteilungen sind in Tabelle 8.9 aufgelistet.

oder *Boosted*-Kategorie. Die Verteilungen der Massenrekonstruktionen sind in Abbildung 8.18 zu sehen. Mit der MMC-*Mean*-Methode kann im  $e\mu$ -Kanal als größte Signifikanz ein Wert von  $0,18 \pm 0,02$  erreicht werden (s. Tabelle 8.8). Diese hebt sich unter Berücksichtigung der statistischen Unsicherheiten jedoch nicht markant von den Werten der Signifikanz der MMC-*Peak*-Methode oder der kollinearen Näherung ab. Der relativ hohe Wert der Signifikanz der effektiven Masse im  $\mu\mu$  Kanal ist auf eine statistische Fluktuation zurückzuführen, wie die statistische Unsicherheit von 40 % zeigt.

Abbildung 8.19 zeigt die Massenverteilungen im  $ee$ -Kanal der **1-Jet-Kategorie**. Im  $ee$ -Kanal werden in allen Kategorien grundsätzlich weniger Ereignisse als im  $\mu\mu$ -Kanal selektiert. Dies ist auf die härteren  $p_T$ -Schnitte der Elektronen in der Analyse zurückzuführen. Die statistischen Fehler sind daher in diesem Kanal größer. Der 1-Jet-Kanal erreicht mit einer maximalen Signifikanz von  $0,36 \pm 0,02$  im  $e\mu$ -Kanal (s. Tabelle 8.9) ein größeres Entdeckungspotential als die VH-Kategorie, bleibt jedoch hinter der Sensitivität der VBF- und *Boosted*-Kategorie zurück. Die effektive Masse bietet im  $ee$ - und  $\mu\mu$ -Kanal eine Alternative zu anderen Massenrekonstruktionen. Im  $e\mu$ -Kanal wird mit dem MMC oder der kollinearen Näherung eine höhere Sensitivität erzielt.

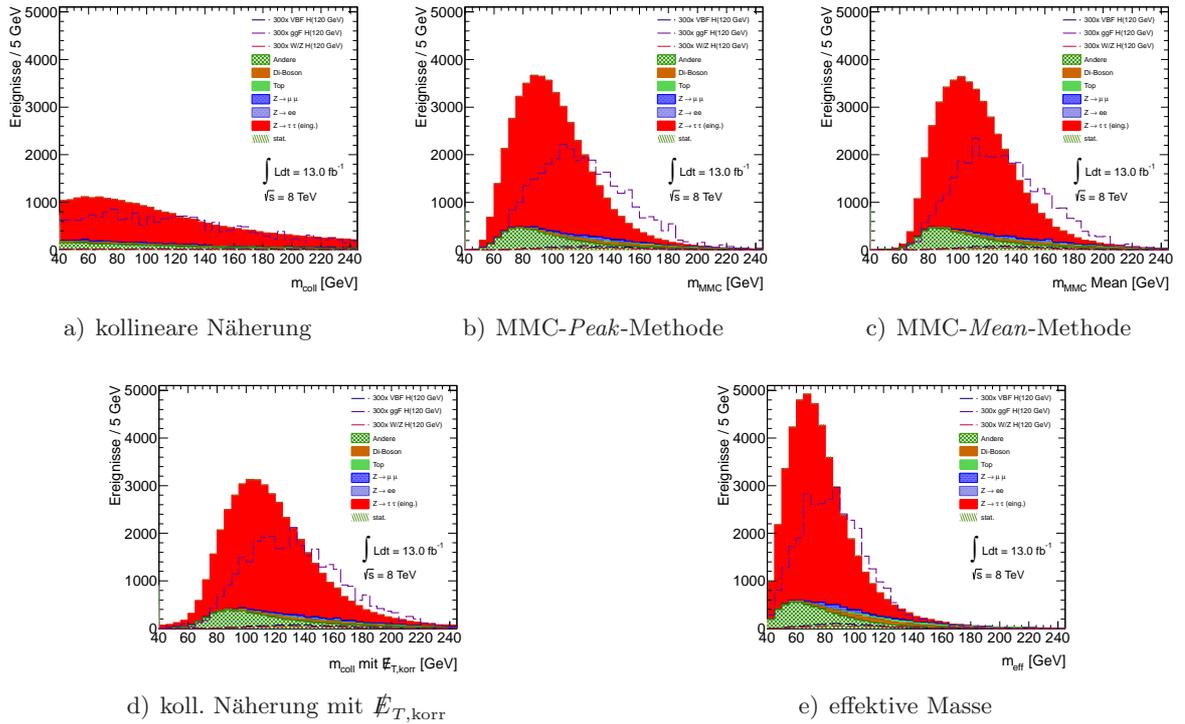
Der **0-Jet-Kanal** zeichnet sich aufgrund des höheren Wirkungsquerschnitts durch eine hohe Anzahl an Ereignissen aus. Die MMC-*Peak*-Methode erreicht die größte Signifikanz von  $0,672 \pm 0,14$  in diesem Kanal, wie in Tabelle 8.10 zu sehen ist. Die MMC-*Mean*-Methode resultiert in einer geringeren Signifikanz von  $0,643 \pm 0,013$ . Der Schnitt auf  $\Delta\phi > 2,5$  dieser Kategorie resul-

## 8.6 Vergleich der Ergebnisse der Massenrekonstruktionsalgorithmen

1-Jet-Kategorie Erwartete Signifikanzen	$ee$ -Kanal	$e\mu$ -Kanal	$\mu\mu$ -Kanal
Kollineare Näherung	$0,12 \pm 0,03$	$0,35 \pm 0,02$	$0,14 \pm 0,02$
MMC- <i>Peak</i> -Methode	$0,12 \pm 0,03$	$0,36 \pm 0,02$	$0,14 \pm 0,02$
MMC- <i>Mean</i> -Methode	$0,11 \pm 0,02$	$0,36 \pm 0,02$	$0,14 \pm 0,02$
Kollineare Näherung mit $\cancel{E}_{T,\text{korr}}$	$0,12 \pm 0,02$	$0,36 \pm 0,02$	$0,14 \pm 0,02$
Effektive Masse	$0,12 \pm 0,02$	$0,31 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,02$

**Tabelle 8.9:** Die Werte der erwarteten Signifikanz  $\mathcal{S}$ , welche aus den Verteilungen der verschiedenen Algorithmen zur Massenrekonstruktion berechnet wurden. Die dargestellten Werte beschreiben die Signifikanzen nach vollständiger Selektion der 1-Jet-Kategorie.

### 0-Jet-Kategorie



**Abbildung 8.20:** Dargestellt sind die Massenverteilungen in der 0-Jet Kategorie, welche nur für den  $e\mu$ -Kanal definiert ist. In Tabelle 8.10 sind die erwarteten Signifikanzen aus der 0-Jet-Kategorie aufgelistet.

<b>0-Jet-Kategorie</b> Erwartete Signifikanzen	$e\mu$ -Kanal
Kollineare Näherung	$0,552 \pm 0,010$
MMC- <i>Peak</i> -Methode	$0,672 \pm 0,014$
MMC- <i>Mean</i> -Methode	$0,643 \pm 0,013$
Kollineare Näherung mit $\cancel{E}_{T,\text{korr}}$	$0,609 \pm 0,012$
effektive Masse	$0,597 \pm 0,011$

**Tabelle 8.10:** Die Werte der erwarteten Signifikanz  $\mathcal{S}$ , welche aus den Verteilungen in Abbildung 8.20 der verschiedenen Algorithmen zur Massenrekonstruktion berechnet wurden. Die dargestellten Werte beschreiben die Signifikanzen nach vollständiger Selektion der 0-Jet-Kategorie.

tiert in einer schlechten Auflösung der kollinearen Näherung, sodass diese in der 0-Jet-Kategorie nicht optimal ist (s. Abbildung 8.20). Die Effizienz des MMC für Signalprozesse übersteigt mit 98,4% die der kollinearen Näherung (94,7%) in der 0-Jet-Kategorie.

Zusammenfassend lässt sich die Aussage treffen, dass für die Kategorien VBF, Boosted, VH und 1-Jet, welche die Schnitte der Basisselektion beinhalten, die kollineare Näherung und der MMC etwa gleich gut als finale Diskriminante geeignet sind. Dies lässt sich vor allem auf die Existenz der Schnitte  $0,1 < x_i < 1$  und  $0,5 < \Delta\phi < 2,5$  zurückführen. Dadurch wird eine Topologie im Phasenraum der kinematischen Variablen definiert, in welcher die Bedingungen für eine gute Rekonstruktion mit der kollinearen Näherung gegeben sind. In der 0-Jet-Kategorie wird mit der MMC-*Peak*-Methode die größte Sensitivität erzielt.

# Kapitel 9

## Analyseergebnisse und Ausblick

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Analyse vorgestellt. Darüber hinaus wird untersucht, wie für zukünftige Analysen die Sensitivität verbessert werden kann.

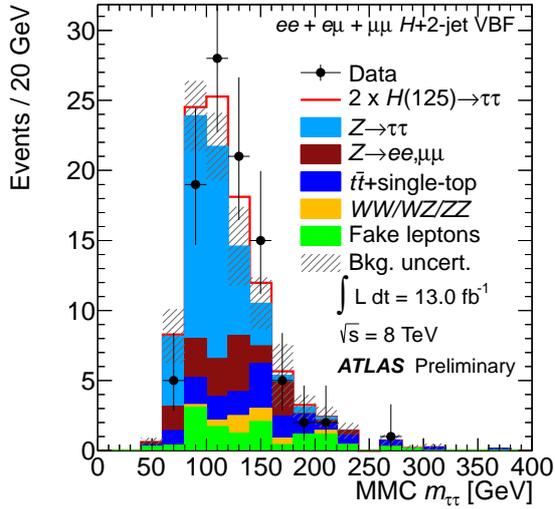
### 9.1 Hypothesentest und Ausschlussgrenzen

Mit der in Kapitel 6.2 vorgestellten Ereignisselektion wird eine Separation von Signal- zu Untergrundprozessen durchgeführt, um die Sensitivität für Ausschluss bzw. Entdeckung eines Signals zu maximieren. Es wurde gezeigt, dass sich der *Missing Mass Calculator (MMC)* als Definition einer massensensitiven Variable als finale Diskriminante in allen Kategorien eignet (s. Kapitel 8). In diesem Abschnitt 9.1 werden die Analyseergebnisse der Kollaboration präsentiert [71, 113].

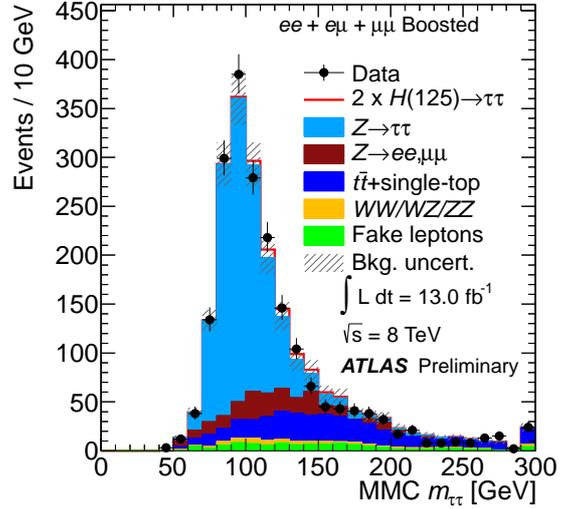
Die Verteilungen des MMC in der VBF-, *Boosted*-, VH- und der 1-Jet-Kategorie sind in Abbildung 9.1 nach vollständiger Selektion dargestellt. Für die Abschätzung des Untergrundes werden die in Kapitel 7 erklärten datenbasierten Methoden (für Untergründe mit fehlidentifizierten Leptonen, sowie für den Prozess  $Z \rightarrow \tau\tau$ ) und Korrekturfaktoren (für den Drell-Yan-Prozess, sowie  $t\bar{t}$ ) verwendet. Die 0-Jet-Kategorie wurde für den Erhalt der Ergebnisse der Analyse nicht berücksichtigt, da in der Abschätzung des Prozesses  $Z \rightarrow \tau\tau$  systematische Verschiebungen in kinematischen Verteilungen beobachtet wurden, welche die Verteilung der finalen Diskriminante beeinflussen. In den anderen Kategorien fällt die Unsicherheit bezüglich dieses systematischen Effekts deutlich geringer aus und liegt in der Größenordnung der statistischen Fehler [71, 113].

Es wird kein signifikanter Überschuss in den Daten gegenüber der Erwartung von Untergrundprozessen beobachtet. Daher wird ein Test der Signal-plus-Untergrund-Hypothese durchgeführt. Es wird eine obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der Signalprozesse bzw. eine obere Grenze auf die Signalstärke  $\mu = \sigma/\sigma_{\text{SM}}$  bestimmt.  $\sigma_{\text{SM}}$  stellt dabei den Wirkungsquerschnitt dar, der vom Standardmodell vorhergesagt wird. Als Teststatistik wird der sogenannte *Profile-Likelihood-Quotient* verwendet [134]. Um Ausschlüsse von beliebig kleinen  $\mu$ -Werten auf Grund von Fluktuationen des Untergrundes nach unten zu vermeiden wird die  $CL_s$ -Technik verwendet [135]. Der Hypothesentest verwendet die Histogramme der MMC-Verteilungen in den fünf nicht überlappenden Kategorien als Input. Die statistischen Methoden sowie die verwendete *Likelihood*-Funktion werden in Anhang A beschrieben.

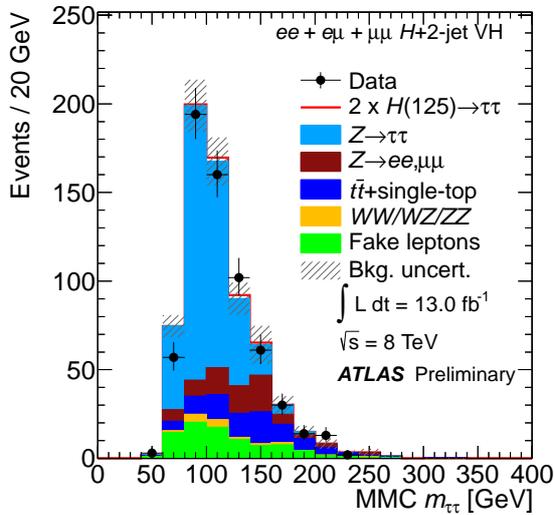
Als Maß für die Inkompatibilität der gemessenen Daten mit der Hypothese einer Signalstärke  $\mu$  wird das Vertrauensniveau  $1 - CL_s$  verwendet (s. Anhang A). Signalstärken  $\mu$ , deren Ver-



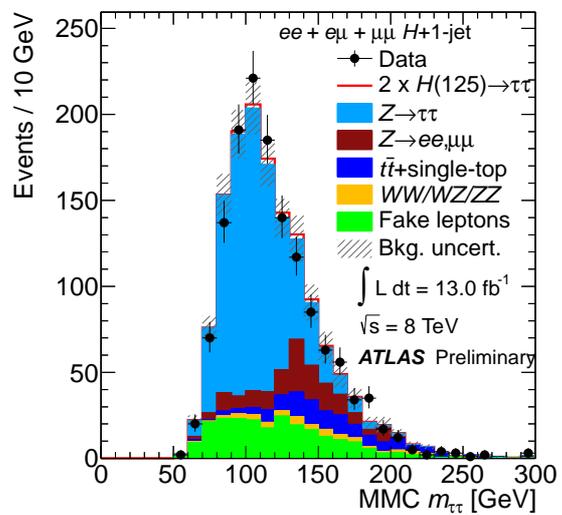
a) VBF-Kategorie



b) Boosted-Kategorie

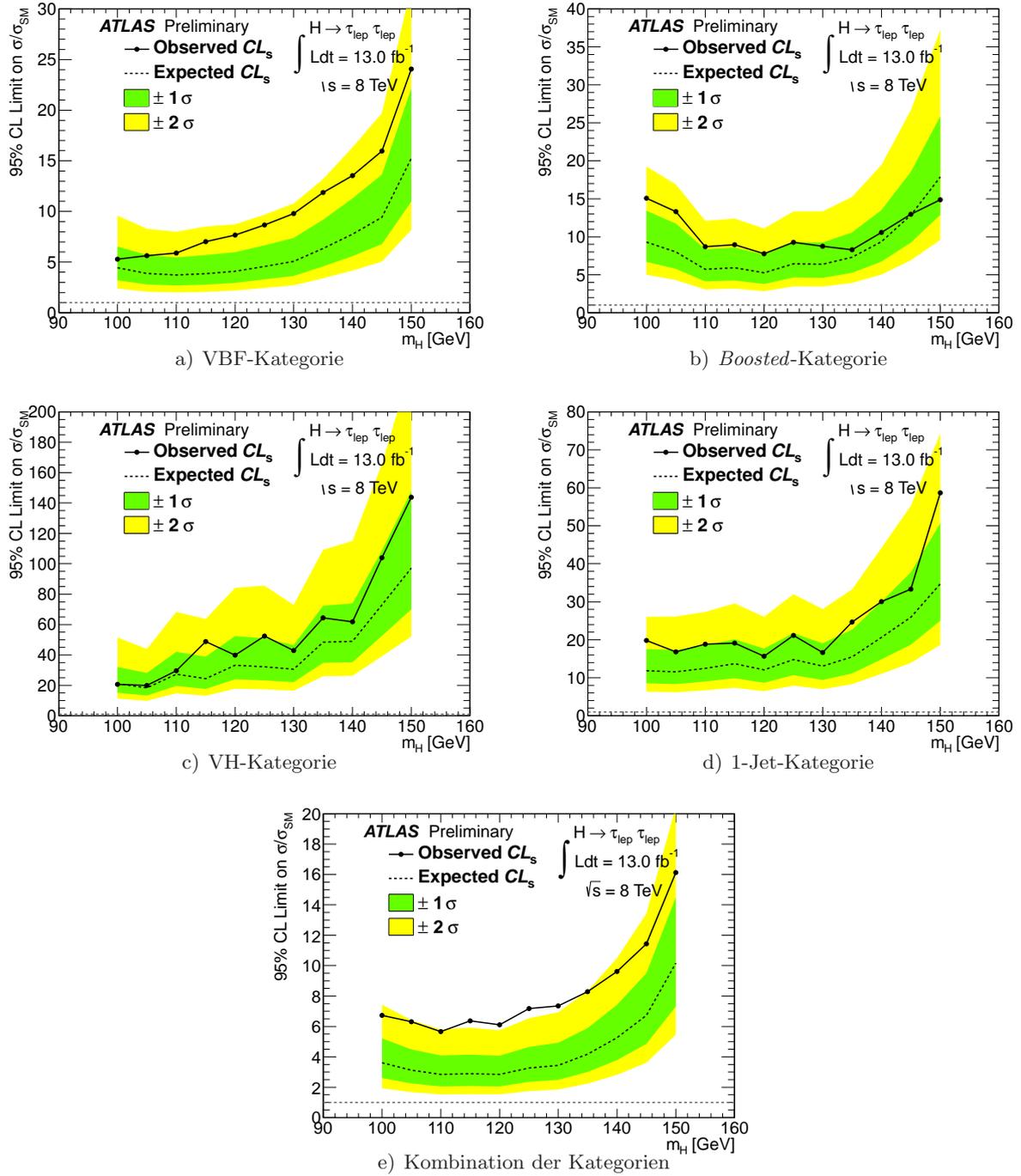


c) VH-Kategorie



d) 1-Jet-Kategorie

**Abbildung 9.1:** Die Verteilungen des MMC als finale Diskriminante in der VBF-Kategorie (a), der Boosted-Kategorie (b), der VH-Kategorie (c) und der 1-Jet-Kategorie (d) [113].



**Abbildung 9.2:** Dargestellt sind die Ausschlussgrenzen auf die Signalstärke  $\mu$  in der Suche  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll4\nu$  für die Daten bei  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . Die schwarze durchgezogene (gestrichelte) Linie beschreibt die beobachteten (erwarteten) Ausschlussgrenzen bei einem Vertrauensniveau von 95%. Die grünen (gelben) Bänder stellen die  $\pm 1\sigma$  ( $\pm 2\sigma$ ) Unsicherheit der erwarteten Ausschlussgrenzen dar. In a) bis d) sind die Ergebnisse der einzelnen Kategorien gezeigt. Die Ausschlussgrenzen aus der Kombination aller Kategorien (ausgenommen der 0-Jet-Kategorie) sind in e) dargestellt [71].

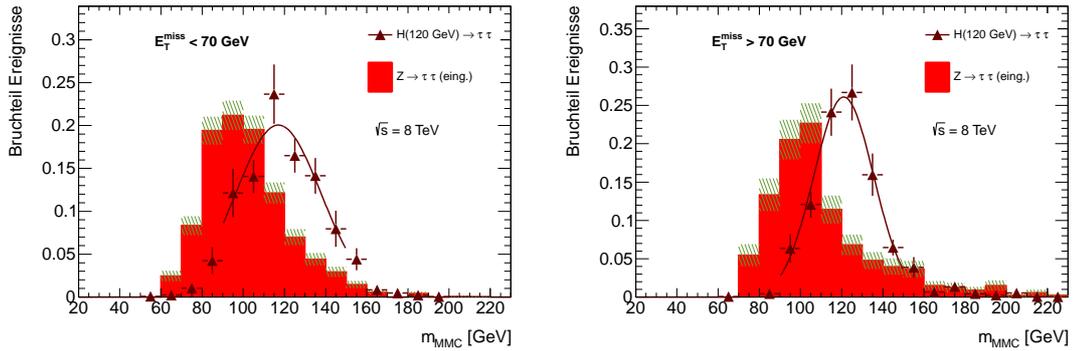
trauensniveau 95 % oder mehr beträgt, werden als ausgeschlossen betrachtet. Es werden verschiedene Hypothesen für die Masse des Higgs-Bosons von 100 bis 150 GeV in Schritten von 5 GeV getestet.

In Abbildung 9.2 a)-d) sind die Beiträge der einzelnen Kategorien für die erwarteten (gestrichelte Linie) und beobachteten (schwarze durchgezogene Linie) Ausschlussgrenzen für  $\mu = \sigma/\sigma_{\text{SM}}$  dargestellt. Die erwarteten Ausschlussgrenzen sowie die Fehlerbänder (grün:  $\pm 1\sigma$ , gelb:  $\pm 2\sigma$ ) werden anhand des Erwartungswerts der Teststatistik unter Annahme der Nur-Untergrund-Hypothese ermittelt. Außer für zwei Testmassen mit  $m_H > 145$  GeV in der *Boosted*-Kategorie, liegt in allen Kategorien die beobachtete Ausschlussgrenze für alle getesteten Massenhypothesen ( $100 \text{ GeV} < m_H < 150 \text{ GeV}$ ) über der Erwartung. In der VBF-Kategorie, in welcher für jede Massenhypothese die höchste Sensitivität erwartet wird, fällt die relative Abweichung von beobachteter und erwarteter Ausschlussgrenze für Testmassen von  $120 \text{ GeV} < m_H < 145 \text{ GeV}$  am größten aus. Die erwartete Sensitivität in der *Boosted*-Kategorie ist etwas geringer als in der VBF-Kategorie. In der *Boosted*-Kategorie liegt für hohe Testmassen von  $m_H > 135 \text{ GeV}$  die beobachtete Ausschlussgrenze der erwarteten am nächsten. Die Sensitivität der 1-Jet-Kategorie ist geringer als in der *Boosted*-Kategorie, trägt für die Kombination jedoch mehr als die VH-Kategorie bei. Die Ergebnisse der Kombination der VBF-, *Boosted*-, VH-, und 1-Jet-Kategorie sind in Abbildung 9.2 e) dargestellt. Dabei liegt bei einer Higgs-Boson-Masse von  $m_H = 125 \text{ GeV}$  die erwartete Ausschlussgrenze bei einer 3,3-fachen Signalstärke des Standardmodells. Für Testmassen von  $110 \text{ GeV} < m_H < 130 \text{ GeV}$  werden Fluktuationen gegenüber der erwarteten Ausschlussgrenze beobachtet, die geringfügig über den  $2\sigma$ -Bereich hinaus gehen. So können bei  $m_H = 125 \text{ GeV}$  nur Signale, deren Wirkungsquerschnitt mindestens das 7,2-fache der Vorhersage des Standardmodells betragen, ausgeschlossen werden. Zusätzliche Optimierungen sind notwendig, um in zukünftigen Analysen die Sensitivität bei der Suche des Higgs-Bosons im Zerfallskanal  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$  zu erhöhen.

## 9.2 Optimierungsstudie für zukünftige Analysen

Mit den Ergebnissen aus Abschnitt 9.1 lässt sich noch keine klare Aussage treffen, ob die Existenz eines neuen Bosons, welches in ein  $\tau^+\tau^-$ -Paar zerfällt, bewiesen oder ausgeschlossen werden kann. In zukünftigen Analysen von Daten mit höherer integrierter Luminosität wird das Entdeckungspotential aufgrund der geringeren statistischen Unsicherheit der Ereigniszahlen erhöht. Dieser Abschnitt stellt einen Ansatz dar, wie darüber hinaus die Sensitivität der Analyse optimiert werden kann.

In Kapitel 8 wurde gezeigt, dass die Verteilungen des MMC stark von der Auflösung der fehlenden Energie abhängen. Diese Optimierungsstudie untersucht, ob durch eine zusätzliche Aufteilung der Ereignisse in jeder Kategorie die erwartete Signifikanz des Experiments erhöht werden kann. Dabei wird weiterhin der MMC als finale Diskriminante verwendet. So sind in Abbildung 9.3 die Verteilungen des MMC in der VBF-Kategorie (ohne Schnitte A11 und A12, s. Kapitel 6.2) bezüglich der fehlenden Energie separiert. Eine Erhöhung der Sensitivität durch eine zusätzliche Selektion wird dann erwartet, wenn beispielsweise in einer Region der separierenden Variablen eine besonders gute Auflösung des MMC erreicht wird. Es wird untersucht, welche Variable sich zur zusätzlichen Aufteilung der Ereignisse eignet. Der optimale Wert zur Trennung der Ereignisse wird für die jeweils untersuchte Variable ermittelt. Im Prinzip wird bei einer geeigneten Variable



**Abbildung 9.3:** Eine Unterteilung der Ereignisse bezüglich der fehlenden Energie (links:  $\cancel{E}_T < 70$  GeV, rechts:  $\cancel{E}_T > 70$  GeV) führt zu unterschiedlichen Auflösungen der MMC Verteilungen. Gezeigt sind die Verteilungen der VBF-Kategorie (ohne Schnitte A11, A12) in inklusiver Leptonselektion ( $ee + e\mu + \mu\mu$ ).

zusätzliche Sensitivität durch die Wahl eines 2-dimensionalen Histogramms als finale Diskriminante erwartet. Dafür fallen die Ereigniszahlen in einigen Kategorien jedoch zu gering aus.

In Abbildung 9.3 ist zu erkennen, dass der MMC für Ereignisse mit hohen fehlenden transversalen Energien bessere Auflösungen erzielt. Zur Abschätzung des Einflusses der fehlenden Energie auf die Ereignisse des Signalprozesses wurden gaußförmige Fits an die Verteilungen angelegt. Für Ereignisse mit  $\cancel{E}_T < 70$  GeV wurde eine Breite von  $21 \pm 4$  GeV (s. Abbildung 9.3 [links]) ermittelt. Die bestimmte Breite für Ereignisse mit höherer fehlender Energie beträgt  $14.5 \pm 1.2$  GeV (rechts). Die Auflösung der fehlenden Energie ist durch die Größe  $\sqrt{\sum E_T}$  bestimmt, welche unkorreliert zu  $\cancel{E}_T$  ist. Dadurch ist die relative Unsicherheit für große Werte von  $\cancel{E}_T$  geringer, was eine Verschmälerung der Verteilung des MMC zur Folge hat (s. Kapitel 8.4). Um zu quantifizieren, ob diese Unterteilung der Ereignisse bezüglich  $\cancel{E}_T$  das Entdeckungspotential der Higgs-Boson-Suche verbessert, wird die erwartete Signifikanz  $\mathcal{S}$  verwendet<sup>1</sup>. Diese berechnet sich aus allen Einträgen der zwei Histogramme der finalen Diskriminante.

Tabelle 9.1 stellt die Signifikanzen der VBF-Kategorie (ohne Schnitte A11, A12) dar, die mit einer Kategorisierung der Ereignisse in den getesteten Variablen erzielt werden. Dabei sind alle Untergrundprozesse bis auf Untergründe mit fehlidentifizierten Leptonen berücksichtigt. Ohne zusätzliche Aufteilung der Ereignisse wird dabei eine Signifikanz von  $0,72 \pm 0,04$  erreicht. Um diese zu erhöhen wurde für jede Variable derjenige Wert ermittelt, der bei einer Kategorisierung jeweils die höchste Sensitivität ergibt. Da die Auflösung des MMC durch die Unkenntnis des wahren Wertes der fehlenden Energie bestimmt ist, wurden viele Variablen getestet, in deren Definition die fehlende Energie direkt einfließt (oberer Block in Tabelle 9.1). In der VBF-Kategorie eignen sich die Variablen  $\cancel{E}_T$ ,  $\Delta\phi_U$ ,  $p_T^{\tau\tau}$  und die minimale Differenz in  $\eta$  zwischen den zwei Leptonen und den selektierten Jets  $\Delta\eta_{Ujets,min}$  zur Kategorisierung der Ereignisse. Mit einer Selektion bezüglich  $\Delta\phi_U$  bei 1,5 wird mit  $0,84 \pm 0,06$  die höchste Sensitivität erzielt. Die höchste Signifikanz für die Variablen  $\cancel{E}_T$  ( $p_T^{\tau\tau}$ ) ergibt sich mit einer Aufteilung bei 70 GeV (150 GeV) zu  $0,83 \pm 0,06$  ( $0,83 \pm 0,07$ ). Mit einer Projektion der fehlenden Energie auf die *Thrust*-Achse und mit der Variable  $\cancel{E}_{T,sig}$  kann die Signifikanz gegenüber der Verwendung der Variable  $\cancel{E}_T$  nicht verbessert werden. Für diese Studie wurden nur statistische Unsicherheiten berücksichtigt.

<sup>1</sup>s. Gleichung A.20 in Anhang A

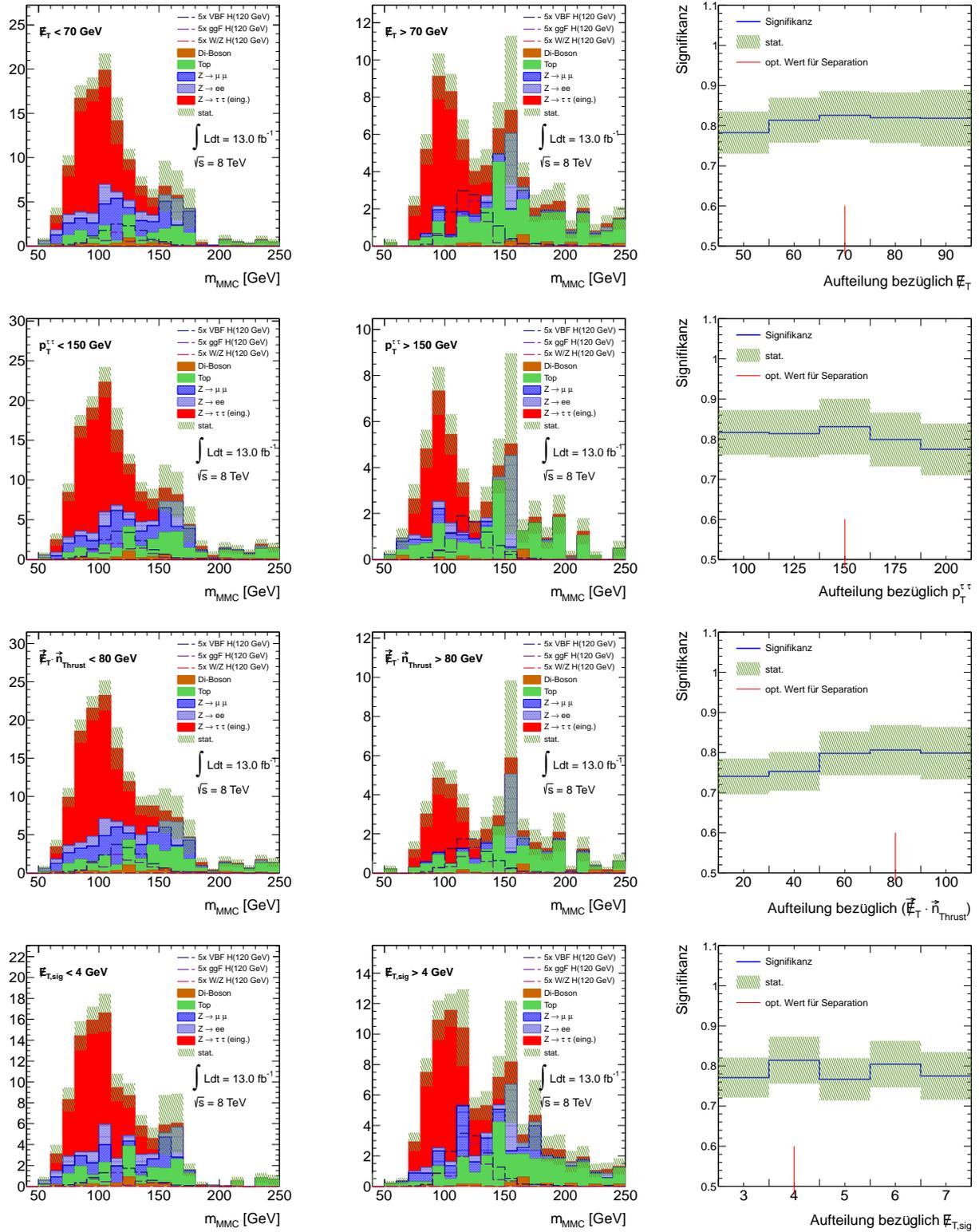
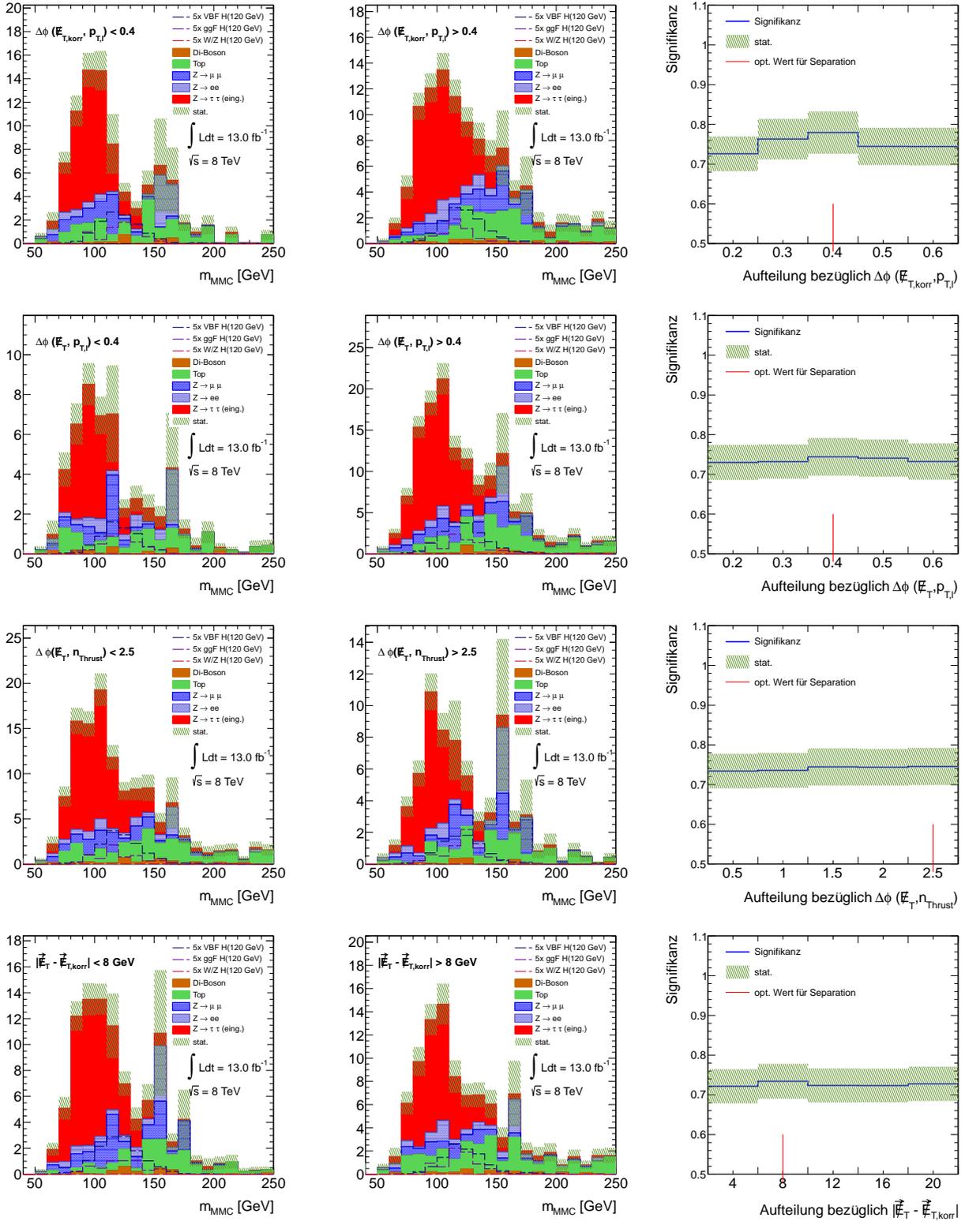
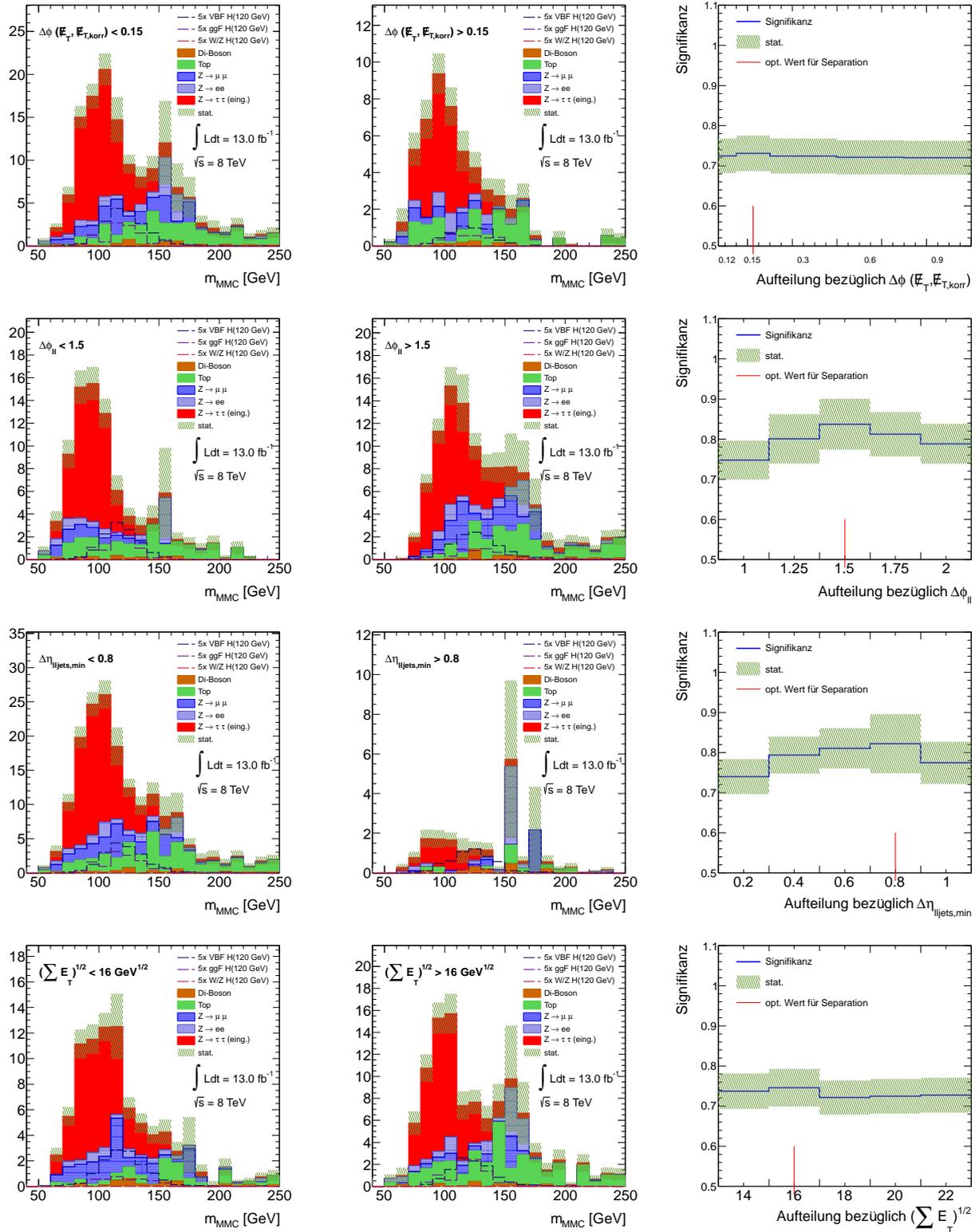


Abbildung 9.4: Dargestellt sind die Verteilungen des MMC für Ereignisse mit  $x < x_s$  (linke Spalte) und  $x > x_s$  (rechte Spalte). In der rechten Spalte sind die Signifikanzen aufgetragen, die sich für verschiedene Werte von  $x_s$  zur Aufteilung der Ereignisse ergeben.

## 9.2 Optimierungsstudie für zukünftige Analysen



**Abbildung 9.5:** Dargestellt sind die Verteilungen des MMC für Ereignisse mit  $x < x_s$  (linke Spalte) und  $x > x_s$  (rechte Spalte). In der rechten Spalte sind die Signifikanzen aufgetragen, die sich für verschiedene Werte von  $x_s$  zur Aufteilung der Ereignisse ergeben.



**Abbildung 9.6:** Dargestellt sind die Verteilungen des MMC für Ereignisse mit  $x < x_s$  (linke Spalte) und  $x > x_s$  (rechte Spalte). In der rechten Spalte sind die Signifikanzen aufgetragen, die sich für verschiedene Werte von  $x_s$  zur Aufteilung der Ereignisse ergeben.

$ee + e\mu + \mu\mu$		
Variable für Kategorisierung	Trennung bei	erreichte Sensitivität $\mathcal{S}$
$\cancel{E}_T$	70 GeV	$0,83 \pm 0,06$
$p_T^{\tau\tau}$	150 GeV	$0,83 \pm 0,07$
$\vec{\cancel{E}}_T \cdot \vec{n}_{\text{Thrust}}$	80 GeV	$0,81 \pm 0,06$
$\cancel{E}_{T,\text{sig}} = \cancel{E}_T / \left(0,97\sqrt{\sum E_T}\right)$	4 GeV <sup>-0,5</sup>	$0,81 \pm 0,06$
$\Delta\phi(\vec{\cancel{E}}_{\text{korr}}, \vec{p}_{T,l})$	0,4	$0,78 \pm 0,05$
$\Delta\phi(\vec{\cancel{E}}_T, \vec{p}_{T,l})$	0,4	$0,74 \pm 0,05$
$\Delta\phi(\vec{\cancel{E}}_T, \vec{n}_{\text{Thrust}})$	2,5	$0,75 \pm 0,05$
$ \vec{\cancel{E}}_T - \vec{\cancel{E}}_{\text{korr}} $	8 GeV	$0,73 \pm 0,04$
$\Delta\phi(\vec{\cancel{E}}_T, \vec{\cancel{E}}_{\text{korr}})$	0,15	$0,73 \pm 0,04$
$\Delta\phi_u$	1,5	$0,84 \pm 0,06$
$\Delta\eta_{ljets,\text{min}}$	0,8	$0,82 \pm 0,07$
$\sqrt{\sum E_T}$	16 GeV <sup>-0,5</sup>	$0,75 \pm 0,05$
$\Delta\eta_u$	0,5	$0,73 \pm 0,04$
ohne Kategorisierung	-	$0,72 \pm 0,04$

**Tabelle 9.1:** Die erwarteten Signifikanzen  $\mathcal{S}$ , die mit einer Kategorisierung der entsprechenden Variable in der VBF-Kategorie (ohne Schnitte A11,A12) anhand der MMC Verteilungen gemessen werden. Die Abschätzung für Untergründe mit fehlidentifizierten Leptonen ist hier noch nicht berücksichtigt.



**VBF-Kategorie**

Variable mit Kategorisierung	$\mathcal{S}$ mit inklusiver Leptonselektion	$\sqrt{\mathcal{S}_{ee}^2 + \mathcal{S}_{e\mu}^2 + \mathcal{S}_{\mu\mu}^2}$
$\Delta\phi_U \leq 1,75$	$0,78 \pm 0,05$	$0,80 \pm 0,05$
$\cancel{E}_T \leq 70 \text{ GeV}$	$0,82 \pm 0,05$	$0,86 \pm 0,06$
$p_{T,Higgs} \leq 125 \text{ GeV}$	$0,84 \pm 0,06^\dagger$	$0,89 \pm 0,07$
$\Delta\eta_{ljets,min} \leq 0,6$	$0,77 \pm 0,05$	$0,79 \pm 0,05$
ohne zusätzl. Kategorie	$0,72 \pm 0,04$	$0,73 \pm 0,04^*$

**Boosted-Kategorie**

Variable mit Kategorisierung	$\mathcal{S}$ mit inklusiver Leptonselektion	$\sqrt{\mathcal{S}_{ee}^2 + \mathcal{S}_{e\mu}^2 + \mathcal{S}_{\mu\mu}^2}$
$\Delta\phi_U \leq 1,50$	$0,79 \pm 0,04$	$0,81 \pm 0,04$
$\cancel{E}_T \leq 90 \text{ GeV}$	$0,82 \pm 0,04^\dagger$	$0,85 \pm 0,04$
$p_{T,Higgs} \leq 175 \text{ GeV}$	$0,8 \pm 0,04$	$0,83 \pm 0,04$
$\Delta\eta_{ljets,min} \leq 0,6$	$0,76 \pm 0,03$	$0,79 \pm 0,03$
ohne zusätzl. Kategorie	$0,75 \pm 0,03$	$0,77 \pm 0,03^*$

**VH-Kategorie**

Variable mit Kategorisierung	$\mathcal{S}$ mit inklusiver Leptonselektion	$\sqrt{\mathcal{S}_{ee}^2 + \mathcal{S}_{e\mu}^2 + \mathcal{S}_{\mu\mu}^2}$
$\Delta\phi_U \leq 1,75$	$0,19 \pm 0,02$	$0,20 \pm 0,02$
$\cancel{E}_T \leq 60 \text{ GeV}$	$0,19 \pm 0,02^\dagger$	$0,21 \pm 0,02$
$\Delta\eta_{ljets,min} \leq 0,4$	$0,19 \pm 0,02$	$0,20 \pm 0,02$
ohne zusätzl. Kategorie	$0,183 \pm 0,016$	$0,195 \pm 0,018^*$

**1-Jet-Kategorie**

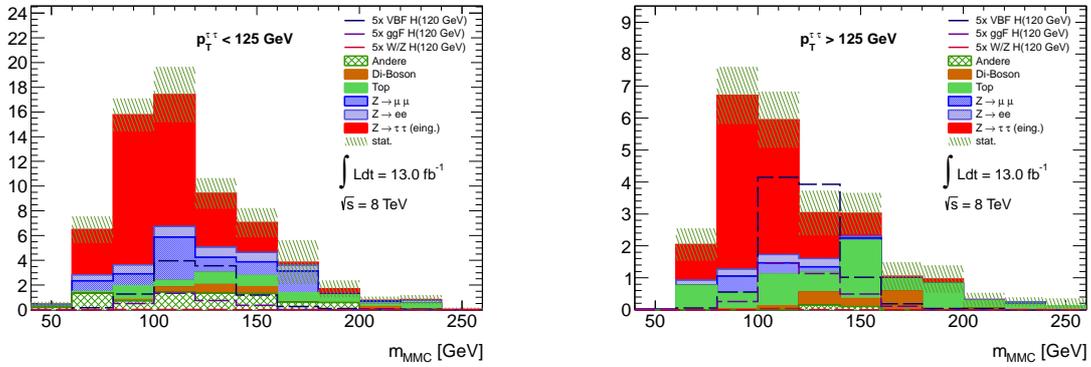
Variable mit Kategorisierung	$\mathcal{S}$ mit inklusiver Leptonselektion	$\sqrt{\mathcal{S}_{ee}^2 + \mathcal{S}_{e\mu}^2 + \mathcal{S}_{\mu\mu}^2}$
$\Delta\phi_U \leq 2,00$	$0,39 \pm 0,02$	$0,43 \pm 0,03$
$\cancel{E}_T \leq 60 \text{ GeV}$	$0,39 \pm 0,02^\dagger$	$0,43 \pm 0,03$
$\Delta\eta_{ljets,min} \leq 0,4$	$0,38 \pm 0,02$	$0,42 \pm 0,03$
ohne zusätzl. Kategorie	$0,37 \pm 0,02$	$0,40 \pm 0,02^*$

**0-Jet-Kategorie**

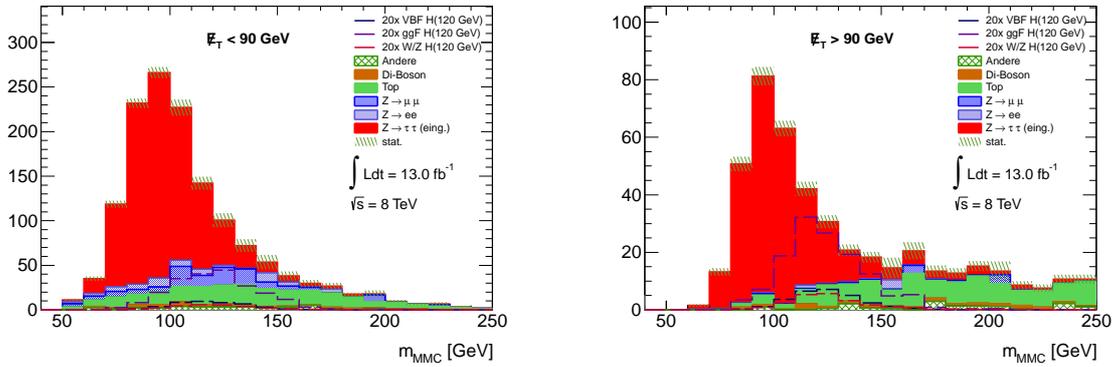
Variable mit Kategorisierung	$\mathcal{S}_{e\mu}$
$\cancel{E}_T \leq 50 \text{ GeV}$	$0,754 \pm 0,016^\dagger$
$p_T^{\tau\tau} \leq 100 \text{ GeV}$	$0,675 \pm 0,014$
$\Delta\eta_{ljets,min} \leq 1,0$	$0,676 \pm 0,014$
ohne zusätzl. Kategorie	$0,672 \pm 0,014^*$

**Tabelle 9.2:** Erwartete Sensitivitäten, die bei einer zusätzlichen Kategorisierung erreicht werden. Die mit ( $\dagger$ ) markierten Werte entsprechen den Histogrammen in Abbildung 9.8 und 9.9. Die Signifikanzen ohne zusätzliche Kategorisierung sind mit (\*) markiert und stellen die Sensitivität der in Abschnitt 9.1 beschriebenen Analyse dar.

VBF-Kategorie



Boosted-Kategorie



VH-Kategorie

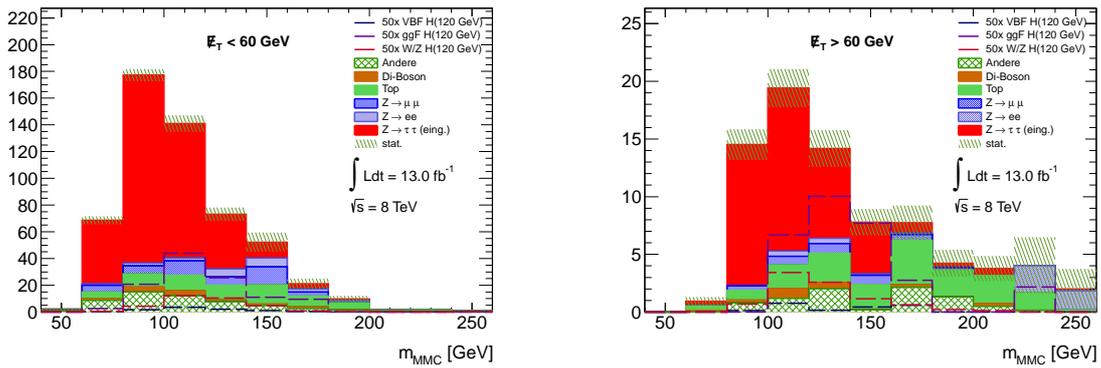
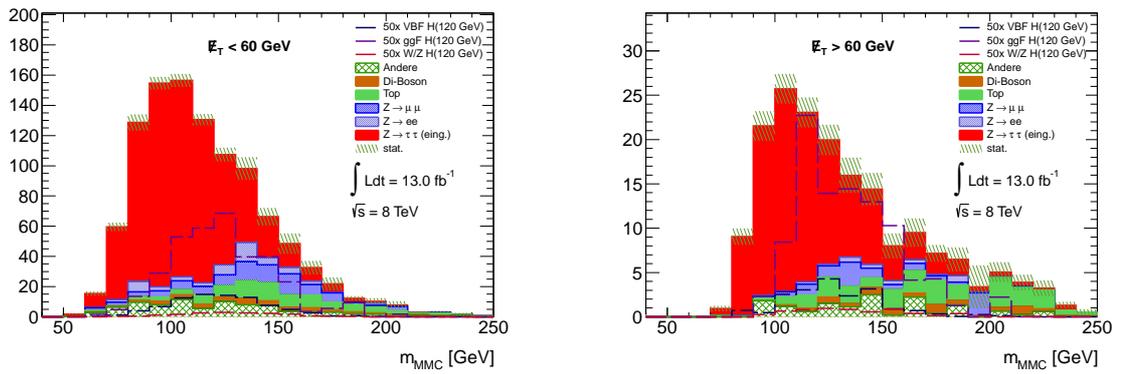


Abbildung 9.8: Verteilungen des MMC in der VBF- (obere Reihe), Boosted- (mittlere Reihe) und VH-Kategorie (untere Reihe) bei der jeweils angegebenen zusätzlichen Unterteilung der Ereignisse.

1-Jet-Kategorie



0-Jet-Kategorie

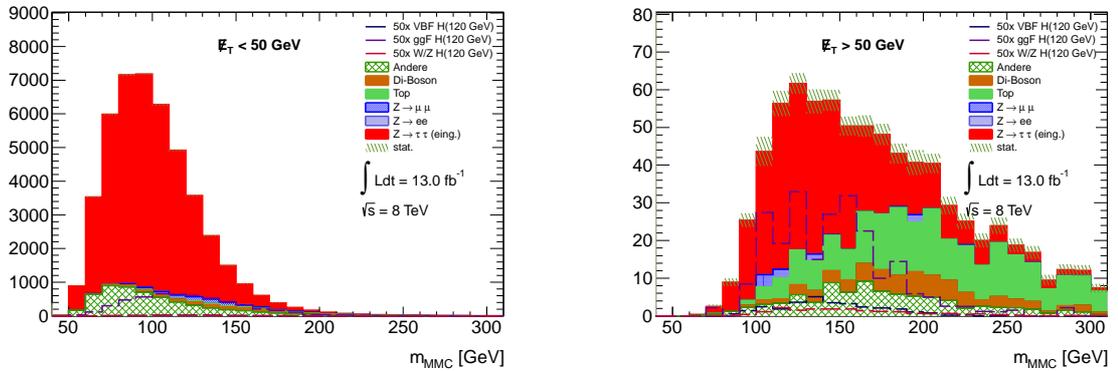


Abbildung 9.9: Verteilungen des MMC in der 1-Jet-(oben) und 0-Jet-Kategorie (unten) bei der jeweils angegebenen zusätzlichen Unterteilung der Ereignisse.

Die Sensitivität der **Boosted-Kategorie** ist ohne Betrachtung systematischer Unsicherheiten vergleichbar mit der Signifikanz der VBF-Kategorie. Mit der Unterteilung in die drei Leptonkanäle und einer zusätzlichen Kategorisierung bezüglich der fehlenden Energie bei einer Trennung von 90 GeV wird die Signifikanz auf  $0,85 \pm 0,04$  vergrößert. Die statistischen Unsicherheiten sind in dieser Kategorie geringer als in der VBF-Kategorie.

In der **VH-** und **1-Jet-Kategorie** werden geringere Signifikanzen als in der VBF- und *Boosted*-Kategorie erreicht. Mit einer Kategorisierung von  $\cancel{E}_T \leq 60$  GeV kann die Sensitivität nur vergrößert werden, wenn weiterhin die Leptonkanäle separiert werden. Die Variable  $p_T^{\tau\tau}$  wurde hier nicht mehr untersucht, da alle Ereignisse mit  $p_T^{\tau\tau} > 100$  GeV in der *Boosted*-Kategorie selektiert werden. In einer inklusiven Leptonselektion ist mit einer Unterteilung bezüglich der fehlenden Energie keine Erhöhung der Sensitivität gegenüber der in Abschnitt 9.1 vorgestellten Analyse möglich.

Eine Unterteilung in der **0-Jet-Kategorie** bezüglich der fehlenden Energie bei einer Schwelle von 50 GeV verbessert die Signifikanz auf  $0,754 \pm 0,016$ . Der statistische Fehler ist aufgrund der hohen Anzahl an erwarteten Untergrundereignissen gering. In Abbildung 9.9 sind jedoch Fluktuationen in der Verteilung des Signalprozesses der Gluon-Gluon-Fusion zu erkennen.

Mit einer zusätzlichen Kategorisierung bezüglich der fehlenden Energie kann in allen Kategorien die Sensitivität in der Größenordnung von  $\sim 10\%$  erhöht werden. In der VBF- und VH-Kategorie ist in zukünftigen Analysen abzuwägen, ob die Unterteilung in die Leptonkanäle  $ee$ ,  $e\mu$  und  $\mu\mu$  aufgrund der geringen Anzahl an erwarteten Ereignissen möglich ist. Die Verbesserung der Sensitivität ist auf die schmalere Verteilung des MMC für Ereignisse mit großen Werten der fehlenden Energie zurückzuführen. In dieser Studie wurden systematische Unsicherheiten nicht berücksichtigt. In folgenden Analysen muss der Einfluss dieser noch untersucht werden.

# Kapitel 10

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Analyse zur Suche des Higgs-Bosons im Zerfallskanal  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$  mit dem ATLAS-Detektor vorgestellt. Die analysierte Datenmenge mit einer Luminosität von  $13 \text{ fb}^{-1}$  wurde in Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  im Jahre 2012 aufgenommen. Des Weiteren wurden Studien auf Basis von Ereignissen durchgeführt, welche die Datennahme des Jahres 2011 bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  und  $4,7 \text{ fb}^{-1}$  simulieren.

Wie in vielen Analysen der Teilchenphysik stellt auch in dieser die Unterscheidung von Signal- und Untergrundprozessen eine der größten Herausforderungen dar. Die Anwendung konsekutiver Schnitte eignet sich besonders zur Unterdrückung nicht resonanter Untergrundprozesse. In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass sich die Schnitte auf die fehlende Energie von  $\cancel{E}_T > 40 \text{ GeV}$  und auf die Variablen  $x_i$  der kollinearen Näherung gut zur Selektion von Signalprozessen in der VBF-Kategorie eignen. In der VBF-Kategorie wird die höchste Sensitivität in der Analyse erzielt. Neben der Ereignisselektion ist insbesondere für die Separation der Signalprozesse vom irreduziblen Untergrund  $Z \rightarrow \tau\tau$  die optimale Wahl einer massensensitiven finalen Diskriminante von Bedeutung. Im Zuge dieser Arbeit wurde die in der Analyse verwendete Implementation des *Missing Mass Calculator* (MMC) in Zusammenarbeit mit Kollegen des *Weizmann Institute of Science* mitentwickelt und validiert. Das Verhalten des MMC wurde für verschiedene Modifikationen im Detail untersucht. Es stellt sich heraus, dass die Ergebnisse des MMC besonders sensitiv auf die Rekonstruktion der fehlenden Energie sind. Eine genauere Bestimmung der Korrekturen der Gewichtungsfunktion der Scanpunkte haben zweitrangige Auswirkungen auf die Ergebnisse des Scans. Die verbesserte Auflösung der fehlenden Energie in Bereichen mit geringerer Aktivität reicht nicht aus, um durch eine differenziertere Durchführung des Scans über  $\cancel{E}_T$  im MMC die Massenauflösung zu verbessern. Im Zuge dieser Arbeit wurde festgestellt, dass sich der MMC in allen Kategorien gut zur Wahl der finalen Diskriminante der Analyse eignet. Die kollineare Näherung erzielt in vier Kategorien vergleichbare Ergebnisse, kann in der 0-Jet Kategorie jedoch nicht angewendet werden.

Der Prozess  $Z \rightarrow \tau\tau$  stellt den größten Anteil des Untergrunds der Analyse dar. Zur Abschätzung wurde die datenbasierte *Embedding*-Methode verwendet. Untergründe mit fehlidentifizierten Leptonen wurden vollständig aus Daten mittels einer *Template-Fit*-Methode bestimmt. Nach Abschätzung der erwarteten Ereignisse und unter Betrachtung der systematischen Unsicherheiten, ist in der Analyse mit  $13 \text{ fb}^{-1}$  in keiner Kategorie ein signifikanter Überschuss in den Verteilungen des MMC gegenüber der Annahme der Nur-Untergrund-Hypothese beobachtbar. Die erwartete Ausschlussgrenze bei einer Masse von  $m_H = 125 \text{ GeV}$  liegt bei der 3,3-fachen Signalstärke des Standardmodells. Aus den beobachteten Daten kann eine 7,2-fache Signalstärke auf 95% Vertrauensniveau ausgeschlossen werden. Die beobachtete Ausschlussgrenze liegt für

alle Annahmen der Higgs-Boson-Massen von  $m_H = 100\text{--}150\text{ GeV}$  über der Erwartung, für Testmassen von  $110\text{ GeV} < m_H < 130\text{ GeV}$  geringfügig außerhalb des  $2\sigma$ -Bereichs.

Die Ergebnisse dieser Analyse erlauben noch keine Schlussfolgerungen darüber, ob das in den Kanälen  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  und  $H \rightarrow WW$  neu entdeckte Boson ebenfalls in ein  $\tau^+\tau^-$ -Paar zerfällt oder nicht. Um signifikante Aussagen über einen Nachweis bzw. einen Ausschluss des Signals im fermionischen Zerfallskanal  $H \rightarrow \tau\tau$  zu ermöglichen, ist eine Verbesserung der Sensitivität weiterhin erforderlich. In dieser Arbeit wurde aufgezeigt, wie mittels einer zusätzlichen Kategorisierung der Ereignisse bezüglich der fehlenden Energie die erwartete Signifikanz in der Größenordnung von  $\sim 10\%$  erhöht werden kann. Des Weiteren wird zusätzliche Sensitivität durch die Einbeziehung der gesamten Datennahme von 2012 mit  $20,7\text{ fb}^{-1}$  in der Analyse erwartet. Ein zu dieser Analyse komplementärer Ansatz bietet eine Analyse mit multivariaten Methoden. Die ersten Ergebnisse der ATLAS-Kollaboration dieses Ansatzes werden im Frühling/Sommer 2013 erwartet.

Die Suche nach dem Higgs-Boson bleibt in der wohl aufregendsten Phase seiner Geschichte. Zukünftige Analysen werden voraussichtlich schon bald die Frage beantworten können, ob das am 4. Juli 2012 neu entdeckte Boson auch fermionische Zerfallskanäle aufweist. Nach der Entdeckung drängen sich viele weitere Fragen über die Natur des Bosons auf. Stimmen die Signalstärken der einzelnen Produktionsmechanismen mit der Vorhersage des Standardmodells überein? Wie lauten die Quantenzahlen, wie Spin, Parität oder Ladungskonjugation des neuen Bosons? Ist es das einzige Higgs-Boson oder handelt es sich bei der neuen Entdeckung nur um eines von mehreren, wie sie beispielsweise in Modellen mit supersymmetrischer Erweiterung vorhergesagt werden? Die vorläufigen Ergebnisse von ATLAS [136–139] und CMS [140–142] zur Messung der Kopplungskonstanten sowie der Spin- und CP-Eigenschaften des neuen Bosons, die teilweise auf dem kompletten Datensatz aus 2012 basieren, zeigen keine signifikanten Abweichungen von der Erwartung für das Higgs-Boson des Standardmodells. Dank des LHC ist es möglich, die Fragen zur Natur des neuen Bosons jetzt und in den kommenden Jahren verstärkt zu adressieren.

# Anhang A

## Statistische Grundlagen

Das Ziel einer jeden Suche in der Teilchenphysik ist es, anhand gemessener Daten Wahrscheinlichkeitsaussagen über Ausschluss bestimmter Hypothesen zu treffen bzw. die Verträglichkeit der Messung mit bestimmten Hypothesen zu quantifizieren. Schon bei der Konzipierung von Experimenten ist es von großer Bedeutung, die Sensitivität geplanter Analysen mithilfe simulierter Ereignisse quantitativ zu bestimmen. Wahrscheinlichkeitsaussagen im Sinne einer frequentistischen Wahrscheinlichkeit können anhand eines Hypothesentest mithilfe des sogenannten  $p$ -Werts getroffen werden. Zur Berechnung des  $p$ -Werts wird die Definition einer Teststatistik benötigt, welche die Kompatibilität der Daten mit den Vorhersagen der zu testenden Hypothese quantifiziert. Am LHC wird dazu der sogenannte *Profile-Likelihood-Quotient* verwendet. Diese frequentistische Methode zur statistischen Interpretation der Messergebnisse wird im Folgenden kurz dargestellt. Der Abschnitt folgt im Wesentlichen den Ausführungen in Ref. [134, 143].

### A.1 Die Teststatistik am LHC: Der Profile-Likelihood-Quotient

Seien  $w_i(x_i; \mu, \boldsymbol{\theta})$  bekannte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (WDF) der Zufallsvariablen  $x_i$ , die von den unbekanntem Parametern  $\mu$  und  $\boldsymbol{\theta} = (\theta_1, \dots, \theta_m)$  abhängen. Der Parameter  $\mu$  bezeichnet dabei die zu testende Hypothese, die Störparameter werden in  $\boldsymbol{\theta}$  zusammengefasst. Bei der Suche nach neuen Teilchen stellt  $\mu$  oft die Skalierungsstärke eines gesuchten Signalprozesses und  $\boldsymbol{\theta}$  eine Parametrisierung der systematischen Unsicherheiten dar. Als Zufallsvariablen  $x_i$  dienen oft Ereigniszahlen in bestimmten Regionen des Phasenraums. Mit Erhalt der Stichprobe  $\boldsymbol{\xi} = (\xi_1, \dots, \xi_n)$  gibt die für  $n$  unabhängige Zufallsvariablen  $x_i$  definierte *Likelihood-Funktion*

$$L(\mu, \boldsymbol{\theta}) = \prod_{i=1}^n w_i(\xi_i | \mu, \boldsymbol{\theta}) \quad (\text{A.1})$$

Aufschluss über die relative Häufigkeit, bei einer bestimmten Parameterkonfiguration von  $\mu$  und  $\boldsymbol{\theta}$  die Stichprobe  $\boldsymbol{\xi}$  zu erhalten. Liegen keine systematischen Unsicherheiten vor, so besagt das Neyman-Pearson-Lemma [144], dass für den Test einer Hypothese  $\mathcal{H}_0$  in Gegenüberstellung einer Alternativhypothese  $\mathcal{H}_1$  (und vice versa) die Betrachtung des *Likelihood-Quotienten*  $L(\mathcal{H}_1)/L(\mathcal{H}_0)$  optimal geeignet ist. Für große Ereigniszahlen wurde gezeigt, dass unter Berücksichtigung von systematischen Unsicherheiten der *Likelihood-Quotient*

$$\lambda(\mu) = \frac{L(\mu, \hat{\boldsymbol{\theta}}_\mu)}{L(\hat{\mu}, \hat{\boldsymbol{\theta}})}, \quad (\text{A.2})$$

ebenfalls eine optimale Teststatistik zum Test der Hypothese, die den Parameter  $\mu$  voraussetzt, darstellt [134]. Dabei stellen  $\hat{\mu}$  und  $\hat{\theta}$  jeweils den Schätzer der Parameter dar, welcher die *Likelihood*-Funktion bei gegebener Stichprobe maximieren (ML Schätzer).  $\hat{\theta}_\mu$  beschreibt den konditionellen ML Schätzer von  $\theta$  unter der Annahme des Parameters  $\mu$ . Per Definition gilt  $0 \leq \lambda \leq 1$ .

Zum Test der Hypothese  $\mu$  wird die Teststatistik

$$t_\mu = -2 \ln \lambda(\mu) \quad (\text{A.3})$$

verwendet. Ein hoher Wert von  $t_\mu$  impliziert eine geringe Verträglichkeit der beobachteten Daten  $\xi$  mit der Hypothese von  $\mu$ . Der  $p$ -Wert beschreibt die Wahrscheinlichkeit eine Stichprobe zu beobachten, die mindestens so unverträglich mit der Hypothese  $\mu$  ist wie die Daten:

$$p_\mu = \int_{t_\mu(\xi)}^{\infty} f(t'_\mu | \mu) dt'_\mu . \quad (\text{A.4})$$

Dabei beschreibt  $f(t_\mu | \mu)$  die WDF der Teststatistik unter der Annahme der Hypothese von  $\mu$ . Ein hoher  $p$ -Wert kennzeichnet gute Übereinstimmung des Messergebnisses mit der getesteten Hypothese. Der Wert  $1 - p$  wird als Vertrauensintervall bezeichnet. Der  $p$ -Wert ist für beliebige Teststatistiken nach Gleichung (A.4) definiert. In der Definition des  $p$ -Werts wird die Kenntnis der Funktion  $f(t_\mu | \mu)$  zur Beschreibung der Wahrscheinlichkeitsdichte der Teststatistik vorausgesetzt. Die Bestimmung dieser Funktion ist im Allgemeinen nur mithilfe von Monte-Carlo-Methoden zur Generierung von Pseudo-Experimenten möglich. Der Vorteil in der Wahl der Teststatistik in (A.3) und des *Likelihood*-Quotienten in (A.2) liegt darin, dass für die WDF  $f(t_\mu | \mu)$  asymptotische Näherungsformeln bekannt sind. Die Ergebnisse von Wilks [145] und Wald [146] besagen, dass für große Datensätze  $f(t_\mu | \mu)$  zu einer Chi-Quadrat-Verteilung angenähert werden kann.

Fällt der  $p$ -Wert unter eine konventionell festgelegte Grenze, so kann eine Hypothese ausgeschlossen werden. Nach Erhalt des  $p$ -Werts kann die Signifikanz  $Z_\mu$  berechnet werden. Sie ist über die Inverse der kumulativen Funktion der Standard-Gaußverteilung  $\Phi$  definiert:

$$Z_\mu = \Phi^{-1}(1 - p_\mu) . \quad (\text{A.5})$$

## Entdeckung

Zur Entdeckung eines Signalprozesses, der ausschließlich eine Erhöhung der Ereignisraten postuliert, eignet sich die folgende Teststatistik:

$$q_0 = \begin{cases} -2 \ln \lambda(0) & \hat{\mu} \geq 0 \\ 0 & \hat{\mu} < 0 \end{cases} . \quad (\text{A.6})$$

Damit wird ein einseitiger Hypothesentest der Nur-Untergrund-Hypothese ( $\mu = 0$ ) durchgeführt. Für Messungen, die einen negativen Wert des ML Schätzers  $\hat{\mu}$  ergeben, soll die Nur-Untergrund-Hypothese weiter als eine wahrscheinlich zutreffende Hypothese angesehen werden, weswegen in diesem Fall  $q_0$  auf 0 gesetzt wird. Für die Entdeckung eines neuen Prozesses wurde die Konvention getroffen, dass die Nur-Untergrund-Hypothese ausgeschlossen und somit die Entdeckung

eines neuen Signalprozesses verkündet werden kann, wenn die Signifikanz  $Z_0$  mindestens 5 Standardabweichungen einer Standard-Gaußverteilung beträgt. Dies entspricht einem  $p$ -Wert von

$$p_0 = \int_{q_0(\xi)}^{\infty} f(q'_0|0) dq'_0 \leq 2,87 \cdot 10^{-7}. \quad (\text{A.7})$$

### Ausschlussgrenzen

Um Aussagen über eine maximale Signalstärke  $\mu$  treffen zu können eignet sich die Teststatistik:

$$\tilde{q}_\mu = \begin{cases} -2 \ln \tilde{\lambda}(\mu) & \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \hat{\mu} > \mu \end{cases} = \begin{cases} -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\boldsymbol{\theta}}_\mu(\mu))}{L(0, \hat{\boldsymbol{\theta}}_0(0))} & \hat{\mu} < 0 \\ -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\boldsymbol{\theta}}_\mu(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\boldsymbol{\theta}})} & 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \hat{\mu} > \mu \end{cases}. \quad (\text{A.8})$$

In der Definition von  $\tilde{\lambda}(\mu)$  wird beachtet, dass der Signalprozess nur zusätzliche Ereignisse produziert. Ergeben die gemessenen Daten einen ML Schätzer  $\hat{\mu} > \mu$ , so weisen sie hohe Kompatibilität mit der Hypothese einer großen Signalstärke  $\hat{\mu}$  auf. Da auf Ausschluss der Hypothese mit der Signalstärke  $\mu$  getestet wird, sollen Werte mit  $\mu < \hat{\mu}$  nicht dem Ausschlussbereich der Signal-plus-Untergrund-Hypothese zugeordnet werden. Daher wird in diesem Fall  $\tilde{q}_\mu = 0$  gesetzt. Oft ist in der statistischen Interpretation der Analyseergebnisse eine obere Ausschlussgrenze für die Signalstärke  $\mu$  von Interesse. Dazu wird derjenige Wert von  $\mu$  gesucht, der mit einem Vertrauensniveau von genau 95 % ausgeschlossen werden kann.

Mit der Teststatistik A.8 wird ein einseitiger Hypothesentest der Signal-plus-Untergrund-Hypothese (im Folgenden auch mit  $\mathcal{H}_{s+b}$  bezeichnet) durchgeführt. Dazu wird bei Beobachtung des Wertes  $\tilde{q}_\mu(\xi)$  der  $p$ -Wert entsprechend der Definition (A.4) berechnet:

$$p_{s+b} = \int_{\tilde{q}_\mu(\xi)}^{\infty} f(\tilde{q}'_\mu | \mu, \hat{\boldsymbol{\theta}}_\mu) d\tilde{q}'_\mu \quad (\text{Signal-plus-Untergrund-Hypothese}). \quad (\text{A.9})$$

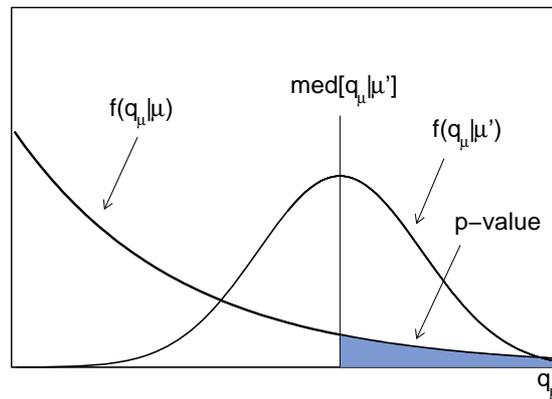
Dabei maximiert  $\hat{\boldsymbol{\theta}}_\mu$  die *Likelihood*-Funktion (A.1) der gemessenen Daten unter der Annahme von  $\mathcal{H}_{s+b}$ . Für die gewählte Teststatistik können zur Berechnung von Gleichung (A.9) asymptotische Näherungsformeln der WDF verwendet werden, die für eine hinreichend exakte Beschreibung ausreichen. Um die Gefahr abzumildern, bei einer Unterfluktuation der Daten beliebig kleine Signalstärken  $\mu$  auszuschließen wird das Vertrauensintervall  $CL_s$  definiert [135]:

$$CL_s = \frac{p_{s+b}}{1 - p_b}. \quad (\text{A.10})$$

Der Wert  $1 - p_b$  berechnet sich dabei unter Annahme der Nur-Untergrund-Hypothese mit

$$1 - p_b = \int_{\tilde{q}_\mu(\xi)}^{\infty} f(\tilde{q}'_\mu | 0, \hat{\boldsymbol{\theta}}_0) d\tilde{q}'_\mu \quad (\text{Nur-Untergrund-Hypothese}), \quad (\text{A.11})$$

wobei der ML Schätzer der Nur-Untergrund-Hypothese durch  $\hat{\boldsymbol{\theta}}_0$  beschrieben wird. Angenommen, die WDF der Nur-Untergrund-Hypothese unterscheidet sich nur gering von  $f(\tilde{q}'_\mu | \mu, \hat{\boldsymbol{\theta}}_\mu)$  und es werde ein kleiner Wert  $p_{s+b}$  gemessen, so wird durch  $CL_s$  ebenfalls die Kompatibilität der Stichprobe unter Annahme der Nur-Untergrund-Hypothese berücksichtigt. Wenn die Messung



**Abbildung A.1:** Illustration zur Bestimmung des erwarteten  $p$ -Werts durch den Median der Verteilungsfunktion  $f(q_\mu | \mu')$ . Angenommen,  $\mu'$  sei in der Natur realisiert, so lässt sich bei einer Vielzahl an Experimenten der erwartete  $p$ -Wert zum Test der Hypothese  $\mu$  mithilfe des Medians bestimmen [134].

geringe Verträglichkeit mit beiden Hypothesen aufzeigt, so ist kein kleiner Wert für  $CL_s$  erreichbar. Somit können statistische Fluktuationen besser erkannt werden. Zum Ausschluss der Signal-plus-Untergrund-Hypothese wird daher die Konvention getroffen, dass  $CL_s(\mu) \leq 0,05$  betragen muss. Eine Signal-plus-Untergrund-Hypothese wird also bei Erreichen eines Vertrauensniveaus von mindestens 95 % ausgeschlossen.

### Erwartete Sensitivität von Zählexperimenten

Für die Bestimmung der Sensitivität und des erwarteten  $p$ -Werts eines Experiments ist neben der WDF  $f(q_\mu | \mu)$  außerdem die Kenntnis über die Verteilungsfunktion der Teststatistik  $f(q_\mu | \mu')$  mit  $\mu' \neq \mu$  notwendig. Angenommen, die Signalstärke  $\mu'$  sei in der Natur realisiert, so kann bei einer Vielzahl von Experimenten der Median  $q = \text{med}[f(q_\mu | \mu')]$  bestimmt werden. In Abbildung A.1 ist beispielhaft dargestellt, wie damit die erwartete Sensitivität gewonnen werden kann, die durch den  $p$ -Wert charakterisiert ist.

Zur Bestimmung der Ausschlussgrenzen wird die Signal-plus-Untergrund-Hypothese mit der Teststatistik  $\tilde{q}_\mu$  getestet. Für den Erhalt der erwarteten Sensitivität wird der Median der Teststatistik unter Annahme der Nur-Untergrund-Hypothese  $\text{med}[f(\tilde{q}_\mu | 0)]$  bestimmt, mit welchem der erwartete  $p$ -Wert berechnet wird. In einer iterativen Vorgehensweise wird diejenige Hypothese  $\mu$  bestimmt, welche mit einem erwarteten Vertrauensniveau von genau  $1 - CL_s = 0,95$  ausgeschlossen werden kann. Diese Signalstärke gibt dann die erwartete obere Ausschlussgrenze an.

Zur Entdeckung eines Signalprozesses wird die Nur-Untergrund-Hypothese getestet. Im Folgenden soll die Vorgehensweise am Beispiel eines Zählexperimentes skizziert werden. Für Zählexperimente wird die WDF der Ereigniszahl  $n$  durch eine Poisson-Verteilung beschrieben. Weiterhin seien die im Mittel erwarteten Ereigniszahlen aus den Untergrundprozessen  $b$  und dem modellierten Signalprozess  $s$  bekannt. Bei einer Signalstärke  $\mu$  lautet der Erwartungswert der

gemessenen Ereigniszahlen  $n$  somit

$$E[n] = \mu s + b . \quad (\text{A.12})$$

Die *Likelihood*-Funktion ist unter Vernachlässigung systematischer Unsicherheiten unabhängig von  $\theta$  und lautet bei  $n$  gezählten Ereignissen:

$$L(\mu) = \frac{(\mu s + b)^n}{n!} e^{-(\mu s + b)} . \quad (\text{A.13})$$

Mithilfe der monotonen Transformation  $\ln L(\mu)$  lässt sich schnell das Maximum bei  $\hat{\mu} = (n - b)/s$  bestimmen. Es ergibt sich für die Teststatistik zur Entdeckung eines Signalprozesses mit positiven Ereignisraten:

$$q_0 = \begin{cases} -2 \ln \frac{L(0)}{L(\hat{\mu})} = 2(n \ln \frac{n}{b} + b - n) & \hat{\mu} \geq 0 \\ 0 & \hat{\mu} < 0 \end{cases} . \quad (\text{A.14})$$

Für eine große Anzahl an Ereignissen  $n$  nähert sich die WDF für die Teststatistik  $q_0$  an eine Chi-Quadrat-Verteilung mit einem Freiheitsgrad an. Daraus ergibt sich unter Annahme der Nur-Untergrund-Hypothese eine Standard-Gaußverteilung bezüglich  $\sqrt{q_0}$ , womit der folgende  $p$ -Wert berechnet wird (s. [134]):

$$p_0(n) \rightarrow 1 - \Phi(\sqrt{q_0(n)}) . \quad (\text{A.15})$$

Für den Erhalt der erwarteten Signifikanz zum Ausschluss der Nur-Untergrund-Hypothese muss nun noch der Median von  $q_0$  unter Annahme eines vorhandenen Signals bestimmt werden. An dieser Stelle ist es sinnvoll, den so genannten hypothetischen *Asimov*-Datensatz einzuführen. Dieser ist dadurch definiert, dass durch ihn die Bestimmung aller Schätzer ihre wahren Werte ergeben, also

$$n_A = \mu' s + b . \quad (\text{A.16})$$

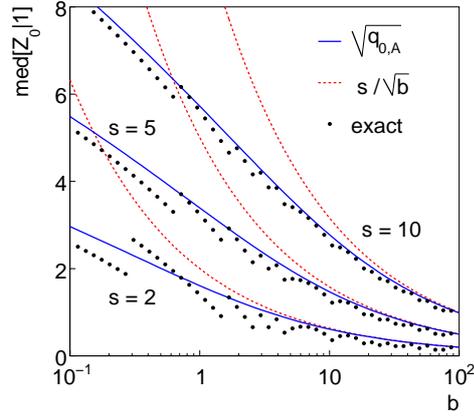
Unter Ausnutzung der monotonen Beziehung zwischen Signifikanz und  $p$ -Wert in Gleichung (A.5) und mithilfe der asymptotischen Formel (A.15) sowie dem *Asimov*-Datensatz (A.16), lässt sich der Median der Signifikanz als Maß für das Entdeckungspotential des Zähl-experiments unter der Annahme eines vorhandenen Signals der Stärke  $\mu' = 1$  bestimmen:

$$\text{med}[Z_0|1] = \Phi^{-1}(1 - \text{med}[p_0]) = \sqrt{q_0(n_A)} = \sqrt{2((s + b) \ln(1 + \frac{s}{b}) - s)} . \quad (\text{A.17})$$

Wie bereits erwähnt sind in Gleichung (A.17) systematische Unsicherheiten nicht berücksichtigt. Für die Herleitung von Gleichung (A.17) gehen Annahmen von großen Ereignisraten  $s_i$  und  $b_i$  ein. Abbildung A.2 zeigt, wie für eine kleine Anzahl an Signal- und Untergründereignissen die Abweichungen zum exakten Wert der Signifikanz zunehmen. Dabei ist zu erkennen, dass Gleichung (A.20) auch für eine geringe Zahl an erwarteten Untergründereignissen eine gute Approximation darstellt. Für eine große Anzahl an erwarteten Untergründereignissen lässt sich die Signifikanz ebenfalls durch  $s/\sqrt{b}$  approximieren.

### Analyse mit finaler Diskriminante

Wird anstelle eines reinen Zähl-experiments die Verteilung einer finalen Diskriminante analysiert, kann durch Betrachtung der unterschiedlichen Formen von Signal- und Untergrundverteilungen



**Abbildung A.2:** Abweichungen der Näherungsformeln A.17 (blau) und  $s/\sqrt{b}$  (rot) von der tatsächlichen Signifikanz (gepunktet), die mithilfe von Monte Carlo Simulationen bestimmt wurde [134].

in der Regel die Sensitivität erhöht werden. Stellt  $\mathbf{n} = (n_1, \dots, n_M)$  das gemessene Histogramm der finalen Diskriminante dar, so ergibt sich unter der Annahme  $M$  unabhängiger Einträge in den Bins die Likelihood-Funktion

$$L(\mu) = \prod_i^M L_i(\mu) = \prod_i^M \frac{(\mu s_i + b_i)^{n_i}}{n_i!} e^{-(\mu s_i + b_i)}. \quad (\text{A.18})$$

Die Kenntnis über die Mittelwerte der Einträge  $s_i$  (Signal) und  $b_i$  (Untergrund) im Bin  $i$  wird dabei vorausgesetzt. Zur Bestimmung des Medians der Sensitivität dieses Experiments wird wiederum der Asimov-Datensatz  $\mathbf{n}_A$  verwendet. Es zeigt sich, dass für  $\mathbf{n}_A$  der ML Schätzer stets zu  $\hat{\mu} = \mu'$  bestimmt wird, sodass gilt:

$$q_0(\mathbf{n}_A) = -2 \ln \frac{L(0)}{L(\hat{\mu})} = -2 \ln \frac{\prod_i L_i(0)}{\prod_i L_i(\mu')} = \sum_i -2 \ln \frac{L_i(0)}{L_i(\mu')} = \sum_i q_{0,i}(\mathbf{n}_{A,i}). \quad (\text{A.19})$$

Damit, sowie mit Gleichung (A.17), ergibt sich für die erwartete Signifikanz  $\mathcal{S}$ :

$$\mathcal{S} := \text{med}[Z_0|1] = \sqrt{\sum_i \left( 2 \left( (s_i + b_i) \ln \left( 1 + \frac{s_i}{b_i} \right) - s_i \right) \right)^2}. \quad (\text{A.20})$$

## A.2 Likelihood-Funktion der Analyse

Die *Likelihood*-Funktion, welche für die Analyse in Kapitel 9.1 verwendet wird, lautet:

$$L(\mu, \boldsymbol{\theta}) = \prod_{\text{kat}} \left( \prod_i \text{Pois}(n_i | \mu s_i + b_i) \prod_{\theta_m} \text{Gauß}(t_m | \theta_m, 1) \right). \quad (\text{A.21})$$

Dabei kennzeichnen  $s_i$  und  $b_i$  die erwartete Anzahl von Signal- bzw. Untergrundereignissen. In jedem Bin  $i$  wird eine poissonförmige Verteilung der Ereigniszahlen angenommen. Ihr Erwartungswert wird durch die Signalstärke  $\mu$  charakterisiert.

Aufgrund der Orthogonalität der Kategorien, sind die erwarteten und gemessenen Einträge aller Bins unkorreliert. Die systematischen Unsicherheiten  $t_m$  werden in zusätzlichen Messungen bestimmt. Sie werden in der *Likelihood*-Funktion anhand der Störparameter  $\theta_m$  berücksichtigt. Der Einfluss der Unsicherheiten auf die erwartete Anzahl von Signal- und Untergrundereignisse wird berücksichtigt. Die Störparameter sind so parametrisiert, dass die Ereignisraten entsprechend einer logarithmischen Normalverteilung variiert werden [113].



# Anhang B

## Liste systematischer Unsicherheiten

In diesem Abschnitt werden die in Kapitel 7 beschriebenen systematischen Unsicherheiten in den fünf Kategorien der Analyse aufgelistet. Die Werte der Unsicherheiten und die Tabellen wurden aus [71] entnommen.

Anhang B Liste systematischer Unsicherheiten

**VBF-Kategorie**

systematische Unsicherheit	$gg \rightarrow H$ ( $m_H=120$ GeV)	<b>VBF <math>H</math></b> ( $m_H=120$ GeV)	<b><math>VH</math></b> ( $m_H=120$ GeV)
	Object selection		
Trigger Skalierungsfaktoren (%)	+0,5/-1,7	+0,5/-1,7	+0,5/-1,7
Nachweiswahrsch. Elektron (%)	$\pm 0,3$	$\pm 0,4$	$\pm 0,3$
Energieskala Elektron (%)	$\pm 0,1$	+0,2/-0,4	+0,3/-0,0
Energieauflösung Elektron (%)	$\pm 0,3$	0,0	$\pm 0,2$
Nachweiswahrsch. Myon (%)	$\pm 0,7$	$\pm 0,8$	$\pm 0,7$
Impulsauflösung Myon (%)	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$
Energieskala Jet (%)	+6,1/-5,5	+0,5/-6,2	+20,4/-27,6
Energieauflösung Jet (%)	$\pm 1,4$	$\pm 3,6$	10,9
Energieskala Jet (kl. Energien) (%)	0,0	+0,8/-0,6	0,0
Auflösungen Jet (kl. Energien) (%)	0,0	0,7/-0,2	$\pm 25,0$
b-tagging Algorithmus (%)	$\pm 1,2$	$\pm 1,0$	$\pm 1,9$
	Theoretische Unsicherheiten		
$\sigma(gg \rightarrow H)$ (%)	$\pm 26$	-	-
$\sigma(\text{VBF}/\text{VH } H)$ (%)	-	$\pm 10,0$	$\pm 10,0$
PDF ( $gg$ ) (%)	$\pm 8,0$	-	-
PDF ( $q\bar{q}$ ) (%)	-	$\pm 4,0$	$\pm 4,0$
ISR/FSR (%)	$\pm 2,8$	$\pm 2,8$	$\pm 2,8$
Parton Shower (%)	$\pm 3,5$	$\pm 3,5$	$\pm 3,5$
$H \rightarrow \tau\tau$ BR (%)	$\pm 5,0$	$\pm 5,0$	$\pm 5,0$
systematische Unsicherheit	$Z \rightarrow \tau\tau$	Untergründe mit <i>Fake-Leptonen</i>	Weitere Untergründe
Trigger Skalierungsfaktoren (%)	+1,7/-3,9	-	+1,7/-3,9
Nachweiswahrsch. Elektron (%)	$\pm 0,5$	-	$\pm 0,5$
Energieskala Elektron (%)	$\pm 0,3$	-	+0,4/-0,2
Energieauflösung Elektron (%)	+0,7/-0,1	-	$\pm 5,0$
Nachweiswahrsch. Myon (%)	$\pm 1,0$	-	$\pm 1,0$
Impulsauflösung Myon (%)	$\pm 0,1$	-	$\pm 0,1$
Energieskala Jet (%)	-	-	+2,8/-14,8
Energieauflösung Jet (%)	-	-	$\pm 2,8$
Energieskala Jet (kl. Energien) (%)	-	-	$\pm 4,4$
Auflösungen Jet (kl. Energien) (%)	-	-	$\pm 0,2$
b-tagging Algorithmus (%)	-	-	$\pm 6,9$
Fake-Lepton Normierung (%)	-	$\pm 25$	-
$\sigma(Z+\text{jets})$ (%)	$\pm 2,4$	-	$\pm 3,3$
$\sigma(\text{Di-Boson})$ (%)	-	-	$\pm 0,6$
$\sigma(t\bar{t})$ (%)	-	-	$\pm 3,5$
PDF ( $gg$ ) (%)	-	-	$\pm 2,7$
PDF ( $q\bar{q}$ ) (%)	$\pm 4$	-	$\pm 2,7$
ISR/FSR (%)	-	-	$\pm 3,4$
Parton Shower (%)	-	-	$\pm 6,7$

**Tabelle B.1:** Systematische Unsicherheiten in der VBF-Kategorie. [71]

## Boosted-Kategorie

systematische Unsicherheit	$gg \rightarrow H$ ( $m_H=120$ GeV)	<b>VBF <math>H</math></b> ( $m_H=120$ GeV)	<b>VH</b> ( $m_H=120$ GeV)
	Object selection		
Trigger Skalierungsfaktoren (%)	+0,5/-1,7	+0,5/-1,7	+0,5/-1,7
Nachweiswahrsch. Elektron (%)	$\pm 0,3$	$\pm 0,4$	$\pm 0,4$
Energieskala Elektron (%)	$\pm 0,3$	+0,3/-0,4	+0,7/-0,4
Energieauflösung Elektron (%)	$\pm 0,2$	+0,1/-0,2	$\pm 0,3$
Nachweiswahrsch. Myon (%)	$\pm 0,7$	$\pm 0,8$	$\pm 0,8$
Impulsauflösung Myon (%)	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$	$\pm 0,2$
Energieskala Jet (%)	+1,4/-0,3	+0,7/-0,6	+0,3/-0,0
Energieauflösung Jet (%)	$\pm 0,1$	$\pm 1,8$	$\pm 0,3$
Energieskala Jet (kl. Energien) (%)	+1,6/-0,3	+0,5/-0,1	+0,1/-0,2
Auflösungen Jet (kl. Energien) (%)	+1,9/-1,4	+0,2/-0,1	+0,1/-0,2
b-tagging Algorithmus (%)	$\pm 1,8$	$\pm 0,9$	$\pm 4,3$
	Theoretische Unsicherheiten		
$\sigma(gg \rightarrow H)$ (%)	$\pm 20$	-	-
$\sigma(\text{VBF/VH } H)$ (%)	-	$\pm 1,0$	$\pm 1,0$
PDF ( $gg$ ) (%)	$\pm 8,0$	-	-
PDF ( $q\bar{q}$ ) (%)	-	$\pm 4,0$	$\pm 4,0$
ISR/FSR (%)	$\pm 2,8$	$\pm 2,8$	$\pm 2,8$
Parton Shower (%)	$\pm 3,5$	$\pm 3,5$	$\pm 3,5$
$H \rightarrow \tau\tau$ BR (%)	$\pm 5,0$	$\pm 5,0$	$\pm 5,0$
systematische Unsicherheit	$Z \rightarrow \tau\tau$	<b>Untergründe mit Fake-Leptonen</b>	<b>Weitere Untergründe</b>
Trigger Skalierungsfaktoren (%)	+1,7/-3,9	-	+1,7/-3,9
Nachweiswahrsch. Elektron (%)	$\pm 0,3$	-	$\pm 0,3$
Energieskala Elektron (%)	+0,2/-0,0	-	$\pm 0,4$
Energieauflösung Elektron (%)	$\pm 0,2$	-	+0,2/+0,6
Nachweiswahrsch. Myon (%)	$\pm 0,7$	-	$\pm 0,7$
Impulsauflösung Myon (%)	$\pm 0,1$	-	$\pm 0,2$
Energieskala Jet (%)	-	-	+9,2/-7,8
Energieauflösung Jet (%)	-	-	$\pm 2,9$
Energieskala Jet (kl. Energien) (%)	-	-	$\pm 5,1$
Auflösungen Jet (kl. Energien) (%)	-	-	$\pm 0,5$
b-tagging Algorithmus (%)	-	-	$\pm 11,4$
Fake-Lepton Normierung (%)	-	$\pm 25$	-
$\sigma(Z+\text{jets})$ (%)	$\pm 2,4$	-	$\pm 2,2$
$\sigma(\text{Di-Boson})$ (%)	-	-	$\pm 0,5$
$\sigma(t\bar{t})$ (%)	-	-	$\pm 4,6$
PDF ( $gg$ ) (%)	-	-	$\pm 3,6$
PDF ( $q\bar{q}$ ) (%)	$\pm 4$	-	$\pm 2,2$
ISR/FSR (%)	-	-	$\pm 3,4$
Parton Shower (%)	-	-	$\pm 6,7$

**Tabelle B.2:** Systematische Unsicherheiten in der Boosted-Kategorie. [71]

**VH-Kategorie**

systematische Unsicherheit	$gg \rightarrow H$ ( $m_H=120$ GeV)	<b>VBF <math>H</math></b> ( $m_H=120$ GeV)	<b><math>VH</math></b> ( $m_H=120$ GeV)
	Object selection		
Trigger Skalierungsfaktoren (%)	+0,5/-1,7	+0,5/-1,7	+0,5/-1,7
Nachweiswahrsch. Elektron (%)	$\pm 0,5$	$\pm 0,5$	$\pm 0,5$
Energieskala Elektron (%)	+0,1/-0,0	+0,2/-0,4	+0,3/-0,0
Energieauflösung Elektron (%)	$\pm 0,3$	0,0	$\pm 0,2$
Nachweiswahrsch. Myon (%)	$\pm 1,1$	$\pm 1,1$	+0,9/-0,8
Impulsauflösung Myon (%)	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$
Energieskala Jet (%)	+1,9/-17,0	+2,2/-0,0	+5,2/-0,0
Energieauflösung Jet (%)	$\pm 1,2$	$\pm 1,7$	$\pm 8,5$
Energieskala Jet (kl. Energien) (%)	$\pm 3,5$	+2,6/-3,9	+2,2/-1,1
Auflösungen Jet (kl. Energien) (%)	+0,6/-1,9	$\pm 2,6$	$\pm 0,7$
b-tagging Algorithmus (%)	$\pm 2,0$	$\pm 1,8$	$\pm 3,4$
	Theoretische Unsicherheiten		
$\sigma(gg \rightarrow H)$ (%)	$\pm 24$	-	-
$\sigma(\text{VBF/VH } H)$ (%)	-	$\pm 1,0$	$\pm 1,0$
PDF ( $gg$ ) (%)	$\pm 8,0$	-	-
PDF ( $q\bar{q}$ ) (%)	-	$\pm 4,0$	$\pm 4,0$
ISR/FSR (%)	$\pm 2,8$	$\pm 2,8$	$\pm 2,8$
Parton Shower (%)	$\pm 3,5$	$\pm 3,5$	$\pm 3,5$
$H \rightarrow \tau\tau$ BR (%)	$\pm 5,0$	$\pm 5,0$	$\pm 5,0$
systematische Unsicherheit	$Z \rightarrow \tau\tau$	<b>Untergründe mit <i>Fake-Leptonen</i></b>	<b>Weitere Untergründe</b>
Trigger Skalierungsfaktoren (%)	+1,7/-3,9	-	+1,7/-3,9
Nachweiswahrsch. Elektron (%)	$\pm 0,4$	-	$\pm 0,4$
Energieskala Elektron (%)	$\pm 0,3$	-	+0,4/-0,2
Energieauflösung Elektron (%)	+0,7/-0,1	-	$\pm 5,0$
Nachweiswahrsch. Myon (%)	$\pm 1,0$	-	$\pm 0,9$
Impulsauflösung Myon (%)	$\pm 0,1$	-	$\pm 0,1$
Energieskala Jet (%)	-	-	+18,5/-21,8
Energieauflösung Jet (%)	-	-	$\pm 2,8$
Energieskala Jet (kl. Energien) (%)	-	-	$\pm 9,5$
Auflösungen Jet (kl. Energien) (%)	-	-	$\pm 11,0$
b-tagging Algorithmus (%)	-	-	$\pm 11,4$
Fake-Lepton Normierung (%)	-	$\pm 25$	-
$\sigma(Z+\text{jets})$ (%)	$\pm 2,4$	-	$\pm 3,6$
$\sigma(\text{Di-Boson})$ (%)	-	-	$\pm 0,5$
$\sigma(t\bar{t})$ (%)	-	-	+3,5/-3,6
PDF ( $gg$ ) (%)	-	-	$\pm 2,9$
PDF ( $q\bar{q}$ ) (%)	$\pm 4$	-	$\pm 2,6$
ISR/FSR (%)	-	-	$\pm 3,4$
Parton Shower (%)	-	-	$\pm 6,7$

**Tabelle B.3:** Systematische Unsicherheiten in der VH-Kategorie. [71]

### 1-Jet-Kategorie

systematische Unsicherheit	$gg \rightarrow H$ ( $m_H=120$ GeV)	<b>VBF <math>H</math></b> ( $m_H=120$ GeV)	<b>VH</b> ( $m_H=120$ GeV)
	Object selection		
Trigger Skalierungsfaktoren (%)	+0,5/-1,7	+0,5/-1,7	+0,5/-1,7
Nachweiswahrsch. Elektron (%)	$\pm 0,6$	$\pm 0,5$	$\pm 0,5$
Energieskala Elektron (%)	+0,5/-0,8	+0,1/-0,5	+0,8/-1,3
Energieauflösung Elektron(%)	+0,8/-0,7	$\pm 0,2$	$\pm 1,0$
Nachweiswahrsch. Myon (%)	$\pm 1,1$	$\pm 1,0$	$\pm 0,9$
Impulsauflösung Myon (%)	$\pm 0,1$	$\pm 0,2$	$\pm 0,1$
Energieskala Jet (%)	+3,7/-5,2	+2,9/-3,9	+1,6/-1,7
Energieauflösung Jet (%)	0,0	$\pm 1,4$	$\pm 0,7$
Energieskala Jet (kl. Energien) (%)	+3,5/-0,4	+1,8/-0,6	+2,7/-0,5
Auflösungen Jet (kl. Energien) (%)	+1,5/-0,8	+0,1/-0,9	+0,7/-3,2
b-tagging Algorithmus (%)	$\pm 0,7$	$\pm 1,2$	$\pm 2,2$
	Theoretische Unsicherheiten		
$\sigma(gg \rightarrow H)$ (%)	$\pm 20$	-	-
$\sigma(\text{VBF/VH } H)$ (%)	-	$\pm 1,0$	$\pm 1,0$
PDF ( $gg$ ) (%)	$\pm 8,0$	-	-
PDF ( $q\bar{q}$ ) (%)	-	$\pm 4,0$	$\pm 4,0$
ISR/FSR (%)	$\pm 2,8$	$\pm 2,8$	$\pm 2,8$
Parton Shower (%)	$\pm 3,5$	$\pm 3,5$	$\pm 3,5$
$H \rightarrow \tau\tau$ BR (%)	$\pm 5,0$	$\pm 5,0$	$\pm 5,0$
systematische Unsicherheit	$Z \rightarrow \tau\tau$	<b>Untergründe mit Fake-Leptonen</b>	<b>Weitere Untergründe</b>
Trigger Skalierungsfaktoren (%)	+1,7/-3,9	-	+1,7/-3,9
Nachweiswahrsch. Elektron (%)	$\pm 0,5$	-	$\pm 0,5$
Energieskala Elektron (%)	+0,4/-0,3	-	+0,3/-0,6
Energieauflösung Elektron(%)	$\pm 0,3$	-	+0,3/+0,6
Nachweiswahrsch. Myon (%)	$\pm 0,8$	-	$\pm 0,8$
Impulsauflösung Myon (%)	$\pm 0,4$	-	$\pm 0,2$
Energieskala Jet (%)	-	-	+9,1/-13,0
Energieauflösung Jet (%)	-	-	$\pm 5,3$
Energieskala Jet (kl. Energien) (%)	-	-	$\pm 3,6$
Auflösungen Jet (kl. Energien) (%)	-	-	+0,3/-1,1
b-tagging Algorithmus (%)	-	-	$\pm 1,6$
Fake-Lepton Normierung (%)	-	$\pm 25$	-
$\sigma(Z+\text{jets})$ (%)	$\pm 2,4$	-	$\pm 3,2$
$\sigma(\text{Di-Boson})$ (%)	-	-	$\pm 0,5$
$\sigma(t\bar{t})$ (%)	-	-	$\pm 2,8$
PDF ( $gg$ ) (%)	-	-	$\pm 2,2$
PDF ( $q\bar{q}$ ) (%)	$\pm 4$	-	$\pm 2,9$
ISR/FSR (%)	-	-	$\pm 3,4$
Parton Shower (%)	-	-	$\pm 6,7$

**Tabelle B.4:** Systematische Unsicherheiten in der 1-Jet-Kategorie. [71]

**0-Jet-Kategorie**

systematische Unsicherheit	$gg \rightarrow H$ ( $m_H=120$ GeV)	VBF $H$ ( $m_H=120$ GeV)	VH ( $m_H=120$ GeV)
	Object selection		
Trigger Skalierungsfaktoren (%)	+0,5/-1,7	+0,5/-1,7	+0,5/-1,7
Nachweiswahrsch. Elektron (%)	$\pm 0,6$	$\pm 0,5$	$\pm 0,7$
Energieskala Elektron (%)	+0,4/-0,5	+0,4/-0,2	+0,4/-0,1
Energieauflösung Elektron (%)	+0,2/-0,1	+0,1/-0,0	$\pm 0,1$
Nachweiswahrsch. Myon (%)	$\pm 1,1$	$\pm 1,0$	$\pm 1,1$
Impulsauflösung Myon (%)	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$
Energieskala Jet (%)	+0,1/-0,1	+0,1/-0,2	+0,8/-0,8
Energieauflösung Jet (%)	0,0	$\pm 0,1$	$\pm 0,8$
Energieskala Jet (kl. Energien) (%)	+0,8/-0,7	+0,9/-0,4	$\pm 0,7$
Auflösungen Jet (kl. Energien) (%)	+0,4/-0,3	+0,7/-0,5	+0,3/-0,5
b-tagging Algorithmus (%)	-	-	-
	Theoretische Unsicherheiten		
$\sigma(gg \rightarrow H)$ (%)	+7,0/-8,0	-	-
$\sigma(\text{VBF/VH } H)$ (%)	-	$\pm 1,0$	$\pm 1,0$
PDF ( $gg$ ) (%)	$\pm 8,0$	-	-
PDF ( $q\bar{q}$ ) (%)	-	$\pm 4,0$	$\pm 4,0$
ISR/FSR (%)	$\pm 2,8$	$\pm 2,8$	$\pm 2,8$
Parton Shower (%)	$\pm 3,5$	$\pm 3,5$	$\pm 3,5$
$H \rightarrow \tau\tau$ BR (%)	$\pm 5,0$	$\pm 5,0$	$\pm 5,0$
systematische Unsicherheit	$Z \rightarrow \tau\tau$	Untergründe mit <i>Fake-Leptonen</i>	Weitere Untergründe
Trigger Skalierungsfaktoren (%)	+1,7/-3,9	-	+1,7/-3,9
Nachweiswahrsch. Elektron (%)	$\pm 0,7$	-	$\pm 0,7$
Energieskala Elektron (%)	+0,5/-0,7	-	$\pm 0,2$
Energieauflösung Elektron (%)	+0,0/+0,1	-	$\pm 0,1$
Nachweiswahrsch. Myon (%)	$\pm 0,7$	-	$\pm 0,7$
Impulsauflösung Myon (%)	$\pm 0,1$	-	$\pm 0,1$
Energieskala Jet (%)	-	-	+0,8/-0,7
Energieauflösung Jet (%)	-	-	$\pm 0,2$
Energieskala Jet (kl. Energien) (%)	-	-	+0,4/-0,5
Auflösungen Jet (kl. Energien) (%)	-	-	+2,1/1,0
b-tagging Algorithmus (%)	-	-	$\pm 6,4$
Fake-Lepton Normierung (%)	-	$\pm 20$	-
$\sigma(Z+\text{jets})$ (%)	$\pm 2,4$	-	$\pm 1,3$
$\sigma(\text{Di-Boson})$ (%)	-	-	$\pm 2,0$
$\sigma(t\bar{t})$ (%)	-	-	+2,6/-2,7
PDF ( $gg$ ) (%)	-	-	$\pm 2,1$
PDF ( $q\bar{q}$ ) (%)	$\pm 4$	-	$\pm 2,9$
ISR/FSR (%)	-	-	$\pm 3,4$
Parton Shower (%)	-	-	$\pm 6,7$

**Tabelle B.5:** Systematische Unsicherheiten in der 0-Jet-Kategorie. [71]

# Anhang C

## Massenverteilungen für Optimierungsstudie

Dieser Abschnitt bezieht sich auf die in Kapitel 9.2 vorgestellte Optimierungsstudie. Die Massenverteilungen, die sich mit einer Aufteilung der Ereignisse bezüglich der Variablen  $\cancel{E}_T$ ,  $p_T^{\tau\tau}$ ,  $\Delta\phi_U$  und  $\Delta\eta_{ll,jets,min}$  für die Werte aus Tabelle 9.2 ergeben, sind in den Abbildungen C.1-C.5 für die fünf Kategorien dargestellt. Die Ereignisse der Leptonkanäle ( $ee + e\mu + \mu\mu$ ) sind dabei aufsummiert.

VBF-Kategorie

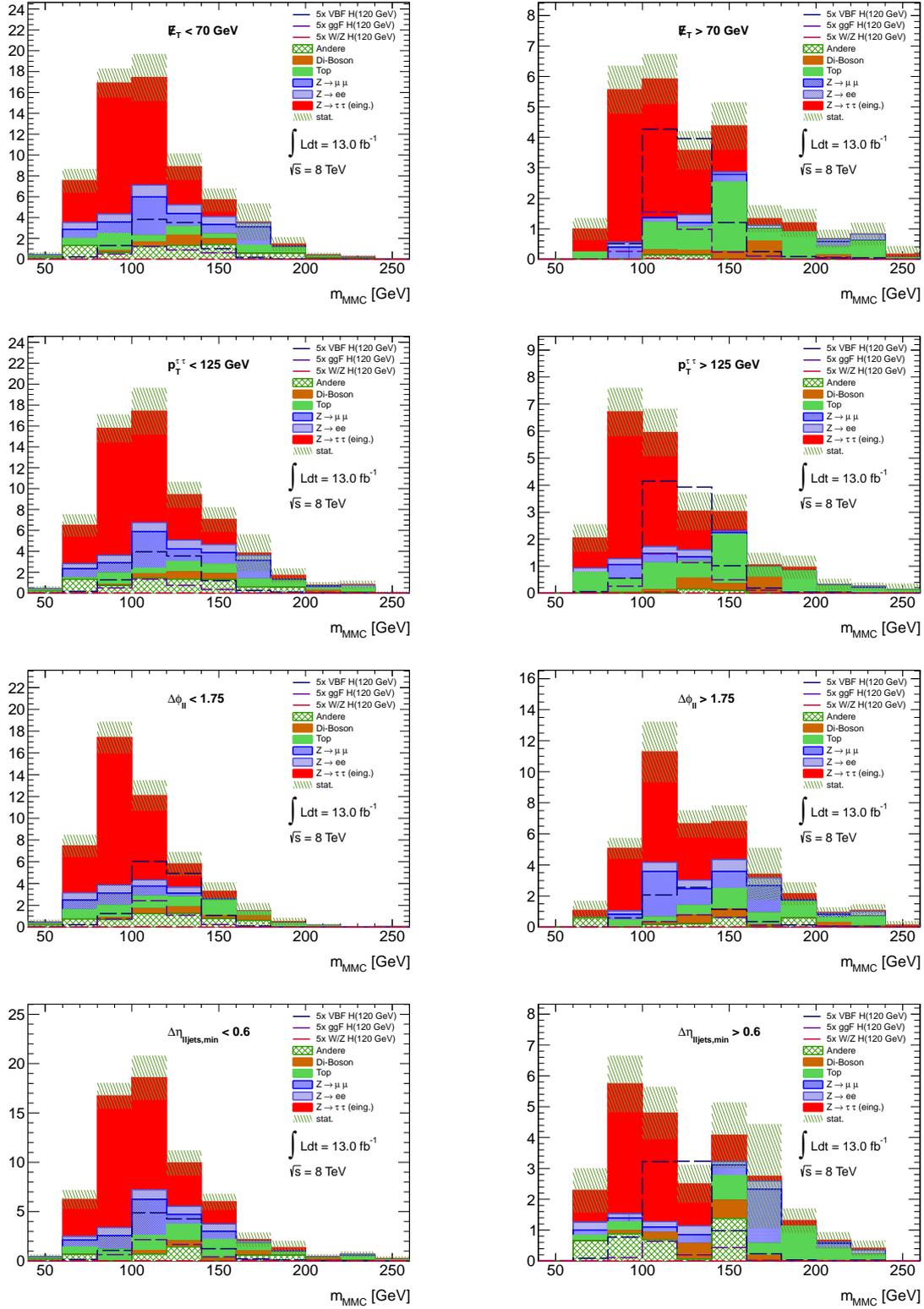
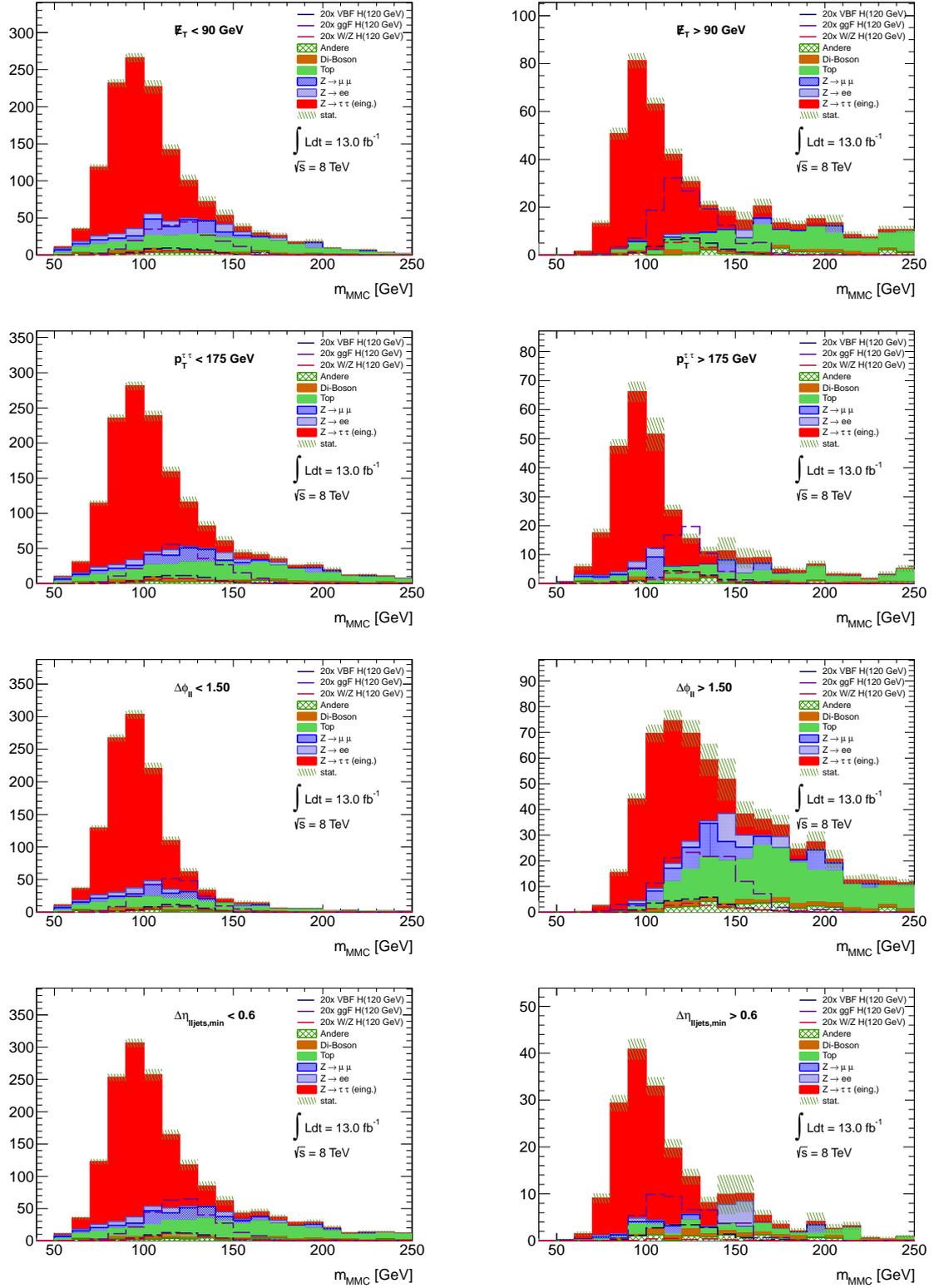


Abbildung C.1: Verteilungen des MMC in der VBF-Kategorie bei der jeweils angegebenen zusätzlichen Aufteilung der Ereignisse.

## Boosted-Kategorie



**Abbildung C.2:** Verteilungen des MMC in der *Boosted*-Kategorie bei der jeweils angegebenen zusätzlichen Aufteilung der Ereignisse.

VH-Kategorie

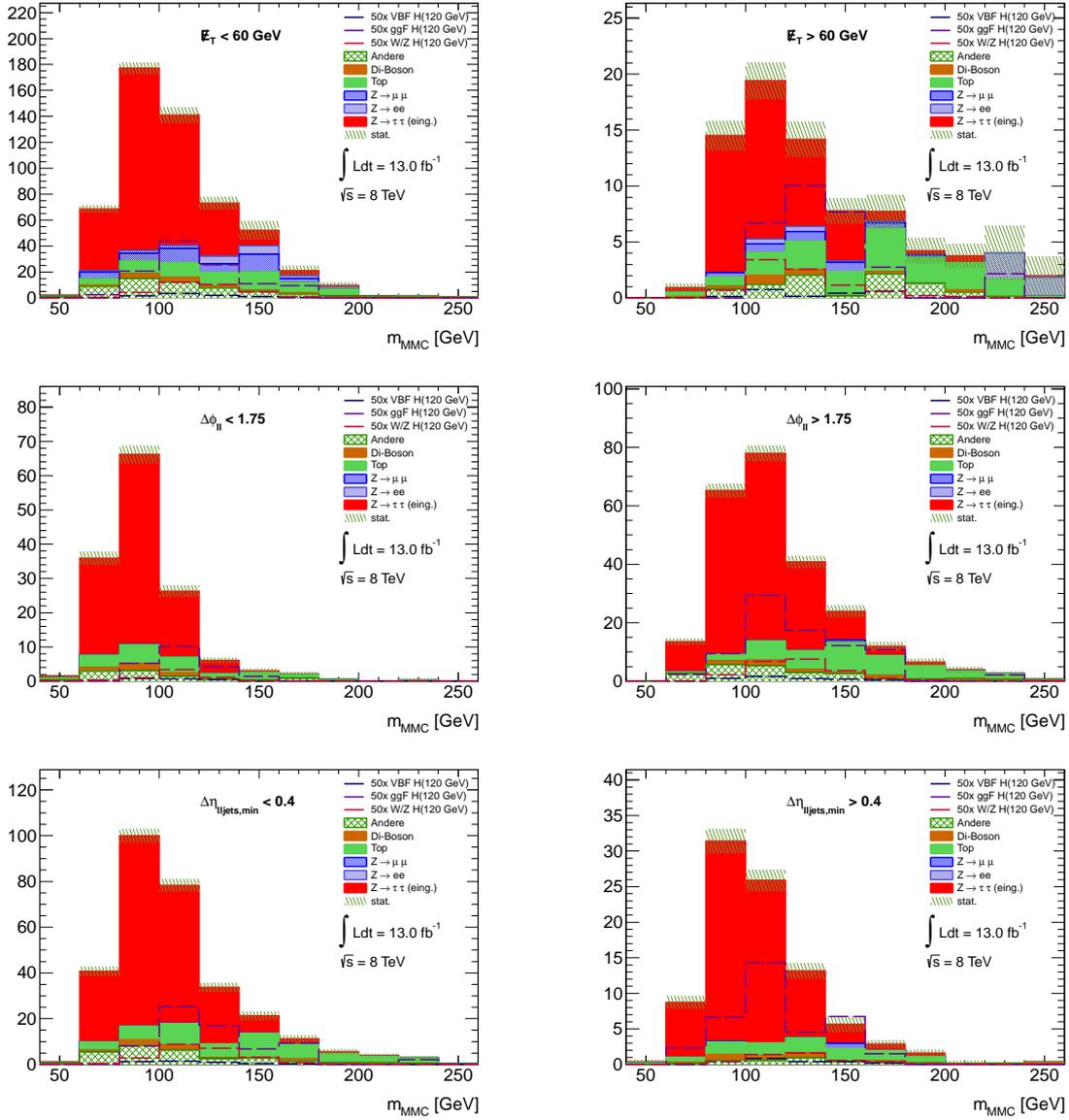
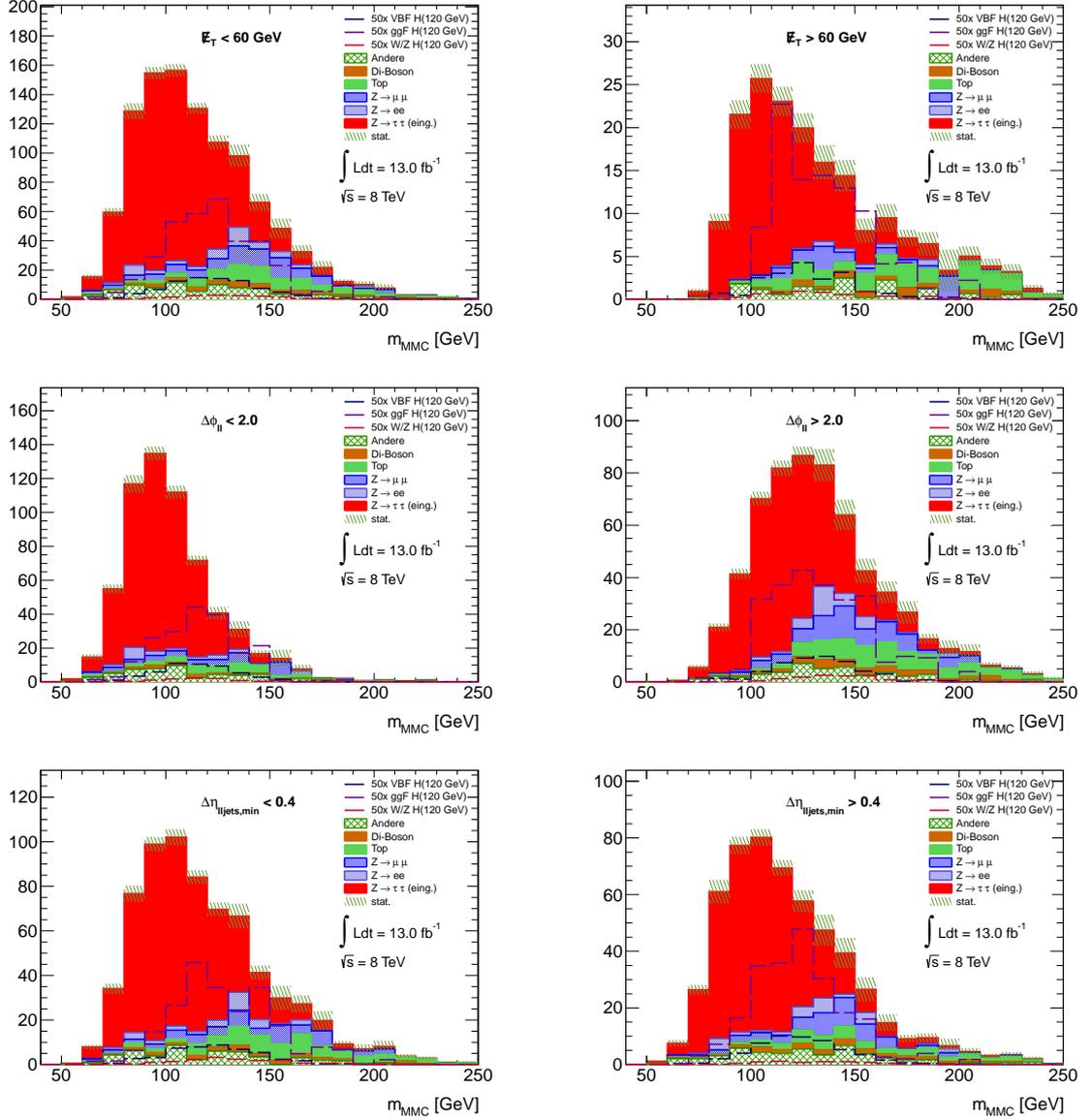


Abbildung C.3: Verteilungen des MMC in der VH-Kategorie bei der jeweils angegebenen zusätzlichen Aufteilung der Ereignisse.

## 1-Jet-Kategorie



**Abbildung C.4:** Verteilungen des MMC in der 1-Jet-Kategorie bei der jeweils angegebenen zusätzlichen Aufteilung der Ereignisse.

0-Jet-Kategorie

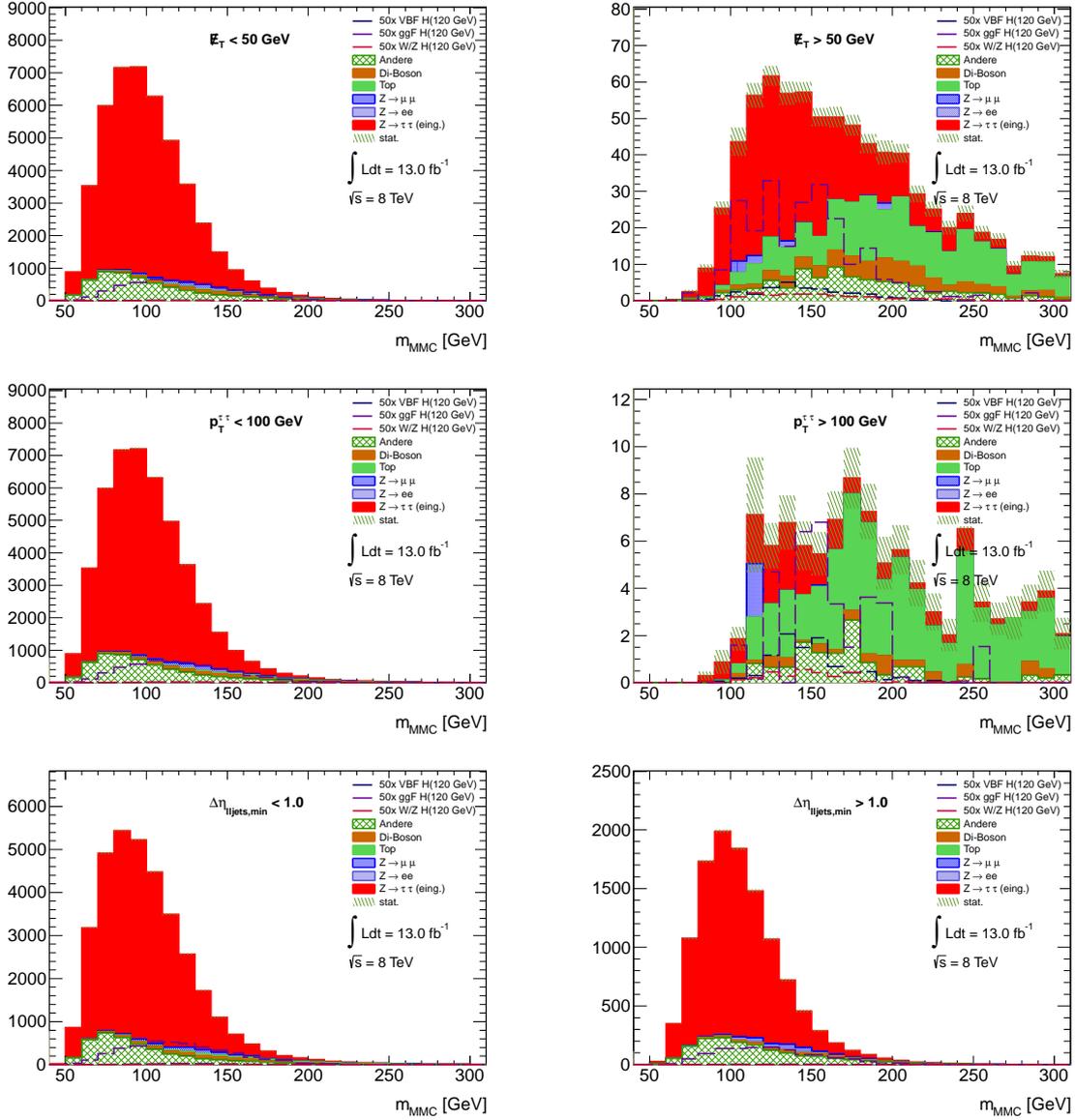


Abbildung C.5: Verteilungen des MMC in der 0-Jet-Kategorie bei der jeweils angegebenen zusätzlichen Aufteilung der Ereignisse.

# Literaturverzeichnis

- [1] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*. Wiley-VCH, 2nd revised ed., 2008.
- [2] P. Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Springer, 2. neubearb. Aufl., 1995.
- [3] M. Maggiore, *A Modern Introduction to Quantum Field Theory*. Oxford University Press, 2005.
- [4] J. Bjorken und S. Drell, *Relativistic Quantum Fields*. McGraw-Hill, 1965.
- [5] M. Peskin und D. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*. Westview Press, 2007.
- [6] J. Beringer et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **86** (2012) 010001.
- [7] The ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. B **716** (2012) 1–29.
- [8] The CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys.Lett. B **716** (2012) 30–61.
- [9] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22** (1961) 579–588.
- [10] A. Salam In Proceedings of the 8th Nobel Symposium (1968) 367.
- [11] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264–1266.
- [12] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes und R. P. Hudson, *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, Phys. Rev. **105** (1957) 1413–1415.
- [13] The UA1 Collaboration, *Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at  $\sqrt{s} = 540$  GeV*, Phys. Lett. B **122** (1983) 103–116.
- [14] The UA2 Collaboration, *Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN anti-p p Collider*, Phys. Lett. B **122** (1983) 476–485.

Literaturverzeichnis

- [15] The UA1 Collaboration, *Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c<sup>2</sup> at the CERN SPS collider*, Phys. Lett. B **126** (1983) 398–410.
- [16] The UA2 Collaboration, *Evidence for  $Z^0 \rightarrow e^+e^-$  at the CERN anti-p p Collider*, Phys. Lett. B **129** (1983) 130–140.
- [17] F. Englert und R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321–323.
- [18] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 132–133.
- [19] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508–509.
- [20] G. S. Guralnik, C. R. Hagen und T. W. B. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585–587.
- [21] J. Goldstone, *Field theories with Superconductor solutions*, Nuovo Cimento **19** (1961) 154–164.
- [22] J. Goldstone, A. Salam und S. Weinberg, *Broken Symmetries*, Phys. Rev. **127** (1962) 965–970.
- [23] 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.
- [24] Benjamin W. Lee, C. Quigg, und H. B. Thacker, *Weak interactions at very high energies: The role of the Higgs-boson mass*, Phys. Rev. D **16** (1977) 1519–1531.
- [25] J. Ellis, J.R. Espinosa, G.F. Giudice, A. Hoecker und A. Riotto, *The Probable Fate of the Standard Model*, Phys. Lett. B **679** (2009) 369–375.
- [26] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Working Groups, *Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance*, Phys. Rept. **427** (2006) 257–454.
- [27] The Tevatron Electroweak Working Group, *Combination of CDF and D0 Results on the Width of the W boson*. arXiv:1003.2826 [hep-ex], 2010.
- [28] The ALEPH Collaboration, *Measurement of the W boson Mass and Width in  $e^+e^-$  Collisions at LEP*, Eur. Phys. J. C **47** (2006) 309–335.
- [29] M. Baak et al., *The Electroweak Fit of the Standard Model after the Discovery of a New Boson at the LHC*. arXiv:1209.2716 [hep-ph], 2012.
- [30] The ALEPH Collaboration, The DELPHI Collaboration, The L3 Collaboration and The

- OPAL Collaboration, The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, Phys.Lett.B **565** (2003) 61–75.
- [31] Tevatron New Phenomena, Higgs working group, for the CDF collaboration, DZero collaboration, *Combined CDF and DZero Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 4.2 fb<sup>-1</sup> of Data*. arXiv:0903.4001 [hep-ex], 2009.
- [32] M. Spira, *HIGLU: A Program for the Calculation of the Total Higgs Production Cross Section at Hadron Colliders via Gluon Fusion including QCD Corrections*. DESY T-95-05, 1995.
- [33] S. Dittmaier et al., *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables*. CERN-2011-002, 2011.
- [34] S. Marzani, R. D. Ball, V. Del Duca, S. Forte und Alessandro Vicini, *Higgs production via gluon-gluon fusion with finite top mass beyond next-to-leading order*, Nucl. Phys. B **800** (2008) 127–145.
- [35] R. V. Harlander, H. Mantler, S. Marzani und K. J. Ozeren, *Higgs production in gluon fusion at next-to-next-to-leading order QCD for finite top mass*, Eur. Phys. J. C **66** (2012) 359–372.
- [36] A. Pak, M. Rogal und M. Steinhauser, *Finite top quark mass effects in NNLO Higgs boson production at LHC*, JHEP **1002** (2010) 25.
- [37] S. Catani, D. de Florian, M. Grazzini und P. Nason, *Soft-gluon resummation for Higgs boson production at hadron colliders*, JHEP **0307** (2003) 28.
- [38] U. Aglietti, R. Bonciani, G. Degrassi und A. Vicini, *Two-loop light fermion contribution to Higgs production and decays*, Phys. Lett. B **595** (2004) 432–441.
- [39] G. Degrassi und F. Maltoni, *Two-loop electroweak corrections to Higgs production at hadron colliders*, Phys. Lett. B **600** (2004) 255–260.
- [40] S. Actis, G. Passarino, C. Sturm und S. Uccirati, *NLO Electroweak Corrections to Higgs Boson Production at Hadron Colliders*, Phys. Lett. B **670** (2008) 12–17.
- [41] M. Ciccolini, A. Denner und S. Dittmaier, *Electroweak and QCD corrections to Higgs production via vector-boson fusion at the LHC*, Phys. Rev. D **77** (2008) 013002.
- [42] K. Arnold et al., *VBFNLO: A parton level Monte Carlo for processes with electroweak bosons*, Comput.Phys.Commun. **180** (2009) 1661–1670.
- [43] P. Bolzoni, F. Maltoni, S. Moch und M. Zaro, *Higgs production via vector-boson fusion at NNLO in QCD*, Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 011801.
- [44] O. Brein, A. Djouadi und R. Harlander, *NNLO QCD corrections to the Higgs-strahlung processes at hadron colliders*, Phys. Lett. B **579** (2004) 149–156.

- [45] M. L. Ciccolini, S. Dittmaier und M. Krämer, *Electroweak Radiative Corrections to Associated WH and ZH Production at Hadron Colliders*, Phys. Rev. D **68** (2003) 073003.
- [46] LHC Web, *LHC Higgs Cross Section Working Group*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections>, März 2013.
- [47] A. Djouadi, J. Kalinowski und M. Spira, *HDECAY: A program for Higgs boson decays in the standard model and its supersymmetric extension*, Comput. Phys. Commun. **108** (1998) 56–74.
- [48] A. Djouadi, J. Kalinowski, M. Mühlleitner und M. Spira, *The Les Houches 2009 workshop on TeV colliders: The tools and Monte Carlo working group summary report*. arXiv:1003.1643 [hep-ph], 2010.
- [49] A. Bredenstein, A. Denner, S. Dittmaier, A. Mück und M. M. Weber, *Prophecy4f: A Monte Carlo generator for a proper description of the Higgs decay into 4 fermions*, <http://omnibus.uni-freiburg.de/~sd565/programs/prophecy4f/prophecy4f.html>, März 2013.
- [50] R. Gavin, Y. Li, F. Petriello und Seth Quackenbush, *FEWZ 2.0: A code for hadronic Z production at next-to-next-to-leading order*, Comput. Phys. Commun. **182** (2011) 2388–2403.
- [51] C. Schillo, *Suche nach den neutralen Higgs-Bosonen des MSSM im Endzustand  $h/A/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$  mit dem ATLAS-Detektor*. Diplomarbeit. Universität Freiburg, 2011.
- [52] M. Aliev et al., *HATHOR – HAdronic Top and Heavy quarks cross section calculator*, Comput. Phys. Commun. **182** (2011) 1034–1046.
- [53] N. Kidonakis, *NNLL resummation for s-channel single top quark production*, Phys. Rev. D **81** (2010) 054028.
- [54] N. Kidonakis, *Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t-channel single top quark production*, Phys. Rev. D **83** (2011) 091503(R).
- [55] N. Kidonakis, *Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W- or H-*, Phys. Rev. D **82** (2010) 054018.
- [56] P. Nason, *A New Method for Combining NLO QCD with Shower Monte Carlo Algorithms*, JHEP **0411** (2004) 040.
- [57] S. Frixione und B.R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP **0206** (2002) 29.
- [58] J. C. Collins, D. E. Soper und G. Sterman, *Factorization of Hard Processes in QCD*, Adv.Ser.Direct.High Energy Phys. **5** (1988) 1–91.

- [59] J.M. Campbell, J.W. Huston und W.J. Stirling, *Hard Interactions of Quarks and Gluons: a Primer for LHC Physics*, Rept.Prog.Phys. **70** (2007) 89.
- [60] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne und G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, Eur.Phys.J. C **63** (2009) 189–285.
- [61] 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) .
- [62] A. Buckley et al., *General-purpose event generators for LHC physics*. CERN-PH-TH-2010-298, 2011.
- [63] P. S. A. V. E. Bagnaschi, G. Degrandi, *Higgs production via gluon fusion in the POWHEG approach in the SM and in the MSSM*, JHEP **1202** (2012) 88.
- [64] P. Nason und C. Oleari, *NLO Higgs boson production via vector-boson fusion matched with shower in POWHEG*, JHEP **1002** (2010) 037.
- [65] T. Sjostrand, S. Mrenna und P. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **0605** (2006) 26.
- [66] H.-L. Lai, M. Guzzi, J. Huston, Z. Li, P. M. Nadolsky, J. Pumplin und C.-P. Yuan, *New parton distributions for collider physics*, Phys. Rev. D **82** .
- [67] G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M.H. Seymour und B.R. Webber, *HERWIG 6.5: an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP **0101** (2001) 10.
- [68] B. P. Kersevan und Elzbieta Richter-Was, *The Monte Carlo Event Generator AcerMC 2.0 with Interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5*. arXiv:hep-ph/0405247, 2004.
- [69] J. Pumplin, D.R. Stump, J. Huston, H.L. Lai, P. Nadolsky und W.K. Tung, *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis*, JHEP **0207** .
- [70] M.L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau und A.D. Polosa, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **0307** (2003) 001.
- [71] D. Alvarez et al., *Search for the Standard Model Higgs boson in the decay mode  $H \rightarrow \tau_{lep}\tau_{lep}$  in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with ATLAS*. ATL-COM-PHYS-2012-1166, 2012.
- [72] P. Golonka, B. Kersevan, T. Pierzchala, E. Richter-Was, Z. Was, und M. Worek, *The tauola-photos-F environment for the TAUOLA and PHOTOS packages, release II*, Comput. Phys. Commun. **174** (2006) 818–835.
- [73] Z. W. E. Barberio, B. v. Eijk, *Photos — a universal Monte Carlo for QED radiative corrections in decays*, Comput. Phys. Commun. **79** (1994) 291–308.

- [74] S. Agostinelli et al., *GEANT4: A Simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. A **506** (2003) 250–303.
- [75] T.S. Pettersson., P. Lefèvre et al., *The Large Hadron Collider: Conceptual Design*. CERN-AC-95-05 LHC, 1995.
- [76] L. Evans und P. Bryant, *LHC Machine*, J. Instrum. **3** (2008) S08001.
- [77] The 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.
- [78] *LHC Programme Coordination web pages*. <http://lpc.web.cern.ch/lpc/>, Januar 2013.
- [79] *LHC the guide*. CERN Brochure 2009 003.
- [80] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.
- [81] The CMS Collaboration, *CMS, the Compact Muon Solenoid : technical proposal*. CERN-LHCC-94-38, 1994.
- [82] The LHCb Collaboration, *LHCb : Technical Proposal*. CERN-LHCC-98-004, 1998.
- [83] The ALICE Collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08002.
- [84] The ATLAS Collaboration, *ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report, volume 1*. CERN-LHCC-99-014, 1999.
- [85] M. Warsinsky, *Studies of b-associated production and muonic decays of neutral Higgs bosons at the ATLAS experiment within the Minimal Supersymmetric Standard Model*. Doktorarbeit. Technische Universität Dresden, 2008.
- [86] The ATLAS Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment- Detector, Trigger and Physics*. CERN-OPEN-2008-020, 2008.
- [87] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Pixel Detector Electronics and Sensors*, JINST **3** (2008) P07007.
- [88] TOTEM Collaboration, *A luminosity-independent measurement of the proton-proton total cross-section at  $\sqrt{s} = 8$  TeV*. CERN-PH-EP-2012-354, 2012.
- [89] The ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Trigger System in 2010*, Eur. Phys. J. **72** (2012) 1849.
- [90] The ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Trigger System in 2010*, Eur. Phys. J. C **72** (2012) 1849.

- [91] The ATLAS Collaboration, *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, Eur. Phys. J. C **72** (2012) .
- [92] The ATLAS Collaboration, *Electron efficiency measurements in early 2012 data*. ATL-COM-PHYS-2012-783, 2012.
- [93] B. Kraus, *Bestimmung von Korrekturfaktoren für Triggernachweiswahrscheinlichkeiten für  $e\mu$ -Endzustände am ATLAS-Detektor*. Bachelorarbeit. Universität Freiburg, 2012.
- [94] ATLAS Web, *Recommendations of egamma to apply electron identification in ATLAS*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/IsEMIdentification>, März 2013.
- [95] The ATLAS Collaboration, *Muon Reconstruction Performance*. ATLAS-CONF-2010-064, 2010.
- [96] The ATLAS Collaboration, *Pile-up Dependence of the ATLAS Muon Performance*. ATL-COM-PHYS-2011-1640, 2011.
- [97] W. Lampl et al., *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance*. ATL-LARG-PUB-2008-002, 2008.
- [98] M. Cacciari, G. P. Salam un G. Soyez, *The anti-kt jet clustering algorithm*, JHEP **04** (2008) 63.
- [99] The ATLAS Collaboration, *Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with ATLAS 2011 data*. ATLAS-CONF-2013-004, 2013.
- [100] The ATLAS Collaboration, *Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV in ATLAS 2010 data*. ATLAS-CONF-2011-032, 2011.
- [101] The ATLAS Collaboration, *Pile-up jet energy scale corrections using the jet-vertex fraction method*. ATL-COM-PHYS-2009-180, 2009.
- [102] The ATLAS Collaboration, *Jet-Vertex Association Algorithm*. ATL-COM-PHYS-2008-008, 2008.
- [103] ATLAS Web, *ATLAS Jet/Etmiss Working Group - Public Results - Pileup 2013*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/JetEtmissApproved2013Pileup1>, März 2013.
- [104] The ATLAS Collaboration, *Performance of the Reconstruction and Identification of Hadronic Tau Decays with ATLAS*. ATLAS-CONF-2011-152, 2011.
- [105] The ATLAS Collaboration, *Performance of the Reconstruction and Identification of Hadronic Tau Decays in ATLAS with 2011 Data*. ATLAS-CONF-2012-142, 2012.

Literaturverzeichnis

- [106] ATLAS Web, *ATLAS Tau Public Collision Plots - Performance plots*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/TauPublicCollisionPlots>, März 2013.
- [107] The ATLAS Collaboration, *Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data*. ATLAS-CONF-2011-102, 2011.
- [108] The ATLAS Collaboration, *Measuring the b-tag efficiency in a top-pair sample with  $4,7\text{fb}^{-1}$  of data from the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2012-097, 2012.
- [109] The ATLAS Collaboration, *Measurement of the Mistag Rate of b-tagging algorithms with  $5\text{fb}^{-1}$  of Data Collected by the ATLAS Detector*. ATLAS-CONF-2012-040, 2012.
- [110] The ATLAS Collaboration, *Performance of missing transverse momentum reconstruction in proton-proton collisions at 7 TeV with ATLAS*, Eur. Phys. J. C **72** (2012) 1844.
- [111] The ATLAS Collaboration, *Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in ATLAS with 2011 Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*. ATLAS-CONF-2012-101, 2012.
- [112] ATLAS Web, *ATLAS Luminosity - Public Results*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>, März 2013.
- [113] The ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in  $H \rightarrow \tau\tau$  decays in proton-proton collisions with the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2012-160, 2012.
- [114] ATLAS Web, *ATLAS Muon Combined Performance Preliminary Guidelines for Analyses of 2012 Data*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/MCPAnalysisGuidelinesData2012>, Januar 2013.
- [115] The ATLAS Collaboration, *Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*. CERN-PH-EP-2011-191, 2011.
- [116] S. Dittmaier et al., *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions*. CERN-2012-002, 2012.
- [117] The ATLAS Collaboration, *Re-optimized search for the Standard Model Higgs boson in the decay mode  $H \rightarrow \tau_{lep}\tau_{lep}$  in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector*. ATL-COM-PHYS-2012-987, 2012.
- [118] The ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  decay mode in  $\sqrt{s} = 7$  TeV pp collisions with ATLAS*. arXiv:1206.5971 [hep-ex], 2012.
- [119] The ATLAS collaboration, *Update of the  $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$  Analysis with  $13\text{fb}^{-1}$  of  $\sqrt{s} = 8$  TeV Data Collected with the ATLAS Detector*. ATLAS-CONF-2012-158, 2012.
- [120] N. Möser, M. Schmitz, J. Kroseberg, M. Schumacher und N. Wermes, *Estimation of*

- $Z \rightarrow \tau\tau$  background in VBF  $H \rightarrow \tau\tau$  searches from  $Z \rightarrow \mu\mu$  data using the embedding technique. ATL-PHYS-INT-2009-109, 2009.
- [121] The ATLAS Collaboration, *Data-driven estimation of the background to charged Higgs boson searches using hadronically-decaying tau final states in ATLAS*. ATLAS-CONF-2011-051, 2011.
- [122] The ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the decay mode  $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow ll + 4$  neutrinos in Association with jets in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2011-133, 2011.
- [123] J. Alwall et al., *Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions*, Eur. Phys. J. C **53** (2008) 473–500.
- [124] The ATLAS Collaboration, *Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV in ATLAS 2010 data*. ATLAS-CONF-2011-032, 2011.
- [125] The ATLAS Collaboration, *In situ jet pseudorapidity intercalibration of the ATLAS detector using dijet events in  $\sqrt{s} = 7$  TeV proton-proton 2011 data*. ATLAS-CONF-2012-124, 2012.
- [126] The ATLAS Collaboration, *Pile-up corrections for jets from proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV in ATLAS in 2011*. ATLAS-CONF-2012-064, 2012.
- [127] R.K. Ellis, I. Hinchliffe, M. Soldate und J.J. Van Der Bij, *Higgs decay to  $\pi^+\pi^-$ : A possible signature of intermediate mass Higgs bosons at high energy hadron colliders*, Nucl. Phys. B **297** (1988) 221–243.
- [128] N. Utecht, *Untersuchung der Z-Bosonproduktion mit Zerfall  $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$  mit dem ATLAS-Experiment am LHC*. Diplomarbeit. Universität Freiburg, 2011.
- [129] I. Rottländer, *Studie zum Entdeckungspotential eines Higgsbosons aus Vektorbosonfusion mit leptonischem Zerfall fuer das ATLAS Experiment am LHC*. Diplomarbeit. Universität Bonn, 2005.
- [130] N. Möser, *A Sensitivity Study for Higgs Boson Production in Vector Boson Fusion in the  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow lh + 3\nu$  Final State with ATLAS*. Doktorarbeit. Universität Bonn, 2011.
- [131] A.Elagin, P.Murat, A.Pranko und A.Safonov, *A New Mass Reconstruction Technique for Resonances Decaying to di-tau*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **654** (2011) 481–489.
- [132] W. K. Tung, *Group theory in physics*. World Scientific, 1995.
- [133] J. P. Tignol, *Galois' Theory of Algebraic Equations*. World Scientific, 2001.
- [134] 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.

- [135] A. L. Read, *Presentation of search results: the CLs technique*, J. Phys. G **28** (2002) 2693–2704.
- [136] The ATLAS Collaboration, *Combined coupling measurements of the Higgs-like boson with the ATLAS detector using up to  $25 \text{ fb}^{-1}$  of proton-proton collision data*. ATLAS-CONF-2013-034, 2013.
- [137] The ATLAS Collaboration, *Study of the spin of the Higgs-like boson in the two photon decay channel using  $20.7 \text{ fb}^{-1}$  of pp collisions collected at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2013-029, 2013.
- [138] The ATLAS Collaboration, *Study of the spin properties of the Higgs-like boson in the  $H \rightarrow WW(*) \rightarrow e\nu\mu\nu$  channel with  $21 \text{ fb}^{-1}$  of  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  data collected with the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2013-031, 2013.
- [139] The ATLAS Collaboration, *Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the four lepton decay channel with the ATLAS detector using  $25 \text{ fb}^{-1}$  of proton-proton collision data*. ATLAS-CONF-2013-013, 2013.
- [140] The CMS Collaboration, *Properties of the Higgs-like boson in the decay  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$ , and  $8 \text{ TeV}$* . CMS-PAS-HIG-13-002, 2013.
- [141] The CMS Collaboration, *Updated measurements of the Higgs boson at  $125 \text{ GeV}$  in the two photon decay channel*. CMS-PAS-HIG-13-001, 2013.
- [142] The CMS Collaboration, *Evidence for a particle decaying to  $W^+W^-$  in the fully leptonic final state in a standard model Higgs boson search in pp collisions at the LHC*. CMS-PAS-HIG-13-003, 2013.
- [143] G. Cowan, *Statistical Data Analysis*. Oxford University Press, 1998.
- [144] J. Neyman und E. S. Pearson, *On the Problem of the Most Efficient Tests of Statistical Hypotheses*, 1933. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A **231** (1933) 289–337.
- [145] S. S. Wilks, *The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses*, Ann. Math. Statist. **9** (1938) 60–62.
- [146] A. Wald, *Tests of Statistical Hypotheses Concerning Several Parameters When the Number of Observations is Large*, Transaction of the American Mathematical Society **54** (1943) 426–482.

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei all den Leuten bedanken, ohne die diese Arbeit sicherlich nicht in der hier präsentierten Form zustande gekommen wäre.

So geht zuerst ein ausgesprochen herzlicher Dank an Prof. Dr. Markus Schumacher, dem ich zum Beispiel schon für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe und für die Bereitstellung meines Lieblingsthemas, für das ich, trotz in der Experimentalphysik gelandet zu sein, immerhin die ein oder andere Rechnung auf einem Blatt Papier anfertigen konnte, danken will. Die hervorragende und immer verfügbare Betreuung und Unterstützung, die ich während meiner gesamten Arbeitszeit erfahren habe, und die tolle Atmosphäre innerhalb der Arbeitsgruppe (die übrigens, ganz wichtig, auch fernab der Physik in der ein oder anderen Freizeitaktivität anhält) werde ich mit Sicherheit vermissen.

Ohne die gesamte Post-Doc Mannschaft wäre ich sicherlich nicht weit gekommen: Markus W. und Martin, vielen Dank für den leichten, schnellen und sanften Einstieg, den ich durch Eure Hilfe erfahren habe. Stan will ich vor allem dafür danken, dass er  $H \rightarrow \tau\tau$ -Convener ist und einfach nur da ist und gute Laune verbreitet. Aber natürlich auch für die ein oder andere physikalische und unphysikalische Hilfe. Michel (und seinen Actionfiguren) bin ich ebenfalls zu großem Dank verpflichtet. Nicht zuletzt durch ihn in seiner Rolle als Co-Sub-Sub-Convener ist diese Diplomarbeit zu dem geworden was sie ist. Ein großer Dank geht auch an Michael, ohne den unser Analyseframework und sonstiges wahrscheinlich heute noch nicht laufen würde.

Ganz zwanglos nach Dienstgrad geordnet will ich mich weiter bei den Doktoranden und den anderen bedanken. Ohne Christian wäre ich immer noch dabei verschiedene Acceptance Challenges versuchen zu bestehen. Vielen Dank an Dirk, Flo und Holger, die mir immer helfen. Anna möchte ich vor allem für das viele Grün in unserem Büro danken und Danke, Michaela, fürs Aufmuntern, wenn sonst niemand im Büro ist.

Thank you, Michael and Ohad from Weizmann in Israel, for building such a gorgeous team. And thanks for all the incredibly fast and invaluable help!

Oft vergessen, doch eigentlich die wichtigsten: Vielen Dank an alle Computerleute, darunter Anton, Adil, Michael, Felix und Julian, die dafür Sorge getragen haben, dass ich überhaupt Ergebnisse für diese Arbeit produzieren konnte, und falls ich mal in Ausnahmefällen ein Computerproblem hatte (z.B. „ich kann nichts machen!“ , oder „wo ist meine Taskleiste hin?“) immer schnell eine Lösung parat hatten.



# Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst sowie Ergebnisse und Zitate anderer kenntlich gemacht habe.

---

Ort, Datum

---

Unterschrift

