

## Bachelorarbeit

# Setzen von Ausschlussgrenzen im Kontext des $H \rightarrow \tau\tau$ Zerfalls zu dileptonischen Endzuständen

## Limit setting for $H \rightarrow \tau\tau$ decay with dileptonic final states

angefertigt von

**Lukas Weise**

aus Kassel

am II. Physikalischen Institut

**Arbeitsnummer:** II.Physik-UniGö-BSc-2013/03

**Bearbeitungszeit:** 1. April 2013 bis 8. Juli 2013

**Erstgutachter/in:** Prof. Dr. Arnulf Quadt

**Zweitgutachter/in:** Prof. Dr. Ariane Frey

# Zusammenfassung

Untersuchungsobjekt dieser Arbeit ist der Zerfall  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  des vor einem Jahr entdeckten higgsartigen Teilchens in zwei  $\tau$ -Leptonen zur Erforschung der fermionischen Kopplungen des Teilchens. Mit verschiedenen Massenrekonstruktionsalgorithmen wurden die invarianten Massen der zerfallenden Teilchen für Signal und Untergrund rekonstruiert. Zuerst wurde die  $CL_s$ -Methode als solche zum Setzen von Ausschlussgrenzen untersucht. Dabei wurde auf verschiedene Berechnungsmethoden (TLIMIT und ROOSTATS) eingegangen. Um den besten Massenrekonstruktionsalgorithmen zu bestimmen, wurde untersucht, welcher Algorithmus die kleinste erwartete Ausschlussgrenze für die Signalstärke liefert. Ein Ergebnis dieser Untersuchung ist, dass der „Missing Mass Calculator“ die besten erwarteten Ausschlussgrenzen liefert. Es ergab sich eine beobachtete Ausschlussgrenze von 21.6 mal dem SM-Wirkungsquerschnitt im  $ee + \mu\mu$ -Kanal und 15.3 im  $e\mu$ -Kanal in Einheiten der Standardmodellerwartung für die Signalstärke.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>2</b>
2.1	Standardmodell . . . . .	2
2.2	Lokale Eichinvarianz . . . . .	3
2.3	Higgs-Mechanismus . . . . .	5
2.4	Phänomenologie des Higgs-Bosons . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Experiment</b>	<b>10</b>
3.1	LHC . . . . .	10
3.2	ATLAS-Detektor . . . . .	10
<b>4</b>	<b>Selektion</b>	<b>13</b>
<b>5</b>	<b>Massenrekonstruktion</b>	<b>16</b>
5.1	Effektive Masse (EFF) . . . . .	16
5.2	Kollineare Näherung (COLL) . . . . .	16
5.3	Missing Mass Calculator (MMC) . . . . .	18
5.4	„True“ Transverse Mass (TTM) . . . . .	18
<b>6</b>	<b>Verwendete statistische Methoden</b>	<b>20</b>
6.1	Hypothesentests . . . . .	20
6.2	Teststatistik . . . . .	20
6.3	$CL_s$ -Methode . . . . .	22
<b>7</b>	<b>Analyse</b>	<b>24</b>
7.1	Studien mit simulierten Daten . . . . .	24
7.2	Übergang zu ROOSTATS . . . . .	30
7.3	Erwartete Ausschlussgrenzen für verschiedene Schritte in der Schnittabfolge	31
7.4	Beobachtete Ausschlussgrenzen . . . . .	43

## *Inhaltsverzeichnis*

<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>45</b>
<b>9</b>	<b>Ausblick</b>	<b>46</b>

# Nomenklatur

## Variablen

Variable	Bedeutung
$\vec{p}_T$	Transversalimpuls bezüglich Strahlachse (z-Achse), $p_T =  \vec{p}_T $
$m^2 = E^2 + \vec{p}^2$	(Quadrat der) Invariante(n) Masse für Impuls $\vec{p}$ und Energie $E$

## Verwendete Relationen

$$\gamma, \beta: \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \quad \text{mit: } \beta = |\vec{\beta}| = \frac{|\vec{v}|}{c}$$

$$\text{Paulimatrizen:} \quad \sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$\text{Kommutator:} \quad [\sigma_l, \sigma_k] = 2i \sum_{m=1}^3 \epsilon_{lkm} \sigma_m$$

$$\text{Antikommutator:} \quad \{\sigma_l, \sigma_k\} = 2\delta_{lk} \mathbb{1}_2$$

$$\gamma\text{-Matrizen:} \quad \gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbb{1}_2 & 0 \\ 0 & -\mathbb{1}_2 \end{pmatrix} \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{mit: } i \in \{1, 2, 3\}$$

## Indizes

griechische Indizes    Lorentzindizes (mit Summenkonvention)

## Abkürzungen

<b>Abkürzung</b>	<b>Bedeutung</b>
CL	Konfidenzlevel
MC	Monte-Carlo
MMC	Missing Mass Calculator (Massenrekonstruktionsalgorithmus)
TTM	True Transverse Mass (Massenrekonstruktionsalgorithmus)
EFF	Effektive Masse (Massenrekonstruktionsalgorithmus)
COLL	Kollineare Näherung (Massenrekonstruktionsalgorithmus)
sys.	systematisch
stat.	statistisch

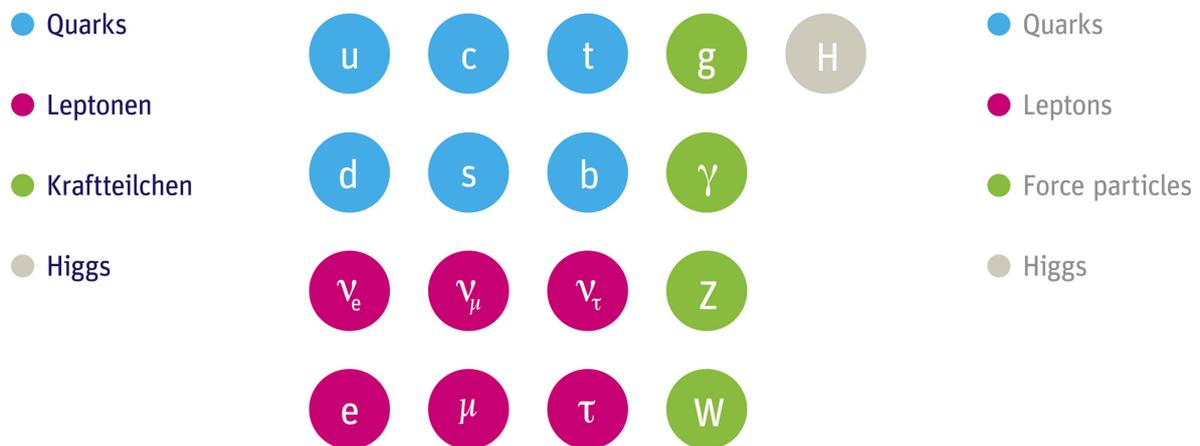
# 1 Einleitung

Das Higgs-Boson ist das letzte fehlende Teilchen im Standardmodell der Teilchenphysik. Über den Higgs-Mechanismus verleiht es Teilchen ihre Masse. Im Juli 2012 wurde die Entdeckung eines neuen Teilchens mit einer Masse von 125-126 GeV bekannt gegeben [1, 2]. Um nachzuweisen, dass es sich bei diesem Teilchen um das Standardmodell-Higgs handelt müssen dessen Eigenschaften untersucht werden. Bisher wurden keine Kopplungen des neuen Teilchens an Fermionen explizit nachgewiesen. Daher wird in dieser Bachelorarbeit der vielversprechende Zerfall  $H \rightarrow \tau\tau$  untersucht.

# 2 Theorie

## 2.1 Standardmodell

Das Standardmodell beschreibt alle bisher entdeckten Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen mit Ausnahme der Gravitation. Es wurde durch Experimente präzise bestätigt. Eine Übersicht über die Elementarteilchen gibt Abbildung 2.1.



**Abb. 2.1:** Elementarteilchen des Standardmodells

Sichtbare Materie besteht aus Leptonen und Quarks, welche Fermionen (halbzahliger Spin) sind. Diese Teilchen lassen sich in drei Generationen zusammenfassen (die ersten drei Spalten in Abbildung 2.1). Weiterhin gibt es zu jedem dieser Teilchen ein Antiteilchen mit gleicher Masse und Spin, aber umgekehrter Ladung. Die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen wird über bosonische (ganzzahliger Spin) Austauschteilchen vermittelt [3]:

- **Starke Wechselwirkung:** Die starke Wechselwirkung wird durch acht masselose Gluonen ( $g$ ) vermittelt und wirkt nur auf Teilchen mit Farbladung (Quarks). Dabei werden die möglichen Farbladungen des Quarks als rot, grün und blau bezeichnet. Entsprechend tragen Antiquarks Antifarben (antirot, ...). Es können jedoch nur farbneutrale Teilchen direkt beobachtet werden. Die Quarks bilden daher gebundene Zustände: Baryonen (drei Quarks oder drei Antiquarks) und Mesonen (Quark

und Antiquark). Eine Besonderheit der starken Wechselwirkung ist, dass die Gluonen selbst Farbe und Antifarbe tragen und so miteinander wechselwirken können. Weiterhin nimmt die Stärke der Wechselwirkung mit dem Abstand zu, sodass beim Versuch Quarks zu trennen schließlich so viel Energie aufgebracht werden muss, dass sich neue Quarks bilden können. Somit können Quarks nicht isoliert vorkommen („confinement“) und die starke Wechselwirkung hat eine begrenzte Reichweite. Für kleine Abstände (oder hohe Energien) können Quarks dann als quasifrei betrachtet werden („asymptotic freedom“).

- **Elektromagnetische Wechselwirkung:** Vermittelt durch das masselose Photon ( $\gamma$ ) wirkt diese Wechselwirkung zwischen elektrisch geladenen Teilchen: Elektron ( $e^-$ ), Myon ( $\mu^-$ ), Tau ( $\tau^-$ ), den Quarks (Ladung:  $2/3$  für up-type und  $-1/3$  für down-type) und den entsprechenden Antiteilchen. Das Photon trägt keinerlei Ladung und hat als masseloses Teilchen eine unendliche Reichweite.
- **Schwache Wechselwirkung:** Die schwache Wechselwirkung wirkt zwischen allen elementaren Fermionen, also auch zwischen den ungeladenen Neutrinos ( $\nu$ ). Die bosonischen Austauscheteilchen sind das elektrisch ungeladene  $Z^0$  und die geladenen  $W^\pm$ -Bosonen. Alle drei haben eine von Null verschiedene Masse und somit die Wechselwirkung eine begrenzte Reichweite.

Über den Higgsmechanismus (siehe Abschnitt 2.3) erlangen die Teilchen ihre Masse. Außerdem wird ein skalares, massebehaftetes Higgs-Teilchen vorhergesagt.

## 2.2 Lokale Eichinvarianz

Zur Beschreibung der Wechselwirkungen in der Quantenfeldtheorie lässt sich der Lagrangeformalismus anwenden. In der klassischen Mechanik ergibt sich die Wirkung  $S$  zu:

$$S = \int dt L(\vec{x}, \dot{\vec{x}}) \quad (2.1)$$

Dabei ergibt sich die Lagrangefunktion  $L$  über  $L = T - V$  mit der kinetischen Energie  $T$  und dem Potential  $V$ . Für die Quantenfeldtheorie wird die Wirkung über die Lagrange-dichte  $\mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi)$  berechnet, wobei diese vom Feld  $\phi$  und dessen Ableitungen abhängt:

$$S = \int d^4x \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi) \quad (2.2)$$

## 2 Theorie

Analog zur klassischen Mechanik erhält man die Euler-Lagrange-Gleichungen aus der Minimierung von  $S$ :

$$0 = \partial_\mu \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\phi)} \quad (2.3)$$

Hängt die Lagrangedichte von mehreren Feldern ab, erhält man für jedes Feld eine solche Gleichung. Auch hier folgen aus kontinuierlichen Symmetrien  $\phi \rightarrow \phi + \alpha \Delta \phi$  der Lagrangedichte mit Parameter  $\alpha$  aus dem Noether-Theorem Erhaltungsgrößen. Fordert man nun eine lokale Eichinvarianz der Lagrangedichte, also Invarianz unter  $\phi \rightarrow \phi + \alpha(x) \Delta \phi$  mit raum- und zeitabhängigem  $\alpha$ , muss man ein Eichfeld einführen, das eine Wechselwirkung vermittelt.

**Beispiel elektromagnetische Wechselwirkung:** Die Lagrangedichte des freien Fermionfeldes  $\mathcal{L}_{Dirac}$  ist [4]:

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (2.4)$$

Diese ist invariant unter der globalen Transformation  $\psi \rightarrow \exp(i\alpha)\psi$ , aber nicht unter der lokalen Transformation  $\psi \rightarrow \exp(i\alpha(x))\psi$ . Die Invarianz unter der lokalen Transformation lässt sich herbeiführen, wenn man  $\partial_\mu$  durch die kovariante Ableitung  $D_\mu = \partial_\mu - ig_e A_\mu$  ersetzt. Dabei transformiert sich das Eichfeld  $A_\mu$  wie folgt:  $A_\mu \rightarrow A_\mu + 1/g_e \partial_\mu \alpha(x)$ . Einsetzen in (2.4) liefert mit der freien Lagrangedichte für das Feld des Eichbosons (mit Eichfeld  $A_\mu$ )  $\mathcal{L}_A = -1/4 F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$  die Lagrangedichte der Quantenelektrodynamik (QED):

$$\mathcal{L}_{QED} = \mathcal{L}_{Dirac} - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \bar{\psi} g_e \gamma^\mu A_\mu \psi \quad (2.5)$$

Dabei gilt  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ . Der dritte Term in Gleichung (2.5) beschreibt dann die Wechselwirkung (WW) von Photon und Fermion.

Für die schwache Wechselwirkung (QFD) verlangt man die Invarianz der Lagrangedichte unter der Transformation  $\psi \rightarrow \exp(i\alpha(x)\tau_j)\psi$  mit  $\tau_j = 1/2 \sigma_j$  [4]. Diese  $\tau_j$  sind Generatoren der SU(2), welche Eichgruppe zur Eichtheorie der QFD genannt wird. Die Eichgruppe der Quantenchromodynamik (QCD, starke WW) ist die SU(3), mit den Gell-Mann-Matrizen als Generatoren [4]. Mit der U(1) als Eichgruppe der QED lässt sich das Standardmodell als lokale Eichtheorie mit den Eichgruppen SU(3)⊗SU(2)⊗U(1) beschreiben. Allerdings

sind alle Bosonen dieser Eichtheorie (Eichbosonen) masselos, da durch die Einführung expliziter Massenterme die Eichinvarianz gebrochen würde. Durch die Symmetriebrechung im Higgs-Mechanismus können Massen erklärt werden, ohne die Eichinvarianz zu brechen.

## 2.3 Higgs-Mechanismus

Beim Higgs-Mechanismus (Originalpublikation [5]) wird ein Skalarfeld  $\phi$  mit Potential  $V = -\mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda/2(\phi^\dagger\phi)^2$  in die Lagrangedichte eingeführt. Dabei ist  $\phi$  ein Dublett:

$$\mathcal{L} = |\partial_\mu\phi|^2 - V \quad (2.6)$$

Das Potential hat Minima für  $|\phi_0| = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} = v$ . Für  $\mu \neq 0$  erhält man also einen Grundzustand, der nicht bei  $\phi = 0$  liegt und somit durch Eichtransformationen verändert werden kann. Dies bricht die Eichsymmetrie.

**Massen der Eichbosonen in der elektroschwachen Vereinigung:** Für die Kombination von QFD und QED benötigt man vier Eichfelder (für jeden Generator von  $SU(2)\otimes U(1)$  ein Eichfeld):  $W_1^\mu$ ,  $W_2^\mu$ ,  $W_3^\mu$  und  $B^\mu$ . Damit erhält man die folgende kovariante Ableitung [4]:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \sum_{a=1}^3 W_\mu^a \tau_a - i\frac{g'}{2} B_\mu \quad (2.7)$$

Dabei sind  $g$  und  $g'$  zwei verschiedene Kopplungskonstanten. Als Grundzustand des Skalarfeldes  $\phi$  erhält man [4]:

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Damit kann man nun  $|D_\mu\phi|^2$  berechnen:

$$|D_\mu\phi|^2 = \frac{1}{2} \frac{v^2}{4} (g^2(W_\mu^1)^2 + g^2(W_\mu^2)^2 + (-gW_\mu^3 + g'B_\mu)^2) \quad (2.9)$$

Mit den Eichbosonen, die sich als Linearkombinationen von  $W_\mu^a$  und  $B_\mu$  ergeben, erhält man deren Massen, die in der Lagrangedichte als  $\frac{1}{2}m_P^2(P_\mu)^2$  für ein Eichfeld  $P_\mu$  auftreten:

## 2 Theorie

$$\begin{aligned}
 \text{W-Bosonen:} \quad W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2) & m_W &= \frac{gv}{2} \\
 \text{Z-Boson:} \quad Z_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}}(gW_\mu^3 - g'B_\mu) & m_Z &= \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{v}{2} \\
 \text{\(\gamma\)-Boson:} \quad A_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}}(g'W_\mu^3 + gB_\mu) & m_\gamma &= 0
 \end{aligned}$$

Dabei ergibt sich das Photon als zum Z-Boson orthogonale Komponente. Die Mischung von  $W_\mu^3$  und  $B_\mu$  lässt sich auch mit dem elektroschwachen Mischungswinkel  $\theta_W$  beschreiben:

$$\begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} W \\ B \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Damit ergibt sich für die Beziehung zwischen den Kopplungskonstanten  $g_e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$  und für die Massen  $m_Z \cos \theta_W = m_W$ .

Die Kopplung des Higgs-Bosons an die Eichbosonen ist durch  $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2}$  festgelegt. Dabei ist  $G_F$  die Fermikonstante.

Nun betrachtet man Anregungen aus dem Grundzustand  $\phi_0$  mit dem Higgs-Feld  $H(x)$ :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Ein Vorgehen wie zuvor liefert auch den Massenterm des Higgs-Bosons [4]:

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v \quad (2.12)$$

Diese Masse ist also allein durch  $v$  nicht festgelegt.

Die Kopplung des Higgsteilchens an die Fermionen wird durch die Yukawa-Kopplung beschrieben [4] und liefert die Massen  $m_f$  der Fermionen:

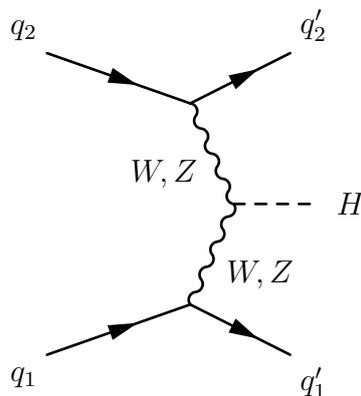
$$m_f = \sqrt{\frac{1}{2}}\lambda_f v \quad (2.13)$$

Schwere Teilchen koppeln also stärker an das Higgs-Feld. Die im Rahmen des Standardmodells nicht vorhersagbaren Konstanten  $\lambda_f$  müssen experimentell bestimmt werden. Die dadurch große Anzahl an freien Parametern ist eine Motivation für die Suche nach Theorien, die über das Standardmodell hinausgehen.

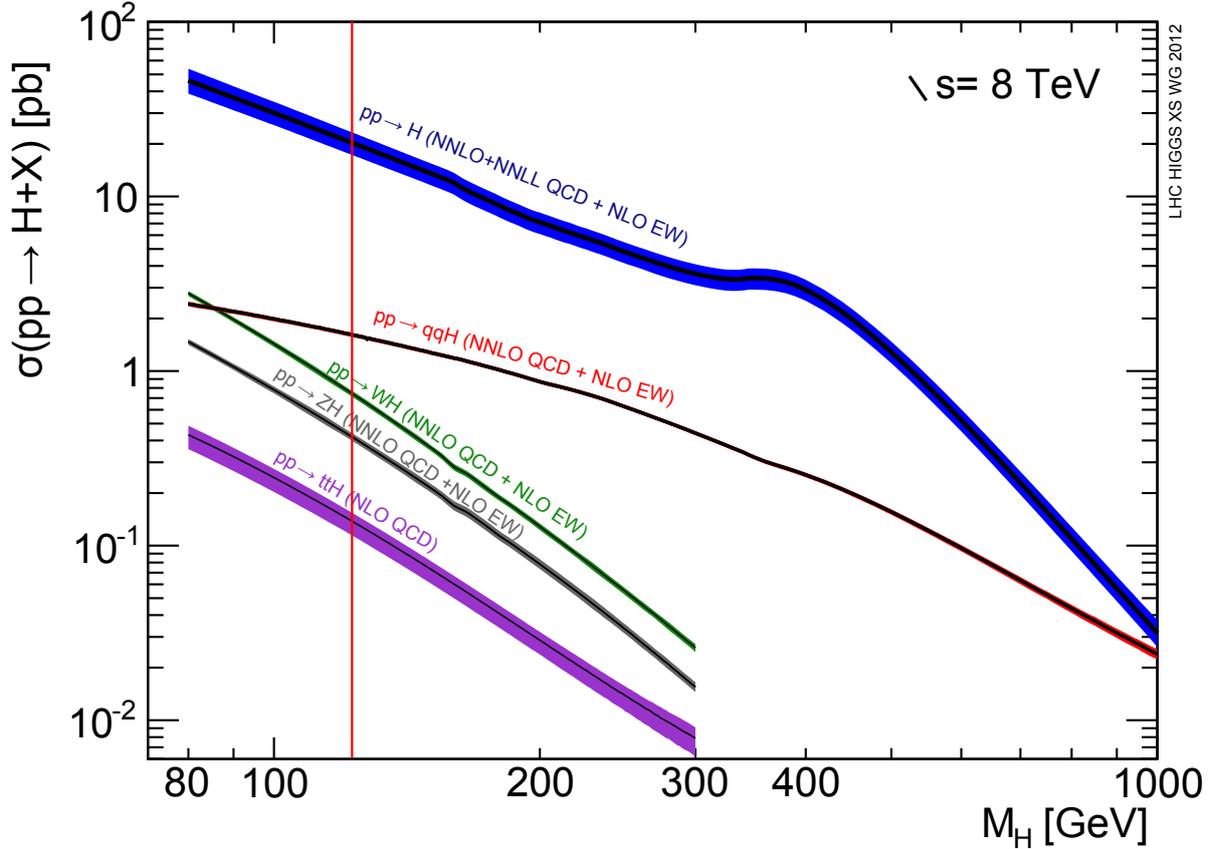
## 2.4 Phänomenologie des Higgs-Bosons

Durch die Theorie werden einige Produktionskanäle für das Higgs-Boson vorhergesagt. Am LHC sind die in Abbildung 2.3 gezeigten Kanäle möglich. Die Wirkungsquerschnitte werden dort für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  in Abhängigkeit von der Higgs-Masse gezeigt. Die Gluon-Fusion (ggH) ist dabei der Produktionskanal mit den höchsten Wirkungsquerschnitt, aber auch der Vektor-Boson-Fusion-Kanal (VBF, s. Abb. 2.2) trägt bei. Bei der VBF strahlen zwei Quarks aus unterschiedlichen Protonen ein Vektorboson ab. Diese bilden dann ein Higgs-Boson. Da sie durch die Abstrahlung kaum abgelenkt werden, fliegen die beiden Quarks dann weiter in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung und bilden unabhängige Jets. Deswegen wird auch die QCD-Wechselwirkung zwischen den Jets unterdrückt und somit weitere Jets. Zerfällt das Higgs-Boson, so erhalten die Zerfallsprodukte einen Boost in der transversalen Ebene und liegen zwischen den beiden Jets in der Zentralregion. Für einen leptonicen Zerfall erwartet man in der Zentralregion also keine Jets. Somit lässt sich das VBF-Signal über die folgenden Merkmale vom Untergrund trennen:

- zwei hochenergetische Jets mit großer Rapiditätslücke und großer invarianter Masse
- kaum Jetaktivität im Zentralbereich
- Zerfallsprodukte des Higgs-Zerfalls im Zentralbereich



**Abb. 2.2:** Feynman-Diagramm der führenden Ordnung für die Higgs-Produktion über Vektor-Boson-Fusion.



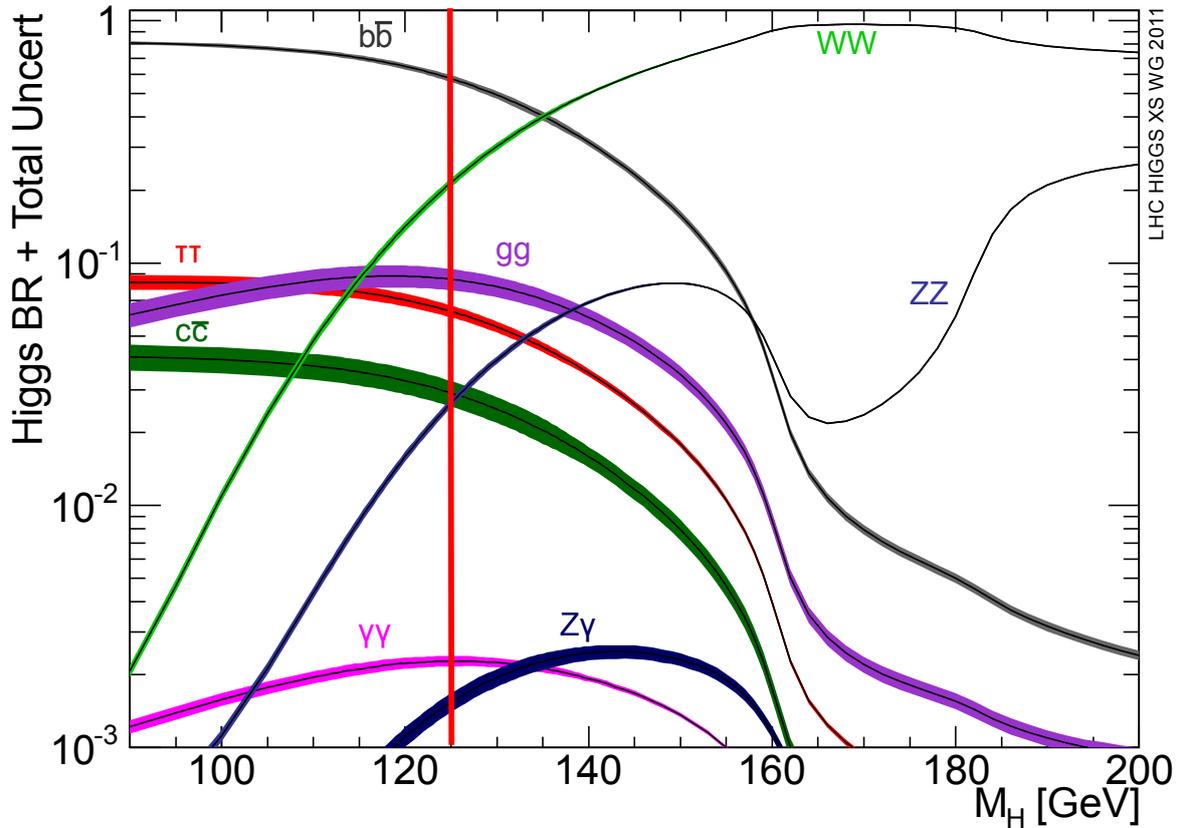
**Abb. 2.3:** Higgs-Produktionskanäle für  $\sqrt{s} = 8$  TeV (nach [6]). Die Fehlerbänder kennzeichnen die Unsicherheiten durch Vernachlässigung von Korrekturen höherer Ordnung und die vertikale Linie  $m_H = 125$  GeV.

Die möglichen Zerfälle des Higgs-Bosons zeigt Abbildung 2.4. Einige bosonische Kopplungen des entdeckten higgsartigen Teilchens sind bereits beobachtet ( $ZZ^*$  [7] und der Zerfall in  $\gamma\gamma$  über eine Fermionschleife [8]). Bis auf den indirekten Nachweis (Fermionschleifen für die indirekte Kopplung an  $\gamma\gamma$  und  $gg$ ) ist die fermionischen Kopplungen allerdings noch nicht nachgewiesen. Diese möchte man nachweisen, um zu untersuchen, ob es sich um das Standardmodell-Higgs handelt.

Wie im vorigen Abschnitt bereits gesagt, koppelt das Higgs-Boson stärker an schwerere Teilchen. Der Zerfall in b-Quarks ist offenbar (s. Abb. 2.4) für  $m_H = 126$  GeV dominant. Allerdings ist die Messung in diesem Kanal am LHC wegen des großen Multi-Jet-Untergrundes schwierig. Das nächstgrößere Verzweigungsverhältnis (unter den fermionischen Zerfällen) weist der Kanal  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  auf (im Folgenden wird  $\tau^+\tau^-$  als  $\tau\tau$  bezeichnet). Daher soll in dieser Arbeit dieser Zerfallskanal untersucht werden.

Da hier dileptonische Endzustände für das  $\tau\tau$ -Paar betrachtet werden sollen und der VBF-Kanal in diesem Fall eine gute Trennung von Signal und Untergrund ermöglicht,

bietet sich dieser Produktionskanal an.



**Abb. 2.4:** Zerfallskanäle des Standardmodell-Higgs in Abhängigkeit von der Higgs-Masse (nach [9]). Die Fehlerbänder kennzeichnen die Unsicherheiten durch Vernachlässigung von Korrekturen höherer Ordnung und die vertikale Linie  $m_H = 125$  GeV.

Das  $\tau$ -Lepton zerfällt mit einer Lebensdauer von  $\tau_\tau = (290.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-15}$  s [10] schnell weiter - entweder hadronisch oder in leichtere Leptonen. Hier soll der dileptonische Endzustand betrachtet werden. Dabei werden vier Neutrinos frei, was die Rekonstruktion der invarianten Masse des  $\tau\tau$ -Paares und damit der Higgs-Masse erschwert. Der Endzustand  $e\mu$  unterscheidet sich dabei von  $ee$  und  $\mu\mu$ , da ersterer nicht direkt durch den Zerfall eines Teilchens gebildet werden kann und so die Zwischenstufe des  $\tau$ -Leptons nötig ist. Untergründe mit mehreren leptonisch zerfallenden Teilchen (z. B. ein Top-Antitop-Paar  $t\bar{t}$ ) werden dadurch nicht unterdrückt.

# 3 Experiment

## 3.1 LHC

Der Large Hadron Collider (am CERN in Genf) ist ein Ringbeschleuniger für Protonen mit einem Umfang von 27 km. Dieser wurde 2008 in Betrieb genommen. Erstes Ziel des LHC war die Entdeckung des Higgs-Teilchens, ein weiteres Ziel ist die Suche nach Physik außerhalb des Standardmodells. An vier der acht Kreuzungspunkten der Protonenstrahlen befinden sich die Detektoren ATLAS, CMS, LHCb und ALICE. Dabei sind ATLAS und CMS Vielzweck-Experimente. Zunächst wurde mit pp-Kollisionen eine Schwerpunktsenergie von 7 TeV erreicht und diese schließlich auf 8 TeV erhöht. Nach einem Upgrade soll die ursprünglich geplante Energie (14 TeV) erreicht werden.

## 3.2 ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor ist der größte der vier Detektoren. Alle Subdetektoren des ATLAS-Detektors sind zylinderförmig um den Kollisionspunkt angeordnet. Der innerste Teil des Detektors beinhaltet die Spurdetektoren, dann folgen das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter und schließlich das Myon-System. Zur Impulsbestimmung über die Bahnkrümmung wird für den inneren Detektor ein Solenoidfeld der Stärke 2T verwendet, für das Myon-System ein Toroidfeld. In beiden Fällen werden Supraleiter zur Erzeugung des Magnetfeldes verwendet [11].

**Innerer Detektor:** Der innerste Subdetektor ist der Pixeldetektor, welcher aus drei Schichten von Halbleiter-Pixeldetektoren besteht. Geladene Teilchen hinterlassen in der Sperrschicht des Halbleiters Elektron-Loch-Paare, sodass der Pixel einen Treffer registriert und aus mehreren Treffern die Spur rekonstruiert werden kann. Dieser Detektor bietet eine gute Auflösung und wird zum Beispiel zur Vertexrekonstruktion des ersten („primary“) Vertex und beim b-tagging (Identifizierung von Jets, die von einem b-Quark herrühren) verwendet. Wegen der Nähe zum Kollisionspunkt müssen diese Detektoren sehr strahlenhart sein. Die Pseudorapiditätsabdeckung (Definition s. Kapitel 4) ist  $|\eta| < 2.5$ .

### 3 Experiment

Es folgen vier Schichten von Halbleiter-Streifendetektoren (SCT), die prinzipiell wie die Pixeldetektoren funktionieren aber eine geringere Auflösung erreichen. Der SCT soll weitere Messungen an der Spur vornehmen und so zur Impulsbestimmung und Vertexrekonstruktion beitragen. Die Pseudorapiditätsabdeckung ist ebenfalls  $|\eta| < 2.5$ .

Den inneren Detektor schließt der Transition Radiation Tracker (TRT) ab. Dieser besteht aus Driftröhren, die mit einer Gasmischung (hauptsächlich Xe) umgeben sind. Die Driftröhren liefern weitere Spurinformatoren. Beim Übergang in ein anderes Medium senden geladene Teilchen mit hohem  $\gamma$  Übergangsstrahlung aus. Diese Abstrahlung liefert somit eine weitere Identifizierungsmöglichkeit. Die Pseudorapiditätsabdeckung ist  $|\eta| < 2.0$  [11].

**Kalorimeter:** Das elektromagnetische Kalorimeter absorbiert die Energie geladener Teilchen, welche durch Bremsstrahlung und Paarbildung einen elektromagnetischen Schauer ausbilden. Dieses Kalorimeter ist ein Sandwich-Kalorimeter, bestehend aus alternierenden Schichten von Absorbern und sensitiven Komponenten zur Signalaufnahme. Für das elektromagnetische Kalorimeter ist der Absorber Blei und die sensitive Komponente flüssiges Argon (LAr). Die Signale werden mittels Elektroden zwischen den Absorbern ausgelesen. Das elektromagnetische Kalorimeter deckt  $|\eta| < 3.2$  ab.

Das hadronische Kalorimeter soll ungeladene Hadronen und deren Energie über hadronische Schauer (gebildet durch Gluonabstrahlung und Bildung von  $q\bar{q}$ -Paaren) detektieren. Der Absorber im Zentralbereich ( $|\eta|$  klein) ist Eisen und die sensitive Komponente ein Szintillator, im Bereich der Endkappen wird Kupfer als Absorber und LAr als sensitive Komponente verwendet. Die Pseudorapiditätsabdeckung ist  $|\eta| < 3.2$ .

Im Vorwärtsbereich ( $3.1 < |\eta| < 4.9$ ) werden beide Kalorimeter durch das FCal ergänzt. Dessen elektromagnetischer Teil besteht aus Kupfer und LAr, der hadronische aus Wolfram und LAr [11].

**Myon-System:** Da alle Teilchen außer Neutrinos und Myonen vom Kalorimeter vollständig absorbiert werden, können Myonen im Myon-System identifiziert und der Myonimpuls bestimmt werden. Das Myon-System besteht aus vier Komponenten: Monitored Drift Tube (MDT), Cathode-Strip Chambers (CSC), Resistive Plate Chambers (RPC) und Thin Gap Chambers (TGC). Die ersten beiden Komponenten dienen zur Impulsbestimmung, die letzten beiden zum schnellen Triggern auf Myonen. Der MDT besteht aus Driftröhren, CSC und TGC sind Vieldrahtproportionalkammern. RPCs bestehen aus parallelen Metallplatten zwischen denen eine hohe Spannung angelegt ist. Passieren geladene Teilchen den gasgefüllten Zwischenraum entlädt sich die Spannung entlang der Ionisationsspur, sodass die Teilchen registriert werden können. Die Pseudorapiditätsabdeckung

### 3 Experiment

ist  $|\eta| < 2.7$  [11].

**Trigger-System:** Da die vom Detektor gelieferte Datenrate zu hoch ist, um komplett gespeichert zu werden, werden mittels eines dreistufigen Triggersystems interessante Ereignisse ausgewählt [11, 12]:

- **L1-Trigger:** Am Kalorimeter und dem Myon-System werden durch Hardwaretrigger die Ereignisse nach folgenden Kriterien gefiltert: Objekte mit hohem transversalen Impuls  $p_T$ , hohe transversale Energie für das ganze Ereignis und hoher fehlender transversaler Impuls  $\cancel{p}_T$ . Die Ereignisrate wird von 40 MHz auf 70 kHz reduziert.
- **L2-Trigger:** Durch diesen softwarebasierten Trigger werden für die ausgewählten Ereignisse auch die anderen Detektorkomponenten ausgelesen und die Ereignisrate auf 6 kHz reduziert.
- **Event Filter:** Komplexere Algorithmen (software-basiert) werden auf das komplette Ereignis angewendet und die Ereignisrate somit auf 1 kHz reduziert.

## 4 Selektion

Um das Signal vom Untergrund zu trennen, führt man Schnitte auf verschiedene Variablen durch. Diese Selektionsschnitte testet man an Monte-Carlo-Simulationen. Dafür müssen die Daten natürlich adäquat durch die MC-Simulationen beschrieben werden. Für diese Arbeit sind die Schnitte durch vorhergehende Arbeiten bereits festgelegt (s. Kapitel 6.6 in [13]). Tabelle 4.1 führt alle Schnitte der VBF  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow 4\nu\ell\ell$ -Selektion auf. Einige wichtige Schnitte seien hier kurz vorgestellt.

Da Leptonen aus Multi-Jet-Prozessen nicht außerhalb eines Jets auftauchen, kann man durch einen Schnitt auf die Isolation des Leptons den Multijet-Untergrund unterdrücken. Die Isolationsvariable wird bestimmt, indem in einem Kegel um den Leptonimpuls alle Transversalimpulse im Spurdetektor addiert werden und diese Summe dann mit dem Transversalimpuls des Leptons normiert wird. Eine entsprechende Isolationsvariable existiert auch für das Kalorimeter. Schnitte auf die Isolationsvariable werden in dieser Analyse zum Beispiel in der Vorselektion (s. Tab. 4.2) für den Trigger EF\_e24vhi\_medium1 angewendet.

Treten bei einem Zerfall (nicht direkt nachweisbare) Neutrinos auf, so kann man zumindest den fehlenden Transversalimpuls  $\vec{p}_T$  bestimmen. Dieser wird wie folgt berechnet:

$$\vec{p}_T = - \sum_{\text{sichtbare Objekte}} \vec{p}_{T_i} \quad (4.1)$$

Um die VBF-Prozesse vom Untergrund zu trennen, betrachtet man die Rapidität  $y$  bzw. die Pseudorapidität  $\eta$  der beteiligten Teilchen. Die Rapidität und die Pseudorapidität

## 4 Selektion

sind wie folgt definiert:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (4.2)$$

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) = -\frac{1}{2} \ln \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (4.3)$$

Dabei ist  $\theta$  der Winkel des Impulses  $\vec{p}$  zur Strahlachse. Die Rapidität gleicht für  $E \gg m$  der Pseudorapidität. Zu beachten ist, dass Pseudorapiditätsdifferenzen  $\Delta\eta$  Lorentz-invariant sind, die Pseudorapidität selbst aber nicht.

Für die Selektion der VBF-Ereignisse fordert man nun eine sog. Rapiditätslücke  $\Delta\eta$  zwischen den beiden Vorwärtsjets, in welcher keine weiteren Jets, aber die Zerfallsprodukte des Higgs-Bosons liegen sollen.

Für die Analyse ist die auch Definition von Jets von Bedeutung. Zur Rekonstruktion eines Jets werden sogenannte „topological clusters“ des Kalorimeters mit dem Anti- $k_t$ -Algorithmus [14] verarbeitet. Dabei wird ein Abstandsparameter  $\Delta R = 0.4$  verwendet. Die rekonstruierten Jets werden nur verwendet, wenn für diese  $|\eta| < 4.5$  und  $p_T < 20$  GeV gilt [13].

$ee + \mu\mu$	$e\mu$
Vorselektion (s. Tabelle 4.2)	
Zwei entgegengesetzt geladene Leptonen $\ell$	
$30 \text{ GeV} < m_{ee+\mu\mu} < 75 \text{ GeV}$	$30 \text{ GeV} < m_{e\mu} < 100 \text{ GeV}$
$p_T(\ell\ell) > 35 \text{ GeV}$	$p_T(\ell\ell) > 45 \text{ GeV}$
mindestens ein Jet mit $p_T > 40 \text{ GeV}$	
$\cancel{p}_T > 40 \text{ GeV}$	$\cancel{p}_T > 20 \text{ GeV}$
Anteil des sichtbaren Impulses $0.1 < x_{1/2} < 0.9$	
$0.5 < \Delta\phi(\ell\ell) < 2.5$	
mindestens ein weiterer Jet mit $p_T > 25 \text{ GeV}$	
Pseudorapiditätsdifferenz der Jets $\Delta\eta_{jj} > 3.0$	
invariante Masse der beiden Jets $m_{jj} > 400 \text{ GeV}$	
b-tag Veto	
Central Jet Veto (keine Jet-Aktivität in der Rapiditätslücke)	
Leptonen in der Rapiditätslücke	

**Tab. 4.1:** Selektionsschnitte für den VBF-Kanal der  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow 4\nu\ell\ell$  Selektion (nach [13]).  $m_{ee+\mu\mu}$  und  $m_{e\mu}$  bezeichnen die invariante Masse des Leptonenpaars und  $\Delta\phi(\ell\ell)$  den Winkel zwischen ihren Impulsen in der Transversalebene.

#### 4 Selektion

Endzustand	Trigger	Anforderung an $p_T$
$ee$	EF_2e12Tvh_loose1 oder	$p_T(e_1) > 15 \text{ GeV}$
	EF_e24vhi_medium1	$p_T(e_2) > 15 \text{ GeV}$
$\mu\mu$	EF_mu18_tight_mu8_EFFS oder	$p_T(\mu_1) > 20 \text{ GeV}$
		$p_T(\mu_2) > 10 \text{ GeV}$
$e\mu$	EF_e12Tvh_medium1_mu8	$p_T(e) > 15 \text{ GeV}$
	EF_e24vhi_medium1	$p_T(\mu) > 10 \text{ GeV}$

**Tab. 4.2:** Trigger, die in der Vorselektion für die verschiedenen Endzustände passiert werden müssen, sowie  $p_T$ -Grenzen. Weitere Erklärungen zu den Triggern in [13].

# 5 Massenrekonstruktion

Da die Masse des Higgs-Bosons ein im Standardmodell unbestimmter Parameter ist, ist eine genaue Massenrekonstruktion für das Higgs-Boson nötig. Außerdem ist die rekonstruierte Masse ein wichtiges Unterscheidungsmerkmal zwischen Signal und Untergrund. Da beim Zerfall  $H \rightarrow \tau\tau$  mit dileptonischem Endzustand vier (nicht direkt nachweisbare) Neutrinos auftreten, gestaltet sich die Rekonstruktion der Higgs-Masse schwierig. Einige der Massenrekonstruktionsmethoden seien hier kurz beschrieben.

## 5.1 Effektive Masse (EFF)

Die effektive Masse  $m_{eff}$  ist wie folgt definiert:

$$m_{eff}^2 = \left( \not{p}_T^\mu + \sum_{\substack{\text{sichtbare} \\ \text{Objekte} \\ \text{des Zerfalls}}} p_i^\mu \right) \left( \not{p}_{T\mu} + \sum_{\substack{\text{sichtbare} \\ \text{Objekte} \\ \text{des Zerfalls}}} p_{i\mu} \right) \quad (5.1)$$

Hier ist  $\not{p}_T^0 = \sqrt{\vec{p}_T^2}$ . Bei dieser Masse wird die longitudinale Impulskomponente eines unsichtbaren Teilchens nicht berücksichtigt. Zusätzlich bleibt unberücksichtigt, dass mehrere unsichtbare Teilchen auftreten können.

## 5.2 Kollineare Näherung (COLL)

Da die  $\tau$ -Leptonen aus dem Higgs-Zerfall einen großen Impuls tragen ( $m_H \gg m_\tau$ ), werden die Zerfallsprodukte des  $\tau$ -Leptons stark in dessen Richtung geboosted und somit kollinear sein. Folglich nimmt man in guter Näherung an, dass die Impulse der Neutrinos parallel zu denen der sichtbaren Zerfallsprodukte liegen.

Die invariante Masse des  $\tau\tau$ -Systems ist:

$$m_{\tau\tau}^2 = 2(m_\tau^2 + E_{\tau_1}E_{\tau_2} - \vec{p}_{\tau_1}\vec{p}_{\tau_2}) \quad (5.2)$$

## 5 Massenrekonstruktion

Unter Vernachlässigung der  $\tau$ -Masse lässt sich mit dem Winkel  $\Delta\vartheta$  zwischen den  $\tau$ -Leptonen schreiben:

$$m_{\tau\tau}^2 = 2E_{\tau_1}E_{\tau_2}(1 - \cos \Delta\vartheta) \quad (5.3)$$

Es ergibt sich über  $E_{\tau_i} = E_{vis_i} + E_{\nu_i}$ :

$$m_{\tau\tau}^2 = 2(E_{vis_1} + E_{\nu_1})(E_{vis_2} + E_{\nu_2})(1 - \cos \Delta\vartheta) \quad (5.4)$$

Dabei ist  $E_{vis_i}$  die Energie des sichtbaren Zerfallsproduktes und  $E_{\nu_i}$  die der zugehörigen Neutrinos.

Die Impulse der Neutrinos müssen zusammen  $\vec{p}_T$  ergeben. Wegen der Kollinearität lässt sich dies mit den Richtungsvektoren  $\hat{u}_i$  der sichtbaren Teilchen schreiben:

$$\not{p}_x = E_{\nu_1}u_{1x} + E_{\nu_2}u_{2x} \quad (5.5)$$

$$\not{p}_y = E_{\nu_1}u_{1y} + E_{\nu_2}u_{2y} \quad (5.6)$$

Dieses Gleichungssystem liefert eine eindeutige Lösung, falls die Determinante nicht verschwindet. Die Determinante ergibt  $\sin \Delta\phi$ , wobei  $\phi$  der Winkel zwischen den Transversalimpulsen der sichtbaren Zerfallsprodukte ist. Diese Methode liefert also keine (eindeutige) Lösung für Zerfälle mit  $\tau$ -Leptonen, die in entgegengesetzte Richtung fliegen. Daher wird ein Schnitt auf den Winkel  $\Delta\phi$  zwischen den Impulsen der Leptonen in der Transversalebene durchgeführt (s. hierzu Tabelle 4.1).

Schreibt man die Impulse der sichtbaren Leptonen als  $\vec{p}_i$  mit  $p_i = |\vec{p}_i|$  und  $i \in \{1, 2\}$ , kann man den Anteil des sichtbaren Impulses berechnen:

$$x_1 = \frac{p_1}{p_1 + p_{\nu_1}} = \frac{p_{1x}p_{2y} - p_{1y}p_{2x}}{p_{1x}p_{2y} - p_{1y}p_{2x} + \not{p}_x p_{2y} - \not{p}_y p_{2x}} \quad (5.7)$$

$$x_2 = \frac{p_2}{p_2 + p_{\nu_2}} = \frac{p_{1x}p_{2y} - p_{1y}p_{2x}}{p_{1x}p_{2y} - p_{1y}p_{2x} - \not{p}_x p_{1y} + \not{p}_y p_{1x}} \quad (5.8)$$

Hier bezeichnet  $p_{\nu_i} = |\vec{p}_{\nu_i}|$  den Impuls der zum Lepton  $i$  kollinearen Neutrinos. Mit diesen Relationen lässt sich nun Formel (5.4) und der invarianten Masse  $m_{vis}$  der sichtbaren Zerfallsprodukte umschreiben:

$$m_{\tau\tau} = \frac{m_{vis}}{\sqrt{x_1 x_2}} \quad (5.9)$$

### 5.3 Missing Mass Calculator (MMC)

Da die Annahmen bei der kollinearen Näherung sehr restriktiv sind, wird versucht, weniger einschränkende Annahmen zu treffen. Es ergeben sich für den Zerfall  $H \rightarrow \tau\tau$  die Gleichungen [15]:

$$\not{p}_x = p_{miss_1} \sin \theta_{miss_1} \cos \phi_{miss_1} + p_{miss_2} \sin \theta_{miss_2} \cos \phi_{miss_2} \quad (5.10)$$

$$\not{p}_y = p_{miss_1} \sin \theta_{miss_1} \sin \phi_{miss_1} + p_{miss_2} \sin \theta_{miss_2} \sin \phi_{miss_2} \quad (5.11)$$

$$m_{\tau_i}^2 = m_{miss_i}^2 + m_{vis_i}^2 + 2\sqrt{p_{vis_i}^2 + m_{vis_i}^2} \sqrt{p_{miss_i}^2 + m_{miss_i}^2} - 2p_{miss_i} p_{vis_i} \cos \Delta\vartheta_i \quad (5.12)$$

Dabei gilt  $i \in \{1, 2\}$  und der Index  $_{miss_i}$  steht für nicht sichtbaren Teilchen des betrachteten  $\tau$ -Zerfalls sowie  $_{vis_i}$  für die sichtbaren Teilchen. Der Winkel  $\Delta\vartheta$  ist derjenige zwischen der Vektorsumme der sichtbaren und der Vektorsumme der unsichtbaren Teilchen eines  $\tau$ -Zerfalls. Für einen hadronischen Zerfall ist die invariante Masse des einzigen Neutrinos  $m_{miss} = 0$ . Je nach Zerfallsart stehen den 4 Gleichungen also 6 bis 8 Unbekannte gegenüber.

Für jede Kombination  $(\phi_{miss_1}, \phi_{miss_2}, m_{miss_1}, m_{miss_2})$  können nun  $\Delta\vartheta_1$  und  $\Delta\vartheta_2$  bestimmt werden. Aus Wahrscheinlichkeitsverteilungen von  $\Delta\vartheta$  lässt sich nun die Ereigniswahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}_{Ereig}$  berechnen:

$$\mathcal{P}_{Ereig} = \mathcal{P}(\Delta\vartheta_1, p_{\tau_1}, \text{Zerfallstyp}) \mathcal{P}(\Delta\vartheta_2, p_{\tau_2}, \text{Zerfallstyp}) \quad (5.13)$$

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung von  $\Delta\vartheta$  ist vom Transversalimpuls des  $\tau$  und dem Zerfallstyp (leptonisch, hadronisch in ein geladenes Pion („1-prong“) und hadronisch in drei geladene Pionen („3-prong“)) abhängig und wird aus Simulationen gewonnen.

### 5.4 „True“ Transverse Mass (TTM)

Die „True“ Transverse Mass  $m_{T, True}$  ist wie folgt definiert [16]:

$$m_{T, True}^2 = m_{vis}^2 + 2 \left( \not{p}_T \sqrt{m_{vis}^2 + \vec{p}_{vis}^2} - \vec{p}_{vis} \vec{\not{p}}_T \right) \quad (5.14)$$

Dabei ist  $\vec{p}_{vis}$  der Impuls aller sichtbaren Teilchen. Hier wird der Fall von mehreren unsichtbaren Teilchen nur näherungsweise beschrieben, denn es wird angenommen, dass ein Paar aus unsichtbaren Teilchen keine invariante Masse besitzt. Da die longitudinale Impulskomponente unsichtbarer Teilchen unberücksichtigt bleibt, gilt für die wahre Masse

## 5 Massenrekonstruktion

$m_0$ :  $m_0 \geq m_{T, True}$ . Durch Auswertung vieler Ereignisse, kann man dann  $m_0$  als obere Grenze von  $m_{T, True}$  extrahieren.

# 6 Verwendete statistische Methoden

## 6.1 Hypothesentests

Bei einem Hypothesentest testet man eine Nullhypothese  $H_0$  gegen eine Alternativhypothese  $H_1$ . Dazu verwendet man eine Teststatistik  $T$  (s. Kapitel 6.2), die die Unterscheidung der Hypothesen ermöglicht. Nun definiert man sich einen Annahmebereich  $\mathbb{A}$  zur Signifikanz  $\alpha$  (Konfidenzniveau  $1 - \alpha$ ), sodass gilt [17]:

$$P(T \notin \mathbb{A} | H_0) < \alpha \quad (6.1)$$

$P(T \notin \mathbb{A} | H_0)$  ist dabei die bedingte Wahrscheinlichkeit unter der Nullhypothese, einen Wert von  $T$  außerhalb des Annahmebereichs zu erhalten. Ist der beobachtete Wert  $T_{obs}$  im Annahmebereich, so wird die Nullhypothese angenommen, sonst verworfen. Hat der Annahmebereich eine untere und eine obere Grenze, wird er als zweiseitiger Test bezeichnet, sonst als einseitiger. Wird die  $H_0$  fälschlicherweise ausgeschlossen, bezeichnet man dies als Fehler 1. Art. Dieser Fehler tritt mit einer Wahrscheinlichkeit von  $\alpha$  auf. Ein Fehler 2. Art tritt auf, wenn die Alternativhypothese fälschlicherweise abgelehnt wird. Dessen Wahrscheinlichkeit  $\beta$  lässt sich bestimmen, wenn man auch für die Alternativhypothese eine Wahrscheinlichkeitsverteilung angeben kann. Natürlich möchte man beide Fehler vermeiden, dies ist aber offensichtlich nicht möglich. Daher sucht man zu einem vorgegebenem  $\alpha$  den Test mit der größten Teststärke  $1 - \beta$  [17].

## 6.2 Teststatistik

Das Neyman-Pearson-Lemma besagt, dass man den stärksten Test zu vorgegebenem  $\alpha$  erhält, wenn die beiden Hypothesen durch zwei diskrete Werte eines Parameters charakterisiert sind und als Teststatistik das Verhältnis der Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Hypothesen verwendet wird [18].

Testet man die Hypothese „nur Untergrund (b)“ gegen die Hypothese „Signal und Untergrund (s+b)“ unterscheiden sich die Hypothesen in der Signalstärke  $s$ . Mit der erwarteten

Verteilung einer Messgröße  $x$  für die beiden Hypothesen ( $f_b(x)$  bzw.  $f_{s+b}(x)$ ) kann man dann eine Teststatistik konstruieren. Dabei wird angenommen, dass diese Verteilungen als Histogramme vorliegen. Eine Möglichkeit der Teststatistik ist das „Likelihood Ratio“ [18]:

$$Q_{LR} = \frac{L_{s+b}}{L_b} \quad (6.2)$$

$$\text{mit den Likelihoods: } L_{s+b} = \frac{(s+b)^N}{N!} e^{-(s+b)} \prod_{i=1}^N \frac{\tilde{s}_i + \tilde{b}_i}{s+b} \quad (6.3)$$

$$\text{und: } L_b = \frac{b^N}{N!} e^{-b} \prod_{i=1}^N \frac{\tilde{b}_i}{b} \quad (6.4)$$

Hier ist  $N$  die Anzahl von beobachteten Ereignissen,  $s$  und  $b$  die Gesamtzahl der erwarteten Signal- und Untergrundereignisse und  $\tilde{s}_i$  und  $\tilde{b}_i$  die erwartete Anzahl an Signal- bzw. Untergrundereignissen im Bin von  $i$ . Somit ist der erste Teil der Likelihood die Poissonwahrscheinlichkeit  $N$  Ereignisse bei einer Erwartung von  $s+b$  bzw.  $b$  Ereignissen zu erhalten. Das Produkt beschreibt die (erwartete) Wahrscheinlichkeit für die Verteilung der beobachteten Ereignisse.

Kürzen und der Übergang zum „Log Likelihood Ratio“  $q_{LLR} = -2 \ln Q_{LR}$  liefert:

$$q_{LLR} = 2 \left( s - \sum_{i=1}^N \ln \left( 1 + \frac{\tilde{s}_i}{\tilde{b}_i} \right) \right) \quad (6.5)$$

Man kann die Signalstärke auch in Einheiten  $\mu$  der Standardmodellerwartung  $s_{SM}$  messen, sodass gilt:  $s = \mu s_{SM}$ . Da die Form der Verteilungen  $f_b(x)$  und  $f_{s+b}(x)$  noch von weiteren Parametern, den sog. „nuisance parameter“  $\theta$  (die fette Schreibweise deutet hier mehrere Parameter an), abhängen kann, verwendet man auch folgende Teststatistik  $q_\mu$  [18]:

$$q_\mu = \begin{cases} -2 \ln \lambda(\mu) & \text{für: } \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \text{für: } \hat{\mu} > \mu \end{cases} \quad (6.6)$$

$$\text{mit: } \lambda(\mu) = \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \quad (6.7)$$

$$L(\mu, \theta) = \prod_{j=1}^N \frac{(\mu s_j + b_j)^{n_j}}{n_j!} e^{-(\mu s_j + b_j)} \prod_{i=1}^M \frac{u_i^{m_i}}{m_i!} e^{-u_i} \quad (6.8)$$

Hier ist  $N$  die Zahl der Bins,  $n_j$  die Anzahl der beobachteten Ereignisse im Bin  $j$ ,  $b_j$  die

Erwartung für Bin  $j$  und  $s_j$  die Standardmodellerwartung im Bin  $j$ . Es werden unterstützende Messungen verwendet, um die Parameter  $\boldsymbol{\theta}$  einzuschränken. Dabei gilt für den Erwartungswert in jedem der  $M$  Bins dieser Messung  $E[m_i] = u_i(\boldsymbol{\theta})$ . Über die nuisance parameter können z. B. Unsicherheiten berücksichtigt werden.

$L(\hat{\mu}, \hat{\boldsymbol{\theta}})$  ist die über  $\mu$  und  $\boldsymbol{\theta}$  maximierte Likelihood und  $\hat{\mu}$  und  $\hat{\boldsymbol{\theta}}$  sind die Schätzer für  $\mu$  und  $\boldsymbol{\theta}$ , die die Likelihood maximieren („Maximum Likelihood Estimator“).  $L(\mu, \hat{\boldsymbol{\theta}})$  wird für jedes feste  $\mu$  über  $\boldsymbol{\theta}(\mu)$  maximiert.

### 6.3 CL<sub>s</sub>-Methode

Die CL<sub>s</sub>-Methode ist eine Verbesserung der CL<sub>s+b</sub>-Methode. Daher sei hier letztere zuerst vorgestellt.

Diese Methode ist ein einseitiger Hypothesentest, welcher die Hypothese „nur Untergrund (b)“ gegen die Hypothese „Signal und Untergrund (s+b)“ testet. Zunächst konstruiert man eine Teststatistik  $Q$ , die zwischen signalartigen und untergrundartigen Ereignissen unterscheidet. Dann kann man den Wert der Teststatistik  $Q_{obs}$  für die gemessenen Daten bestimmen. Damit erhält man nun die Konfidenzlevel CL<sub>s+b</sub> und CL<sub>b</sub> [19]:

$$CL_b = P(Q < Q_{obs} | b) \tag{6.9}$$

$$CL_{s+b} = P(Q < Q_{obs} | s + b) \tag{6.10}$$

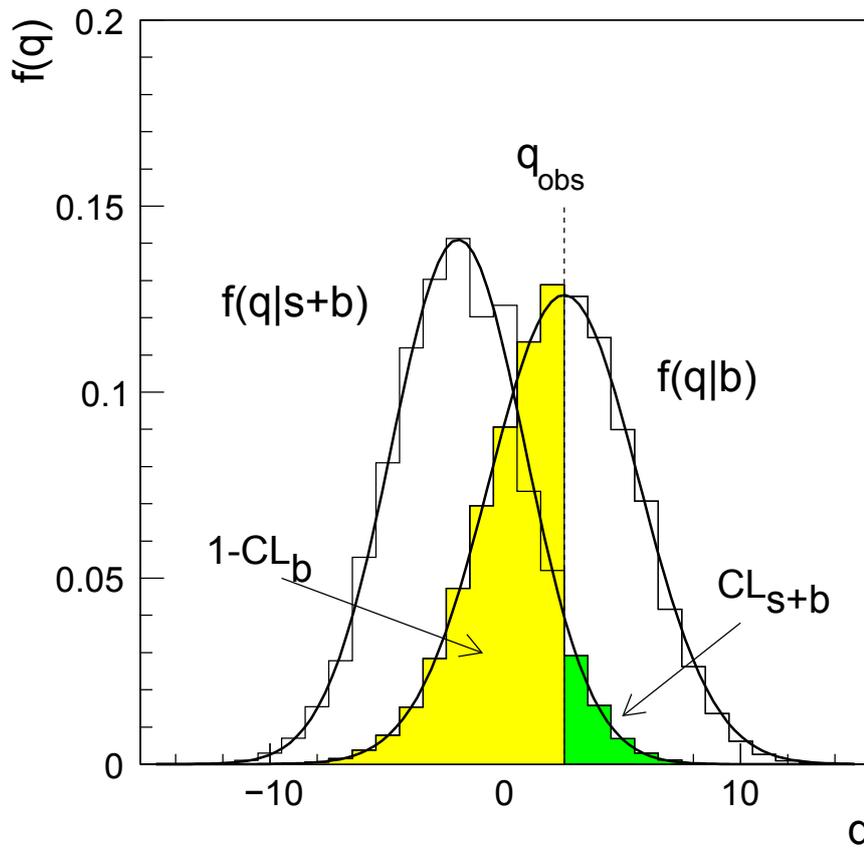
Dabei ist  $P(Q < Q_{obs} | b)$  eine bedingte Wahrscheinlichkeit unter der Annahme der b-Hypothese. Diese Wahrscheinlichkeiten lassen sich durch Monte-Carlo-Experimente berechnen. Bei einem Konfidenzniveau von 95% wird ein Signal (also die s+b-Hypothese) für  $CL_{s+b} < 0.05$  ausgeschlossen.

Ist die Trennkraft für Signal und Untergrund gering (z. B. wegen eines kleinen Signals), liegen die Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Teststatistik für die beiden Hypothesen sehr eng zusammen (s. Abb. 6.1). Daher reicht eine kleine Fluktuation nach unten, um das Signal auszuschließen. Um dies zu verhindern, verwendet man CL<sub>s</sub> [19]:

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \tag{6.11}$$

Wieder schließt man ein Signal für  $CL_s < 0.05$  (Konfidenzniveau 95%) aus.

Sind die Verteilungen unterscheidbar, so liefert diese Methode das gleiche Ergebnis wie die CL<sub>s+b</sub>-Methode, da für ein signalartiges  $Q_{obs}$   $CL_b \approx 1$  gilt. Nimmt die Trennkraft ab, so gleichen sich CL<sub>b</sub> und CL<sub>s+b</sub> immer stärker und somit wird das Signal nicht mehr



**Abb. 6.1:** Verteilungen der Teststatistik  $q = -2 \ln Q$  für die beiden Hypothesen  $s+b$  und  $b$  [18]. Außerdem sind der beobachtete Wert der Teststatistik und  $CL_{s+b}$  und  $1 - CL_b$  eingezeichnet. Für eine geringe Trennkraft gleichen sich die Verteilungen stärker, sodass man die Notwendigkeit der  $CL_s$ -Methode erkennt.

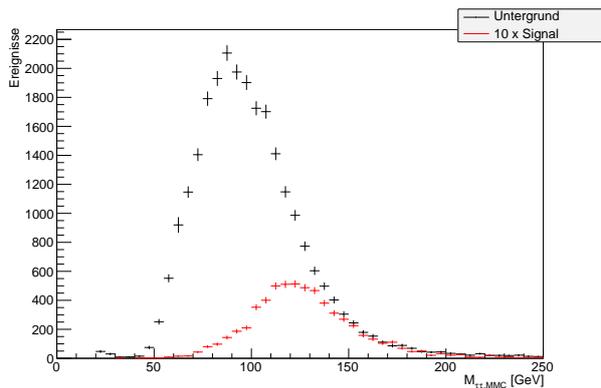
ausgeschlossen.

# 7 Analyse

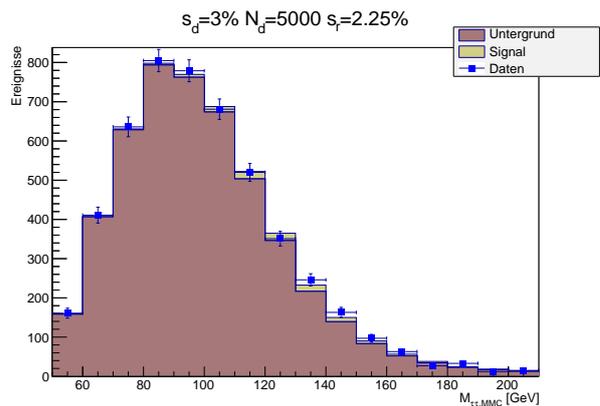
## 7.1 Studien mit simulierten Daten

Um den Einfluss verschiedener Größen auf die CL ( $CL_b$ ,  $CL_{s+b}$  und  $CL_s$ ) zu untersuchen, wird zunächst mit simulierten Daten gearbeitet. Dazu werden (nach einigen Schritten) mit dem MMC-Algorithmus die Massenverteilungen für Untergrund und Signal aus Monte-Carlo-Simulationen berechnet (Ergebnis s. Abb. 7.1a). Das Binning dieser Verteilungen wird noch vergrößert (10 GeV pro Bin) und der Massenbereich auf das Intervall mit großem Unterschied zwischen Signal- und Untergrundverteilung eingeschränkt (50-210 GeV), um den Rechenaufwand zu minimieren. Die Daten werden nun simuliert, indem  $N_d$  Ereignisse ausgewürfelt werden, sodass ein Anteil von  $s_d$  nach der Signalverteilung und der Rest nach der Untergrundverteilung verteilt ist.

Nun skaliert man die Untergrundverteilung so, dass die Fläche unter dieser der Anzahl der „Untergrundereignisse“ in den Daten  $N_d(1 - s_d)$  entspricht. Durch Skalieren der Signalverteilung lassen sich die CL für verschiedene Signalthypothesen (also mit unterschiedlichem Signalanteil  $s_r$  in der Erwartung) berechnen. Abbildung 7.1b zeigt beispielhaft die Daten mit Signal- und Untergrundverteilung.



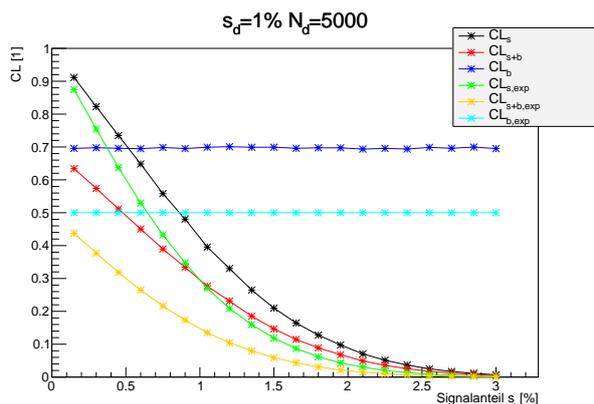
(7.1a) Untergrund- und Signalverteilungen mit Fehlern



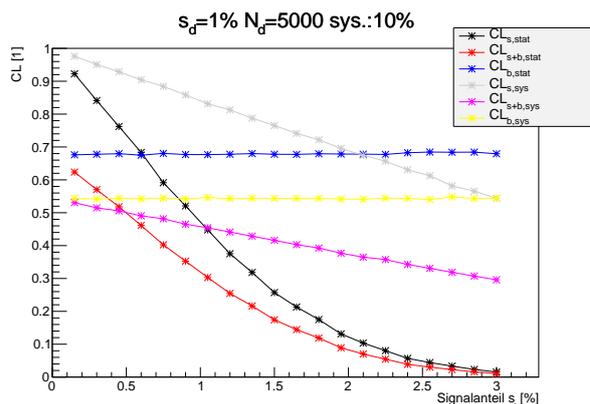
(7.1b) Beispielplot für die simulierten Daten mit übereinander geplotteter Signal- und Untergrundhypothese, für  $s_r = 2.25\%$

Die Berechnung wird zunächst mit der in ROOT<sup>1</sup> enthaltenen Klasse TLIMIT durchgeführt. Diese verwendet als Teststatistik das „Likelihood Ratio“ bzw. „Log Likelihood Ratio“ [20] (Formeln (6.2) und (6.5)). Die Verteilungen der Teststatistik und die CL werden durch Toy-Monte-Carlo-Experimente ermittelt. Statistische und systematische Fehler können berücksichtigt werden, indem Signal- und Untergrundverteilung entsprechend der Fehler fluktuiert werden und der erhaltene Mittelwert der CL verwendet wird. Als statistische Fehler werden die Fehler der Verteilungen verwendet, systematische Fehler müssen extra angegeben werden. Außerdem können erwartete CL berechnet werden. Diese CL ergeben sich, wenn man annimmt, dass die Daten nur nach der Untergrundverteilung verteilt sind.

Die Abbildungen 7.2a bis 7.5b zeigen die mit TLIMIT berechneten CL für unterschiedliche Signalanteile  $s_d$  in den Daten und ansteigende Anzahl an Datenereignissen  $N_d$ . Dabei werden sowohl CL ohne Fehler als auch erwartete CL und CL mit statistischen und systematischen Fehlern gezeigt. Als systematischer Fehler ist 10% angesetzt. Dieser Fehler wird für alle Bins gleich verwendet und beeinflusst somit nicht die Form der Verteilungen.



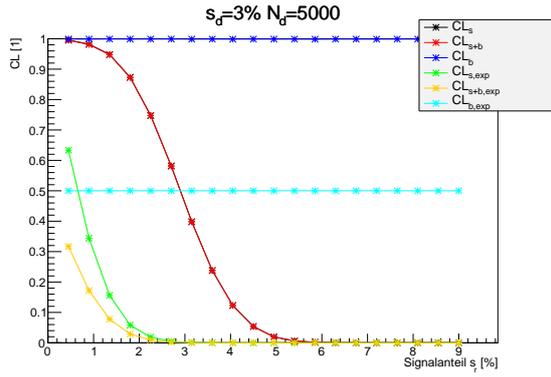
**(7.2a)** Mit TLIMIT berechnete CL ohne Fehler gegen  $s_r$ . Als Untergrund- und Signalverteilungen werden die Verteilungen in 7.1a verwendet. „exp“ kennzeichnet die erwarteten CL.



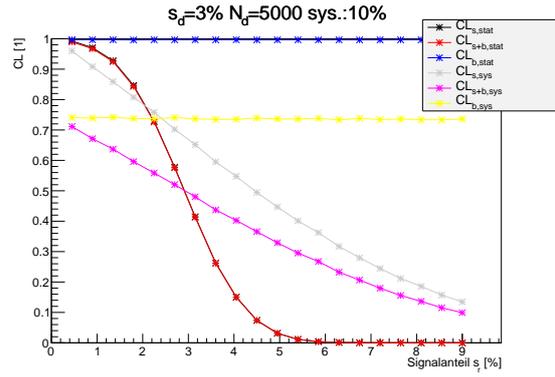
**(7.2b)** Mit TLIMIT berechnete CL mit statistischem Fehler („stat“) sowie statistischem und systematischem Fehler von 10% („sys“) gegen  $s_r$ . Als Untergrund- und Signalverteilungen werden die Verteilungen in 7.1a verwendet.

<sup>1</sup><http://root.cern.ch/drupal/>

## 7 Analyse

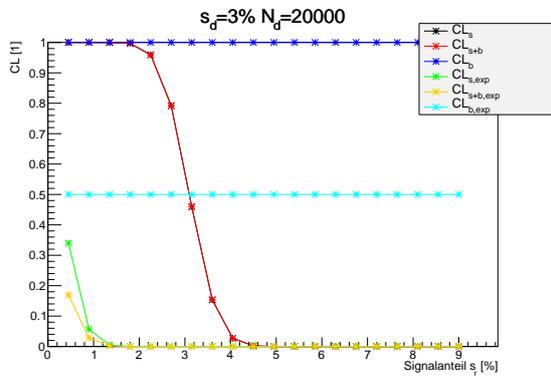


(7.3a)

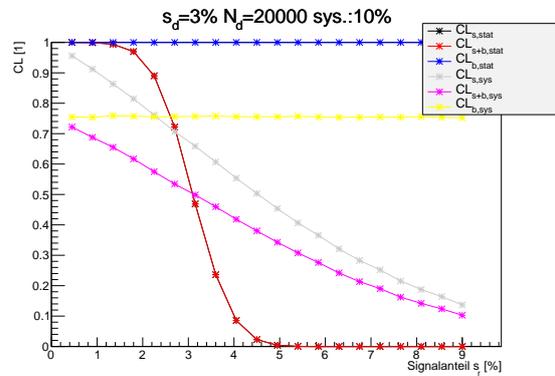


(7.3b)

**Abb. 7.3:** Analog zu Abb. 7.2a und 7.2b, nur mehr Signalanteil  $s_d = 0.03$  in den Daten. Man beachte:  $CL_b = 1 \Rightarrow CL_{s+b} = CL_s$

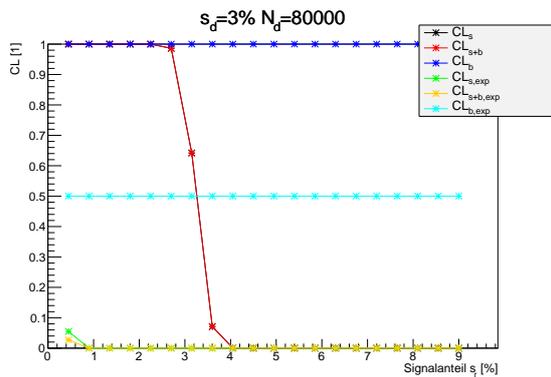


(7.4a)

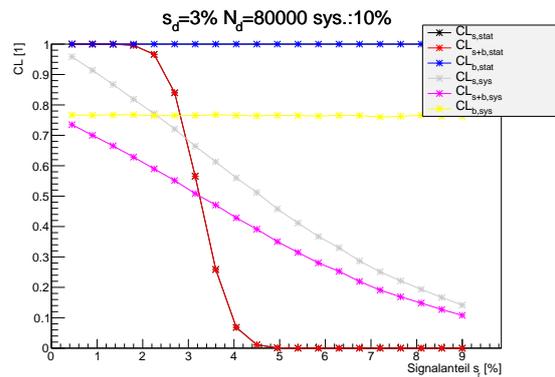


(7.4b)

**Abb. 7.4:** Analog zu Abb. 7.3a und 7.3b (CL gegen  $s_r$ ), nur mehr Datenereignisse  $N_d = 20000$ .



(7.5a)



(7.5b)

**Abb. 7.5:** Analog zu Abb. 7.3a und 7.3b (CL gegen  $s_r$ ), nur mehr Datenereignisse  $N_d = 80000$ .

## 7 Analyse

Für die CL ohne Fehler liest man folgendes Verhalten ab:

- $CL_b$  ist für die verschiedene Signalthypothesen  $s_r$  konstant. Dies verwundert nicht, da die Daten die gleichen sind und die Untergrundverteilung nicht neu skaliert wird.
- $CL_b$  steigt, wenn der Signalanteil  $s_d$  in den Daten erhöht wird. Dies liegt daran, dass die „Signalereignisse“ in den Daten sich mit zunehmendem Anteil immer schlechter durch Fluktuationen des Untergrundes erklären lassen.
- Da  $CL_b$  konstant ist und somit  $CL_s$  und  $CL_{s+b}$  sich nur um einen Faktor unterscheiden, reicht es  $CL_s$  zu betrachten.
- $CL_s$  fällt ausgehend von  $CL_s = 1$  mit zunehmendem  $s_r$  ab, da man bei einem hohen  $s_r$  mehr Datenereignisse erwarten würde, als vorhanden sind.
- Für ein größeres  $s_d$  fällt  $CL_s$  (mit zunehmendem  $s_r$ ) um  $s_d$  herum stärker und somit ist die Ausschlussgrenze („upper limit“) in Einheiten von  $s_d$  niedriger. Dieser schnellere Abfall um  $s_d$  herum erklärt sich wie folgt: Durch ein größeres  $s_d$  nimmt die Sensitivität auf das Signal zu. Wählt man eine unpassende Signalthypothese, fällt schon eine geringe Abweichung von  $s_d$  stärker auf.
- Erhöht man die Anzahl  $N_d$  der Daten, werden die Fluktuation bei der Simulation der Daten geringer und somit das Signal deutlicher. Entsprechend fällt  $CL_s$  (mit zunehmendem  $s_r$ ) um  $s_d$  herum stärker ab.

Die erwarteten CL kann man auch als CL mit  $s_d = 0$  betrachten. Für diese CL ergibt sich:

- $CL_b = \frac{1}{2}$ , denn (ohne asymmetrische Fehler) ist die Wahrscheinlichkeit, eine bestimmte Fluktuation nach oben zu erhalten, gleich der für die Fluktuation nach unten, wenn die Anzahl der Datenereignisse hinreichend groß ist. Somit ist die Verteilung der Teststatistik für den Untergrund symmetrisch und man erhält für den Erwartungswert  $CL_b = \frac{1}{2}$ . Dieses Argument ist nur für die Hypothese, dass die Daten rein nach der Untergrundverteilung verteilt sind, anwendbar. Denn mit einem Signal ist es wahrscheinlicher mehr Ereignisse als vom reinen Untergrund erwartet zu erhalten.
- Für eine wachsende Anzahl  $N_d$  an Datenereignissen fällt  $CL_s$  analog zum oben betrachteten (beobachteten)  $CL_s$  um 0 herum stärker ab.

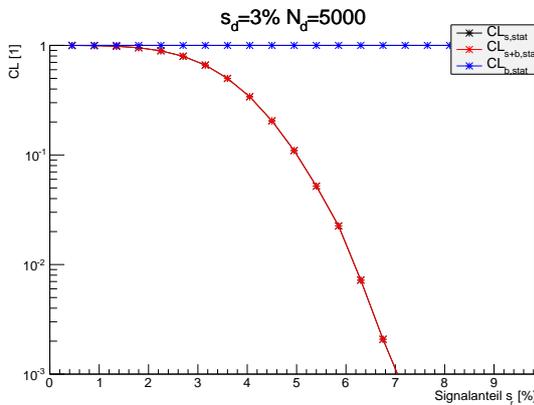
## 7 Analyse

Nimmt man die statistischen Fehler hinzu, so sieht man kaum einen Unterschied. Dies wird später noch genauer untersucht.

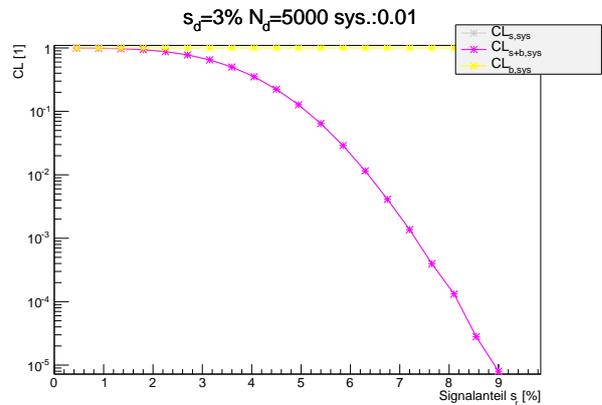
Nimmt man einen systematischen Fehler von 10% (auf Signal und Untergrund) hinzu, so erkennt man eine deutliche Veränderung:

- $CL_b$  ist deutlich niedriger (als ohne Fehler), da die systematischen Fehler es wahrscheinlicher machen, dass die Daten durch alleinige Fluktuation des Untergrundes zu Stande kommen.
- $CL_s$  fällt deutlich flacher (mit wachsendem  $s_r$ ) ab, denn das Signal ist jetzt mit den großen Fehlern auf die Verteilungen nicht mehr so deutlich erkennbar. Dies führt so weit, dass die Verbesserung durch ein größeres  $N_d$  und größeres Signal  $s_d$  in den Daten fast komplett zunichte gemacht werden.

Nun sollen die Fehler nochmal genauer betrachtet werden: Zunächst werden verschiedene Systematiken getestet (s. Abb. 7.6a bis 7.8a). Man beachte bei diesen Abbildungen die logarithmische Auftragung. Diese dient dazu, das Verhalten für kleine  $CL_s$  zu untersuchen. Für kleine systematische Fehler ist der Verlauf in  $s_r$  etwas flacher als ohne Fehler. Dieser Effekt verstärkt sich mit der Zunahme des Fehlers.

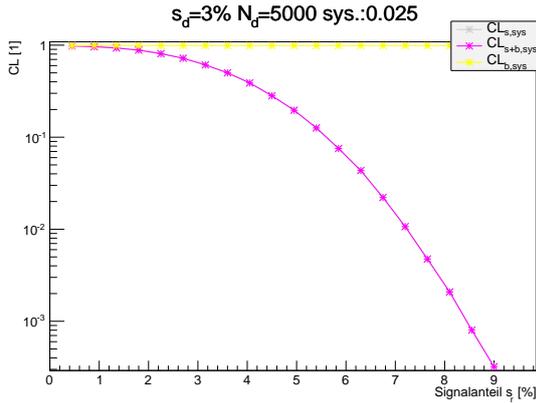


**(7.6a)** Mit TLIMIT berechnete CL mit statistischem Fehler gegen  $s_r$ .

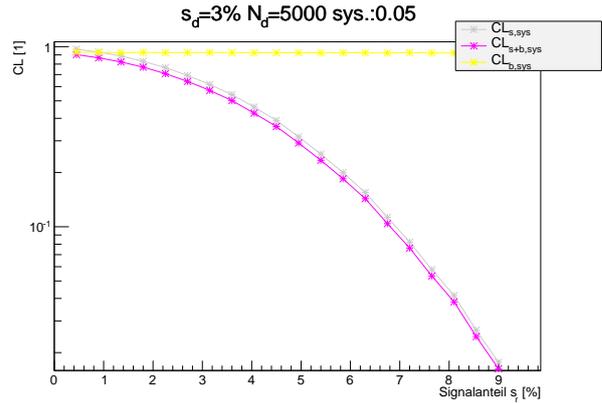


**(7.6b)** Mit TLIMIT berechnete CL mit stat. und sys. (1%) Fehler gegen  $s_r$ .

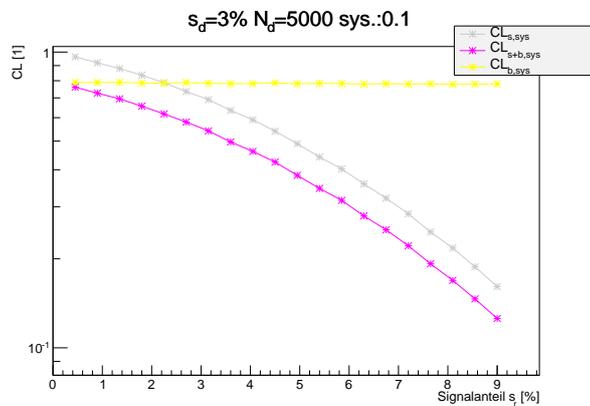
## 7 Analyse



(7.7a) Mit TLIMIT berechnete CL mit stat. und sys. (2.5%) Fehler gegen  $s_r$ .

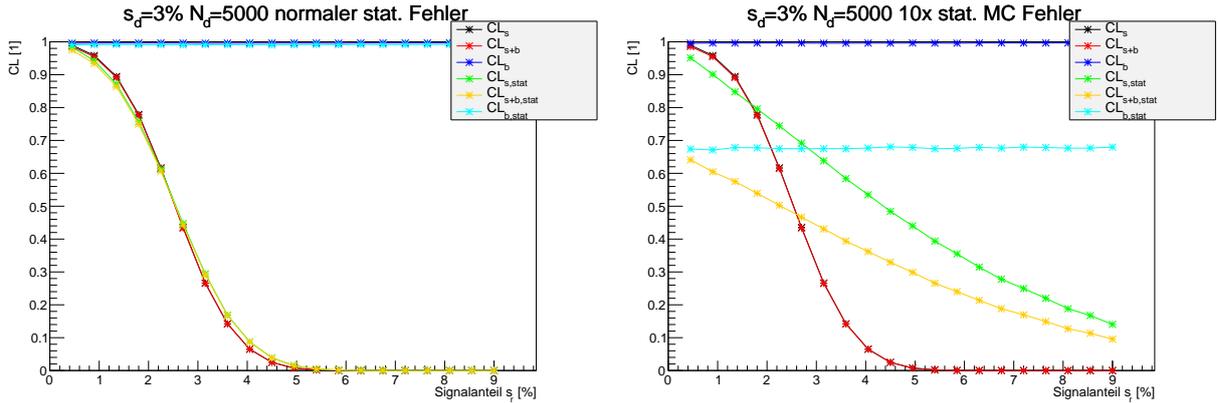


(7.7b) Mit TLIMIT berechnete CL mit stat. und sys. (5%) Fehler gegen  $s_r$ .



(7.8a) Mit TLIMIT berechnete CL mit stat. und sys. (10%) Fehler gegen  $s_r$ .

Bei normaler Skalierung der Fehler in den Histogrammen der Untergrund- und Signalverteilungen erkennt man kaum Änderungen durch die Berücksichtigung der statistischen Fehler (s. Abb. 7.9a). Die Fehler in den Histogrammen im Bereich der maximalen Ereigniserwartung liegen dabei unterhalb von 3%. Skaliert man die Fehler in den Histogrammen mit dem Faktor 10 (s. Abb. 7.9b), so erkennt man den gleichen Effekt der statistischen Fehler auf die CL wie durch die systematischen Fehlern.



(7.9a) Mit TLIMIT berechnete CL mit unskaliertem statistischem Fehler.

(7.9b) Mit TLIMIT berechnete CL mit 10-fachem stat. Fehler.

## 7.2 Übergang zu RooStats

TLIMIT hat Schwierigkeiten, erwartete Konfidenzlevel (CL) mit Fehlern zu berechnen. Dies ist nur in bestimmten Parameterbereichen möglich. So sind zum Beispiel für die in Kapitel 7.1 verwendeten Parameter keine Berechnungen erwarteter CL mit Fehlern möglich. Man erhält für  $CL_{s,exp}$  entweder „inf“ als Ergebnis oder einen Wert deutlich kleiner als das Ergebnis der Berechnung ohne Fehler. Diese Ergebnisse sind unphysikalisch. Außerdem wird TLIMIT nicht mehr weiterentwickelt. Dies motiviert den Umstieg auf ROOSTATS<sup>2</sup> und das darauf basierende  $CL_s$ -Makro der ATLAS-Gruppe<sup>3</sup>. Dieses verwendet eine andere Teststatistik ( $q_\mu$  s. Formel (6.6)). Berechnet werden obere Ausschlussgrenzen  $\mu_{up}$  („upper limits“) für den Signalanteil in Einheiten der Standardmodell-Erwartung auf 95%-Konfidenzniveau. Dazu werden die CL an diskreten Punkten berechnet und dazwischen interpoliert.

Ein weitere Vorteil von ROOSTATS ist, dass Fehlerbänder (z. B.  $1\sigma$  und  $2\sigma$ ) für die erwarteten Ausschlussgrenzen berechnet werden können.

In einem Bereich, in dem die Berechnung erwarteter CL mit TLIMIT ( $N_d = 100$ ,  $s_d = 0.03$ , stat. und sys. (10%) Fehler) möglich ist, kann man beide Methoden vergleichen. ROOSTATS liefert eine beobachtete Ausschlussgrenze von  $\mu_{up,obs} = 6.3302$  und ein erwartetes von  $\mu_{up,exp} = 4.09711$ . Berechnet man nun  $CL_s$  für  $s_r = \mu_{up}s_d$  mit TLIMIT, sollte man Ergebnisse um 0.05 erhalten. Tatsächlich erhält man  $CL_{s,obs} = 0.0625344$  und  $CL_{s,exp} = 0.051632$ . Diese Ergebnisse weichen ein wenig von den mit ROOSTATS berechneten Ergebnissen ab. Bei der Berechnung mit ROOSTATS werden jedoch die Fehler

<sup>2</sup><https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/RooStats>

<sup>3</sup><https://svnweb.cern.ch/trac/atlasgrp/browser/Physics/StatForum/RooStatsTools/StandardFrequentistCLsDemo.C>

anders behandelt. Deren Parameterraum wird durch einen Fit der (s+b)-Verteilung an die Daten eingegrenzt, sodass die Verteilungen nicht mit dem vollen Fehler fluktuieren werden. Dies erklärt die niedrigeren Ausschlussgrenzen der Berechnung mit ROOSTATS. Auch muss bedacht werden, dass es geringe statistische Fluktuationen geben kann, da die Auswirkungen der Fehler durch Monte-Carlo-Experimente bestimmt werden. Außerdem wird bei der Berechnung mit ROOSTATS (wie bereits erwähnt) eine andere Teststatistik verwendet, was für kleine Unterschiede verantwortlich sein kann.

### 7.3 Erwartete Ausschlussgrenzen für verschiedene Schritte in der Schnittabfolge

Ab hier werden die Ergebnisse aus einer parallel laufenden Bachelorarbeit [21] verwendet. In dieser werden mit verschiedenen Massenrekonstruktionsalgorithmen Massen für Signal-MC, Untergrund-MC und Daten rekonstruiert. Die in Tabelle 7.1 genannten MC-Simulationen werden dabei verwendet und auf die Luminosität der Daten normiert. Für die Daten werden die im Sommer 2012 am ATLAS-Detektor bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8$  TeV aufgenommenen Daten (mit integrierter Luminosität von  $13.06 \text{ fb}^{-1}$ ) verwendet. Die verwendeten Trigger sind für einen Teil auf Elektron und Photon optimiert, für den anderen Teil auf Myonen. Beim Zusammenführen der beiden Teile wurde auf Überschneidung geachtet. Ein relativer Fehler von 3% auf die Luminosität wird bei den Berechnungen berücksichtigt.

Die Massen werden nach den letzten sechs Selektionsschnitten (s. Tabelle 7.2) also den (bis auf Schnitt 14) VBF-spezifischen Schnitten untersucht. Ziel ist es, zu bestimmen, ob die Schnitte die Sensitivität für das Signal erhöhen, die Ausschlussgrenzen sich also mit zunehmender Schnittanzahl verbessern (abfallen).

Da sich die Zerfallskanäle  $ee$  und  $\mu\mu$  im Vergleich zu  $e\mu$  recht ähnlich sind, werden sie wie auch in der vorangegangenen Masterarbeit [13] addiert. Somit sind nur noch die Kanäle  $ee + \mu\mu$  und  $e\mu$  zu vergleichen.

## 7 Analyse

Prozess	Generator	# Ereignisse	$\sigma_{LO}$ [pb]	K-Faktor
Untergrund				
$Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^- + jets$	AlpGen + Pythia	10495051	4627.37	1.18
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^- + jets$	AlpGen + Pythia	10490476	4627.34	1.18
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- + jets$	AlpGen + Pythia	10826099	4627.13	1.18
$Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^- + b - jets$	AlpGen + Herwig	278999	13.32	1
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^- + b - jets$	AlpGen + Herwig	279999	13.32	1
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- + b - jets$	AlpGen + Herwig	280000	13.31	1
$t\bar{t}$	Mc@nlo + Herwig	11550546	129.27	1
Single-top (s-Kanal)	Mc@nlo + Herwig	765108	28.44	1
Single-top (t-Kanal)	Mc@nlo + Herwig	507005	1.82	1
Single-top ( $Wt$ -Kanal)	Mc@nlo + Herwig	1767075	22.37	1
Di-Boson $WW$	Herwig	2484694	20.6	1
Di-Boson $ZZ$	Herwig	249999	1.55	1
Di-Boson $WZ$	Herwig	999797	6.81	1
$W \rightarrow \ell\nu$	AlpGen + Herwig	33130507	30824.62	1.19
$W \rightarrow \ell\nu + c$	AlpGen + Herwig	9144274	1170.18	1.19
$W \rightarrow \ell\nu + cc$	AlpGen + Herwig	3019294	384.94	1.19
$W \rightarrow \ell\nu + bb$	AlpGen + Herwig	1059395	135.32	1.19
VBF $Z \rightarrow e^+e^-$	Sherpa	1062084276	0.36	1
VBF $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	Sherpa	1033356864	0.36	1
VBF $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	Sherpa	62395460	0.46	1
Signal (Higgs-Masse 125 GeV)				
VBF $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^-$	PowHeg + Pythia	1000000	1.088	1.45

**Tab. 7.1:** Verwendete MC-Simulationen mit dem erzeugenden Generator, der generierten Ereignisanzahl, dem Wirkungsquerschnitt in führender Ordnung  $\sigma_{LO}$  und einem globalen Korrekturfaktor (K-Faktor) [13]. Dieser Korrekturfaktor berücksichtigt die Korrekturen höherer Ordnung für  $\sigma_{LO}$ . Die Generatoren sind hier beschrieben: AlpGen [22], Pythia [23], Herwig [24], Mc@nlo [25], Sherpa [26] und PowHeg [27].

Abbildungen 7.10a bis 7.13b präsentieren die Ergebnisse der Massenrekonstruktion [21] für den letzten Schnitt (Cut 16). Diese zeigen die verschiedenen Untergründe addiert und Daten und Signal überlagert für die verschiedenen Algorithmen nach dem letzten Schnitt. Dabei wird nur der statistische Fehler der Daten angezeigt. Man erkennt, dass zum Beispiel das erwartete Signal für den TTM-Algorithmus bei niedrigeren Massen als bei den

## 7 Analyse

anderen Algorithmen liegt. Um die Veränderung in der Ereignisanzahl zu sehen, sind auch die Ergebnisse für Schnitt 11 gezeigt (s. Abb. 7.14a bis 7.17b).

Die gezeigten Ergebnisse (und auch die entsprechenden Ergebnisse für die anderen vier Schnitte) werden dann zur Berechnung der Ausschlussgrenzen mittels der  $CL_s$ -Methode verwendet. Um die Rechenzeit zu minimieren, beschränkt man sich auf den Massenbereich, in dem ein Signal erwartet wird (s. Tabelle 7.3). Die Erwartung lässt sich aus den Abbildungen 7.11a bis 7.13b ablesen.

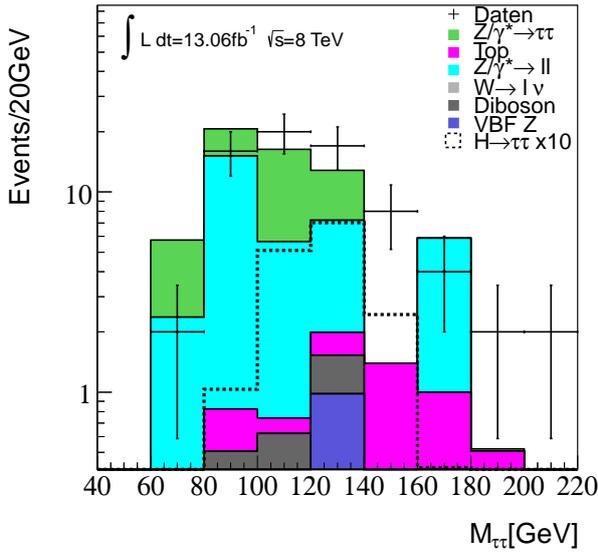
Die systematischen Unsicherheiten werden aus [13] abgeschätzt und dann global verwendet. Den größten Beitrag zu den systematischen Unsicherheiten stellt die Unsicherheit auf die Jet-Energieskala (JES) (s. dazu [13]). Deren konservative Abschätzung ergibt 10% als Unsicherheit.

Schnittbezeichnung	Schnittvariable
CUT11	2 Jets
CUT12	Rapiditylücke zwischen den Jets
CUT13	invariante Masse der beiden Jets
CUT14	B-Tag Veto
CUT15	Central Jet Veto (keine Jet-Aktivität in der Rapiditylücke)
CUT16	Leptonen in der Rapiditylücke

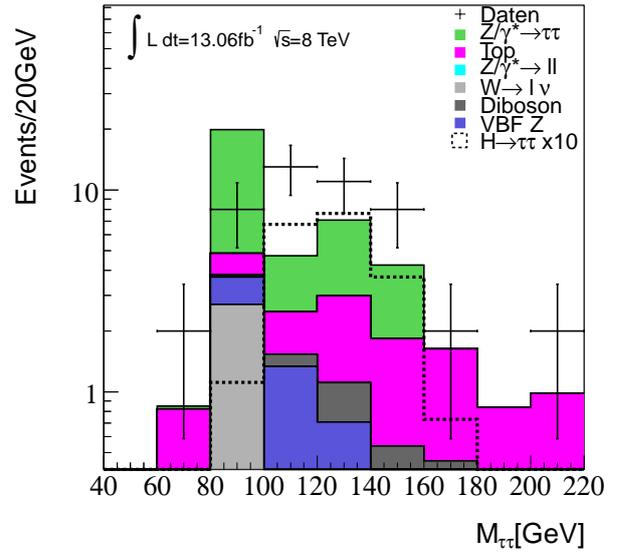
**Tab. 7.2:** Bezeichnungen der letzten Schnitte im VBF-Kanal der  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow 4\nu\ell\ell$  Selektion (s. Tabelle 4.1 und [13] für die volle Liste an Schnitten)

Algorithmus	Massenbereich [GeV]
MMC	80-180
Kollineare Näherung (COLL)	80-180
True Transverse Mass (TTM)	60-120
Effektive Masse (EFF)	60-180

**Tab. 7.3:** Ausgewählte Massenbereiche für Berechnung der Ausschlussgrenze

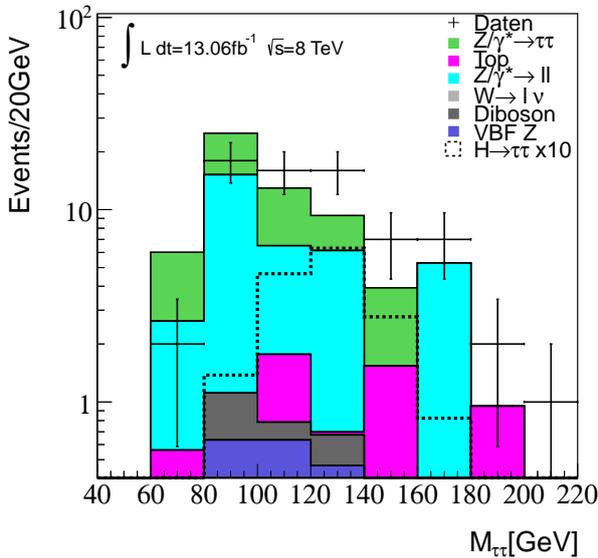


(7.10a)

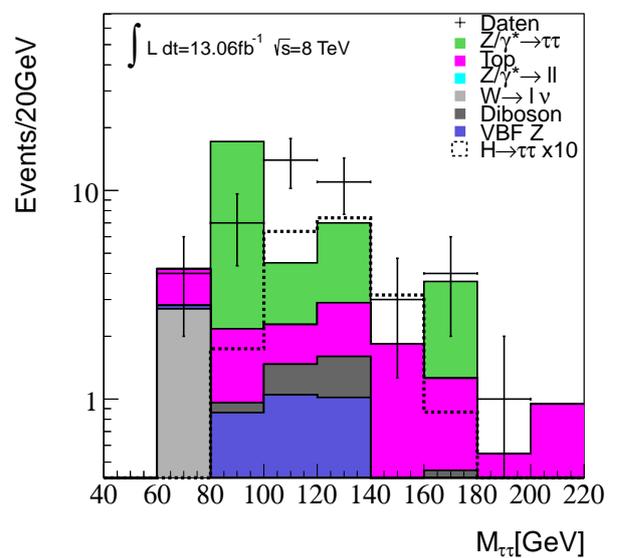


(7.10b)

**Abb. 7.10:** Vergleich zwischen Daten und Untergrund sowie 10-fach überhöhtem Signal. Die verschiedenen Untergrundquellen (s. Tab. 7.1) werden addiert, das Signal nur überlagert. Für die Daten sind die statistische Unsicherheiten gezeigt, für die MC-Simulationen werden keine Fehler angezeigt. Massenrekonstruktionsalgorithmus: MMC, Schnitt 16, links für den  $ee + \mu\mu$ -Kanal und rechts für den  $e\mu$ -Kanal, entnommen aus [21].

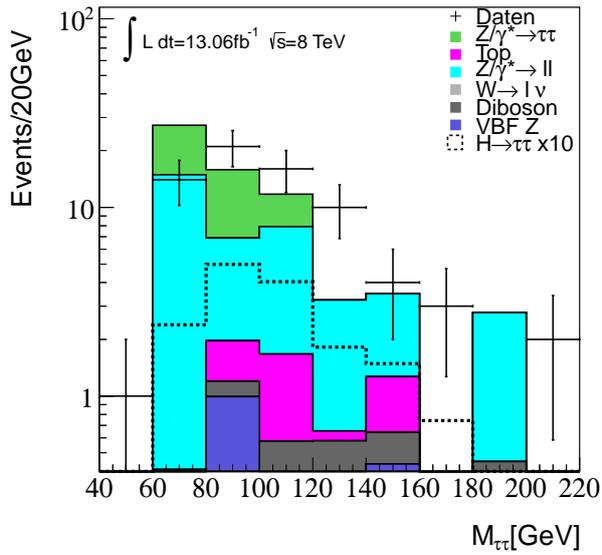


(7.11a)

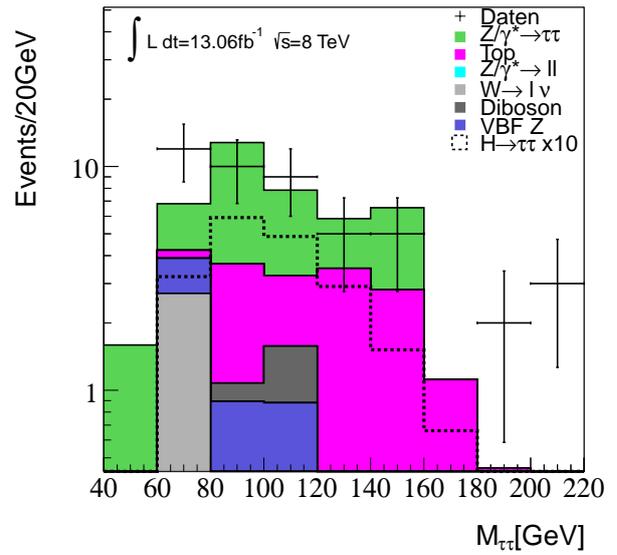


(7.11b)

**Abb. 7.11:** Analog zu Abb. 7.10a und 7.10b nur anderer Massenrekonstruktionsalgorithmus: COLL.

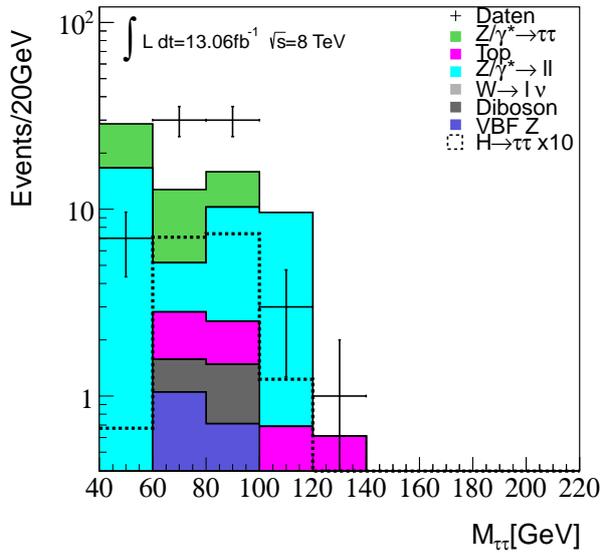


(7.12a)

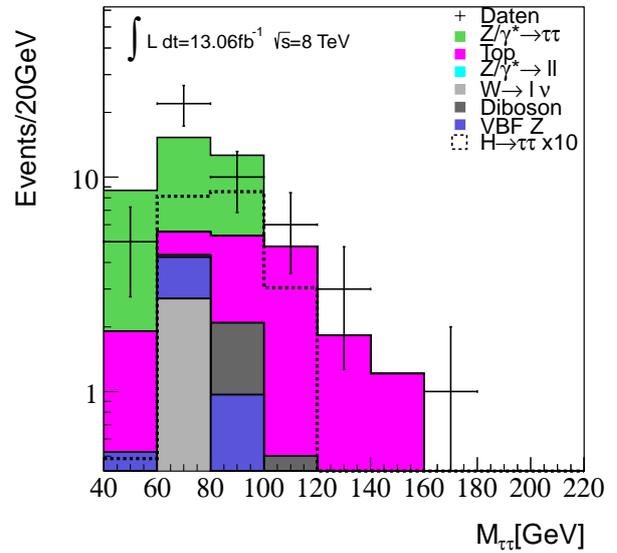


(7.12b)

**Abb. 7.12:** Analog zu Abb. 7.10a und 7.10b nur anderer Massenrekonstruktionsalgorithmus: EFF.

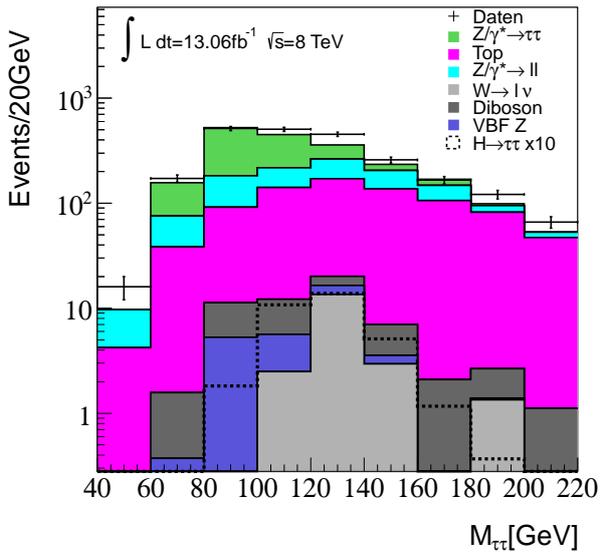


(7.13a)

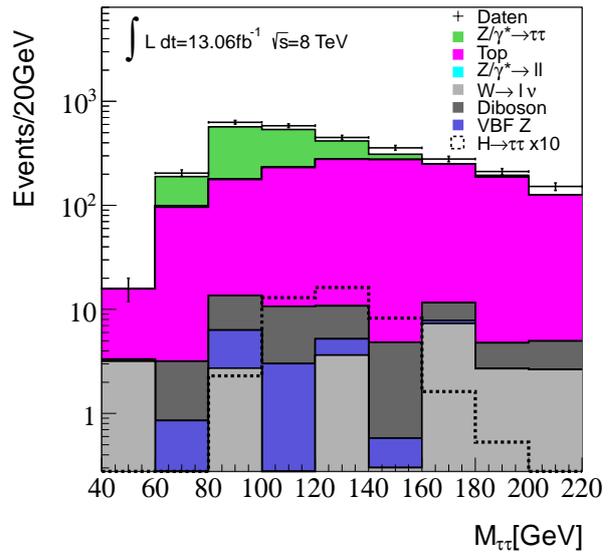


(7.13b)

**Abb. 7.13:** Analog zu Abb. 7.10a und 7.10b nur anderer Massenrekonstruktionsalgorithmus: TTM.

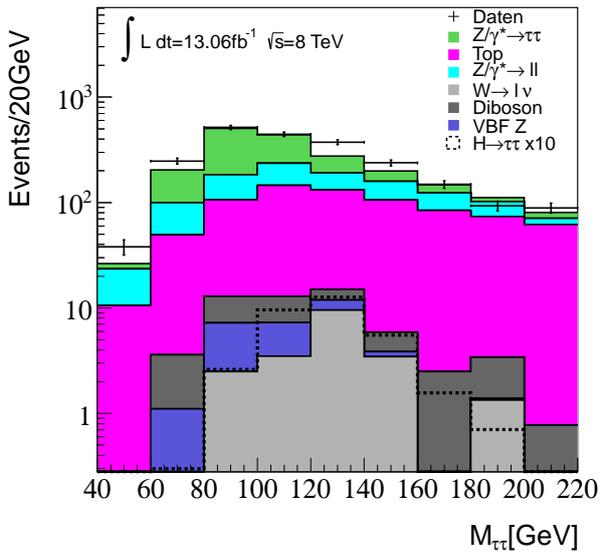


(7.14a)

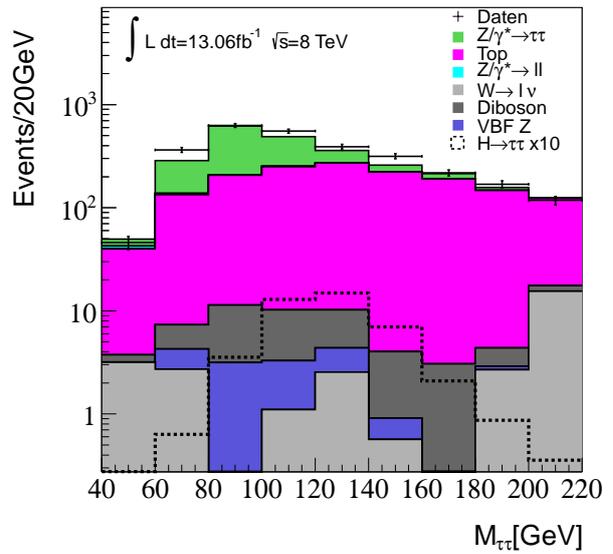


(7.14b)

Abb. 7.14: Analog zu Abb. 7.10a und 7.10b nur nach Schnitt 11.



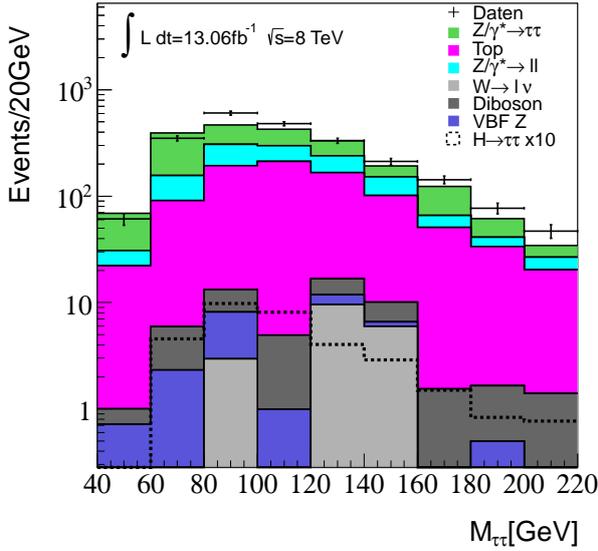
(7.15a)



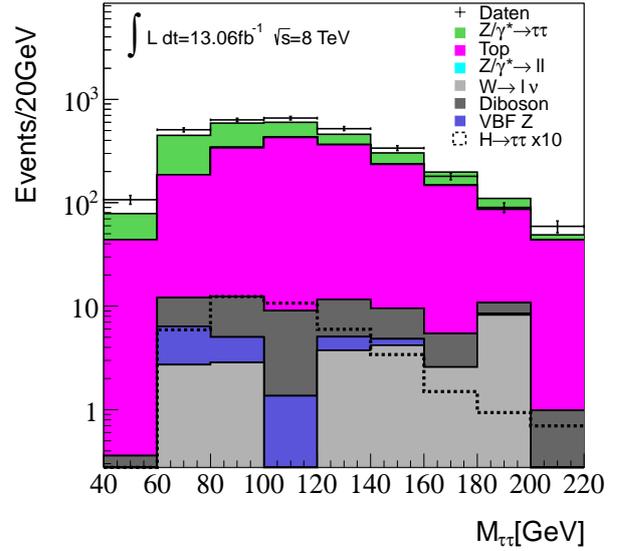
(7.15b)

Abb. 7.15: Analog zu Abb. 7.11a und 7.11b nur nach Schnitt 11.

## 7 Analyse

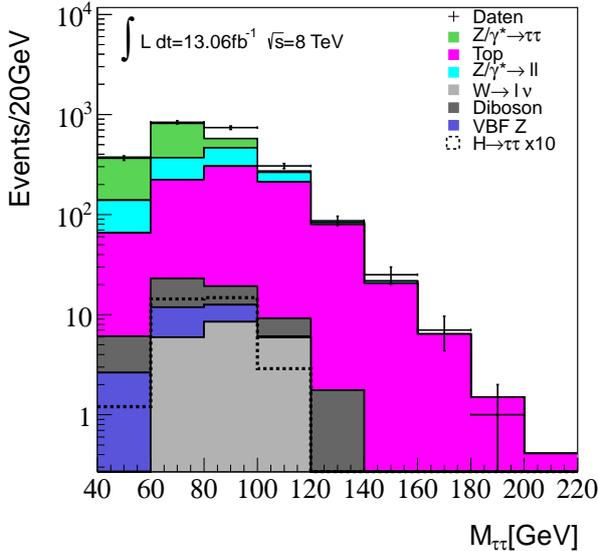


(7.16a)

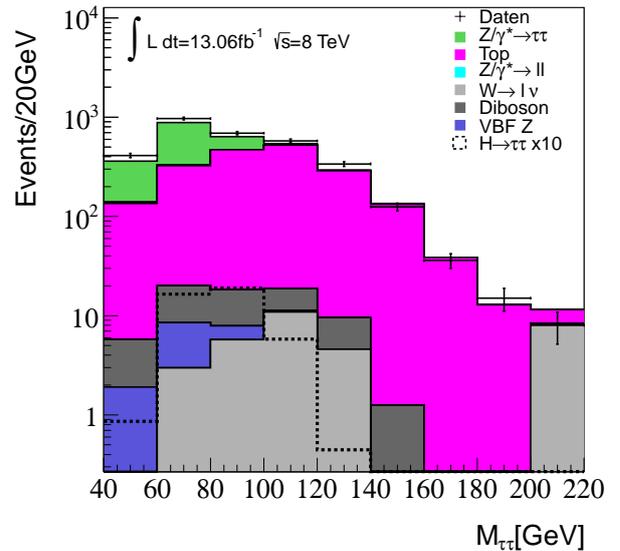


(7.16b)

**Abb. 7.16:** Analog zu Abb. 7.12a und 7.12b nur nach Schnitt 11.



(7.17a)



(7.17b)

**Abb. 7.17:** Analog zu Abb. 7.13a und 7.13b nur nach Schnitt 11.

Nun berechnet man mittels der  $CL_s$ -Methode die erwarteten Ausschlussgrenzen ( $\mu_{up}$ ) auf die Signalstärke in Einheiten der Standardmodellerwartung für die verschiedenen Algorithmen und Schnitte. Die Mittelwerte mit den  $1\sigma$ - und  $2\sigma$ -Fehlerbändern (in grün bzw. gelb) sind in den Abbildungen 7.18 bis 7.25 zu sehen.

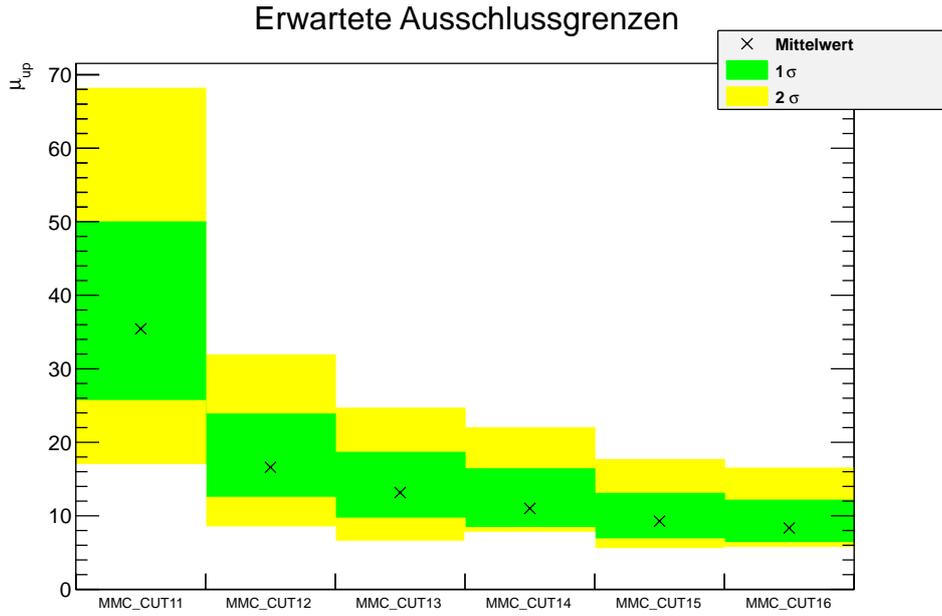
Bei allen Massenalgorithmen und Kanälen lässt sich erkennen, dass die erwartete Ausschlussgrenze mit der Schnittanzahl sinkt und auch die  $1\sigma$ -Fehlerbänder schmaler werden. Das  $2\sigma$ -Fehlerband wird tendenziell auch schmaler, es gibt aber ein paar Abweichungen: So wird das  $2\sigma$ -Fehlerband beim letzten Schnitt (Cut 16) für den COLL-Algorithmus im  $ee + \mu\mu$ -Kanal wieder breiter (s. Abb. 7.11a). Da die Fehlerbänder über Toy-MC-Experimente erzeugt werden, wird zuerst vermutet, dass die Abweichung eine statistische Fluktuation ist und mehr Toy-MC-Experimente durchgeführt werden müssen. Bei der Erstellung der hier gezeigten Diagramme wurde gegenüber einer ersten Version der Diagramme bereits die dreifache Anzahl an Toy-MC-Experimenten verwendet. Dies hat die Abweichungen im  $2\sigma$ -Fehlerband offensichtlich nicht behoben, aber an andere Stellen verschoben. In der ersten Version der Diagramme zeigte sich eine Vergrößerung des  $2\sigma$ -Fehlerbandes für den MMC-Algorithmus im  $ee + \mu\mu$ -Kanal nach Schnitt 15. Diese Instabilität der Abweichung zeigt, dass die Abweichungen vermutlich durch statistische Fluktuationen zustande kommen. Folglich müsste die Anzahl an Toy-MC-Experimenten weiter erhöht werden. Da dies die Rechenzeit für die Berechnung der Ausschlussgrenzen erhöht, ist es zeitlich nicht mehr möglich.

Das Abfallen der erwarteten Ausschlussgrenzen spricht dafür, dass die angewendeten Schnitte die Sensitivität für das Signal erhöhen. Somit wird durch die VBF-Selektion der Untergrund wie erwartet unterdrückt (s. Kap. 2.4).

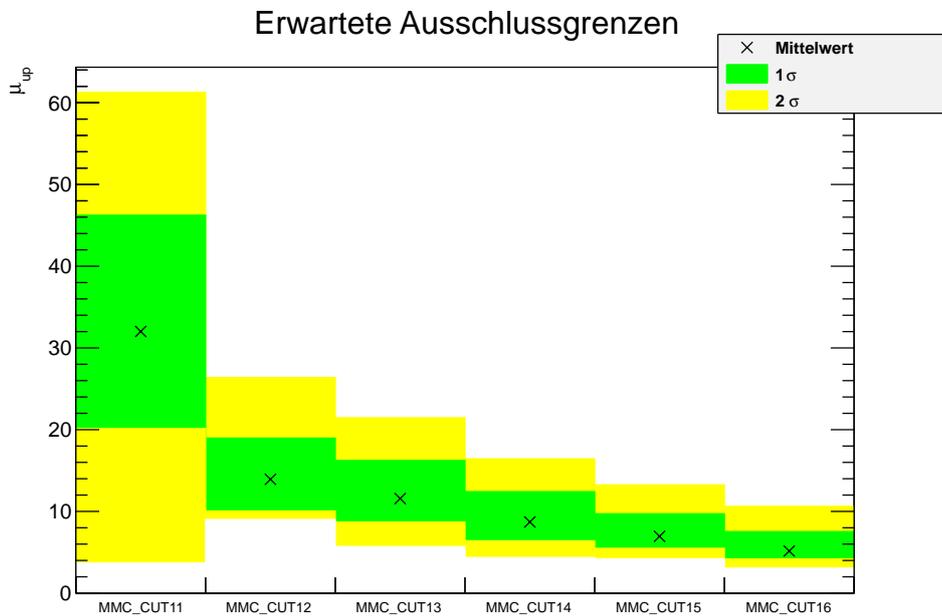
Dass der Abfall der erwarteten Ausschlussgrenzen für alle Algorithmen gesehen wird, weist daraufhin, dass keiner der Algorithmen völlig unpassend ist.

Weiterhin kann man für alle Massenalgorithmen erkennen, dass die erwarteten Ausschlussgrenzen im  $e\mu$ -Kanal deutlich unter denen des  $ee + \mu\mu$ -Kanals liegen. Hier zeigt sich der bereits in Kapitel 2.4 angesprochene Vorteil, dass einige Untergründe ( $Z \rightarrow \ell\ell$  mit  $\ell \in \{e, \mu\}$ ) im  $e\mu$ -Kanal stark unterdrückt werden.

Um die Massenalgorithmen untereinander zu vergleichen, zeigt Tabelle 7.4 die Ergebnisse nach dem letzten Schnitt (Cut 16). Hier erkennt man, dass die Kollineare Näherung und der MMC-Algorithmus bessere (niedrigere) erwartete Ausschlussgrenzen liefern. Dies hat vermutlich folgende Ursache: COLL und MMC versuchen, alle Neutrinoimpulse komplett mit verschiedenen Näherungen bei der Massenrekonstruktion zu berücksichtigen. TTM und EFF berücksichtigen die Longitudinalkomponente des Neutrinoimpulses nicht und auch nicht, dass beim Zerfall des  $\tau$ -Leptons mehrere Neutrinos entstehen können. Da beim dileptonischen Zerfall des  $\tau\tau$ -Paares vier Neutrinos entstehen, liefern COLL und MMC eine bessere Massenaufösung und können solche Ereignisse besser rekonstruieren. Somit hebt sich das Signal dann stärker vom Untergrund ab und man erhält bessere Ausschlussgrenzen.

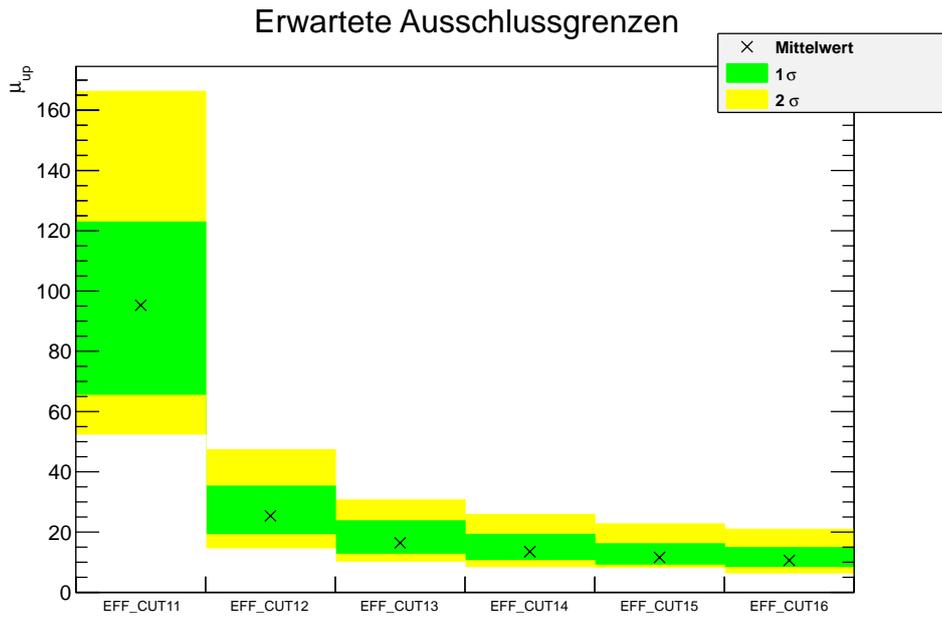


**Abb. 7.18:** Erwartete Ausschlussgrenzen der Signalstärke in Einheiten der Standardmodell-erwartung auf 95%-Konfidenzniveau für den MMC-Algorithmus ( $ee + \mu\mu$ -Kanal) sowie für die in Tabelle 7.2 genannten Schnitte. Es werden die in Tabelle 7.1 genannten MC-Simulationen und die Daten nach der Massenrekonstruktion zur Berechnung der Grenzen mittels  $CL_s$ -Methode verwendet.

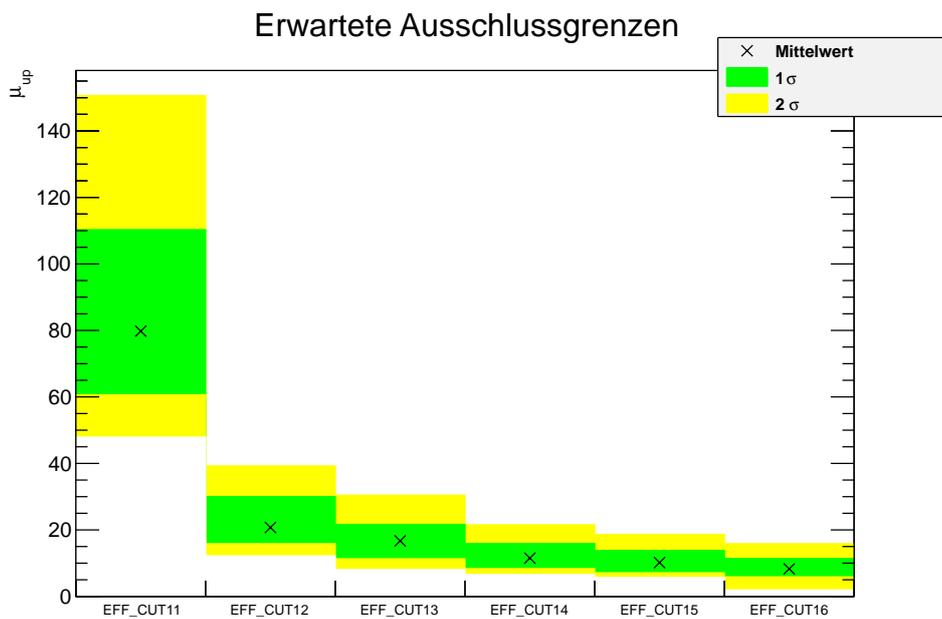


**Abb. 7.19:** Analog zu Abb. 7.18 für den  $e\mu$ -Kanal.

## 7 Analyse

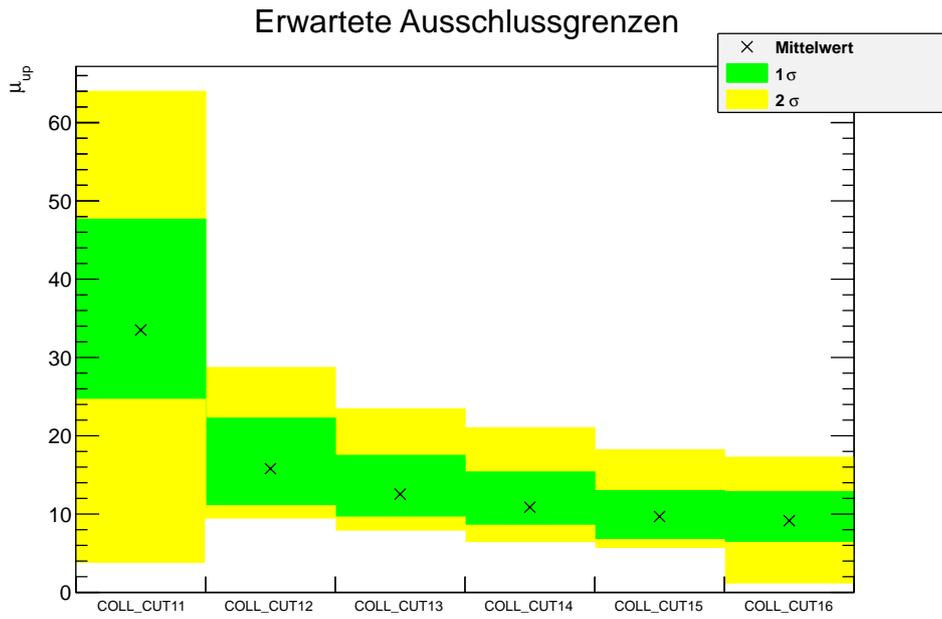


**Abb. 7.20:** Analog zu Abb. 7.18 für den EFF-Algorithmus.

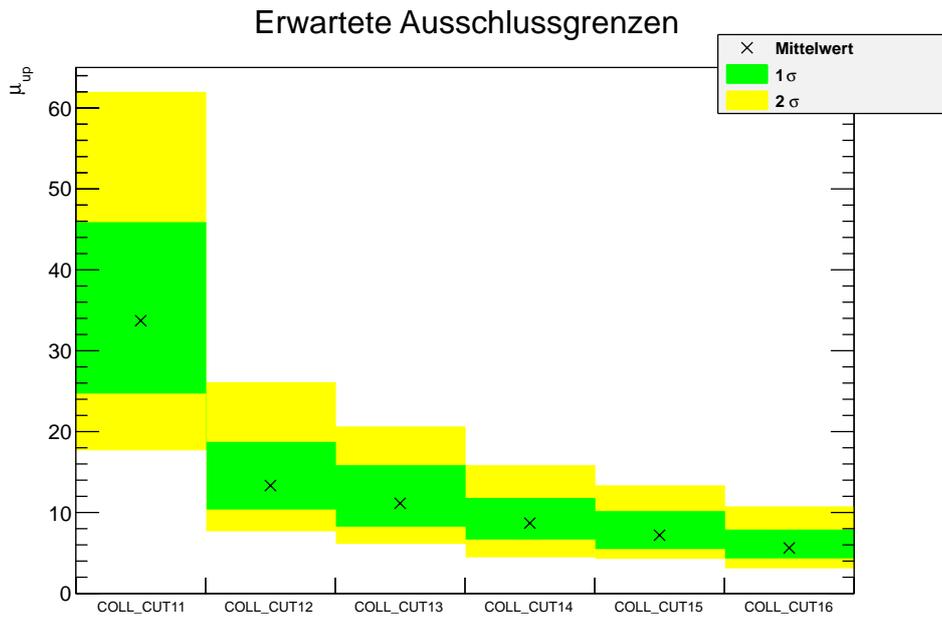


**Abb. 7.21:** Analog zu Abb. 7.19 für den EFF-Algorithmus.

## 7 Analyse

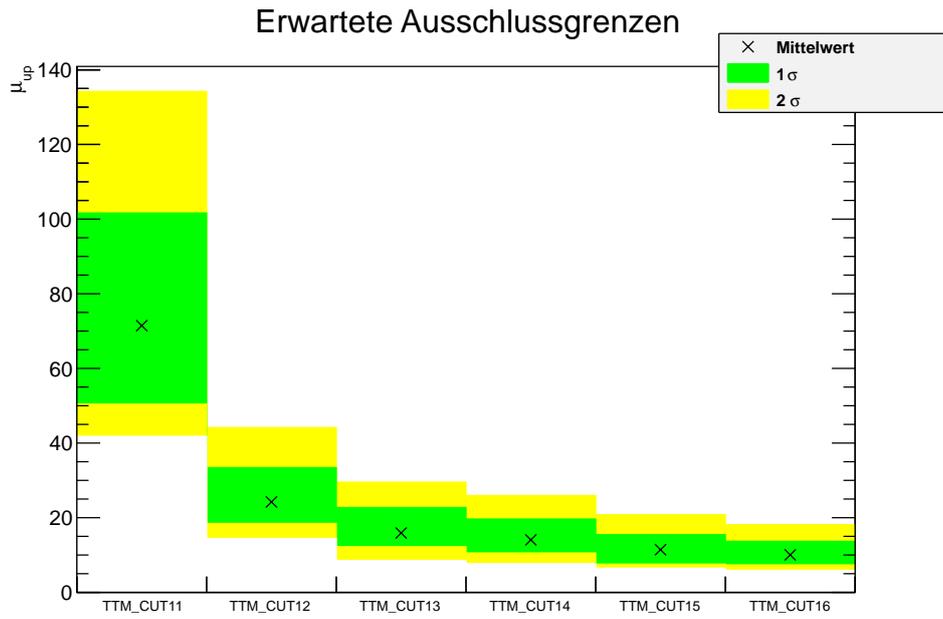


**Abb. 7.22:** Analog zu Abb. 7.18 für den COLL-Algorithmus.

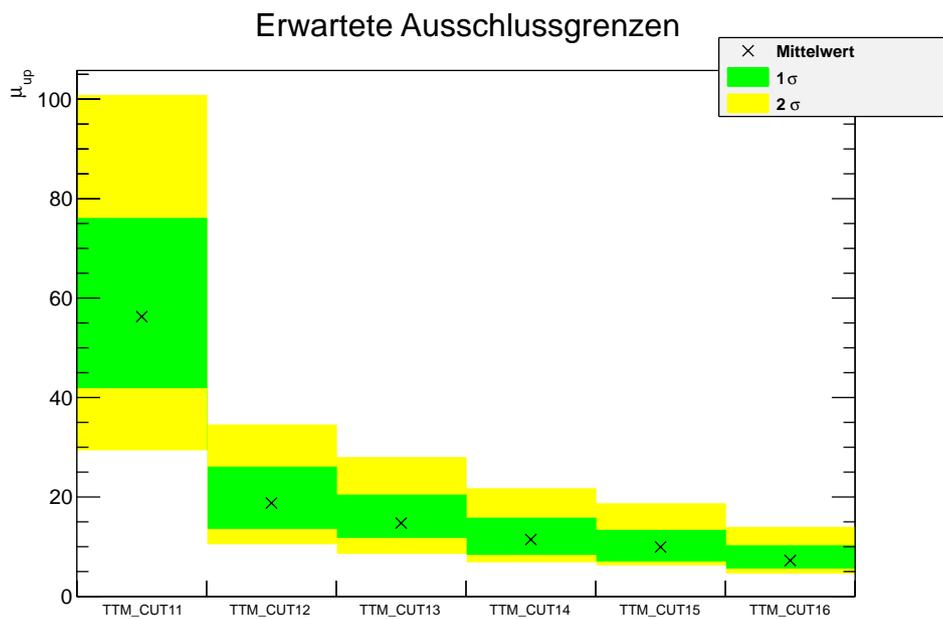


**Abb. 7.23:** Analog zu Abb. 7.19 für den COLL-Algorithmus.

## 7 Analyse



**Abb. 7.24:** Analog zu Abb. 7.18 für den TTM-Algorithmus.



**Abb. 7.25:** Analog zu Abb. 7.19 für den TTM-Algorithmus.

Kanal	COLL		MMC		TTM		EFF	
	$ee + \mu\mu$	$e\mu$						
Mittelwert	9.1	5.6	8.3	5.2	10.0	7.2	10.6	8.3
$-1\sigma$	6.4	4.2	6.3	4.2	7.3	5.5	8.2	5.9
$1\sigma$	12.8	7.8	12.1	7.5	13.7	10.2	14.9	11.4
$-2\sigma$	1.1	3.0	5.7	3.1	5.9	4.5	6.1	2.0
$2\sigma$	17.3	10.7	16.5	10.6	18.1	13.9	20.9	15.9

**Tab. 7.4:** Erwartete Ausschlussgrenzen der Signalstärke in Einheiten der Standardmodell-erwartung auf 95%-Konfidenzniveau nach dem letzten Schnitt (Cut 16) mit Fehlern ( $1\sigma$  und  $2\sigma$ ) im Vergleich für die unterschiedlichen Massenalgorithmen. Es werden die in Tabelle 7.1 genannten MC-Simulationen und die Daten nach der Massenrekonstruktion zur Berechnung der Grenzen mittels  $CL_s$ -Methode verwendet.

## 7.4 Beobachtete Ausschlussgrenzen

Man könnte nun die beobachteten Ausschlussgrenzen für alle Massenrekonstruktionsalgorithmen nach dem letzten Schnitt berechnen. Dann läuft man allerdings Gefahr, am Ende den Massenrekonstruktionsalgorithmus auszuwählen, der die besten Ausschlussgrenzen liefert. So würde man sich von den Daten beeinflussen lassen, was in anderen Fällen bereits zu falschen Entdeckungen geführt hat. Um dies zu vermeiden, wählt man den Algorithmus auf Grundlage der erwarteten Ausschlussgrenzen. Da der MMC-Algorithmus im Rahmen der hier vorgestellten Studien die besten erwartete Ausschlussgrenzen liefert, wird dieser nun verwendet. Man erhält nach dem letzten Schnitt (Cut 16):

$$ee + \mu\mu\text{-Kanal} : \mu_{up,obs} = 21.6$$

$$e\mu\text{-Kanal} : \mu_{up,obs} = 15.3$$

Die Erwartungen werden insofern bestätigt, als die Ausschlussgrenze im  $e\mu$ -Kanal kleiner als das im  $ee + \mu\mu$ -Kanal ist. Die Ausschlussgrenzen sind jedoch deutlich größer als die erwarteten: 5.1 über dem  $2\sigma$ -Band im  $ee + \mu\mu$ -Kanal und 4.7 im  $e\mu$ -Kanal. Wenn man ein Signal mit  $\mu = 1$  beobachten sollte, wären die beobachteten Grenzen natürlich höher als die erwarteten, aber nicht so deutlich. Dies könnte für ein großes Signal sprechen, allerdings muss man sich zuerst vergewissern, ob der Untergrund komplett verstanden ist. Dazu überprüft man, ob die Daten durch die Untergrundvorhersagen außerhalb des Signalbereichs gut beschrieben werden. Die Abbildungen 7.10a und 7.10b zeigen, dass die Anzahl

## 7 Analyse

der Datenereignisse nach Schnitt 16 bereits gering ist, sodass die großen Ausschlussgrenzen auch durch statistische Fluktuationen hervorgerufen werden können. Deswegen lässt sich auch die Beschreibung der Daten durch die Untergrundvorhersagen schlecht einschätzen. Diese kann man jedoch für Schnitt 11 überprüfen, da dort mehr Daten vorliegen (s. Abb. 7.14a und 7.14b). Man erkennt, dass die Beschreibung schon sehr gut ist, aber noch perfektioniert werden könnte. Beide Effekte zusammen können die großen Ausschlussgrenzen erklären.

## 8 Zusammenfassung

In dieser Bachelorarbeit wurde der fermionische Zerfall des neuen higgsartigen Teilchens im Kanal  $\text{VBF } H \rightarrow \tau\tau \rightarrow 4\nu 2\ell$  untersucht. Mit verschiedenen Algorithmen konnte (in einer weiteren Bachelorarbeit [21]) die invariante Masse rekonstruiert werden. Mit diesen Ergebnissen wurden Ausschlussgrenzen für die Signalstärke berechnet. Zur Berechnung dieser kam die  $\text{CL}_s$ -Methode zum Einsatz. Deren Funktion wurde in Studien mit simulierten Daten untersucht und auch verschiedene Berechnungsmethoden (TLIMIT und ROOSTATS) getestet. Die Berechnung der erwarteten Ausschlussgrenzen ergab, dass die bei der Analyse angewendeten Selektionsschnitte die Sensitivität auf das Signal erhöhen. Weiterhin kennzeichnen sie den MMC-Algorithmus (Missing Mass Calculator) als den besten unter den betrachteten Algorithmen. Die beobachteten Ausschlussgrenzen ergaben sich zu 21.6 im  $ee + \mu\mu$ -Kanal und 15.3 im  $e\mu$ -Kanal in Einheiten der Standardmodellervorhersage für die Signalstärke.

## 9 Ausblick

Für die Zukunft wäre es ideal, wenn man mehr Daten erlangen könnte.

Außerdem könnte man Verständnis des Untergrundes weiter arbeiten. Dazu könnte man Kontrollstudien zu den einzelnen Untergründen durchführen.

Weiterhin können die systematischen Unsicherheiten in Abhängigkeit von der rekonstruierten Masse berechnet werden. Dies wurde hier aus Zeitgründen nicht durchgeführt, würde aber vermutlich die Ausschlussgrenzen verbessern, da eine globale systematische Unsicherheit von 10% eine recht konservative Abschätzung darstellt. Auch können weitere Beiträge zur systematischen Unsicherheit berücksichtigt werden.

Um die Ausschlussgrenzen genauer zu berechnen und auch die Unregelmäßigkeiten im  $2\sigma$ -Band zu klären, kann man die Anzahl der MC-Experimente erhöhen sowie die Anzahl der Punkte, an denen die CL berechnet werden. Dies erfordert eine deutlich höhere Rechendauer.

Da der  $ee$ -Kanal und der  $\mu\mu$ -Kanal einige Unterschiede aufweisen, sollten die Kanäle in Zukunft getrennt voneinander betrachtet werden. Während dieser Bachelorarbeit wurde allerdings klar, dass dazu Untergrund-MC-Simulationen mit deutlich mehr Ereignissen erzeugt werden müssen. Mit ROOSTATS können mehrere Kanäle kombiniert werden, sodass man eine kombinierte Ausschlussgrenze erhält. Diese kombinierte Ausschlussgrenze sollte dann besser ausfallen als die in den einzelnen Kanälen berechneten Ausschlussgrenzen.

# Literaturverzeichnis

- [1] ATLAS Collaboration Collaboration, G. Aad et al., *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B716** (2012) 1–29, arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- [2] CMS Collaboration Collaboration, S. Chatrchyan et al., *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys.Lett. **B716** (2012) 30–61, arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [3] C. Berger, *Elementarteilchenphysik - Von den Grundlagen zu den modernen Experimenten*. Springer DE, Berlin, 2006.
- [4] M. E. Peskin und D. V. Schroeder, *An Introduction To Quantum Field Theory*. Addison-Wesley Publishing Company, Reading, 1995.
- [5] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508–509.
- [6] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz, und P. Zerwas, *Higgs boson production at the LHC*, Nucl.Phys. **B453** (1995) 17–82, arXiv:hep-ph/9504378 [hep-ph].
- [7] *Properties of the Higgs-like boson in the decay  $H$  to  $ZZ$  to  $4l$  in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and  $8$  TeV*, Tech. Rep. CMS-PAS-HIG-13-002, CERN, Genf, 2013.
- [8] *Observation and study of the Higgs boson candidate in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-168, CERN, Genf, Dez, 2012.
- [9] S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, R. Tanaka, et al., *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions*, arXiv:1201.3084 [hep-ph].
- [10] Particle Data Group Collaboration, J. Beringer et al., *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **86** (2012) 010001. <http://pdg.lbl.gov>.

- [11] ATLAS Collaboration Collaboration, G. Aad et al., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.
- [12] E. Lippeles, *Trigger Status*, ATLAS Week (Montreux) (2012).
- [13] E. Drechsler, *Search for the Higgs boson in vector-boson fusion in  $\tau^+\tau^-$  final states with the ATLAS experiment*, Masterarbeit, II.Physik-UniGö-MSc-2013/01, März, 2013.
- [14] M. Cacciari, G. P. Salam, und G. Soyez, *The Anti- $k(t)$  jet clustering algorithm*, JHEP **0804** (2008) 063, arXiv:0802.1189 [hep-ph].
- [15] A. Elagin, P. Murat, A. Pranko, und A. Safonov, *A New Mass Reconstruction Technique for Resonances Decaying to di-tau*, Nucl.Instrum.Meth. **A654** (2011) 481–489, arXiv:1012.4686 [hep-ex].
- [16] A. Barr, T. Khoo, P. Konar, K. Kong, C. Lester, et al., *Guide to transverse projections and mass-constraining variables*, Phys.Rev. **D84** (2011) 095031, arXiv:1105.2977 [hep-ph].
- [17] V. Blobel und E. Lohrmann, *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*. Springer DE, Berlin, 2012.
- [18] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, und O. Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, European Physical Journal C **71** (2011) 1554, arXiv:1007.1727 [physics.data-an].
- [19] A. L. Read, *Modified frequentist analysis of search results (The  $CL(s)$  method)*, CERN-OPEN-2000-205 (2000).
- [20] T. Junk, *Confidence level computation for combining searches with small statistics*, Nucl.Instrum.Meth. **A434** (1999) 435–443, arXiv:hep-ex/9902006 [hep-ex].
- [21] A. Sydorenko, *Massenrekonstruktionsalgorithmen im Kontext des  $H \rightarrow \tau\tau$  Zerfalls zu dileptonischen Endzuständen*, Bachelorarbeit (in Vorbereitung), II.Physik-UniGö-BSc-2013/09.
- [22] 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, arXiv:hep-ph/0206293 [hep-ph].

- [23] T. Sjostrand, S. Mrenna, und P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **0605** (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175 [hep-ph].
- [24] G. Corcella, I. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, et al., *HERWIG 6: An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP **0101** (2001) 010, arXiv:hep-ph/0011363 [hep-ph].
- [25] S. Frixione und B. R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP **0206** (2002) 029, arXiv:hep-ph/0204244 [hep-ph].
- [26] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, et al., *Event generation with SHERPA 1.1*, JHEP **0902** (2009) 007, arXiv:0811.4622 [hep-ph].
- [27] S. Frixione, P. Nason, und C. Oleari, *Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method*, JHEP **0711** (2007) 070, arXiv:0709.2092 [hep-ph].

# Danksagung

Zuerst möchte ich Prof. Dr. Quadt für die Möglichkeit dieser Bachelorarbeit und den damit verbundenen neuen Erfahrungen danken. Außerdem danke ich für die Beantwortung vieler Fragen.

Prof. Dr. Frey danke ich für die Übernahme der Zweitkorrektur.

Außerdem möchte ich Ulla Blumenschein, Oleg Brandt und Katharina Bierwagen für die zahlreichen Ratschläge und Antworten auf drängende Fragen danken. Auch möchte ich ihnen für das Korrekturlesen dieser Arbeit danken, ohne welches diese Arbeit nicht ihre jetzige Klasse erreicht hätte.

Schließlich danke ich meiner Familie für die Unterstützung während meines Studiums.

**Erklärung**

nach §13(8) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 12. Februar 2014

(Lukas Weise)