

# Studie zur Messung der Higgs-Boson-Selbstkopplung mit ATLAS am HL-LHC

**Bachelorarbeit**

zur Erlangung des akademischen Grades  
Bachelor of Science Physik

vorgelegt von  
**Katharina Schleicher**



FAKULTÄT FÜR MATHEMATIK UND PHYSIK  
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT  
FREIBURG IM BREISGAU  
2013



# Erklärung

Hiermit versichere ich, die eingereichte Bachelorarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben. Wörtlich oder inhaltlich verwendete Quellen wurden entsprechend den anerkannten Regeln wissenschaftlichen Arbeitens (lege artis) zitiert. Ich erkläre weiterhin, dass die vorliegende Arbeit noch nicht anderweitig als Bachelorarbeit eingereicht wurde.

Ort, Datum .....

Unterschrift .....



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Einführung</b>	<b>9</b>
2.1	Standardmodell und Higgs-Mechanismus . . . . .	9
2.2	Einzelproduktion und Zerfall des Higgs-Bosons Im Standardmodell . . . .	13
2.3	Entdeckung eines Higgs-Bosons . . . . .	14
2.4	Paarproduktion von Higgs-Bosonen und Higgs-Selbstkopplung . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Der LHC und der ATLAS-Detektor</b>	<b>17</b>
3.1	Koordinatensystem . . . . .	18
3.2	Aufbau . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Signal- und Untergrundprozesse und Produktion der simulierten Ereignisse</b>	<b>23</b>
4.1	Signalprozess . . . . .	23
4.2	Untergrundprozesse . . . . .	25
4.3	Wirkungsquerschnitte, Generatoren, simulierte und erwartete Ereigniszahlen	28
4.4	Produktion der simulierten Ereignisse . . . . .	30
4.4.1	Verschmierungsfunktionen . . . . .	30
4.4.2	Effizienzparametrisierungen . . . . .	33
<b>5</b>	<b>Analyse</b>	<b>37</b>
5.1	Wichtige Observablen . . . . .	37
5.1.1	Fehlende transversale Energie $E_T^{miss}$ . . . . .	37
5.1.2	Kollineare Massennäherung $m_{coll}$ . . . . .	37
5.1.3	Die kontraversale Masse $m_{CT}$ . . . . .	40
5.2	Signifikanz . . . . .	41
5.3	Vorselektion . . . . .	42
5.4	Selektion . . . . .	43
5.4.1	Der voll-leptonische Kanal . . . . .	43
5.4.2	Der semi-leptonische Kanal . . . . .	57
5.5	Kombination der beiden Kanäle . . . . .	71
5.6	Untersuchung des Einflusses der Auflösung der fehlenden transversalen Energie . . . . .	71
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>85</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>89</b>



# 1 Einleitung

Nach der Entdeckung eines neutralen Bosons im Juli 2012 durch die Experimente ATLAS [1] und CMS [2] am Large Hadron Collider (LHC) am CERN<sup>1</sup> und erste Bestätigung der Eigenschaften eines Higgs-Bosons bis zum März 2013, sollen nun seine Eigenschaften genauer untersucht werden, um den Higgs-Sektor des Standardmodells von denen in Erweiterungen des Standardmodells zu unterscheiden. Die bisher gemessenen Produktions- und Zerfallsraten des Higgs-Bosons sind verträglich mit denen des Standardmodells. Auch ist die Spin-Paritäts-Hypothese des Standardmodells ( $0^+$ ) durch bisherige Messungen stark bevorzugt. Zu den weiteren Untersuchungen gehört auch die Stärke der Higgs-Selbstkopplung. Diese beeinflusst die Form des Higgs-Potentials. Experimentell lässt sie sich durch Messung des Wirkungsquerschnitts für Higgs-Paarproduktion bestimmen. Da der Wirkungsquerschnitt hierfür jedoch sehr gering ist, ist eine hohe integrierte Luminosität notwendig um die Paar-Produktion untersuchen zu können.

Diese Arbeit ist eine vorbereitende Analyse, in der an Hand von simulierten Ereignissen untersucht wird, ob bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV und einer integrierten Luminosität von  $3000 \text{ fb}^{-1}$  (HL-LHC<sup>2</sup>) das Signal der Higgs-Paarzeugung vom Untergrund getrennt werden und somit langfristig eine Aussage über die Stärke der Higgs-Selbstkopplung getroffen werden kann.

Dazu wird der Kanal  $gg \rightarrow H \rightarrow HH \rightarrow b\bar{b} \tau^+ \tau^-$  betrachtet, wobei die  $\tau$ -Leptonen sowohl leptonisch als auch hadronisch zerfallen können. In dieser Studie werden zwei von drei Subkanälen betrachtet, einmal der voll-leptonische und einmal der semi-leptonische Subkanal. Es werden alle relevanten Untergrundprozesse berücksichtigt.

In dieser Arbeit wird zuerst qualitativ in die theoretischen Grundlagen eingeführt und ein kurzer Überblick über den ATLAS-Detektor und die erwartete Rekonstruktionsgüte mit ATLAS am HL-LHC gegeben. Danach werden die Signal- und Untergrundprozesse genauer erläutert und auf die simulierten Ereignisse eingegangen. Den Hauptteil der Arbeit bildet die Bestimmung der Sensitivität zur Beobachtung der Higgs-Paarproduktion. Zuerst werden für beide Subkanäle getrennt einige diskriminierende Observablen ausgewählt und mit diesen dann die Selektionskriterien optimiert um ein möglichst gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu erreichen. Daraufhin werden die Ergebnisse beider Kanäle kombiniert. Anschließend wird eine Untersuchung der Rekonstruktionsgüte der fehlenden transversalen Energie auf die Sensitivität durchgeführt.

---

<sup>1</sup>European Organization for Nuclear Research

<sup>2</sup>High Luminosity-LHC



## 2 Theoretische Einführung

In diesem Kapitel wird qualitativ in die zum Verständnis der Arbeit notwendigen theoretischen Grundlagen eingeführt. Dazu gehört eine kurze Erläuterung des Standardmodells [3–5] und des Higgs-Mechanismus [6–9]. Dann folgt ein Überblick über die Suche nach dem Higgs-Boson, die Entdeckung und den momentanen Stand der Untersuchung der Eigenschaften. Zum Schluss wird auf das Thema der Arbeit, die Higgs-Paarerzeugung und -selbstkopplung, eingegangen.

### 2.1 Standardmodell und Higgs-Mechanismus

Im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik (SM) werden alle Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen (ohne Gravitation) beschrieben. Zu den Elementarteilchen gehören sechs Leptonen, sechs Quarks, zwölf Austauschteilchen und das Higgs-Boson.

Die Leptonen und Quarks (Fermionen, halbzahliger Spin) lassen sich in drei Generationen einteilen, links die Leptonen, rechts die Quarks:

$$\begin{aligned} 1. \text{ Generation: } & \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \\ 2. \text{ Generation: } & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \\ 3. \text{ Generation: } & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Die drei Generationen unterscheiden sich nur in ihren Massen, diese nehmen mit den Generationen zu. Die uns umgebende Materie besteht aus Teilchen der ersten Generation.

Zu den Austauschteilchen bzw. Eichbosonen (ganzzahliger Spin) gehören das Photon  $\gamma$  als Vermittler der elektromagnetischen Wechselwirkung, die  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$ -Bosonen als Vermittler der schwachen Wechselwirkung und die acht Gluonen  $g$  als Vermittler der starken Wechselwirkung. Das Higgs-Boson ist die Anregung des Higgs-Feldes, welches den anderen Elementarteilchen durch die Wechselwirkung mit dem nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert ihre Masse verleiht.

Der folgende Abschnitt geht auf [10–12] zurück.

Mit Hilfe von lokalen Eichtheorien lassen sich die Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen beschreiben. Die lokalen Eichtheorien basieren auf der Forderung nach Invarianz (der Dirac-Gleichung) gegenüber lokalen Phasentransformationen. Dadurch

## 2 Theoretische Einführung

müssen zwingend neue Felder, die der Eichbosonen, mit geeigneten Transformationen eingeführt werden. In der Quantenelektrodynamik ist das das bekannte Vektorpotential  $A_\mu$ , das mit dem Photonenfeld assoziiert wird. Die Invarianz ist aber nur vorhanden, wenn dieses Eichfeld nicht massiv ist. Ein masseloses Eichfeld liegt sowohl in der elektromagnetischen als auch in der starken Wechselwirkung vor. Wie schon erwähnt gehört zur elektromagnetischen Wechselwirkung das Feld  $A_\mu$  und zu diesem das Austauscheteilchen Photon, welches masselos ist. Aus der lokalen Eichtheorie der starken Wechselwirkung entstehen acht dieser Vektorfelder, aus denen die acht Gluonen hervorgehen. Da diese ebenfalls masselos sind, gibt es auch hier kein Problem mit der lokalen Eichinvarianz. Anders sieht dies jedoch bei der vereinheitlichten elektroschwachen Wechselwirkung aus. Hieraus gehen vier Vektorfelder hervor, von denen zwei jedoch noch nicht direkt mit den beobachtbaren Austauscheteilchen in Verbindung gebracht werden können. Durch Mischung dieser beiden Felder über den schwachen Mischungswinkel erhält man Felder die mit den beobachtbaren physikalischen Austauscheteilchen Photon  $\gamma$  und  $Z^0$ -Boson identifiziert werden können. Die anderen beiden sind  $W^+$  und  $W^-$ . Die letzten drei Bosonen besitzen Massen von 91,187 GeV bzw. 80,24 GeV. Dies ist auch der Grund für die endliche Reichweite der schwachen Wechselwirkung. Die Beschreibung der Massen zerstört zunächst die lokale Eichinvarianz der Theorie. Durch die Verletzung der Eichinvarianz divergiert jedoch der Wirkungsquerschnitt z.B. für den Prozess  $WW \rightarrow WW$  für große Energien wodurch Wahrscheinlichkeitsinterpretation des Wirkungsquerschnitts verletzt wird. Desweiteren wird die Renormierbarkeit zerstört, d.h. es sind keine Präzisionsvorhersagen mehr möglich.

Die Idee ist nun ein zusätzliches skalares Feld  $\Phi$  (das Higgs-Feld) einzuführen, das im Grundzustand einen von null verschiedenen Wert, den Vakuumerwartungswert, besitzt. Die Austauscheteilchen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$ -Boson erhalten ihre Masse demnach erst durch Wechselwirkung mit diesem Vakuumerwartungswert. Bei einem einfachen Oszillatorpotential ist dies nicht der Fall. Hier ist das Potential symmetrisch um den Grundzustand. Es wird also ein Potential benötigt, das nicht symmetrisch um den Grundzustand ist (Symmetriebrechung). Ein einfaches Potential, das diese Bedingung erfüllt, ist:

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi \Phi^* + \frac{\lambda}{4} (\Phi \Phi^*)^2 \quad (2.1)$$

Es handelt sich hierbei um ein Polynom vierten Grades in  $\Phi$ . Hierbei ist  $\mu$  der Massenparameter und  $\lambda$  die Selbstkopplungsstärke der 4-Higgs-Kopplung. Letztere beeinflusst bei festem  $\mu$  und festem Vakuumerwartungswert  $v$  die Differenz zwischen der Höhe des Potentials bei  $\Phi = 0$  und dem Minimum des Potentials. Aufgrund der Stabilität des Vakuums wird  $\lambda > 0$  verlangt. Es gibt unendlich viele Grundzustände, die alle entartet sind. Sobald man einen bestimmten Grundzustand wählt, wird die Rotationssymmetrie spontan gebrochen.

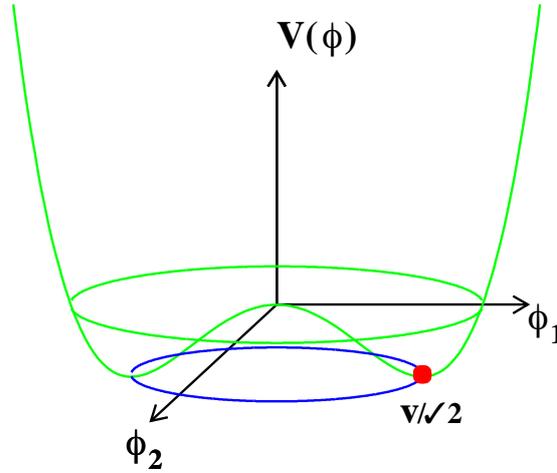
## 2.1 Standardmodell und Higgs-Mechanismus

Das Feld kann als Dublett von komplexen skalaren Feldern wie folgt angesetzt werden:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

$$\Phi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Phi_1 + i\Phi_2); \quad \Phi^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Phi_3 + i\Phi_4) \quad (2.3)$$

Die Form des Potentials in Abhängigkeit von  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Um es darstellen zu können, ist es in Abhängigkeit von zwei der vier Freiheitsgrade gezeichnet. Dort, wo das Feld null ist, ist nicht das Minimum des Potentials. Die Felder



**Abb. 2.1:** Das Potential des Higgs-Feldes in Abhängigkeit zweier skalarer Freiheitsgrade im Standardmodell. [13]

$\Phi^0$  und  $\Phi^+$  sind beide komplex. Sie bilden zusammen ein Dublett eines Skalarfelds vom schwachen Isospin  $1/2$  mit den elektromagnetischen Ladungen  $+1$  und  $0$ . Das Feld benötigt vier Freiheitsgrade ( $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3, \Phi_4$ ), drei aufgrund der drei Polarisationsfreiheitsgrade von massebehafteten Teilchen ( $W^\pm, Z^0$ ) und einen weiteren zur Beibehaltung der Unitarität. Da mindestens eine der beiden Komponenten von  $\Phi$  elektrisch neutral sein muss, da das Vakuum nicht elektrisch geladen ist, und der Isospin  $I_w = 1/2$  ist, muss aufgrund der Gell-Mann-Nishijima-Beziehung, Gleichung 2.4, die schwache Hyperladung  $Y = 1$  sein. Damit ergibt sich jedoch für die andere Komponente von  $\Phi$  eine Ladung von  $+1$  ( $I_{w_3} = 1/2$ ). Die dritte Komponente des Isospins wird mit  $I_{w_3}$  bezeichnet.

$$Q = I_{w_3} + \frac{Y}{2} \quad (2.4)$$

Wenn man nun das Minimum des Potentials in Abhängigkeit von  $\Phi$  berechnet, erhält

## 2 Theoretische Einführung

man:

$$\Phi_0 \Phi_0^* = 2 \frac{\mu^2}{\lambda} \quad \Phi_0 \Phi_0^* \xrightarrow{=v^2/2} \quad v = 2 \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (2.5)$$

Hierbei ist  $\Phi_0$  das Feld im Minimum des Potentials. Aufgrund der positiven Ladung von  $\Phi^+$  und der Neutralität des Vakuums muss die erste Komponente von  $\Phi_0$  ( $\Phi^+$ ) verschwinden. Man kann für den Grundzustand  $\Phi_0$  dann folgende Form wählen:

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Mit Hilfe dieses  $\Phi_0$  kann man das Higgs-Feld  $\Phi$  wie folgt schreiben:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ (v + H + i\chi)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Kleine Auslenkungen aus dem Grundzustand in radialer Richtung, also gegen den Potentialwall, siehe Abbildung 2.1, ergeben eine Anregung des Higgs-Feldes und damit das Higgs-Boson  $H$ . Die Felder  $\Phi^+$  (2 Komponenten) und  $\chi$  sind sogenannte Goldstone-Felder mit den drei masselosen Goldstone-Bosonen, sie entsprechen „Anregungen“ entlang des Tals des Grundzustands. Da dazu keine Energie notwendig ist, sind sie masselos. Bei geeigneter Eichung verschwinden diese jedoch aus dem Teilchenspektrum und gehen in longitudinale Freiheitsgrade der  $W^{+/-}$ - und  $Z$ -Bosonen auf.

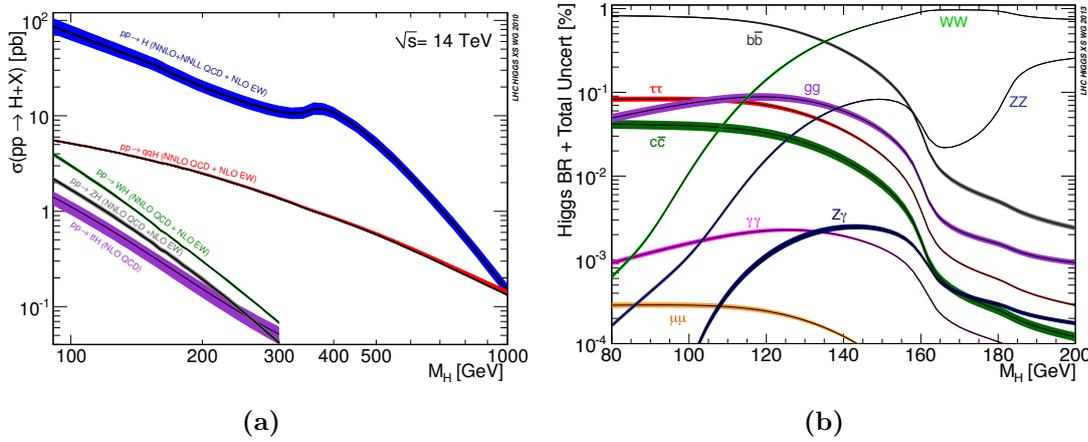
Die Masse des Higgs-Bosons hängt über  $m_H = \sqrt{2}\mu^2$  direkt mit dem Massenparameter  $\mu$  zusammen. Außer der Masse können alle Eigenschaften des Higgs-Bosons aus der Theorie bestimmt werden. Der Vakuumerwartungswert lässt sich aus der Fermikonstante  $G_F$  berechnen:

$$v = \sqrt{\frac{1}{\sqrt{2}G_F}} = 247 \text{ GeV} \quad (2.8)$$

Mit bekannter Masse  $m_H$  und Vakuumerwartungswert  $v$  lässt sich die Selbstkopplungsstärke  $\lambda$  unter Annahme des Standardmodells direkt aus Gleichung 2.5 berechnen.

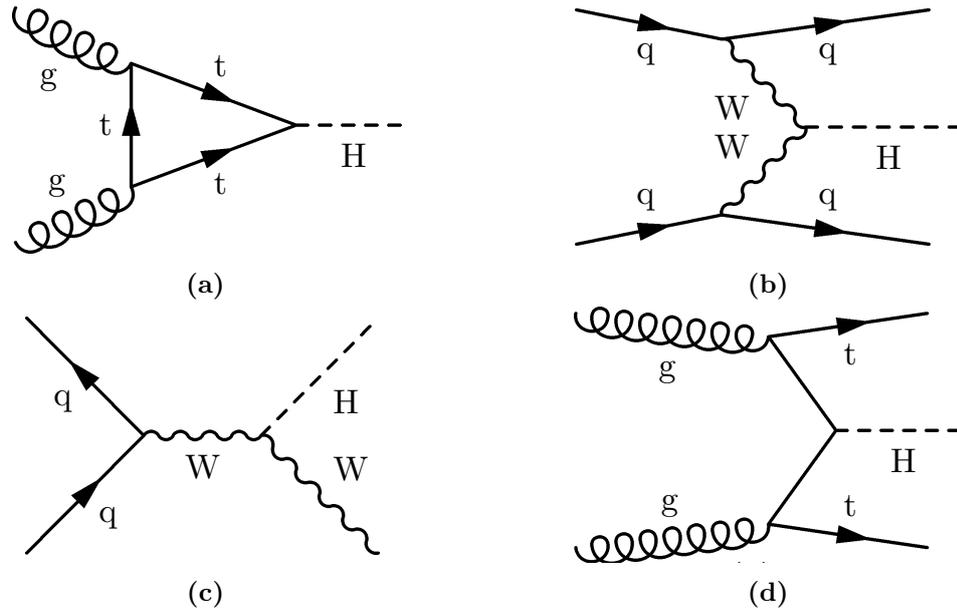
## 2.2 Einzelproduktion und Zerfall des Higgs-Bosons Im Standardmodell

Das Higgs-Boson kann am LHC über mehrere Prozesse erzeugt werden. Der häufigste Prozess ist die Gluonfusion ( $ggF$ ),  $pp \rightarrow H$ . Ihr Wirkungsquerschnitt liegt etwa eine Größenordnung über dem zweithäufigsten Prozess, der Vektorbosonfusion (VBF),  $pp \rightarrow qqH$ . Die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Higgs-Masse sind in Abbildung 2.2a zu sehen. Die anderen drei Prozesse sind  $pp \rightarrow WH$ ,  $pp \rightarrow ZH$  und  $pp \rightarrow ttH$ . Die zugehörigen Feynman-Diagramme sind an Abbildung 2.3 zu sehen. In nachfolgender Studie wird die Produktion mit dem größten Wirkungsquerschnitt, also Gluonfusion betrachtet, da der Signalprozess selbst einen sehr geringen Wirkungsquerschnitt hat. Die Zerfallskanäle des Higgs-Bosons im Standardmodell sind in Abbildung 2.2b zu se-



**Abb. 2.2:** Die Einzelproduktionsprozess des Higgs-Bosons (a) am LHC, sowie dessen Verzweungsverhältnisse.

hen. Hier ist Das Verzweungsverhältnis  $BR$  gegen die Higgs-Boson-Masse aufgetragen. Die Kopplung des Higgs-Bosons an Teilchenpaare ist proportional zu deren Masse. Da das Higgs-Boson des Standardmodells neutral ist, müssen die beiden Zerfallsprodukte zusammen ebenfalls neutral sein. Aufgrund der Kopplung an Masse, ist das Verzweungsverhältnis für schwere Zerfallsprodukte, wie zwei bottom-Quarks größer als für leichtere. Der Zerfall in Gluonen und Photonen, die masselos sind, erfolgt über ein top- oder bottom-Quark (für Gluonen) und ein top-Quark oder  $W$ -Boson (für Photonen). Der Wirkungsquerschnitt hängt also von der Kopplung des Higgs-Bosons an  $b/t/W$  und von der Kopplung  $b/t/W$  an Photon bzw. Gluon ab. Bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 125$  GeV dominiert der Zerfall in die beiden bottom-Quarks  $b\bar{b}$ . Der Zerfall in zwei  $\tau$ -Leptonen kommt an vierter Stelle.

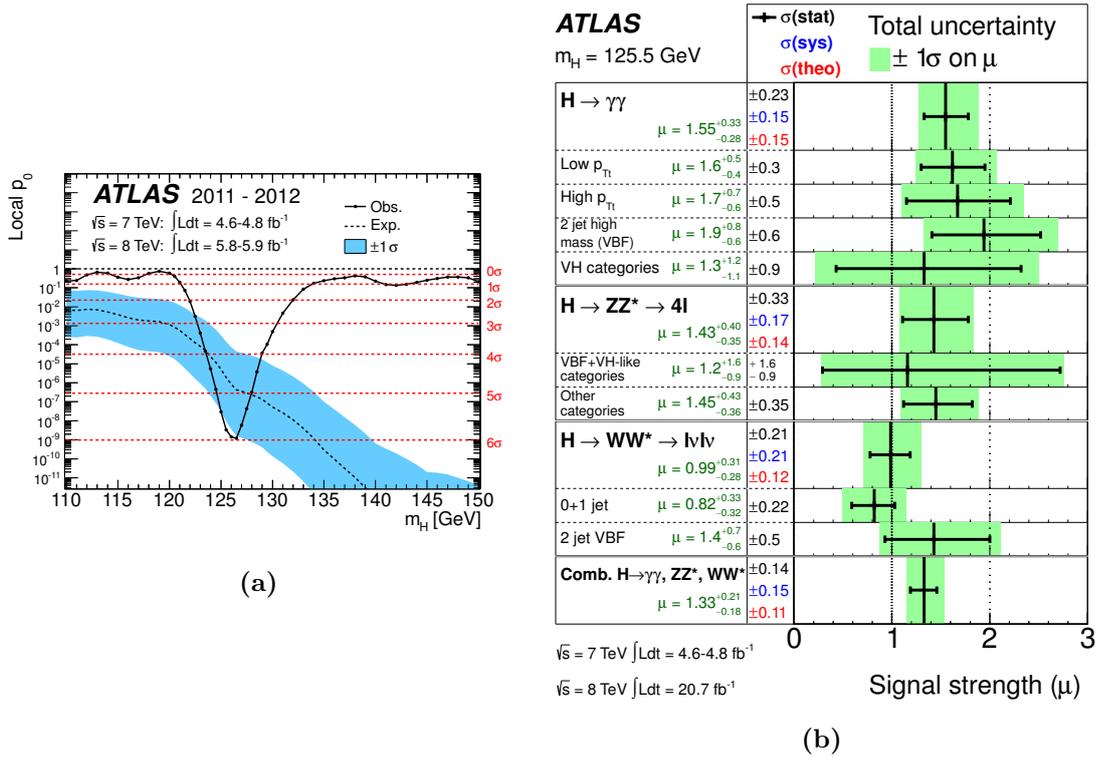


**Abb. 2.3:** Die Feynman-Graphen der Einzelproduktionsprozesse des Higgs-Bosons am LHC. In (a) ist die Gluon-Gluon-Fusion zu sehen, in (b) die Vektorbosonfusion, in (c)  $pp \rightarrow WH$  und in (d)  $pp \rightarrow ttH$ . [14]

### 2.3 Entdeckung eines Higgs-Bosons

Am 4. Juli 2012 wurde von ATLAS [1] und CMS [2] die Entdeckung eines neutralen Bosons in der Suche nach dem Higgs-Boson verkündet. Die Signifikanz am 4. Juli betrug  $5,9\sigma$ . Ab einer Signifikanz von  $5\sigma$  wird von einer Neuentdeckung gesprochen. In Abbildung 2.4a ist der p-Wert in Abhängigkeit der Higgs-Masse aufgetragen. Dieser hängt direkt mit der Signifikanz  $\sigma$  zusammen. Die durchgezogene Linie entspricht den 2011 und 2012 genommenen Daten. Die gestrichelte Linie gibt die Erwartung für das Standardmodell-Higgs-Boson wieder. Das blaue Band stellt die  $1\sigma$ -Umgebung dar. Bis heute liegt die 2,5-fache Datenmenge vor. Der aktuelle Wert der Higgs-Boson-Masse bei ATLAS beträgt damit  $m_H = 125,5 \pm 0,2(\text{stat})_{-0,6}^{+0,5}(\text{sys})$  GeV [16]. Desweiteren ist momentan die Spin-Paritäts-Hypothese des Standardmodells ( $0^+$ ) stark bevorzugt [17]. Außerdem sind die Produktions- und Zerfallsraten mit denen des Standardmodells verträglich, siehe Abbildung 2.4b. Seit März 2013 spricht man von der Entdeckung eines Higgs-Bosons. Bisher wurde es nur in bosonischen Zerfallskanälen beobachtet. Der Nachweis der Zerfälle  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  und  $H \rightarrow b\bar{b}$  steht noch aus.

## 2.3 Entdeckung eines Higgs-Bosons



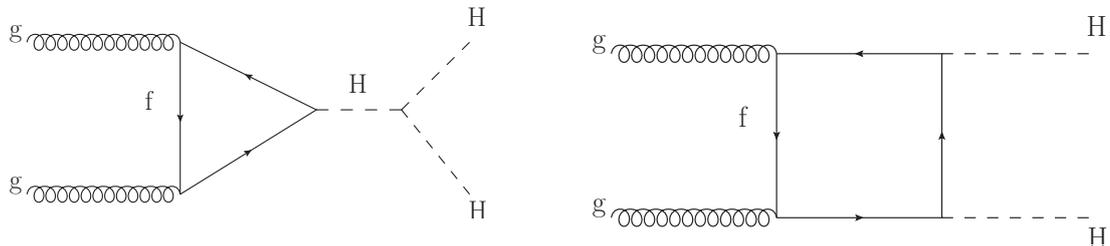
**Abb. 2.4:** In (a) der p-Wert in Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse im Juli 2012 aus [1]. In (b) Die gemessenen Produktionsstärken in verschiedenen Zerfallskanälen in Einheiten der Erwartung für das Higgs-Boson des Standardmodells mit einer Masse von 125 GeV aus [15].

## 2.4 Paarproduktion von Higgs-Bosonen und Higgs-Selbstkopplung

Das Higgs-Boson kann der Theorie nach an sich selbst koppeln. Der Wert der Selbstkopplungsstärke  $\lambda$  ist für die verschiedenen Theorien (SM, SUSY, etc.) jedoch unterschiedlich. Also ist auch diese Größe ausgesprochen wichtig für die Bestätigung einer Theorie. Desweiteren ist auch die Frage, ob man diese Selbstkopplung überhaupt beobachten kann, interessant. Wenn es sich um das SM-Higgs-Boson handelt, könnte man die Stärke direkt aus der Masse des Higgs-Bosons und dem Vakuumerwartungswert berechnen, siehe Abschnitt 2.1 Formel 2.5. Deswegen wird in dieser Studie die Higgs-Paarproduktion untersucht. Diese beinhaltet jedoch nicht nur die Selbstkopplung, es können auch zwei Higgs-Bosonen zusammen erzeugt werden ohne aneinander zu koppeln, siehe Abbildung 2.5, rechts. Es ist also die Frage, ob man die Selbstkopplung von der einfachen Paarproduktion unterscheiden kann. Es gibt sowohl die Kopplung dreier Higgs-Bosonen als auch die Kopplung von vier Higgs-Bosonen aneinander. Jedoch ist der Wirkungsquerschnitt der Viererkopplung weitaus geringer. Deswegen wird in nachfolgender Studie die trilineare Selbstkopplung untersucht, wobei das erste Higgs-Boson durch Gluonfusion erzeugt wird und daraufhin in zwei Higgs-Bosonen zerfällt.

$$gg \rightarrow H \rightarrow HH \quad (2.9)$$

Das erste Higgs-Boson ist dabei virtuell. In Abbildung 2.5 ist links das Feynman-Diagramm führender Ordnung der trilinearen Selbstkopplung zu sehen und rechts das der Higgs-Paarzeugung ohne Selbstkopplung. Nur in dem linken Diagramm ist die Selbstkopplungskonstante von Bedeutung. Im sogenannten Boxdiagramm (rechts), taucht sie gar nicht auf. Hier koppeln die Higgs-Bosonen also nicht direkt aneinander. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist jedoch größer. In nachfolgender Studie werden drei verschiedene Werte für  $\lambda$  angenommen. Einmal  $\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$ , was dem Wert des Standardmodells entspricht. Dann  $\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$ , was dem oben aufgeführten rechten Boxdiagramm dieses Prozesses entspricht, also dem Fall, dass keine Selbstkopplung vorhanden ist, sondern nur zwei Higgs-Bosonen paarweise erzeugt werden. Und als drittes wird  $\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$  verwendet, das keinem bestimmten Modell entspricht, sondern einfach einem anderen Wert um zu untersuchen, wie sich die Kinematik ändert.



**Abb. 2.5:** Die beiden Feynman-Diagramme der führenden Ordnung des Signalprozesses, links mit Selbstkopplungsverte, rechts ohne [18]

stkopplungskonstante von Bedeutung. Im sogenannten Boxdiagramm (rechts), taucht sie gar nicht auf. Hier koppeln die Higgs-Bosonen also nicht direkt aneinander. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist jedoch größer. In nachfolgender Studie werden drei verschiedene Werte für  $\lambda$  angenommen. Einmal  $\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$ , was dem Wert des Standardmodells entspricht. Dann  $\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$ , was dem oben aufgeführten rechten Boxdiagramm dieses Prozesses entspricht, also dem Fall, dass keine Selbstkopplung vorhanden ist, sondern nur zwei Higgs-Bosonen paarweise erzeugt werden. Und als drittes wird  $\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$  verwendet, das keinem bestimmten Modell entspricht, sondern einfach einem anderen Wert um zu untersuchen, wie sich die Kinematik ändert.

### 3 Der LHC und der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor ist einer von vier Detektoren am „Large Hadron Collider“ (LHC) am Europäischen Forschungszentrum für Teilchenphysik (CERN<sup>1</sup>). Der LHC ist ein Proton-Proton-Beschleuniger, der seit 2008 in Betrieb ist und ab 2010 bis Ende 2011 bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV und 2012 bei einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV arbeitete. Momentan wird er aufgerüstet und nimmt seinen Betrieb ab 2015 mit einer Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV wieder auf. Auch die Luminosität soll auf  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  erhöht werden. Es wird dann eine zweite Aufrüstungsphase geben, nach der Mitte/Ende der 2020er-Jahre eine integrierte Luminosität von  $3000 \text{ fb}^{-1}$  erreicht werden soll (bei 14 TeV Schwerpunktsenergie), man spricht dann vom HL-LHC (High Luminosity-LHC). Diese Situation wird in nachfolgender Studie angenommen. In Tabelle 3.1 sind diese Werte zusammengefasst. In der letzten Spalte ist die durchschnittliche

	Jahresz.	Integr. Lumi./fb <sup>-1</sup>	Lumi./cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>	< μ >
<b>Run 2</b>	2015-17	75-100	$1 \cdot 10^{34}$	25
<b>Run 3</b>	2019-21	300	$2 \cdot 10^{34}$	50
<b>HL-LHC</b>	2024-30	3000	$5 \cdot 10^{34}$	140

**Tabelle 3.1:** Überblick über die verschiedenen Phasen des LHC

Anzahl an Interaktionen < μ > pro Strahldurchkreuzung aufgelistet. Diese Anzahl an Interaktionen und die damit verbundene hohe Zahl von Teilchen, die entstehen, wird die besondere Herausforderung des HL-LHC sein.

An vier Punkten des Beschleunigerrings werden Pakete von Protonen zur Kollision gebracht. An jedem der Kollisionspunkte steht ein Detektor, einer von ihnen ist der ATLAS-Detektor. Er gilt als Vielzweck-Detektor und wird im Folgenden beschrieben. Diese kurze Zusammenfassung geht auf [19] zurück.

Der ATLAS-Detektor ist zylindersymmetrisch um die Strahlachse aufgebaut. In Abbildung 3.1 ist eine schematische Skizze zu sehen. Er wiegt ca. 7000 Tonnen, ist 25 Meter hoch und 44 Meter lang. Aufgebaut ist er aus mehreren Subdetektoren, die für den Nachweis und die Vermessung der unterschiedlichen Teilchensorten optimiert sind. Diese werden in Kapitel 3.2 kurz dargestellt. Davor wird in Kapitel 3.1 zum besseren Verständnis des Aufbaus auf das Koordinatensystem des ATLAS-Detektors eingegangen, mit dessen Hilfe die Trajektorien der Teilchen beschrieben werden.

---

<sup>1</sup>European Organization for Nuclear Research

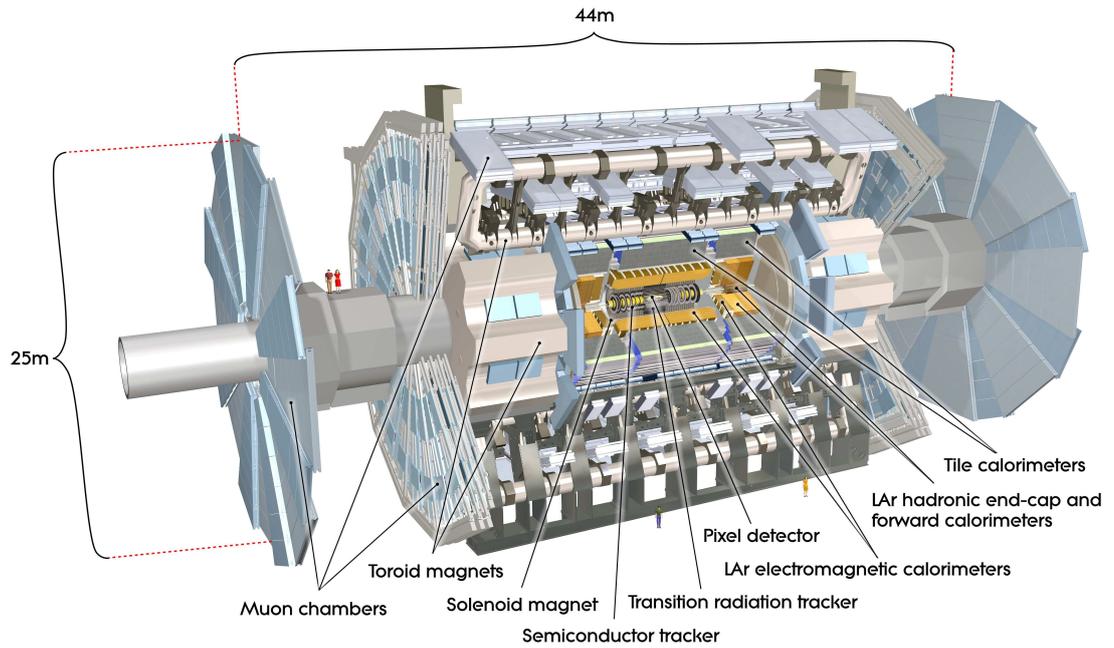


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des ATLAS-Detektors aus [19]

### 3.1 Koordinatensystem

Das zur Beschreibung der Objekte benutzte kartesische Koordinatensystem ist rechtshändig. Die  $x$ -Achse zeigt vom Kollisionspunkt zum Mittelpunkt des LHC-Rings, die  $y$ -Achse nach oben. Die  $z$ -Richtung zeigt entlang der Strahlachse. Die positive  $z$ -Achse ist durch die Rechtshändigkeit und die Richtung der anderen beiden Achsen festgelegt. Der Kollisionspunkt ist der Ursprung des Koordinatensystems.

Der Azimutwinkel  $\phi$  liegt in der  $x$ - $y$ -Ebene, der transversalen Ebene. Er misst den Winkel um die Strahlachse herum. Der Polarwinkel  $\theta$  gibt den Winkel zwischen Flugbahn des Teilchens und Strahlachse ( $z$ -Achse) an. Stattdessen wird jedoch die Pseudorapidität  $\eta$  verwendet, da  $\Delta\eta$  für masselose Teilchen lorentz-invariant ist. Sie ist folgendermaßen definiert:

$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2)) \quad (3.1)$$

Zur einfacheren Vorstellung der Größenordnungen von  $\eta$  sind in folgender Tabelle 3.2 einige Werte dargestellt:

$\theta/^\circ$	$\eta$
90	0
45	0,88
10	2,44
5	4,74
0	$\infty$

**Tabelle 3.2:** Sich entsprechende Werte von  $\eta$  und der Winkelangabe  $^\circ$

$\Delta R$  ist eine weitere häufig benutzte Größe. Sie gibt den Abstand zweier Objekte in der  $\eta$ - $\phi$ -Ebene wieder:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (3.2)$$

Der Gesamtimpuls in  $z$ -Richtung ist in der Kollision der Partonen nicht bekannt, da die Partonen nur Anteile der Schwerpunktenenergie tragen. In der transversalen Ebene jedoch haben die Kollisionspartner keinen Impuls. Daher muss dieser auch nach der Kollision Null sein. Deswegen sind oft die transversalen Komponenten der Größen von Bedeutung. Der Transversalimpuls  $p_T$  berechnet sich aus der  $x$ - und der  $y$ -Komponente wie folgt:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3.3)$$

## 3.2 Aufbau

Mehrere Lagen verschiedener Detektorsysteme bilden den Gesamtdetektor. Nahe an der Strahlachse befindet sich der „**Innere Detektor**“. Dieser umfasst einen Bereich von  $|\eta| < 2,5$ , wobei er in zwei Bereiche, den zentralen und die beiden Endkappen, unterteilt ist. Er dient der genauen Spurrekonstruktion geladener Teilchen, deren Impulsmessung sowie der Rekonstruktion von Primär- und Sekundärvertices. Er ist von einem zwei Tesla starken Magnetfeld einer supraleitenden Solenoidspule durchsetzt, wodurch geladene Teilchen auf einer gekrümmten Bahn fliegen. Aus dem Radius  $r$  dieser Krümmung und der Stärke des Magnetfelds  $B$  lässt sich der (Transversal-)Impuls berechnen. Dies ist an nachfolgender Formel zu sehen, hier wird für die elektrische Ladung eins angenommen. Aufgrund mehrerer Lagen Detektormaterial erhält man Spurpunkte, mit deren Hilfe die Spur (und damit der Radius) rekonstruiert wird.

$$p_T [\text{GeV}/c] = 0,3 \cdot B [\text{T}] \cdot r [\text{m}]$$

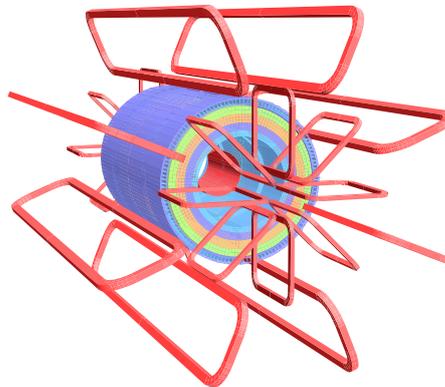
Der Innere Detektor ist vom **Elektromagnetischen Kalorimeter** (ECAL) umschlossen. Darum herum befindet sich das **Hadronische Kalorimeter** (HCAL). Die Kalorimeter dienen der Energiemessung von Elektronen, Photonen (ECAL) und Hadronen (HCAL). Das Elektromagnetische Kalorimeter ist bezüglich der Pseudorapidität  $\eta$  in zwei Bereiche unterteilt. Der zentrale Bereiche umfasst  $|\eta| < 1,475$  umfasst und die beiden Endkappen umfassen jeweils den Bereich  $1,375 < |\eta| < 3,2$ . Gefüllt ist das Elektromagnetische

### 3 Der LHC und der ATLAS-Detektor

Kalorimeter abwechselnd mit flüssigem Argon und Blei. Argon dient als aktives Detektormaterial, wohingegen Blei als Absorbermaterial eingesetzt wird, so dass die Teilchen (Elektronen und Photonen) ihre Energie vollständig deponieren (Sampling-Kalorimeter). So kann auf die Energie der Teilchen rückgeschlossen werden. Die Hadronen verlieren ebenfalls im ECAL an Energie, jedoch ist die hadronische Wechselwirkungslänge viel größer als die Strahlungslänge (das Absorbermaterial ist auf die Strahlungslänge der Photonen und Elektronen angepasst), so dass die Hadronen im ECAL nicht ihre gesamte Energie deponieren. Dies erfolgt aufgrund eines anderen Absorbermaterials erst im Hadronischen Kalorimeter.

Dieses besteht aus drei verschiedenen Komponenten. Zentral ist das „Tile-Kalorimeter“ angebracht, das ebenfalls ein Sampling-Kalorimeter ist und als aktives Detektormaterial einen Szintillator nutzt. Als Absorber wird hier Stahl eingesetzt. Es umfasst einen Bereich von  $|\eta| < 1,7$ . Des Weiteren hat auch das HCAL zwei Endkappen, die außerhalb des ECAL angebracht sind. Hier handelt es sich ebenfalls um ein Sampling-Kalorimeter, das aus flüssigem Argon und Kupfer besteht. Der Abdeckungsbereich ist  $1,5 < |\eta| < 3,2$ . Außerdem gibt es noch ein Vorwärts-Kalorimeter, das den Bereich  $3,1 < |\eta| < 4,9$  überdeckt. Es arbeitet ebenfalls mit flüssigem Argon und besteht aus einem (inneren) elektromagnetischen und einem hadronischen Bereich. Im elektromagnetischen Bereich wird Kupfer als Absorber eingesetzt, im hadronischen Wolfram.

Ganz außen bildet das **Myon-System** den Abschluss des ATLAS-Detektors. Die Myonen passieren die anderen Detektorschichten nahezu ungehindert, da ihre Wechselwirkung gering ist. Das Myon-Spektrometer deckt den Bereich von  $|\eta| < 2,7$  ab. Im Bereich  $|\eta| < 1,4$  ist es von acht Toroidmagneten umgeben, im Bereich  $1,6 < |\eta| < 2,7$  gibt es zwei Endkappen-Toroidmagnete. Diese sind in Abbildung 3.2 in rot dargestellt. Durch diese Magnetfelder lassen sich die Impulse der Myonen bestimmen. Die Spuren werden hauptsächlich mit Hilfe von Driftröhren rekonstruiert.



**Abb. 3.2:** Schematische Darstellung der Toroid-Magnete aus [19]

Da sich alle 50 ns (bisher) zwei Pakete von jeweils ca. 100 Milliarden Protonen durchqueren, entsteht eine unglaubliche Datenmenge, die in diesem Umfang nicht innerhalb der kurzen Zeit vor der nächsten Kollision gespeichert werden kann. Deswegen ist man auf

eine automatische Vorselektion der Ereignisse angewiesen. Diese erfolgt über das dreistufige **Trigger-System**. Die erste Stufe ist hardware-basiert und nutzt nur Informationen aus den Kalorimetern und dem Myon-System. Stufe zwei nutzt mehr Detektorinformation, ist software-basiert und entscheidet nach weiteren Selektionskriterien. Stufe drei selektiert Ereignisse, die z.B. eine bestimmte Anzahl von Objekten mit einer geforderten Transversalenergie enthalten, die auf ein Ereignis hinweisen, das man momentan gerne näher untersuchen würde. Diese werden dann auch langfristig gespeichert.

In nachfolgender Tabelle 3.3 aus [19] sind die Impuls- und Energieauflösungen der Detektorkomponenten, sowie deren  $\eta$ -Abdeckungsbereiche zusammengefasst:

Detektorkomponente	Auflösung	$\eta$ -Abdeckungsbereich	
		Messung	Trigger
Innerer Detektor	$\sigma_{p_T}/p_T = 0,05\%p_T \oplus {}^21\%$	$\pm 2,5$	
ECAL	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0,7\%$	$\pm 3,2$	$\pm 2,5$
HCAL			
Zentral u. Endkappen	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	$\pm 3,2$	$\pm 3,2$
Vorwärts	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3,1 <  \eta  < 4,9$	$3,1 <  \eta  < 4,9$
Myon-Spektrometer	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ bei $p_T = 1$ TeV	$\pm 2,7$	$\pm 2,4$

**Tabelle 3.3:** Impuls- und Energieauflösung der Detektorkomponenten, sowie deren Abdeckungsbereiche

---

<sup>2</sup> $x \oplus y = \sqrt{x^2 + y^2}$



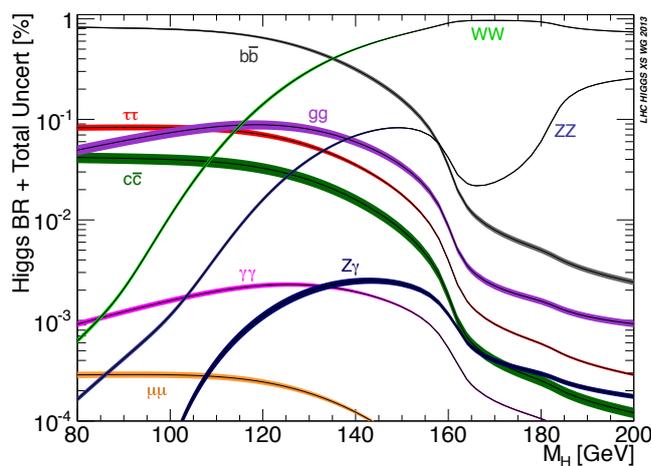
## 4 Signal- und Untergrundprozesse und Produktion der simulierten Ereignisse

In diesem Kapitel werden die Signal- und Untergrundprozesse kurz vorgestellt und auf die Produktion der simulierten Ereignisse eingegangen.

### 4.1 Signalprozess

In der folgenden Studie wird die Higgs-Paarerzeugung durch Gluonfusion bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV und einer integrierten Luminosität von  $3000 \text{ fb}^{-1}$  betrachtet.

Aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts der Higgs-Paarerzeugung werden folgende Zerfälle betrachtet: eines der beiden Higgs-Bosonen zerfällt in  $b\bar{b}$ , da das Verzweigungsverhältnis für eine Higgs-Masse von  $m_H = 125$  GeV (siehe Abbildung 4.1) dafür am größten ist. Für das zweite Higgs-Boson wird nicht nochmals ein Zerfall nach  $b\bar{b}$



**Abb. 4.1:** Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons mit Unsicherheiten in Abhängigkeit der Higgs-Masse [20]

gefordert, da der Endzustand  $b\bar{b}b\bar{b}$  an einem Proton-Proton-Beschleuniger wie dem LHC nur sehr schwer vom Untergrund getrennt werden kann und die Möglichkeit, dass diese Ereignisse den „Trigger“ auslösen sehr gering ist. Stattdessen wird gefordert, dass das zweite Higgs-Boson in  $\tau^+\tau^-$  zerfällt. Auch dieses Verzweigungsverhältnis ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

#### 4 Signal- und Untergrundprozesse und Produktion der simulierten Ereignisse

Genauer untersucht werden in dieser Studie die unten aufgeführten Kanäle 4.1 und 4.2. Im ersten zerfallen beide Tau-Leptonen leptonisch, im zweiten eines leptonisch, das andere hadronisch.

$$\begin{aligned}
 gg \rightarrow H \rightarrow HH &\rightarrow (b\bar{b})(\tau^+\tau^-) \\
 &\rightarrow (b\bar{b})(\ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell\nu_\tau\bar{\nu}_\tau)
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

$$\rightarrow (b\bar{b})\left(h \begin{pmatrix} - \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \ell \begin{pmatrix} - \\ \nu_\ell \end{pmatrix} \begin{pmatrix} - \\ \nu_\tau \end{pmatrix}\right) \tag{4.2}$$

Das  $\ell$  steht für Lepton und kann hier ein Elektron  $e$  oder Myon  $\mu$  sein (bzw. ihre Antiteilchen). Diese Bezeichnung wird im Weiteren beibehalten.  $h$  steht für die hadronischen Zerfallsprodukte des  $\tau$ -Leptons. In der weiter unten dargestellten Tabelle 4.3 ist eine Übersicht über die Wahrscheinlichkeiten der verschiedenen  $\tau$ -Lepton-Zerfallskanäle gegeben.

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für die Higgs-Paararerzeugung ist in Tabelle 4.1 für die drei betrachteten Werte für  $\lambda$  angegeben:

$\lambda/\lambda_{SM}$	0	1	2
$\sigma(HH)/\text{fb}$	71,01	33,86	15,85
$\sigma \cdot BR(HH \rightarrow b\bar{b} \tau^+\tau^-)/\text{fb}$	5,18	2,47	1,16
$N_{3000 \text{ fb}^{-1}}$	15540	7410	3480

**Tabelle 4.1:** Wirkungsquerschnitt und Wirkungsquerschnitt mal Verzweigungsverhältnis der Higgs-Paararerzeugung über Gluonfusion für verschiedene Werte der Selbstkopplungskonstanten [21], sowie die in  $3000 \text{ fb}^{-1}$  erwartete Anzahl an Ereignissen  $N$ .

Hinzu kommen für  $HH \rightarrow (b\bar{b})(\tau^+\tau^-)$  noch zweimal die Verzweigungsverhältnisse ( $BR$ ) von  $H \rightarrow b\bar{b}$  und  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ , siehe Tabelle 4.1, aus [22], wodurch sich oben aufgeführte  $\sigma \cdot BR$  ergeben, siehe Tabelle 4.1. Bei einer integrierten Luminosität  $\int L dt$  von  $3000 \text{ fb}^{-1}$ , wie sie in dieser Studie angenommen wird, ergibt das eine Anzahl  $N_{3000 \text{ fb}^{-1}}$  an erwarteten Ereignissen, die ebenfalls in Tabelle 4.1 zu sehen ist ( $N = \int L dt \cdot \sigma \cdot BR$ ).

In nachfolgender Tabelle 4.2 sind die Werte der einzelnen Verzweigungsverhältnisse für  $m_H = 125 \text{ GeV}$  zu sehen:

Prozess	BR
$H \rightarrow b\bar{b}$	$0,577^{+0,018}_{-0,019}$
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	$0,0632 \pm 0,004$

**Tabelle 4.2:** Die Verzweigungsverhältnisse für  $H \rightarrow b\bar{b}$  und  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  bei  $m_H = 125 \text{ GeV}$

Da in dieser Studie nicht der gesamte Kanal  $HH \rightarrow (b\bar{b})(\tau^+\tau^-)$  untersucht wird, sondern nur zwei der drei Subkanäle, müssen noch die Verzweigungsverhältnisse der  $\tau$ -Leptonen berücksichtigt werden. Diese Werte sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Zerfallsart		Wahrscheinlichkeit/%
hadronisch	1-prong	49,6
	3-prong	12,2
leptonisch		35,2

**Tabelle 4.3:** Die Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Zerfallskanäle des  $\tau$ -Leptons aus [23], wobei 1(3)-prong bedeutet, dass ein (drei) geladene/s Teilchen unter den Zerfallsprodukten zu finden sind/ist.

Für den voll-leptonischen Kanal erwartet man bei  $3000 \text{ fb}^{-1}$  920 Ereignisse für  $\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$ , für den semi-leptonischen erwartet man 3230. Zur Berechnung wurden die Werte aus Tabelle 4.3 verwendet.

Die Endprodukte des voll-leptonischen Kanals sind zwei  $b$ -Jets, zwei Leptonen (zwei Elektronen oder zwei Myonen oder ein Elektron und ein Myon) und vier Neutrinos. Die des semi-leptonischen Kanals sind zwei  $b$ -Jets, ein Lepton (Elektron oder Myon), ein hadronisch zerfallenes Tau-Lepton und drei Neutrinos.

Die Signalereignisse wurden für drei verschiedene Werte der Kopplungskonstanten  $\lambda$  simuliert. Der Fall  $\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$  entspricht keiner trilinearen Kopplung. Es bleibt nur noch das „Boxdiagramm“ übrig, siehe Kapitel 2.4.  $\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$  entspricht dem Standardmodell und  $\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$  repräsentiert einen willkürlichen Wert, der nicht dem Standardmodell entspricht. Die Signalereignisse wurden mit einer modifizierten Form von VBFNLO [24] und Pythia 8 [25] (Partonschauer) simuliert.

## 4.2 Untergrundprozesse

Im Folgenden werden alle berücksichtigten Untergrundprozesse erläutert. Am Ende sind die Wirkungsquerschnitte  $\sigma(\cdot BR)$  für alle Prozesse, sowie die verwendeten Ereignisgeneratoren in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

### Der wichtigste Untergrundprozess $t\bar{t}$

Der für diese Analyse wichtigste Untergrundprozess ist  $t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b}$ . Nach der CKM-Matrix beträgt die Wahrscheinlichkeit, dass ein  $t$ -Quark in ein  $b$ -Quark und ein  $W$ -Boson zerfällt 99,9152% [23]. Für den voll-leptonischen Kanal sind folgende drei Zerfälle des  $t\bar{t}$ -Quark-Paars relevant, das  $\tau$ -Lepton zerfällt entweder hadronisch oder leptonisch:

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow b\bar{b} \ell\nu \ell\nu \quad (4.3)$$

$$\rightarrow b\bar{b} \tau\nu \ell\nu \rightarrow b\bar{b} \ell\nu\nu\nu \ell\nu \quad (4.4)$$

$$\rightarrow b\bar{b} \tau\nu \tau\nu \rightarrow b\bar{b} \ell\nu\nu\nu \ell\nu\nu \quad (4.5)$$

Die beiden folgenden Zerfälle des  $t\bar{t}$ -Quark-Paars sind für den semi-leptonischen Kanal

relevant:

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow b\bar{b} \tau\nu \ell\nu \rightarrow b\bar{b} h\nu\nu \ell\nu \quad (4.6)$$

$$\rightarrow b\bar{b} \tau\nu \tau\nu \rightarrow b\bar{b} h\nu\nu \ell\nu\nu\nu \quad (4.7)$$

Bei den hier benutzten, simulierten Ereignissen wird auf Generatorniveau bereits ein 1-Lepton-Filter angewendet, der bewirkt, dass in den einzelnen Ereignissen mindestens ein Lepton zu finden ist.

Das Verzweigungsverhältnis für  $W \rightarrow \tau\nu$  beträgt 11,25 %, das für  $W \rightarrow \ell\nu$  21,32 %, die Werte wurden [23] entnommen. Für den voll-leptonischen Kanal können sich bis zu sechs Neutrinos im Endzustand befinden, für den semi-leptonisch-hadronischen Kanal drei oder fünf.

Der Produktionswirkungsquerschnitt für diesen Untergrund beträgt in NNLO<sup>1</sup> 977,7 fb, wobei dieser noch mit der Filtereffizienz für mindestens ein Lepton multipliziert werden muss. Sie beträgt 0,54274, womit sich ein Wirkungsquerschnitt für den hier generierten Untergrund ( $t\bar{t}$  und mind. 1  $\ell$ ) von 530,6 pb ergibt. Um jedoch den Wirkungsquerschnitt mal Verzweigungsverhältnis für die einzelnen Subkanäle zu erhalten muss mit den jeweiligen Verzweigungsverhältnissen multipliziert werden. Der Untergrund  $t\bar{t}$  wurde mit dem Generator MC@NLO [26] produziert, Parton-Schauer und Hadronisierung wurden mit HERWIG [27] simuliert und die sogenannten „Underlying-Events“ mit JIMMY [28]. Um Interferenzterme zu berücksichtigen, werden auch Ereignisse mit einem Ereignis-Gewicht von  $-1$  generiert. Wenn es später beim Darstellen der Verteilungen in einem Bin also mehr negative als positive Ereignisse gibt, sind auch negative Einträge zu sehen.

### Weitere Untergrundprozesse

$$ZH/ZZ \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-/\tau^+\tau^- b\bar{b}$$

Der  $ZH$ -Prozess wurde so simuliert, dass das  $Z$ -Boson in zwei Leptonen ( $e$ ,  $\mu$  oder  $\tau$ ) und das Higgs-Boson in  $b$ -Quarks zerfällt. Der umgekehrte Fall ist zwar auch möglich, er ist jedoch stark unterdrückt, da das Higgs-Boson an die Masse koppelt. Aufgrund des Higgs-Bosons ist dieser Prozess dem Signal ähnlicher als der  $ZZ$ -Prozess, wodurch er sich schlechter vom Signal trennen lässt. Die  $b$ -Quarks werden bei beiden Prozessen resonant erzeugt. Für den voll-leptonischen Kanal ist es wahrscheinlicher, dass keine Neutrinos im Endzustand sind, wenn der Zerfall jedoch über die beiden  $\tau$ -Leptonen verläuft sind wie beim Signalprozess vier Neutrinos im Endzustand. Für den semi-leptonisch-hadronischen Kanal kann der Zerfall nur über die beiden  $\tau$ -Leptonen ablaufen, wodurch wie beim Signal drei Neutrinos im Endzustand vorzufinden sind. Beide Untergrundprozesse sind sowohl für den voll-leptonischen als auch für den semi-leptonischen Kanal relevant, wobei für den semi-leptonischen Kanal nur der Zerfall in die beiden  $\tau$ -Leptonen und nicht der in  $e$  oder  $\mu$  von Interesse ist, da unter den Endprodukten ein hadronisch zerfallenes  $\tau$ -Lepton sein muss.

Für  $ZH$  beträgt der Wirkungsquerschnitt mal Verzweigungsverhältnis 51.45 fb, für

---

<sup>1</sup>next to next to leading order

$ZZ$  147.7 fb. Hier gehen nur die Verzweigungsverhältnisse von  $Z/H \rightarrow b\bar{b}$  und  $Z \rightarrow ee/\mu\mu/\tau\tau$  ein, jedoch nicht die Verzweigungsverhältnisse der  $\tau$ -Leptonen. Der Produktionswirkungsquerschnitt für  $ZH$  wurde [29] entnommen, die Verzweigungsverhältnisse [23]. Bei der Generation des  $ZZ$ -Prozesses wurde für die  $b$ -Jets ein Transversalimpuls von größer als 20 GeV gefordert, diese Filtereffizienz wurde bei den 147.7 fb schon berücksichtigt.

Der Prozess  $ZH$  wurde mit Pythia [25] erzeugt, der Prozess  $ZZ$  mit Madgraph [30].

$$Z \rightarrow \tau^+\tau^- + (2b)jets$$

Hier zerfällt ein  $Z$ -Boson in zwei  $\tau$ -Leptonen, die sowohl leptonisch als auch hadronisch weiterzerfallen können und somit das gleiche Verhalten gegenüber fehlender transversaler Energie zeigen wie das Signal. Bei einem der beiden Prozesse gibt es zwei zusätzliche  $b$ -Jets aus QCD-Effekten (QuantenChromodynamik). Dies ist natürlich wesentlich ähnlicher zum Signalprozess, wodurch dieser Prozess gegenüber dem Prozess ohne  $b$ -Jets schwerer zu unterdrücken ist. Jedoch wurden bei dem Prozess ohne  $b$ -Jets Ereignisse mit zwei, drei, vier oder fünf zusätzlichen Jets mit leichten „Flavours“ ( $u, d, c, s, g$ ) aus QCD-Effekten erzeugt, die als  $b$ -jets fehlidentifiziert werden können. Beide Prozesse sind für beide Signalkanäle relevant. Sie wurden mit AlpgenJimmy [28] generiert, mit HERWIG [27] wurden die „Underlying-Events“ simuliert.

$$Z \rightarrow \ell^+\ell^- + (2b)jets$$

Der Prozess  $Z \rightarrow \ell\ell + (b)jets$  wurde getrennt für  $\ell = e$  und  $\ell = \mu$  generiert. Außerdem gibt es Ereignisse mit null, einem oder zwei zusätzlichen Jets aus QCD-Effekten, jedoch werden immer zwei zusätzliche  $b$ -Jets generiert. Der Prozess  $Zs \rightarrow \ell\ell + jet$  wurde ebenfalls getrennt für  $\ell = e$  und  $\ell = \mu$  generiert. Hier gibt es Ereignisse mit zwei, drei, vier oder fünf Jets aus QCD-Effekten.

Aufgrund der Endprodukte sind diese Prozesse vor allem für den voll-leptonischen Kanal relevant, die Jets können jedoch auch als hadronisch zerfallene Tau-Leptonen fehlidentifiziert werden, genauso wie Jets mit leichten „Flavours“ als  $b$ -Jets. Fehlende transversale Energie gibt es hier, abgesehen von Fehlmessung/-rekonstruktion, jedoch nicht. Auch diese beiden Prozesse wurden mit AlpgenJimmy [28] generiert und mit HERWIG [27] die „Underlying-Events“ simuliert.

### 4.3 Wirkungsquerschnitte, Generatoren, simulierte und erwartete Ereigniszahlen

In nachfolgender Tabelle sind alle Prozesse, sowie deren Wirkungsquerschnitte, die zur Produktion benutzten Generatoren und die Anzahl der generierten Ereignisse  $N_{gen}$  zusammengefasst. Die Wirkungsquerschnitte wurden, wenn nötig, mit den entsprechenden Verzweigungsverhältnissen multipliziert. Unter den entsprechenden Verzweigungsverhältnissen sind die für die Produktion der Ereignisse relevanten Verzweigungsverhältnisse gemeint. Bei dem Prozess  $ZH$  z.B. gehen die Verzweigungsverhältnisse von  $H \rightarrow b\bar{b}$  und  $Z \rightarrow ee/\mu\mu/\tau\tau$  ein, wobei die für  $Z \rightarrow ee/\mu\mu/\tau\tau$  aufaddiert wurden. Nicht berücksichtigt werden die Verzweigungsverhältnisse der  $\tau$ -Leptonen, da diese Zerfälle komplett mitsimuliert wurden und nicht nur einige Subkanäle. Die hier angegebenen Wirkungsquerschnitte (mal Verzweigungsverhältnisse) werden für die korrekte Gewichtung der Ereignisse auf  $3000 \text{ fb}^{-1}$  benötigt. Die Anzahl dieser Ereignisse ist in der letzten Spalte zu sehen. Sie dienen der groben Abschätzung wie viele Ereignisse zu erwarten sind. Es wird darauf verzichtet, alle Prozesse mit den jeweiligen Verzweigungsverhältnissen getrennt für beide Kanäle zu multiplizieren und diese Zahlen zusätzlich anzugeben. Für die nachfolgende Studie werden die nach der Anzahl der Jets aufgespalteten Untergrundprozesse gemäß ihren Wirkungsquerschnitten zusammengefasst. Desweiteren werden die beiden Prozesse  $Z \rightarrow ee + jets$  und  $Z \rightarrow \mu\mu + jets$  zusammengefasst, genauso wie die beiden Prozesse  $Z \rightarrow ee + 2bjets + jets$  und  $Z \rightarrow \mu\mu + 2bjets + jets$ .

### 4.3 Wirkungsquerschnitte, Generatoren, simulierte und erwartete Ereigniszahlen

Prozess		$\sigma(\cdot BR)/\text{fb}$	Generator	$N_{gen}$	$N_{3000 \text{ fb}^{-1}}$
$HH$ $\rightarrow (b\bar{b})(\tau^+\tau^-)$	$0 \cdot \lambda_{SM}$	5,18	modifiziertes	141k	15,5k
	$1 \cdot \lambda_{SM}$	2,47	VBFNLO [24],Pythia8	138k	7,41k
	$2 \cdot \lambda_{SM}$	1,16	(Parton-Schauer)	141k	3,48k
$t\bar{t}$		530636,9	MC@NLO/Pythia/ HERWIG	15M 15M	1592M 1592M
$ZH$ $\rightarrow \ell\ell/\tau\tau bb$		51,45	Pythia8	30k	154k
$ZZ$ $\rightarrow \ell\ell/\tau\tau bb$		147,7	Madgraph	100k	443k
$Z \rightarrow$ $\tau\tau + 2bjets$		2410,0	Madgraph	500k	7,23M
$Z \rightarrow$ $\tau\tau + jets$	2 jets	121090	AlpGenJimmy/ HERWIG	665k	363M
	3 jets	40866		300k	123M
	4 jets	13031		115k	39,1M
	5 jets	5056,4		36,8k	15,2M
Summe:				1,12M	540M
$Z \rightarrow$ $ee +$ $2bjets + jets$	0 jets	22058,0	AlpGenJimmy/ HERWIG	500k	66,2M
	1 jet	9578,7		500k	28,7M
	2 jets	3936,2		436k	11,8M
Summe:				1,44M	107M
$Z \rightarrow$ $\mu\mu +$ $2bjets + jets$	0 jets	22077,0	AlpGenJimmy/ HERWIG	500k	66,2M
	1 jet	9577,1		500k	28,7M
	2 jets	3934,2		436k	11,8M
Summe:				1,44M	107M
$Z \rightarrow$ $ee + jets$	2 jets	121290	AlpGenJimmy/ HERWIG	745k	364M
	3 jets	40950		300k	122M
	4 jets	13043		118k	39,1M
	5 jets	5033,3		36,7k	15,1M
Summe:				1,20M	540M
$Z \rightarrow$ $\mu\mu + jets$	2 jets	121260	AlpGenJimmy/ HERWIG	745k	364M
	3 jets	40905		300k	123M
	4 jets	13041		117k	39,1M
	5 jets	5023,4		36,9k	15,1M
Summe:				1,20M	541M

**Tabelle 4.4:**  $\sigma(\cdot BR)$  und Generatoren der in dieser Studie verwendeten Prozesse, sowie die Anzahl an generierten Ereignissen  $N_{gen}$  und die Anzahl an Ereignissen  $N_{3000 \text{ fb}^{-1}}$ , die in  $3000 \text{ fb}^{-1}$  erwartet werden.

## 4.4 Produktion der simulierten Ereignisse

Mit den oben genannten Generatoren werden zunächst für jedes Ereignis die Vierervektoren der Teilchen generiert und in einer Text-Datei abgespeichert. Hier gehen die berechneten Matrixelemente, sowie der Anteil der Energie der Partonen an der Schwerpunktsenergie, die an dem Ereignis beteiligt sind, ein.

Diese Daten werden dann mit einem Hilfsprogramm (D3PD-Maker) als .root-Dateien abgespeichert, damit sie vom Analyse-Programm ROOT [31] gelesen und verarbeitet werden können. Erst im Rahmen der Analyse werden Detektorauflösungseffekte und Rekonstruktionseffizienzen berücksichtigt. Dies geschieht mit Hilfe von „Verschmierungs“-Funktionen und Parametrisierungen der Rekonstruktions- und Identifikationswahrscheinlichkeit, die in Kapitel 4.4.2 näher erläutert werden. Die Parametrisierungen wurden mit Hilfe der momentanen Detektorauflösung erstellt und gegebenenfalls extrapoliert. Siehe dazu auch [32]. Die hier vorliegenden Daten basieren also nicht auf einer vollständigen Detektorsimulation. Diese Vereinfachung wurde vorgenommen um die benötigte große Anzahl an simulierten Ereignissen in annehmbarer Zeit zu generieren.

### 4.4.1 Verschmierungsfunktionen

Die Detektorauflösung für die Messung von Transversalenergie- und impuls wird als gaußförmig angenommen und mittels Verschmierung berücksichtigt. Für jede Teilchensorte getrennt wird ein unterschiedliches  $\sigma$ , also die Auflösung, berechnet und in eine Gaußfunktion mit der Varianz  $\sigma^2$  eingesetzt. Zu der wahren Energie bzw. dem wahren Impuls eines jeden Teilchens wird dann eine Zufallszahl hinzuaddiert, die dieser Gaußverteilung folgt. Alle nachfolgenden Funktionen und Zahlen sind [32] entnommen. Die Werte für  $\sigma$  berechnen sich für die verschiedenen Arten von Teilchen wie folgt:

#### Elektronen

Es wird nicht davon ausgegangen, dass die Energieauflösung stark von mehr Interaktionen pro Strahldurchkreuzung, „pile-up“ abhängt.

$$\frac{\sigma}{E[\text{GeV}]} = 0,3 \oplus 0,10 \cdot \sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 0,010 \cdot E[\text{GeV}] \quad \text{für } |\eta| < 1,4 \quad (4.8)$$

$$\frac{\sigma}{E[\text{GeV}]} = 0,3 \oplus 0,15 \cdot \sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 0,015 \cdot E[\text{GeV}] \quad \text{für } 1,4 < |\eta| < 2,47 \quad (4.9)$$

Die Pseudorapidität  $|\eta| < 1,4$  umfasst den zentralen Bereich des elektromagnetischen Kalorimeters,  $|\eta| > 1,4$  den Bereich der beiden Endkappen. Das Zeichen  $\oplus$  ist eine Kurzschreibweise für  $a \oplus b \oplus c = \sqrt{a^2 + b^2 + c^2}$ . Für  $E$  wird die wahre Energie des jeweiligen Elektrons in GeV eingesetzt.

#### Myonen

Auch bei den Myonen wird davon ausgegangen, dass die Impulsauflösung nicht durch mehr „pile-up“ beeinflusst wird. Die Impulsauflösung wird im Folgenden getrennt für

den Inneren Detektor (ID) und das Myon-Spektrometer (MS) angegeben und danach zu einer Auflösung kombiniert.

$$\sigma_{\text{ID}} = p_T \cdot \sqrt{a_1^2 + a_2^2 \cdot p_T^2} \quad (4.10)$$

$$\sigma_{\text{MS}} = p_T \cdot \sqrt{b_0^2/p_T^2 + b_1^2 + b_2^2 \cdot p_T^2} \quad (4.11)$$

$$\sigma_{\text{komb.}} = \frac{\sigma_{\text{ID}} \cdot \sigma_{\text{MS}}}{\sqrt{\sigma_{\text{ID}}^2 + \sigma_{\text{MS}}^2}} \quad (4.12)$$

Der wahre transversale Impuls  $p_T$  wird in GeV eingesetzt. Die Parameter sind in Tabelle 4.5 zusammengefasst.

	$a_1$	$a_2$	$b_0$	$b_1$	$b_2$
$ \eta  < 1,05$	0,01607	0,000307	0,24	0,02676	0,00012
$ \eta  > 1,05$	0,03000	0,000387	0,00	0,03880	0,00016

**Tabelle 4.5:** Die Werte der Parameter die in die Parametrisierung der Impulsauflösung der Myonen eingehen.

### Hadronische $\tau$ -Leptonen

Bei der Energieauflösung der hadronischen  $\tau$ -Leptonen wird zwischen „1-prong“ (eine geladene Spur) und „3-prong“ (drei geladene Spuren) unterschieden. Die relative Auflösung beträgt:

$$\frac{\sigma}{E[\text{GeV}]} = 0,03 \oplus 0,62 \cdot \sqrt{E[\text{GeV}]} \quad \text{für 1-prong} \quad (4.13)$$

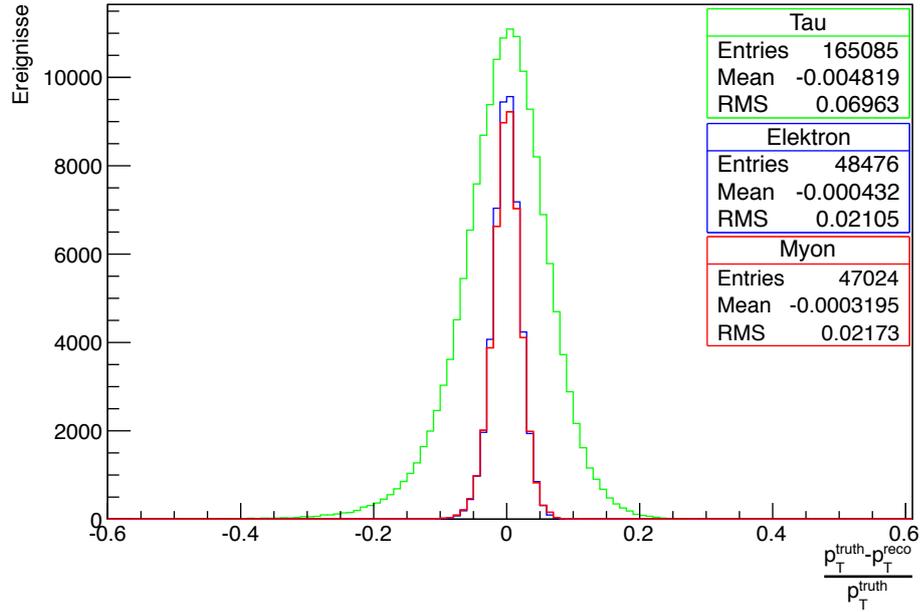
$$\frac{\sigma}{E[\text{GeV}]} = 0,03 \oplus 0,76 \cdot \sqrt{E[\text{GeV}]} \quad \text{für 3-prong} \quad (4.14)$$

Die wahre Energie des jeweiligen  $\tau$ -Leptons wird in GeV eingesetzt.

Die Energie-/Impulsauflösung für Elektronen, Myonen und hadronische  $\tau$ -Leptonen ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Dazu wurde für jedes Teilchenereignis der dem Ereignis zugeordnete „verschmierte“ (rekonstruierte) Transversalimpuls  $p_T^{\text{reco}}$  vom wahren Transversalimpuls  $p_T^{\text{truth}}$  abgezogen und durch den wahren Transversalimpuls geteilt. Dadurch ergibt sich eine Auflösungskurve. Es ist zu sehen, dass die Auflösung für  $\tau$ -Leptonen wesentlich breiter ist als für Elektronen und Myonen.

### Fehlende transversale Energie $E_T^{\text{miss}}$

Für die  $x$ - und  $y$ -Komponente des fehlenden transversalen Impulses wird zwar jeweils die gleiche Funktion benutzt, jedoch werden beide Komponenten unabhängig voneinander



**Abb. 4.2:** Die Transversalimpulsaufösungen von Elektronen, Myonen und  $\tau$ -Leptonen.

mit  $\sigma$  „verschmiert“.

$$\sigma_{x,y} = (0,4 + 0,09 \cdot \sqrt{\mu}) \cdot \sqrt{E_{T,0,ges} + 20 \cdot \mu} \quad (4.15)$$

$\mu$  ist die durchschnittliche Anzahl an Interaktionen pro zwei Pakete Protonen, die sich durchqueren. Für die nachfolgende Analyse wird für  $\mu$  ein Wert von 20 angenommen. Die Auflösung der fehlenden transversalen Energie ist also abhängig vom „pile-up“.  $E_{T,0,ges}$  ist die gesamte wahre transversale Energie.

### Jets

Für Jets wird die relative Auflösung des Transversalimpulses wie folgt beschrieben:

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{\frac{N^2}{p_T^2} + \frac{S^2}{p_T} + C^2} \quad (4.16)$$

Der Parameter  $N$  ist abhängig von  $\langle \mu \rangle$ , die Parameter  $S$  und  $C$  sind unabhängig. Jedoch sind alle drei korreliert. Die Abhängigkeit  $N$  von  $\langle \mu \rangle$  sieht wie folgt aus:

$$N = a(\eta) + b(\eta) \cdot \mu \quad (4.17)$$

Hier wird für  $\mu$  ein Wert von 140 angenommen. Je nach dem in welchem Bereich des Kalorimeters der Jet ist, nehmen  $a$  und  $b$  unterschiedliche Werte an. Alle Parameter mit

Werten sind in Tabelle 4.6 zusammengefasst.

Detektorbereich	$\eta$	$a$	$b$	$S$	$C$
Zentralbereich	0 - 0,8	3,2	0,04	0,74	0,05
erw. Zentr.ber.	0,8 - 1,2	3,0	0,03	0,81	0,05
Endkappen	1,2 - 2,8	3,3	0,03	0,54	0,05
Vorw.bereich	2,8 - 3,6	2,8	0,06	0,83	0,05

**Tabelle 4.6:** Die Werte der Parameter die in die Parametrisierung der Impulsauflösung der Jets eingehen.

#### 4.4.2 Effizienzparametrisierungen

Die Rekonstruktionsalgorithmen, die die aufgenommenen Detektordaten analysieren, können nicht zu 100 Prozent jedes Teilchen auch als dieses identifizieren, sondern nur einen Anteil. Dieser Anteil wird durch die Effizienz wiedergegeben. Meistens ist sie abhängig von Energie und Impuls der Teilchen, sowie  $\eta$  und  $\phi$ . Nachfolgend werden die Effizienzparametrisierungen für die einzelnen Teilchen dargestellt.

##### Elektronen

In dieser Studie wird für die Elektronen eine „loose“-Identifikation genutzt, das bedeutet, dass die Rekonstruktionseffizienz der Elektronen sehr hoch ist, die Reihnheit hingegen gering. Die Rekonstruktionseffizienz ein wahres Elektron als solches zu rekonstruieren ist in Abhängigkeit des Transversalimpulses  $p_T$  wie folgt parametrisiert:

$$\epsilon(p_T) = 0,97 - 0,103 \cdot \exp\left(1 - \frac{p_T}{15}\right) \quad (4.18)$$

Die Fehlrekonstruktionseffizienz, einen wahren Jet als Elektron fehlzurekonstruieren, ist wie folgt parametrisiert:

$$\epsilon(p_T) = 0,11 \cdot \exp(-0,033 \cdot p_T) \quad (4.19)$$

##### Myonen

Die Rekonstruktionseffizienz für Myonen ist nicht parametrisiert. Sie ist unabhängig von Energie, Impuls oder Winkelgrößen und durch einen festen Wert gegeben:

$$\epsilon = 0,97 \quad (4.20)$$

##### Hadronische $\tau$ -Leptonen

Für die  $\tau$ -Leptonen wird eine „medium“-Identifikation genutzt. Auch hier ist die Effizienz ein wahres Tau als solches zu rekonstruieren nicht parametrisiert. Es wird aber zwischen

#### 4 Signal- und Untergrundprozesse und Produktion der simulierten Ereignisse

„1-prong“ und „3-prong“ unterschieden:

$$\epsilon_{1\text{-prong}} = 0,55 \quad (4.21)$$

$$\epsilon_{3\text{-prong}} = 0,50 \quad (4.22)$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass QCD-Jets mit einer Spur die Tau-„medium“-Identifikation passieren beträgt 5%, für Jets mit drei Spuren 2%.

#### Jets

Die Jet-Rekonstruktionseffizienz unabhängig vom „Flavour“, also die Effizienz einen beliebigen Jet als Jet zu erkennen, ist abhängig vom Wert des Transversalimpulses. Unter 20 GeV beträgt die Effizienz null. Die weiteren Effizienzen  $\epsilon$  sind in Tabelle 4.7 für  $\langle \mu \rangle = 140$  zusammengefasst.

$p_T^{jet}/\text{GeV}$	$\epsilon$
20-25	0,75
25-35	0,8
> 35	0,95

**Tabelle 4.7:** Die Jet-Rekonstruktionseffizienz für verschiedene Bereiche von  $p_T$

#### $b$ -Jets

Da unter den Endprodukten der Zerfälle, die in dieser Studie betrachtet werden, unter anderem  $b$ -Jets vorzufinden sind, ist nicht nur die Effizienz einen Jet als Jet zu identifizieren von Interesse, sondern auch die Rekonstruktionseffizienz eines bestimmten „Flavours“, hier  $b$ , von Interesse. Die Parametrisierung, mit der man diese Effizienz in Abhängigkeit von Impuls und Pseudorapidität berechnet, ist im Folgenden dargestellt.

$$\epsilon_b = -1,6523 + 1,2886 \cdot \log(p_{T,jet}) - 0,1938 \cdot |\eta_{jet}| + [3] \cdot \log(p_{T,jet})^2 \quad (4.23)$$

$$+ 0,0451 \cdot |\eta_{jet}|^2 + 0,0378 \cdot \log(p_{T,jet}) \cdot |\eta_{jet}| - 0,0212 \cdot |\eta_{jet}|^3 \quad (4.24)$$

$$+ 0,0115 \cdot \log(p_{T,jet})^3 - 0,0013 \cdot (\log(p_{T,jet}) \cdot |\eta_{jet}|)^2$$

Es können jedoch auch andere Jets als  $b$ -Jets fehlidentifiziert werden. Die Wahrscheinlichkeit einen  $c$ -Jet als  $b$ -Jet zu fehlidentifizieren ist wie folgt parametrisiert:

$$\epsilon_c = -0,1490 + 0,1455 \cdot \log(p_{T,jet}) - 0,0076 \cdot |\eta_{jet}| - 0,0119 \cdot \log(p_{T,jet})^2 \quad (4.25)$$

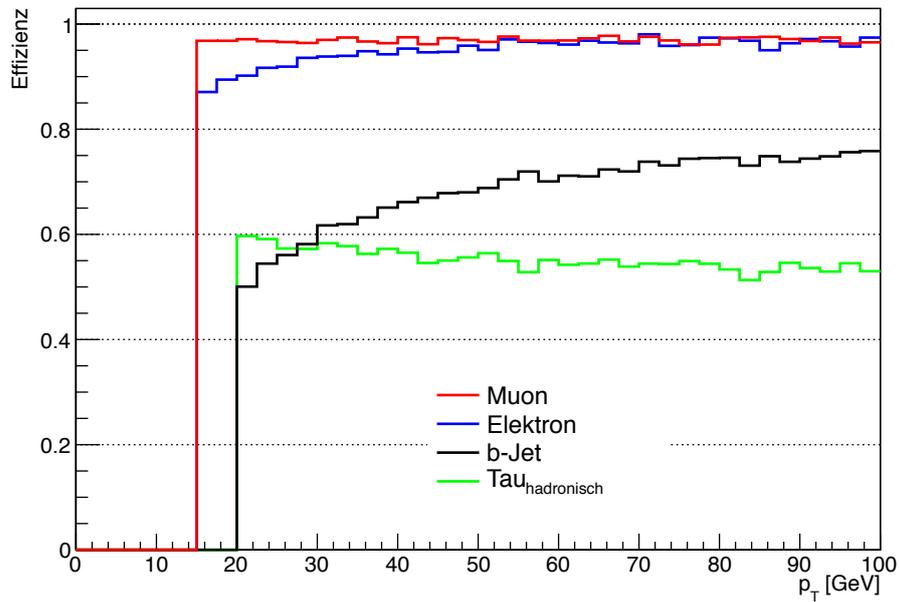
$$- 0,0130 \cdot |\eta_{jet}|^2 - 0,0041 \cdot \log(p_{T,jet}) \cdot |\eta_{jet}|$$

Die Wahrscheinlichkeit „leichte“ Jets ( $s$ ,  $u$ ,  $d$ ) als  $b$ -Jets zu fehlidentifizieren ist wie nachfolgend dargestellt parametrisiert.

$$\epsilon_l = 1,53 \cdot (0,1095 - 0,0647 \cdot \log(p_{T,jet}) + 0,0134 \cdot |\eta_{jet}| + 0,0122 \cdot \log(p_{T,jet})^2) \quad (4.26)$$

$$\begin{aligned} & - 0,0423 \cdot |\eta_{jet}|^2 + 0,0016 \cdot \log(p_{T,jet}) \cdot |\eta_{jet}| - 0,0008 \cdot p_T + 0,0266 \cdot |\eta_{jet}|^3 \quad (4.27) \\ & - 5,3070 (\log(p_{T,jet}) \cdot |\eta_{jet}|)^2 - 0,0052 \cdot |\eta_{jet}|^4 \\ & + 1,3565 \cdot p_T^2 + 2,5355 \cdot p_T \cdot |\eta_{jet}| \end{aligned}$$

In Grafik 4.3 sind die Rekonstruktionseffizienzen der Objekte, die in dieser Analyse benötigt werden in Abhängigkeit vom transversalen Impuls  $p_T$  dargestellt.



**Abb. 4.3:** Die in nachfolgender Analyse verwendeten Effizienzen in Abhängigkeit von  $p_T$



# 5 Analyse

In diesem Kapitel werden zu Beginn einige Größen erläutert, die zum Verständnis der Analyse wichtig sind, sowie die Berechnung der Signifikanz erklärt. Danach wird auf die Vorselektion der Physikobjekte eingegangen und anschließend das Vorgehen während der Analyse für den voll-leptonischen und den semi-leptonischen Kanal getrennt erläutert und motiviert. Aufgrund der Relevanz der Auflösung der transversalen Energie, werden zum Schluss die Auswirkungen verschiedener Auflösungen auf das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bzw. die Signifikanz diskutiert.

## 5.1 Wichtige Observablen

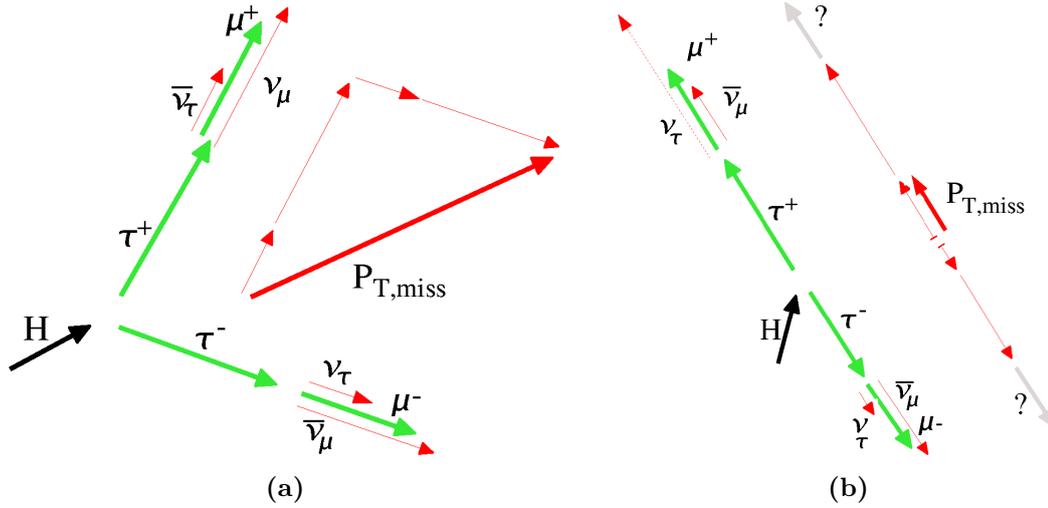
Nachfolgend werden einige, nicht unbedingt als bekannt vorauszusetzende Größen erläutert, die in der Analyse zur Trennung von Signal und Untergrund benutzt werden.

### 5.1.1 Fehlende transversale Energie $E_T^{miss}$

Der Gesamtimpuls in  $z$ -Richtung ist nicht genau bekannt, da die Schwerpunktsenergie der jeweils wechselwirkenden Partonen unterschiedlich sein kann. In der transversalen Ebene jedoch haben die Protonen (und auch die Partonen) keinen Impuls, also muss dieser auch nach der Kollision Null sein. Somit ist der transversale Impuls von großer Bedeutung. Nach Rekonstruktion der transversalen Impulse aller (sichtbaren) Teilchen und vektorieller Addition erhält man jedoch nicht unbedingt null. Der hier fehlende Impulsvektor entspricht genau dem fehlenden transversalen Impuls  $p_T^{miss}$  und damit den Neutrinoimpulsen (bei perfekter Messung der Summe anderen Impulse). Da Neutrinos nur schwach wechselwirken, sind sie für den Detektor unsichtbar, tragen aber trotzdem Energie (Impuls) davon. Man kann nur ihren gemeinsamen Impuls in Form des fehlenden transversalen Impulses  $p_T^{miss}$  messen. Diesen erhält man als Zweivektor, in dem  $x$ - und  $y$ -Komponente eingetragen sind. Der Betrag davon entspricht der fehlenden transversalen Energie  $E_T^{miss}$ , wenn die invariante Masse der Neutrinos vernachlässigt wird.

### 5.1.2 Kollineare Massennäherung $m_{coll}$

In dem hier betrachteten Signalprozess zerfällt eines der beiden Higgs-Bosonen in zwei  $\tau$ -Leptonen. Wenn beide leptonisch weiterzerfallen, voll-leptonischer Kanal, sind vier Neutrinos unter den Endprodukten, wenn eines leptonisch und das andere hadronisch zerfällt, semi-leptonischer Kanal, sind drei Neutrinos in den Endprodukten. Bei der Massenrekonstruktion des Higgs-Bosons ergibt sich nun das Problem, dass man, wie



**Abb. 5.1:** Grafik zur Rekonstruktion der Tauimpulse mit Hilfe der kollinearen Näherung (a). Es wird angenommen, dass die Impulse der Tau-Zerfallsprodukte (auch die Neutrinos) in die gleiche Richtung zeigen, wie die der Tau-Leptonen. Außerdem ist die Richtung des fehlenden transversalen Impulses bekannt. Dieser wird nun auf die beiden Richtungen der Tau-Leptonen projiziert, wodurch man jeweils den Betrag der Neutrinoimpulse erhält, jedoch nur für die Neutrinos eines Tau-Leptons gemeinsam. Diese Rekonstruktion ist jedoch nicht möglich, wenn die beiden Tau-Leptonen in entgegengesetzter Richtung auseinander fliegen (b). [34]

oben beschrieben, für die Neutrinos beider  $\tau$ -Leptonen nur einen Gesamtvektor  $p_T^{miss}$  hat und nicht direkt messen kann welcher Anteil zu welchem  $\tau$ -Lepton gehört.

Eine Lösung für dieses Problem bietet die kollineare Massennäherung [33] (im Weiteren aus [14] entnommen). Sie macht dazu folgende Annahmen:

1. Die Impulse der Zerfallsprodukte des  $\tau$ -Leptons zeigen in die gleiche Richtung wie der des  $\tau$ -Leptons (kollinear). Diese Annahme kann aufgrund der großen Masse des Higgs-Bosons gemacht werden, wodurch die beiden  $\tau$ -Leptonen einen starken „Boost“ erhalten.
2. Die fehlende transversale Energie  $E_T^{miss}$  kommt ausschließlich durch die Neutrinos der beiden  $\tau$ -Zerfälle zustande.
3. Die Leptonen-Masse kann in Hinsicht auf den Impuls vernachlässigt werden.

Das Ziel ist also die Rekonstruktion der Viererimpulse der  $\tau$ -Leptonen. Denn für die invariante Masse der beiden  $\tau$ -Leptonen gilt:

$$m_H = m_{\tau\tau} = (p_{\tau_1}^\mu + p_{\tau_2}^\mu)^2 = \left( \frac{p_{vis1}^\mu}{x_1} + \frac{p_{vis2}^\mu}{x_2} \right)^2 \quad (5.1)$$

## 5.1 Wichtige Observablen

$p_{vis}$  sind die sichtbaren Impulse der Zerfallsprodukte der  $\tau$ -Leptonen.  $x_1$  und  $x_2$  geben jeweils den Impulsbruchteil der sichtbaren Zerfallsprodukte am Gesamtimpuls des  $\tau$ -Leptons wieder. Aufgrund der Vernachlässigung der Massen gilt dies auch für die Energien.

Sobald man die Werte von  $x_1$  und  $x_2$  bestimmt hat, kann man auch die Vierervektoren der  $\tau$ -Leptonen rekonstruieren und damit deren invariante Masse bzw. die Masse des Higgs-Boson-Kandidaten. Da man die fehlende transversale Energie nur in der transversalen Ebene rekonstruieren kann, werden im Folgenden nur die transversalen Komponenten betrachtet:

$$\frac{\vec{p}_{T,vis1}}{x_1} + \frac{\vec{p}_{T,vis2}}{x_2} = \vec{p}_{T,vis1} + \vec{p}_{T,vis2} + \vec{p}_T^{miss} \quad (5.2)$$

Um nun  $x_1$  und  $x_2$  zu erhalten betrachtet man  $x$ - und  $y$ -Komponente der obigen Gleichung getrennt, wodurch man ein Gleichungssystem erhält, das man nach den gesuchten Größen auflösen kann.

$$\frac{1}{x_1} p_{x,vis1} + \frac{1}{x_2} p_{x,vis2} = p_{x,vis1} + p_{x,vis2} + p_x^{miss} \quad (5.3)$$

$$\frac{1}{x_1} p_{y,vis1} + \frac{1}{x_2} p_{y,vis2} = p_{y,vis1} + p_{y,vis2} + p_y^{miss} \quad (5.4)$$

Man erhält für  $x_1$  und  $x_2$ :

$$x_1 = \frac{p_{x,vis1} \cdot p_{y,vis2} - p_{y,vis1} \cdot p_{x,vis2}}{p_{x,vis1} \cdot p_{y,vis2} - p_{y,vis1} \cdot p_{x,vis2} + p_{y,vis2} \cdot p_x^{miss} - p_{x,vis2} \cdot p_y^{miss}} \quad (5.5)$$

$$x_2 = \frac{p_{x,vis1} \cdot p_{y,vis2} - p_{y,vis1} \cdot p_{x,vis2}}{p_{x,vis1} \cdot p_{y,vis2} - p_{y,vis1} \cdot p_{x,vis2} + p_{x,vis1} \cdot p_y^{miss} - p_{y,vis1} \cdot p_x^{miss}} \quad (5.6)$$

Nachdem  $x_1$  und  $x_2$  nun bekannt sind, kann man den Anfang von Gleichung 5.1 weiter umformen:

$$\begin{aligned} m_H^2 &= m_{\tau\tau}^2 = (p_{\tau_1}^\mu + p_{\tau_2}^\mu)^2 = (p_{\tau_1}^\mu)^2 + (p_{\tau_2}^\mu)^2 + 2 \cdot p_{\tau_1}^\mu \cdot p_{\tau_2}^\mu \\ &= m_{\tau_1}^2 + m_{\tau_2}^2 + 2 \cdot p_{\tau_1}^\mu \cdot p_{\tau_2}^\mu = 2 \cdot (p_{\tau_1}^\mu \cdot p_{\tau_2}^\mu + m_\tau^2) \\ \Rightarrow m_H &= \sqrt{2 \cdot (p_{\tau_1}^\mu \cdot p_{\tau_2}^\mu + m_\tau^2)} \stackrel{5.1}{=} \sqrt{2 \cdot \left( \frac{p_{vis1}^\mu \cdot p_{vis2}^\mu}{x_1 \cdot x_2} + m_\tau^2 \right)} \\ &\stackrel{3.}{=} \sqrt{2 \cdot \frac{p_{vis1}^\mu \cdot p_{vis2}^\mu}{x_1 \cdot x_2}} = \sqrt{\frac{1}{x_1 \cdot x_2}} \cdot m_{vis1,vis2} \end{aligned} \quad (5.7)$$

Die so rekonstruierte Masse wird im Folgenden mit  $m_{coll}$  gekennzeichnet. Ihre Auflö-

sung ist stark von der Auflösung der fehlenden transversalen Energie  $E_T^{miss}$  abhängig.

Wenn die Impulse der  $\tau$ -Leptonen parallel liegen, ist oben aufgeführte Rekonstruktion nicht mehr möglich, jedoch auch nicht nötig, da dann alle relevanten Impulse in die gleiche Richtung zeigen und es egal ist welcher  $E_T^{miss}$ -Anteil zu welchem  $\tau$ -Lepton gehört.

Sind die Impulse der beiden Leptonen jedoch antiparallel zueinander ist eine Rekonstruktion nicht mehr möglich, wäre jedoch nötig. Dies kann man sich mit Hilfe der Abbildung 5.1b leicht klar machen. Da der fehlende transversale Impuls parallel bzw. antiparallel zu den Impulsen der Tau-Leptonen ist, gibt es unendlich viele Möglichkeiten ihn auf die Neutrinos aufzuteilen.

### 5.1.3 Die kontraversale Masse $m_{CT}$

Die kontraversale Masse ist eine analytische Größe, die sich zur Massenberechnung von zwei zusammen produzierten „schweren“ Teilchen konstruieren lässt: im Folgenden für  $t\bar{t}$ , die dann in einen sichtbaren und einen unsichtbaren Teil zerfallen. Der unsichtbare Teil ist nur in Form der fehlenden transversalen Energie  $E_T^{miss}$  bekannt. Man weiß jedoch nicht welcher Anteil auf den unsichtbaren Teil von  $t$  und welcher auf den unsichtbaren Teil von  $\bar{t}$  entfällt. Das Ziel ist also die beiden Zerfallsarme von  $t$  und  $\bar{t}$  auseinanderhalten zu können. Die nachfolgende kurze Beschreibung ist [35] entnommen.

Wie in Kapitel 4.2 beschrieben, zerfällt das Top-Paar in dieser Studie wie folgt:

$$t\bar{t} \rightarrow (W^+b)(W^-\bar{b}) \quad (5.8)$$

$$\rightarrow (e^+/\mu^+/\tau^+\nu b) \quad (e^-/\mu^-/\tau^-\bar{\nu}\bar{b}) \quad (5.9)$$

Somit bilden  $e^+/\mu^+/\tau^+$  und  $b$  den sichtbaren Teil des  $t$ -Quark-Zerfalls und  $e^-/\mu^-/\tau^-$  und  $\bar{b}$  den sichtbaren Teil des  $\bar{t}$ -Quark-Zerfalls.

Die kontraversale Masse kann man nun aus den sichtbaren Zerfallsprodukten oder aus Teilen davon berechnen. Im Folgenden wird sie für die beiden  $b$ -Quarks berechnet:

$$\begin{aligned} m_{CT}^2(b_1, b_2) &= (E_{T,b_1} + E_{T,b_2})^2 - (\vec{p}_{T,b_1} - \vec{p}_{T,b_2})^2 \quad (5.10) \\ &= E_{T,b_1}^2 + E_{T,b_2}^2 + 2 \cdot E_{T,b_1} \cdot E_{T,b_2} - \vec{p}_{T,b_1}^2 - \vec{p}_{T,b_2}^2 + 2 \cdot \vec{p}_{T,b_1} \cdot \vec{p}_{T,b_2} \\ &= m_{b_1}^2 + m_{b_2}^2 + 2 \cdot (E_{T,b_1} \cdot E_{T,b_2} + \vec{p}_{T,b_1} \cdot \vec{p}_{T,b_2}) \end{aligned}$$

Wenn für die Massen der sichtbaren Zerfallsprodukte gilt, dass  $m_{b_1} = m_{b_2} = m_b$ , dann besitzt die Verteilung der kontraversalen Masse einen Endpunkt  $m_{CT}^{max}$ . Je nach dem aus welchen sichtbaren Zerfallsprodukten die kontraversale Masse berechnet wurde, ist dieser Endpunkt von unterschiedlichen Massendifferenzen abhängig. In der hier vorliegenden Berechnungen aus den beiden  $b$ -Quarks (unter Vernachlässigung der  $b$ -Quark-Masse) berechnet sich der Endpunkt wie folgt (siehe [35]):

$$m_{CT}^{max}(b_1, b_2) = \frac{m_t^2 - m_W^2}{m_t} = 135 \text{ 0GeV} \quad (5.11)$$

Da die kontraversale Masse unter einem Lorentz-„Boost“ des Schwerpunktsystems der beiden  $t$ -Quarks nicht invariant ist, wird versucht einen vorhandenen „Boost“ in der transversalen Ebene zurückzukorrigieren bzw. wieder in das  $t\bar{t}$ -System zurückzugehen. Um auf Stärke und Richtung des „Boosts“ rückschließen zu können benötigt man die Viererimpulse der Endprodukte, also der Leptonen und der Neutrinos (Zweiervektor der  $E_T^{miss}$ ).

Das bedeutet, dass auch hier die Trennkraft der Variablen stark von der Auflösung der fehlenden transversalen Energie  $E_T^{miss}$  abhängt.

Es wird die Implementation der „boost-korrigierten kontraversalen Masse“ aus [35] benutzt.

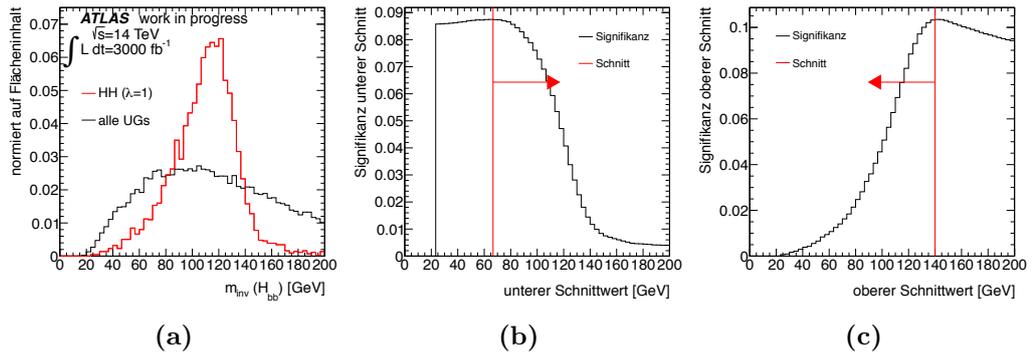
## 5.2 Signifikanz

Um in der nachfolgenden Selektion möglichst gut das Signal vom Untergrund trennen zu können werden zu Beginn sehr viele Variablen untersucht und eine Vorauswahl an sensitiven Observablen getroffen. Um nun die Reihenfolge, in der auf diese Observablen geschnitten wird sowie die Schrittwerte festzulegen, wird sich eines Signifikanzwerkzeugs bedient. Dazu werden alle Untergrundprozesse gemäß ihrem Wirkungsquerschnitt aufaddiert und mit dem Signal in einem Histogramm dargestellt. Für die jeweilige Verteilung einer Observablen wird nun iterativ in kleinen Schritten entlang der Größe der Observablen die Signifikanz über folgende Formel 5.12 aus [36] berechnet, wodurch sich eine Signifikanzkurve ergibt.

$$Z = \sqrt{2 \cdot ((s + b) \cdot \ln(1 + s/b) - s)} \quad (5.12)$$

Hierbei steht  $b$  für die Anzahl an Untergrundereignissen und  $s$  für die Anzahl an Signalereignissen, die den Selektionsschnitt passieren. Um  $s$  und  $b$  zu bestimmen wird das Integral unter der Signal- bzw. Untergrundverteilung berechnet. Für die Bestimmung des unteren Schrittwerts wird nun bei großen Werten für die Observable begonnen und in kleinen Schritten zu niedrigeren Werten immer wieder die Signifikanz berechnet (die Integrale gebildet). So entsteht dann eine Signifikanzkurve. Ihr Maximum entspricht dem unteren Schrittwert. Für den oberen Schrittwert wird an sich genau so vorgegangen, jedoch wird bei kleinen Werten der Observablen begonnen und dann in kleinen Schritten nach oben immer wieder die Signifikanz berechnet. Das Maximum dieser Kurve entspricht dann dem oberen Schrittwert. Ein oberer Schnitt bedeutet, dass man alle Ereignisse mit kleineren Werten der betrachteten Observablen als dem Schrittwert behält und die darüber verwirft. Bei einem unteren Schnitt werden alle Ereignisse mit einem größeren Wert der betrachteten Observablen als dem Schrittwert behalten. Als Beispiel dient die Verteilung der invarianten Masse des Systems der beiden  $b$ -Jets (Higgs-Masse)

## 5 Analyse



**Abb. 5.2:** Ein Beispiel für das Signifikanzwerkzeug, hier an Hand der invarianten Masse der beiden  $b$ -Jets. Links (a) in rot die Verteilung des Signals und in schwarz die der aufaddierten Untergrundprozesse. Beide Verteilungen sind auf den Flächeninhalt normiert dargestellt. In der Mitte und rechts sind in schwarz die untere (b) und obere (c) Signifikanzkurve sowie die Schnittwerte jeweils beim Maximum in rot zu sehen.

des semi-leptonischen Kanals. Der Fehlers auf die Signifikanz wird mit Hilfe Gauß'scher Fehlerfortpflanzung gemäß Gleichung 5.13 berechnet.

$$s_Z = \frac{1}{Z} \cdot \sqrt{(\ln(1 + s/b) \cdot s_s)^2 + ((\ln(1 + s/b) - s/b) \cdot s_b)^2} \quad (5.13)$$

In die Fehler auf die Anzahl an Signal- und Untergrundprozessen fließen die Ereignisgewichte mit ein.

### 5.3 Vorselektion

Bevor die eigentliche Analyse beginnt, werden aufgrund der geometrischen Detektorakzeptanz und erforderlichen Triggerschwellen folgende Kriterien auf die Objekte angewendet, Tabelle 5.1:

Objekte	$p_T/\text{GeV}$	$\eta$
Jets	$p_T > 20$	$-2,5 \leq \eta < 2,5$
Elektronen	$p_T > 15$	$-2,47 \leq \eta < 2,47$
Muonen	$p_T > 15$	$-2,5 \leq \eta < 2,5$
hadr. Taus	$p_T > 25$	$-2,5 \leq \eta < 2,5$

**Tabelle 5.1:** Objektschnitte der Vorselektion

Die Werte für die Triggerschwellen wurden [32] entnommen.

Desweiteren werden Jets, die innerhalb eines Kegels mit  $\Delta R < 0,2$  um ein Elektron oder Tau liegen, entfernt, um keine Objekte doppelt zu zählen.

## 5.4 Selektion

Das Ziel der nachfolgenden Selektionen ist es, die Signalereignisse möglichst gut von den Untergrundereignissen zu trennen. In Kapitel 2.4 und 4.1 wurden diese näher erläutert. Die Optimierung wird getrennt für den voll-leptonischen und den semi-leptonischen Kanal durchgeführt. In beiden Fällen werden zuerst die Physikobjekte verlangt, die den Endprodukten des Signals entsprechen. Beim voll-leptonischen Kanal sind das zwei  $b$ -Jets und zwei Leptonen, beim semi-leptonischen Kanal sind das ebenfalls zwei  $b$ -Jets, ein Myon oder Elektron und ein hadronisches Tau. Um ein möglichst gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu erhalten, wurden in einer ausführlichen Vorstudie die verschiedensten Verteilungen betrachtet und an Hand von Signifikanzwerten die Variablen mit großer Trennkraft bestimmt. Um nun die Reihenfolge festzulegen, in der auf die Variablen geschnitten wird, wird zu Beginn die Variable mit der größten Trennkraft bestimmt. Auf diese wird dann geschnitten und danach die restlichen Verteilungen betrachtet und nach dem gleichen Vorgehen die Variablen mit der nun größten Trennkraft gefunden und auf diese geschnitten usw. Zum Schluss sind noch einige Variablen der Vorauswahl übrig auf die ebenfalls hätte geschnitten werden können, die jedoch eine immer leicht niedrigere Signifikanz aufwiesen als andere. Diese verlieren aufgrund von Korrelation mit anderen Variablen an Trennkraft oder werden nicht mehr genutzt, da die Anzahl verbleibender simulierter Ereignisse zu klein ist um statistisch relevante Aussagen machen zu können. So blieb für jeden Kanal nur noch eine Hand voll Variablen übrig, die zur Selektion genutzt werden.

Zur Bestimmung der Variablen mit der größten Trennkraft wird eine Funktion zu Hilfe genommen, die bei jeder Verteilung einen unteren und oberen Schnittwert ermittelt, sodass die Signifikanz für diese Verteilung am größten ist, siehe Kapitel 5.2. Die so ermittelten Signifikanzen der einzelnen Verteilungen können dann untereinander verglichen und somit die Variable mit der größten Trennkraft (mit der von den Schnittwerten abhängigen größten Signifikanz) bestimmt werden.

In beiden Kanälen wird auf den Signalprozess mit  $\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$  optimiert, da alle bisherigen Untersuchungen der Eigenschaften des Higgs-Bosons mit der Vorhersage des Standardmodells verträglich sind. Außerdem sind die Formen der Verteilungen der drei verschiedenen Signalprozesse sehr ähnlich, wie man nachfolgend sehen wird.

Desweiteren wird für die Verschmierung bzw. Auflösung der fehlenden transversalen Energie  $E_T^{miss}$  für die in Kapitel 4.4.1 beschriebenen Verschmierungsfunktion ein Wert für  $\mu$  von 20 angenommen. Dies entspricht der aktuellen Detektorauflösung und berücksichtigt nicht die Extrapolation zu  $\mu = 140$ , da dies zu einer inakzeptablen Auflösung führen würde. Auf die Auswirkungen wird am Ende der Analyse genauer eingegangen.

### 5.4.1 Der voll-leptonische Kanal

Aus dem Signalprozess  $gg \rightarrow H \rightarrow HH \rightarrow (b\bar{b})(\tau^+\tau^-) \rightarrow (b\bar{b})(\ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell\nu_\tau\bar{\nu}_\tau)$  ergeben sich als Endprodukte zwei  $b$ -Jets, zwei Leptonen  $\ell$  (zwei Elektronen oder zwei Myonen oder ein Elektron und ein Myon) und vier Neutrinos  $\nu$ .

Also werden zunächst genau zwei Leptonen ( $p_T > 15 \text{ GeV}$ ) und genau zwei  $b$ -Jets ( $p_T >$

20 GeV) gefordert. Die vier Neutrinos können nicht gefordert werden, da sie insgesamt nur als fehlende transversale Energie  $E_T^{miss}$  vorliegen.

### $E_T^{miss}$

Auf die fehlende transversale Energie wird gleich zu Anfang mit  $E_T^{miss} > 50$  GeV geschnitten, da unterhalb von 20 GeV die Unsicherheiten zu groß sind. Wenn man die Verteilung der fehlenden transversalen Energie direkt vor dem Schnitt betrachtet, sieht man, dass durch einen Schnitt auf 50 GeV statt auf 20 GeV zusätzliche Trennkraft gegenüber den Prozessen mit weniger fehlender transversaler Energie gewonnen werden kann, somit wird dies gleich genutzt. Es wird jedoch nicht auf den vorgeschlagenen Schnittwert von 110 GeV geschnitten siehe Abbildung 5.3c, da dabei stark in das Signal hineingeschnitten werden würde und an der Signifikanzkurve zu sehen ist, dass diese für 50 GeV nicht stark abfällt. In Abbildung 5.3b ist die erhöhte Trennkraft gegenüber Prozessen mit weniger fehlender transversaler Energie nicht eindeutig zu erkennen, der Grund hierfür ist, dass bei der Zusammenfassung der Untergrundprozesse  $t\bar{t}$  aufgrund seines hohen Wirkungsquerschnitts stark dominiert. Wenn man jedoch nur die anderen Untergrundprozesse zusammenfasst, also alle außer  $t\bar{t}$ , ist der größere Unterschied in den Verteilungen von Signal- und restlichem Untergrundprozess zu sehen, siehe Abbildung 5.5.

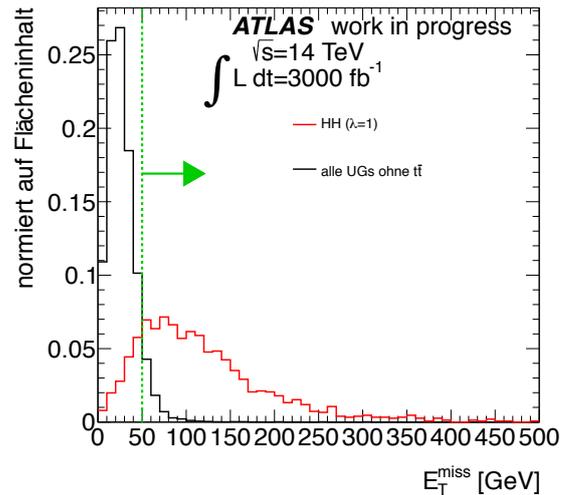
Für den voll-leptonischen Kanal entstehen bei  $Z \rightarrow \tau^+\tau^- + (2b)jets$  vier Neutrinos, wie beim Signalprozess. Bei den Untergrundprozessen  $ZZ$  und  $ZH$  sind null oder vier Neutrinos und bei  $Z \rightarrow \ell^+\ell^- + (2b)jets$  null Neutrinos im Endzustand. Siehe dazu auch Kapitel 4.2. Bei den vier letzt genannten Prozessen passieren maximal 10% der Ereignisse den Schnitt auf  $E_T^{miss}$ . Die ausführliche Tabelle mit dem Verhältnis der Ereignisse von Schnitt zu Schnitt für jeden Prozess ist in Tabelle 5.4 zu sehen. Bei  $t\bar{t}$  hingegen können sich im voll-leptonischen Kanal sogar bis zu sechs Neutrinos im Endzustand befinden.

In Tabelle 5.2 sind alle Schnitte, sowie die Signifikanzwerte zusammengefasst.

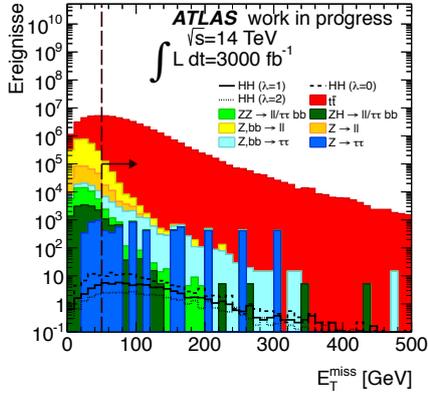
### $m_{CT}$

Der größte und am schwersten zu unterdrückende Untergrund ist  $t\bar{t}$ . Aufgrund des Endpunkts von  $t\bar{t}$  in der Verteilung der kontraversalen Masse wird als nächstes ein Schnitt auf diese durchgeführt,

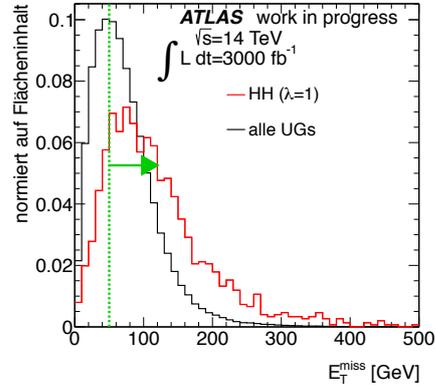
$m_{CT} > 135$  GeV. Die 135 GeV entsprechen dem berechneten Wert des  $t\bar{t}$ -Endpunkts



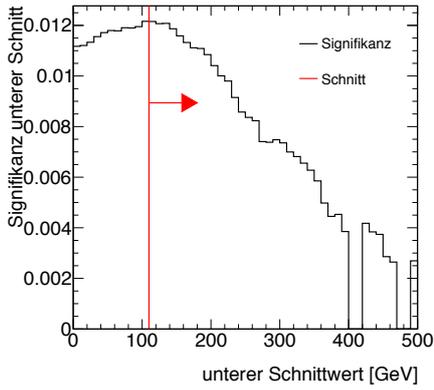
**Abb. 5.5:** Die auf den Flächeninhalt normierten Verteilungen von  $E_T^{miss}$  für Signal (rot) und alle Untergrundprozesse ohne  $t\bar{t}$  (schwarz).



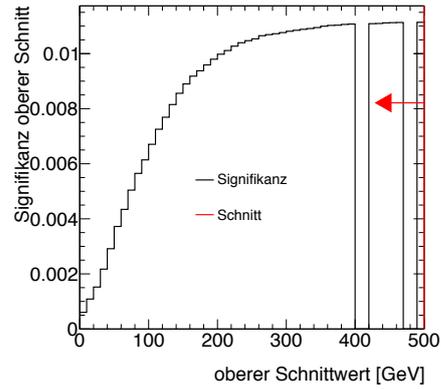
(a)



(b)



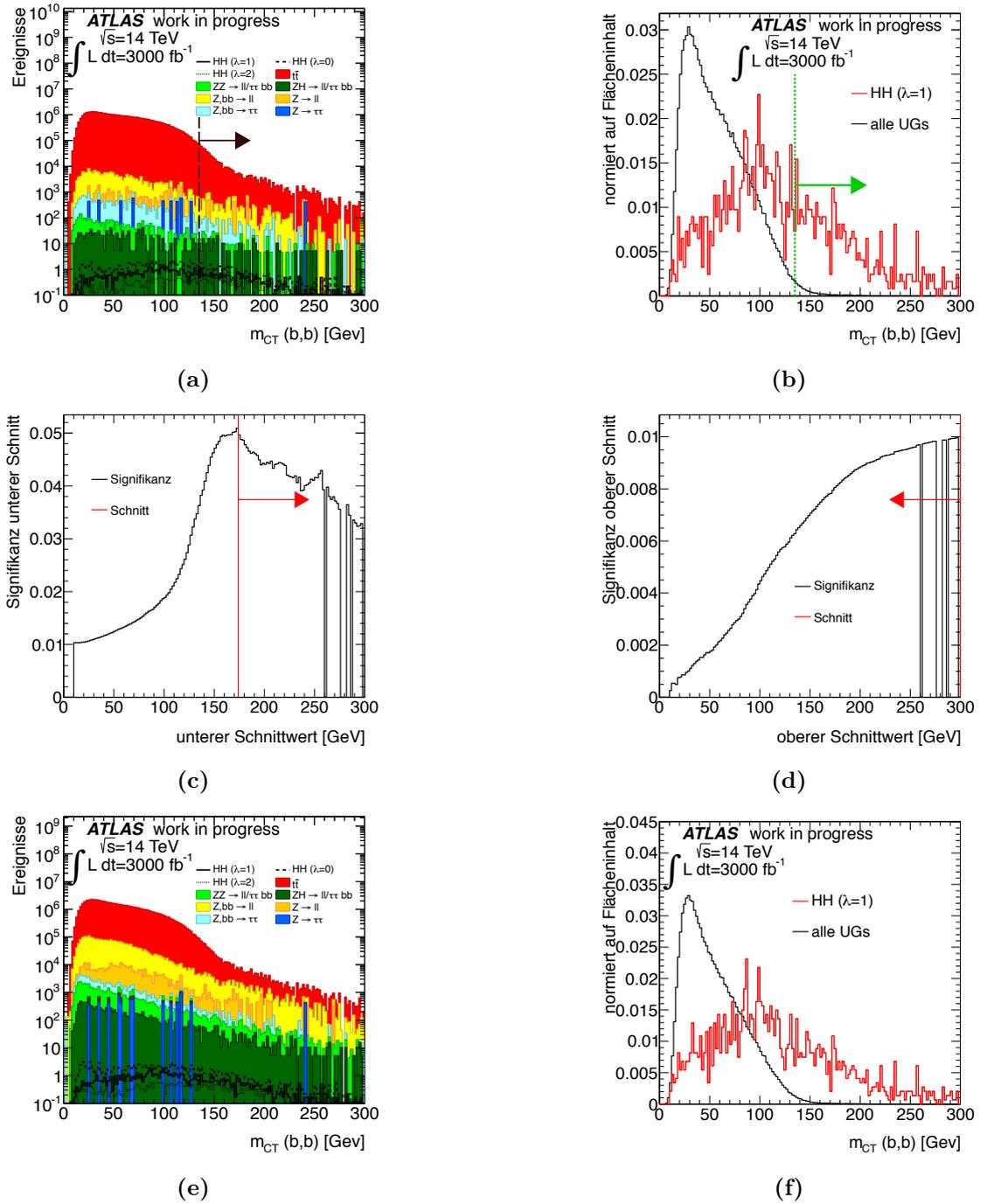
(c)



(d)

**Abb. 5.3:** Die Verteilung von  $E_T^{miss}$ . In (a) die logarithmische Auftragung aller Untergrundprozesse getrennt (farbig) und der Signalprozesse in schwarz. In (b) die auf den Flächeninhalt normierten Verteilungen. Hier wurden in schwarz alle UG-Prozesse zusammengefasst. In rot ist das SM-Signal zu sehen. Die Linien mit Pfeil geben in (a) und (b) jeweils den gewählten Schnittpunkt an. In (c) und (d) sind die Signifikanzkurven (schwarz) zu sehen.

## 5 Analyse



**Abb. 5.4:** Die Verteilung von  $m_{CT}$ . In (a) und (e) die logarithmische Auftragung aller Untergrundprozesse getrennt (farbig) und der Signalprozesse in schwarz. In (b) und (f) die auf den Flächeninhalt normierten Verteilungen. Hier wurden in schwarz alle UG-Prozesse zusammengefasst. In rot ist das SM-Signal zu sehen. (a) und (b) sind die Verteilungen nach den zuvor angewandten Schnitten, (e) und (f) ohne diese Schnitte. Die Linien mit Pfeil geben in (a) und (b) jeweils den gewählten Schritzwert an. In (c) und (d) sind die Signifikanzkurven (schwarz) zu sehen und in rot der optimale Schritzwert.

aus Abschnitt 5.1.3. Die höchste Signifikanz würde bei  $m_{CT} > 175$  GeV erreicht werden, siehe Abbildung 5.4e, jedoch ist die Signifikanzberechnung sehr anfällig für statistische Fluktuationen. Desweiteren sieht man in Abbildung 5.4b, dass bei  $m_{CT} > 175$  GeV zwar nahezu kein Untergrund mehr vorhanden ist, jedoch nochmals bedeutend stärker die Signalereignisse unterdrückt werden würde.

Der Verlust von Signal ist nach dem Schnitt auf die kontraversale Masse zwar recht groß, nur  $40 \pm 23$  % ( $\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$ ) passieren diesen Schnitt. Jedoch wird das Verhältnis von Signal zu Untergrund bedeutend besser und 99 % aller  $t\bar{t}$ -Ereignisse werden unterdrückt. Auch die anderen Untergrundprozesse werden mit 75-94 % stark unterdrückt.

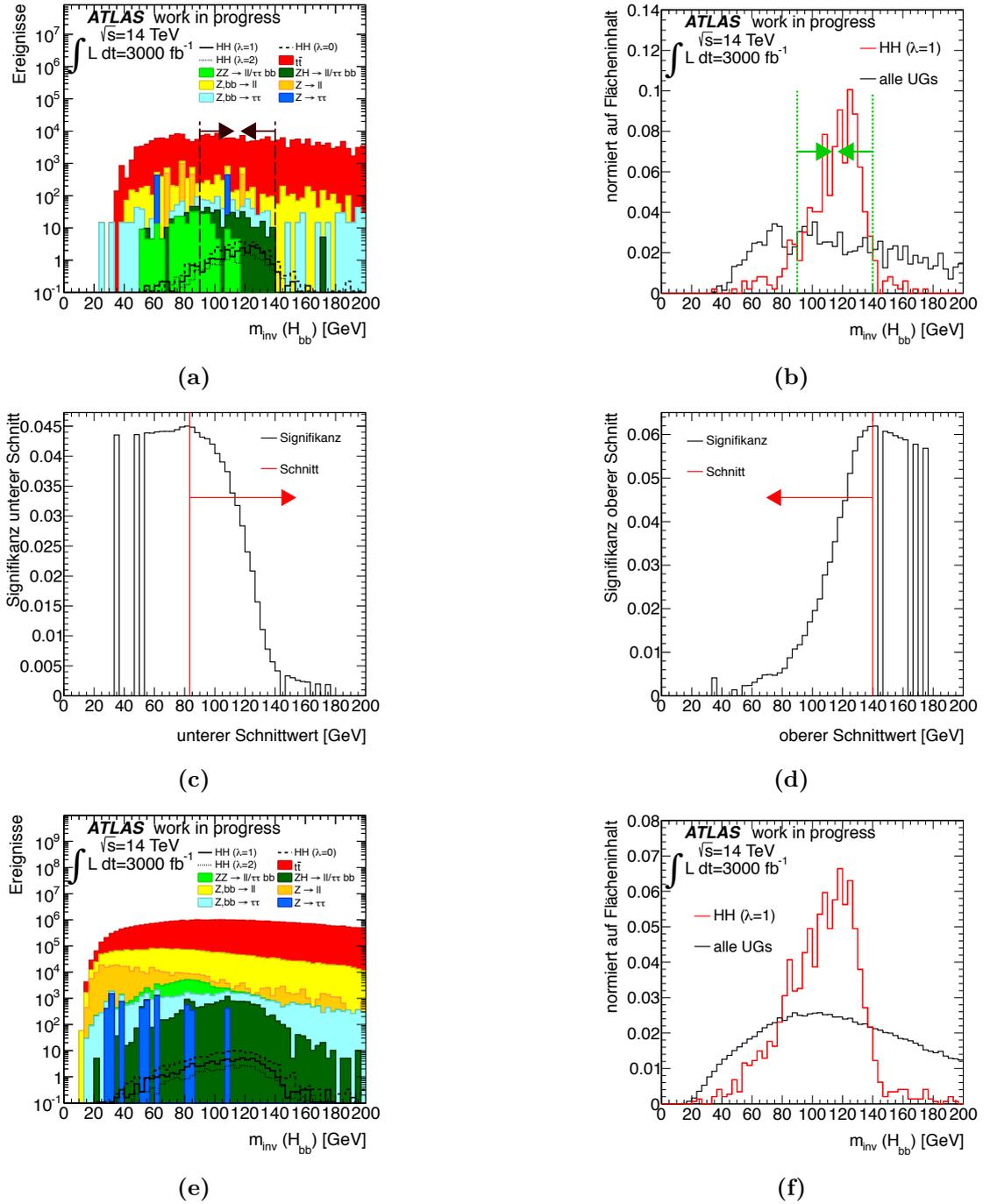
### $m_{inv}(H_{bb})$

Die Observable mit der nun höchsten Signifikanz ist die invariante Masse des Systems der beiden  $b$ -Jets. Es wird ein Massenfenster von  $90 \text{ GeV} < m_{inv}(H_{bb}) < 140 \text{ GeV}$  behalten, diese Werte entsprechen nahezu denen der Signifikanzkurven in den Abbildungen 5.6e und 5.6f. Die Verteilung der Masse ist in den Abbildungen 5.6a und 5.6b zu sehen. In der linken Abbildung 5.6a ist in hellgrün der  $Z$ -Massen-Peak des Prozesses  $ZZ \rightarrow \ell\ell/\tau\tau bb$  bei 90 GeV zu erkennen, dieser Prozess lässt sich zu 66 % unterdrücken. Die größte Unterdrückung wird beim Untergrund  $Z \rightarrow \ell\ell + jets$  erreicht, wobei hier Jets als  $b$ -Jets fehlidentifiziert wurden. Da diese beiden  $b$ -Jets nicht resonant erzeugt wurden, sondern aus QCD-Effekten stammen ist die aus ihnen berechnete invariante Masse breit verteilt. Dies gilt auch für die Untergrundprozesse  $Z \rightarrow \ell\ell + (2b)jets$  und  $Z \rightarrow \tau\tau + (2b)jets$ . Auch passieren nur ein Viertel der verbleibenden  $t\bar{t}$ -Ereignisse diesen Schnitt, da auch hier die beiden  $b$ -Jets nicht aus dem Zerfall eines Teilchens stammen. Die geringste Unterdrückung ist bei dem Untergrund  $ZH \rightarrow \ell\ell/\tau\tau bb$  zu beobachten, da hier das Higgs-Boson in die beiden  $b$ -Jets zerfällt und somit dem Signal-Prozess sehr ähnlich ist. Die oben gemachten Angaben entstehen immer durch den Vergleich mit dem vorigen Schnitt, dies wird auch im Weiteren so sein.

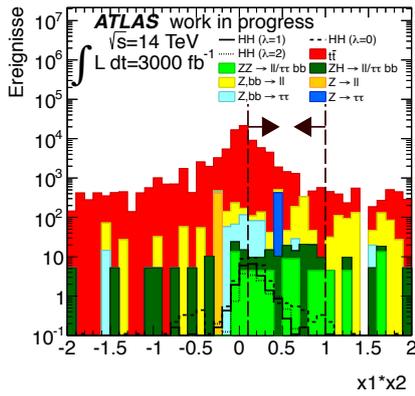
### $p_T(H_{\tau\ell\tau\ell})$

Die Observable mit der nun größten Trennkraft ist der Impuls des Systems der beiden  $\tau$ -Leptonen (der Impuls des einen Higgs-Bosons). Der Vektor dieses Systems wird mit Hilfe der kollinearen Näherung rekonstruiert. Es handelt sich hier also wirklich um den Impuls des Higgs-Bosons und nicht nur um den des Lepton-Lepton-Systems. Für die Rekonstruktion darf das Produkt der beiden Impulsanteile  $x_1$  und  $x_2$  jedoch nur in dem physikalisch sinnvollen Bereich  $0,1 < x_1 \cdot x_2 < 1$  liegen, siehe Kapitel 5.1.2. Das bedeutet, dass vor dem Schnitt auf den Higgs-Boson-Impuls ein Schnitt auf den oben aufgeführten Bereich des Produkts von  $x_1$  und  $x_2$  durchgeführt werden muss (unabhängig von den Signifikanzkurven in den Abbildungen 5.7c und 5.7d, wobei diese mit dem Schnitt gut vereinbar sind). Die Verteilungen für das Produkt sind in den Abbildungen 5.7a und 5.7b zu sehen. Diesen Schnitt können nur  $56 \pm 35$  % des Standardmodell-Signals passieren, jedoch werden auch die Untergrundprozesse unterdrückt, bis auf  $Z \rightarrow \tau\tau + jets$  prozentual gesehen sogar stärker als das Signal. Der Prozess  $Z \rightarrow \tau\tau + jets$  passiert diesen

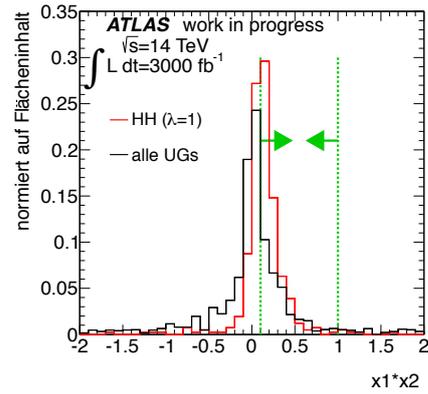
## 5 Analyse



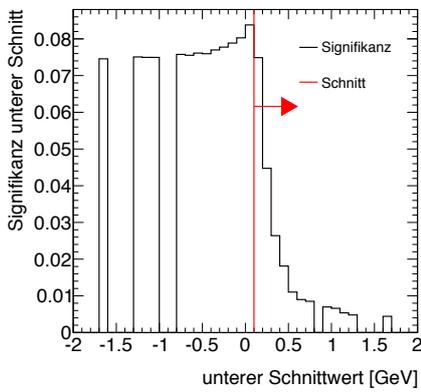
**Abb. 5.6:** Die Verteilung von  $m_{inv}(H_{bb})$ . In (a) und (e) die logarithmische Auftragung aller Untergrundprozesse getrennt (farbig) und der Signalprozesse in schwarz. In (b) und (f) die auf den Flächeneinhalt normierten Verteilungen. Hier wurden in schwarz alle UG-Prozesse zusammengefasst. In rot ist das SM-Signal zu sehen. (a) und (b) sind die Verteilungen nach den zuvor angewandten Schnitten, (e) und (f) ohne diese Schnitte. Die Linien mit Pfeil geben in (a) und (b) jeweils den gewählten Schnittwert an. In (c) und (d) sind die Signifikanzkurven (schwarz) zu sehen und in rot der optimale Schnittwert.



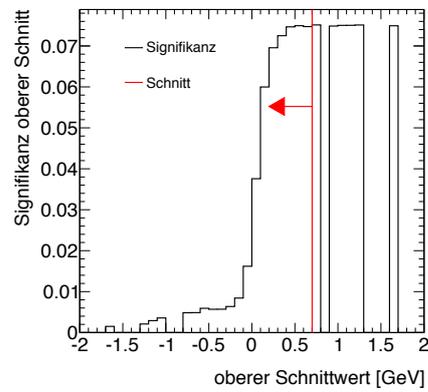
(a)



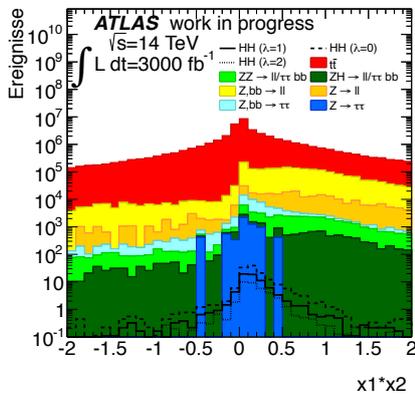
(b)



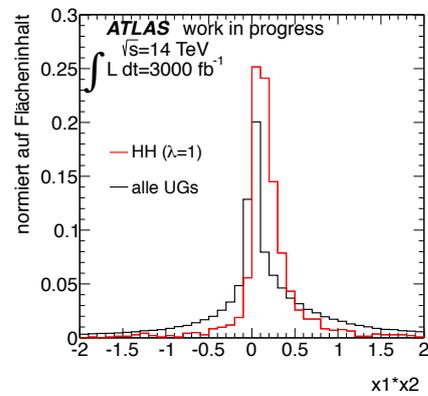
(c)



(d)



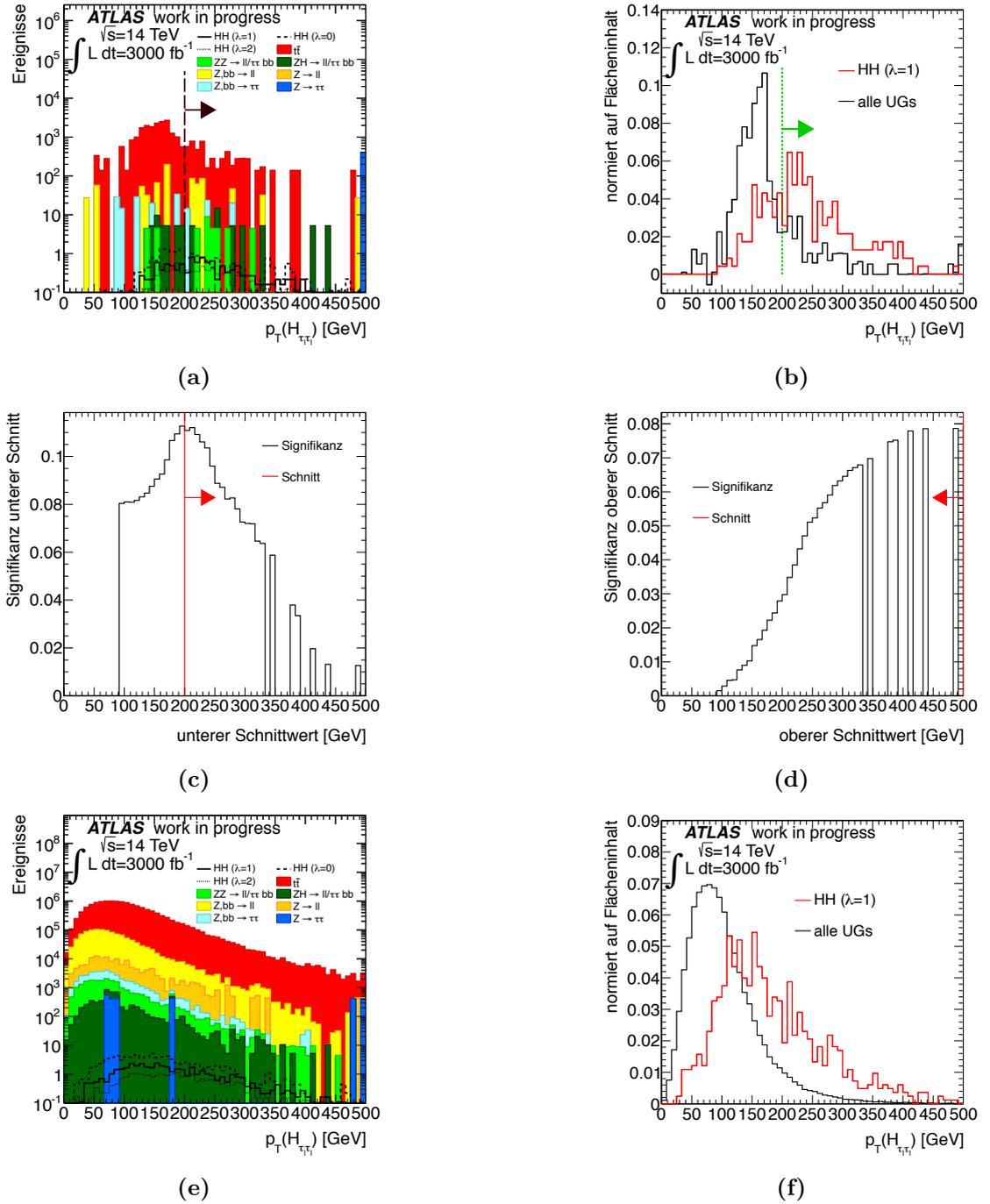
(e)



(f)

**Abb. 5.7:** Die Verteilung von  $x_1 \cdot x_2$ . In (a) und (e) die logarithmische Auftragung aller Untergrundprozesse getrennt (farbig) und der Signalprozesse in schwarz. In (b) und (f) die auf den Flächinhalt normierten Verteilungen. Hier wurden in schwarz alle UG-Prozesse zusammengefasst. In rot ist das SM-Signal zu sehen. (a) und (b) sind die Verteilungen nach den zuvor angewandten Schnitten, (e) und (f) ohne diese Schnitte. Die Linien mit Pfeil geben in (a) und (b) jeweils den gewählten Schnittwert an. In (c) und (d) sind die Signifikanzkurven (schwarz) zu sehen und in rot der optimale Schnittwert.

## 5 Analyse



**Abb. 5.8:** Die Verteilung von  $p_T(H_{\tau,\tau_l})$ . In (a) und (e) die logarithmische Auftragung aller Untergrundprozesse getrennt (farbig) und der Signalprozesse in schwarz. In (b) und (f) die auf den Flächeneinhalt normierten Verteilungen. Hier wurden in schwarz alle UG-Prozesse zusammengefasst. In rot ist das SM-Signal zu sehen. (a) und (b) sind die Verteilungen nach den zuvor angewandten Schnitten, (e) und (f) ohne diese Schnitte. Die Linien mit Pfeil geben in (a) und (b) jeweils den gewählten Schnittwert an. In (c) und (d) sind die Signifikanzkurven (schwarz) zu sehen und in rot der optimale Schnittwert.

Schnitt zu 100 %, der Prozess  $Z \rightarrow \ell\ell + jets$  zu 0 %, von beiden ist vor dem Schnitt aber auch nur noch ein Bin vorhanden.

In Abbildung 5.8b der Impulsverteilung ist schon zu erkennen, dass die statistischen Schwankungen immer größere Probleme bereiten. Die Signifikanzkurven, Abbildung 5.8c und 5.8d, des Signifikanzwerkzeugs weisen immer mehr Sprünge auf. Deswegen ist es hier sinnvoll zusätzlich die Verteilung ohne zuvor angewandte Schnitte zu betrachten. Diese ist in Abbildung 5.8e zu sehen. Es ist zu erkennen, dass sich der Schwerpunkt der Verteilung sowohl vom Signal als auch vom Untergrund nach den bisher angewandten Schnitten zu größeren Werten hin verschoben hat. Es wird ein Schnitt auf  $p_T(\mathbf{H}_{\tau,\tau}) > \mathbf{200 GeV}$  festgelegt, dort wo die Signifikanzkurve, Abbildung 5.8c ihr Maximum hat. Dieser Schnitt hat gegen  $t\bar{t}$  die größte Trennkraft. Dies ist auch in Abbildung 5.8a zu sehen,  $t\bar{t}$  hat dort unterhalb des Schrittwerts eine leichte Erhöhung. Keine Trennkraft hat er gegen den Prozess  $Z \rightarrow \tau\tau + jets$ , wobei hier bis zu dem noch folgenden Schnitt auf die kollineare Masse nur ein Bin vorhanden ist.

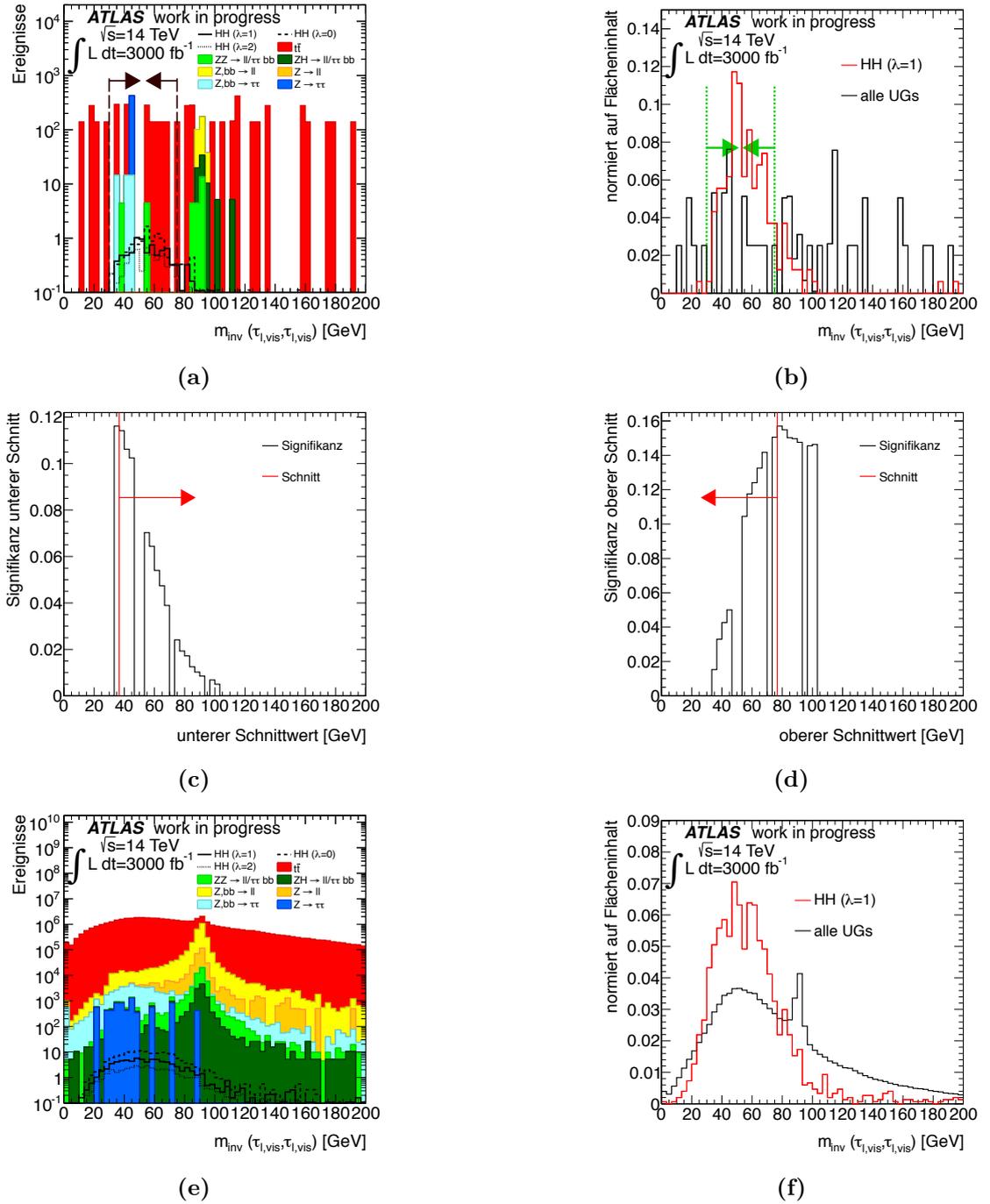
$$m_{inv}(\tau_{\ell,vis}\tau_{\ell,vis})$$

Der nächste Schnitt ist der Schnitt auf die invariante Masse  $m_{inv}(\tau_{\ell,vis}\tau_{\ell,vis})$  der beiden Leptonen. Ihr Erwartungswert liegt unterhalb der Higgs-Boson-Masse, da die Neutrinos in der Berechnung fehlen. Die Verteilung ist in den Abbildungen 5.9a und 5.9b zu sehen. Es wird das Massenfenster  $\mathbf{30 GeV} < m_{inv}(\tau_{\ell,vis}\tau_{\ell,vis}) < \mathbf{75 GeV}$  behalten. Auch wenn man die Verteilung der invarianten Masse ohne Schnitte betrachtet, kann man dieses Schnittfenster bestätigen, genauso wie mit den Signifikanzkurven, siehe Abbildung 5.9c und 5.9d. Die Verteilung ohne vorher angewandte Schnitte ist in Abbildung 5.9e und 5.9f zu sehen. Der Prozess  $t\bar{t}$  ist hier recht gleichverteilt. Bei 90 GeV, der  $Z$ -Masse, ist eine Anhäufung an Ereignissen der Prozesse  $Z \rightarrow \ell\ell + (2b)jets$ ,  $ZH \rightarrow \ell\ell/\tau\tau bb$  und  $ZZ \rightarrow \ell\ell/\tau\tau bb$  zu sehen. Eine weitere leichtere Anhäufung von  $Z$ -Prozessen ist im Bereich um 40 GeV zu sehen, diese entsteht durch die  $Z$ -Bosonen, die erst in  $\tau$ -Leptonen zerfallen und nicht direkt in Elektron oder Myon. Die  $\tau$ -Leptonen können dann leptonisch weiterzerfallen und Neutrinos im Endzustand haben, dadurch wird die berechnete invariante Masse zu niedrigeren Werten verschoben. Um diese Ereignisse ebenfalls wegzuschneiden müsste man stärker in das Signal heineinschneiden, was aufgrund der geringen Anzahl nicht wünschenswert ist. Stattdessen wird versucht diese Ereignisse über die Verteilung der kollinearen Masse zu unterdrücken, da diese Prozesse dann bei 90 GeV eine Anhäufung aufweisen sollten, da hier die Neutrinos mitberücksichtigt werden.

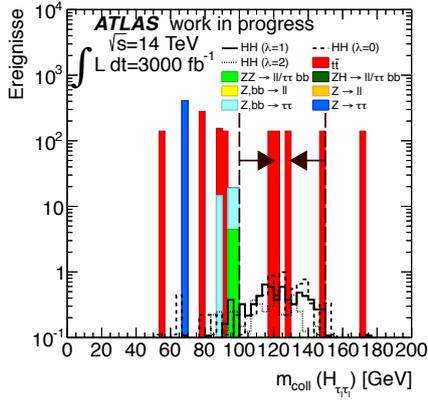
$$m_{coll}(\mathbf{H}_{\tau\ell\tau\ell})$$

Der letzte Schnitt wird auf die Verteilung der kollinearen Masse, also der Higgs-Boson-Masse, angewandt. Auf diese hätte aufgrund der Signifikanz schon früher geschnitten werden können, sie soll jedoch als finale Diskriminante dienen. Da sie mit Hilfe der kollinearen Näherung, siehe Kapitel 5.1.2, rekonstruiert wird, sollte der Mittelwert der Verteilung der Higgs-Boson-Masse entsprechen. In den Abbildungen 5.10a und 5.10b ist dies auch zu erkennen, der Erwartungswert der Verteilung liegt unge-

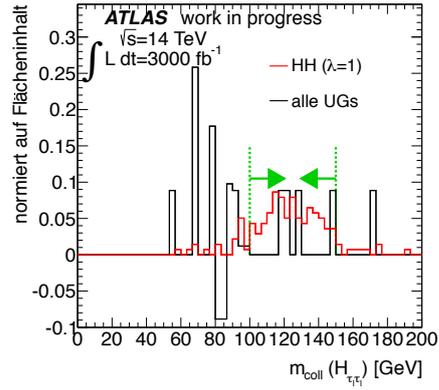
## 5 Analyse



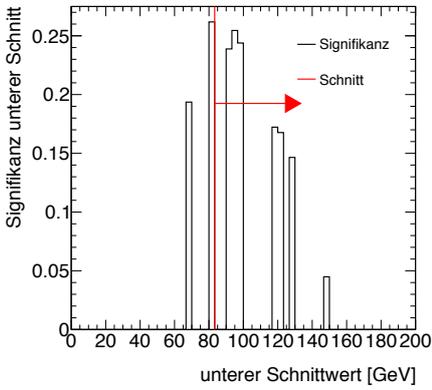
**Abb. 5.9:** Die Verteilung von  $m_{inv}(\tau_{\ell,vis}, \tau_{\ell,vis})$ . In (a) und (e) die logarithmische Auftragung aller Untergrundprozesse getrennt (farbig) und der Signalprozesse in schwarz. In (b) und (f) die auf den Flächeninhalt normierten Verteilungen. Hier wurden in schwarz alle UG-Prozesse zusammengefasst. In rot ist das SM-Signal zu sehen. (a) und (b) sind die Verteilungen nach den zuvor angewandten Schnitten, (e) und (f) ohne diese Schnitte. Die Linien mit Pfeil geben in (a) und (b) jeweils den gewählten Schnittwert an. In (c) und (d) sind die Signifikanzkurven (schwarz) zu sehen und in rot der optimale Schnittwert.



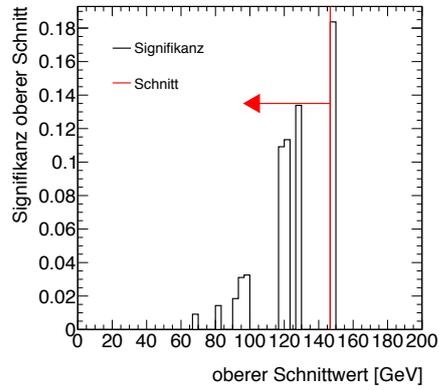
(a)



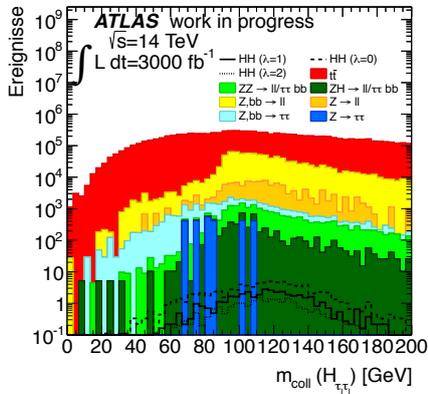
(b)



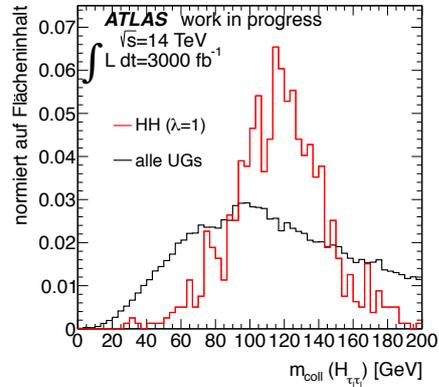
(c)



(d)



(e)



(f)

**Abb. 5.10:** Die Verteilung von  $m_{coll}(H_{\tau_\ell, \tau_\ell})$ . In (a) und (e) die logarithmische Auftragung aller Untergrundprozesse getrennt (farbig) und der Signalprozesse in schwarz. In (b) und (f) die auf den Flächeninhalt normierten Verteilungen. Hier wurden in schwarz alle UG-Prozesse zusammengefasst. In rot ist das SM-Signal zu sehen. (a) und (b) sind die Verteilungen nach den zuvor angewandten Schnitten, (e) und (f) ohne diese Schnitte. Die Linien mit Pfeil geben in (a) und (b) jeweils den gewählten Schritzwert an. In (c) und (d) sind die Signifikanzkurven (schwarz) zu sehen und in rot der optimale Schritzwert.

fähr bei der Higgs-Boson-Masse von  $m_H = 125$  GeV. Es wird ein Massenfenster von **100 GeV**  $< m_{coll}(H_{\tau_\ell, \tau_\ell}) < 150$  GeV symmetrisch um die Higgs-Masse behalten. So werden die oben bei der invarianten Masse der beiden Leptonen genannten Ereignisse, die nun (größtenteils) wirklich bei der  $Z$ -Masse von 90 GeV eine Anhäufung aufweisen, unterdrückt. Dies wäre nicht der Fall, wenn man, wie in Abbildung 5.10c zu sehen, als unteren Schnitt 83 GeV nutzen würde. In dieser Abbildung ist aber auch zu sehen, dass die Signifikanz für den gewählten unteren Schnitt von 100 GeV nicht viel geringer ist. Desweiteren ist zum Vergleich in Abbildung 5.10e und 5.10f die Verteilung der kollinearen Masse zu sehen, bevor Schnitte angewandt wurden.

Somit ist es möglich alle Untergrundprozesse bis auf  $t\bar{t}$  vollständig zu unterdrücken. Nach allen oben genannten Schnitten sind im voll-leptonischen Kanal noch  $6,0 \pm 0,6$  Standardmodell-Signalereignisse und  $560 \pm 343$  Untergrundereignisse, nur  $t\bar{t}$ , übrig. Dies ergibt ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von  $s/b = 0,011 \pm 0,007$  und eine Signifikanz von  $Z = 0,25 \pm 0,08$ . Vor der Selektion, also ohne Schnitte betrug die Signifikanz  $Z = 0,0112 \pm 0,0003$ . Für  $\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$  beträgt die Signifikanz nach der Selektion  $Z = 0,28 \pm 0,09$ , für  $\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$  ist  $Z = 0,15 \pm 0,05$ . Um eine statistisch wertvolle Aussage zu treffen bedarf es einer um den Faktor 10 bis 100 größeren Anzahl simulierter Ereignisse. Deren Generierung war im Zeitrahmen der Bachelorarbeit nicht möglich. An Hand von mehr Ereignissen lässt sich die Signifikanz durch Schnitte auf weitere Observablen wahrscheinlich weiter erhöhen.

In Tabelle 5.2 sind alle Schnitte, sowie die zugehörigen Signifikanzen zusammengefasst. Desweiteren ist eine Tabelle mit der Anzahl an Ereignissen nach jedem Schnitt getrennt nach den Prozessen in Tabelle 5.3 zu sehen, sowie eine Tabelle mit den Schnitoeffizienzen 5.4.

Nr.	Schnitte Variable und Wert	Signifikanz $Z$		
		$\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$
0				
1	2 $\ell$ und 2 $b$ -Jets	$0,0219 \pm 0,0006$	$0,0112 \pm 0,0003$	$0,00579 \pm 0,00014$
2	$E_T^{miss} > 50$ GeV	$0,0215 \pm 0,0006$	$0,0118 \pm 0,0003$	$0,00619 \pm 0,00016$
3	$m_{CT} > 135$ GeV	$0,069 \pm 0,004$	$0,0435 \pm 0,0020$	$0,0289 \pm 0,0011$
4	$90 \text{ GeV} < m_{inv}(H_{bb}) < 140$ GeV	$0,116 \pm 0,007$	$0,073 \pm 0,003$	$0,048 \pm 0,002$
5	$0,1 < x_1 \cdot x_2 < 1$	$0,130 \pm 0,011$	$0,079 \pm 0,006$	$0,055 \pm 0,004$
6	$p_T(H_{\tau_\ell, \tau_\ell}) > 200$ GeV	$0,148 \pm 0,019$	$0,111 \pm 0,013$	$0,075 \pm 0,008$
7	$30 \text{ GeV} < m_{inv}(\tau_{\ell, vis} \tau_{\ell, vis}) < 75$ GeV	$0,24 \pm 0,06$	$0,19 \pm 0,04$	$0,13 \pm 0,03$
8	$100 \text{ GeV} < m_{coll}(H_{\tau_\ell, \tau_\ell}) < 150$ GeV	$0,28 \pm 0,09$	$0,25 \pm 0,08$	$0,15 \pm 0,05$

**Tabelle 5.2:** Signifikanzen nach den einzelnen Selektionsschnitten für  $3000 \text{ fb}^{-1}$  für die drei verschiedenen Hypothesen für  $\lambda$ .

Nr.	Schnitt	$\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$	$t\bar{t}$
0	Grundgesamtheit	$1909 \pm 15$	$910 \pm 7$	$430 \pm 3$	$1591910656 \pm 542416$
1	$2 \ell$	$597,1 \pm 8,1$	$295,0 \pm 4,0$	$146,4 \pm 1,9$	$206858592 \pm 194833$
2	$2 \ell, 2 b$	$159,7 \pm 4,2$	$81,3 \pm 2,1$	$42,2 \pm 1,0$	$50157108 \pm 95938$
3	$E_T^{miss}$	$125,0 \pm 3,7$	$68,6 \pm 1,9$	$36,0 \pm 0,9$	$33565328 \pm 78424$
4	$m_{CT}$	$43,2 \pm 2,2$	$27,4 \pm 1,2$	$18,2 \pm 0,7$	$381346 \pm 8538$
5	$m_{inv}(H_{b,b})$	$35,6 \pm 2,0$	$22,5 \pm 1,1$	$14,6 \pm 0,6$	$89803 \pm 4063$
6	$x_1 \cdot x_2$	$20,8 \pm 1,5$	$12,7 \pm 0,8$	$8,7 \pm 0,5$	$24097 \pm 2106$
7	$p_T(H_{\tau_e, \tau_e})$	$11,8 \pm 1,1$	$8,8 \pm 0,7$	$6,0 \pm 0,4$	$5464 \pm 1001$
8	$m_{inv}(\ell, \ell)$	$9,6 \pm 1,0$	$7,5 \pm 0,6$	$5,1 \pm 0,4$	$1121 \pm 524$
9	$m_{cal}(H_{\tau_e, \tau_e})$	$6,7 \pm 0,9$	$6,0 \pm 0,6$	$3,5 \pm 0,3$	$560,4 \pm 343,2$

Nr.	$ZZ$	$ZH$	$Z \rightarrow \ell\ell + 2bjets + jets$	$Z \rightarrow \ell\ell + jets$	$Zs \rightarrow \tau\tau + 2bjet$	$Z \rightarrow \tau\tau + jets$
0	$443100 \pm 1401$	$154350 \pm 891$	$213483584 \pm 146536$	$1081636992 \pm 703051$	$7230000 \pm 10225$	$540130240 \pm 517771$
1	$223506,3 \pm 995,2$	$53549,2 \pm 524,9$	$106938200,0 \pm 104120,2$	$464357632,0 \pm 460285,1$	$289835,7 \pm 2047,2$	$5963033,0 \pm 53970,2$
2	$38940,8 \pm 415,4$	$12265,7 \pm 251,2$	$2492048,8 \pm 14419,7$	$256069,0 \pm 10380,8$	$41025,0 \pm 770,2$	$6828,1 \pm 1724,8$
3	$2273,2 \pm 100,4$	$1260,5 \pm 80,5$	$171538,4 \pm 3538,4$	$21898,3 \pm 3033,8$	$16875,6 \pm 494,0$	$4715,9 \pm 1435,3$
4	$257,0 \pm 33,7$	$313,8 \pm 40,2$	$10510,8 \pm 797,0$	$2616,4 \pm 1072,0$	$1489,5 \pm 146,8$	$817,3 \pm 577,9$
5	$88,6 \pm 19,8$	$236,7 \pm 34,9$	$2339,1 \pm 360,1$	$411,4 \pm 411,4$	$419,4 \pm 77,9$	$408,7 \pm 408,7$
6	$39,9 \pm 13,3$	$87,5 \pm 21,2$	$717,5 \pm 205,2$	$0,0 \pm 0,0$	$159,1 \pm 48,0$	$408,7 \pm 408,7$
7	$31,0 \pm 11,7$	$56,6 \pm 17,1$	$304,5 \pm 108,3$	$0,0 \pm 0,0$	$43,4 \pm 25,0$	$408,7 \pm 408,7$
8	$8,9 \pm 6,3$	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$43,4 \pm 25,0$	$408,7 \pm 408,7$
9	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$

**Tabelle 5.3:** Die Anzahl an Ereignissen des voll-leptonischen Kanals getrennt nach den Prozessen. Alle Ereignisse sind auf  $3000 \text{ fb}^{-1}$  gewichtet. In der Grundgesamtheit wurden zuvor Objektschnitte angewandt:  $p_{T,\ell} > 15 \text{ GeV}$ ,  $p_{T,b} > 20 \text{ GeV}$ ,  $|\eta_{b,\mu}| < 2,5$  und  $|\eta_e| < 2,47$ . Die angegebenen Fehler entsprechen der Standardabweichung.

Nr. $i/(i+1)$	$\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$	$t\bar{t}$
1/0	0,3128 $\pm$ 0,0049	0,3241 $\pm$ 0,0050	0,3402 $\pm$ 0,0051	0,1299 $\pm$ 0,0001
2/1	0,2674 $\pm$ 0,0079	0,2758 $\pm$ 0,0080	0,2879 $\pm$ 0,0079	0,2425 $\pm$ 0,0005
3/2	0,7826 $\pm$ 0,0310	0,8429 $\pm$ 0,0320	0,8530 $\pm$ 0,0304	0,6692 $\pm$ 0,0020
4/3	0,3457 $\pm$ 0,0203	0,4002 $\pm$ 0,0209	0,5065 $\pm$ 0,0229	0,0114 $\pm$ 0,0003
5/4	0,8240 $\pm$ 0,0619	0,8200 $\pm$ 0,0540	0,8022 $\pm$ 0,0443	0,2355 $\pm$ 0,0119
6/5	0,5851 $\pm$ 0,0536	0,5632 $\pm$ 0,0458	0,5980 $\pm$ 0,0402	0,2683 $\pm$ 0,0264
7/6	0,5661 $\pm$ 0,0685	0,6949 $\pm$ 0,0706	0,6836 $\pm$ 0,0570	0,2267 $\pm$ 0,0460
8/7	0,8131 $\pm$ 0,1174	0,8476 $\pm$ 0,0977	0,8471 $\pm$ 0,0804	0,2051 $\pm$ 0,1030
9/8	0,7011 $\pm$ 0,1171	0,8058 $\pm$ 0,1023	0,6878 $\pm$ 0,0753	0,5000 $\pm$ 0,3853

Nr. $i/(i+1)$	$ZZ$	$ZH$	$Z \rightarrow \ell\ell + 2bjets + jets$	$Z \rightarrow \ell\ell + jets$	$Z \rightarrow \tau\tau + 2bjets$	$Z \rightarrow \tau\tau + jets$
1/0	0,5044 $\pm$ 0,0028	0,3469 $\pm$ 0,0039	0,5009 $\pm$ 0,0006	0,4293 $\pm$ 0,0005	0,0401 $\pm$ 0,0003	0,0110 $\pm$ 0,0001
2/1	0,1742 $\pm$ 0,0020	0,2291 $\pm$ 0,0052	0,0233 $\pm$ 0,0001	0,0006 $\pm$ 0,0000	0,1415 $\pm$ 0,0028	0,0011 $\pm$ 0,0003
3/2	0,0584 $\pm$ 0,0027	0,1028 $\pm$ 0,0069	0,0688 $\pm$ 0,0015	0,0855 $\pm$ 0,0123	0,4114 $\pm$ 0,0143	0,6907 $\pm$ 0,2732
4/3	0,1131 $\pm$ 0,0157	0,2490 $\pm$ 0,0356	0,0613 $\pm$ 0,0048	0,1195 $\pm$ 0,0517	0,0883 $\pm$ 0,0091	0,1733 $\pm$ 0,1334
5/4	0,3448 $\pm$ 0,0894	0,7541 $\pm$ 0,1473	0,2225 $\pm$ 0,0382	0,1573 $\pm$ 0,1699	0,2816 $\pm$ 0,0592	0,5000 $\pm$ 0,6124
6/5	0,4500 $\pm$ 0,1806	0,3696 $\pm$ 0,1049	0,3067 $\pm$ 0,0996	0,0000 $\pm$ 0,0000	0,3793 $\pm$ 0,1343	1,0000 $\pm$ 1,4142
7/6	0,7778 $\pm$ 0,3920	0,6471 $\pm$ 0,2504	0,4243 $\pm$ 0,1937		0,2727 $\pm$ 0,1776	1,0000 $\pm$ 1,4142
8/7	0,2857 $\pm$ 0,2291	0,0000 $\pm$ 0,0000	0,0000 $\pm$ 0,0000		1,0000 $\pm$ 0,8165	1,0000 $\pm$ 1,4142
9/8	0,0000 $\pm$ 0,0000				0,0000 $\pm$ 0,0000	0,0000 $\pm$ 0,0000

**Tabelle 5.4:** Die Schnittrffizienzen des voll-leptonischen Kanals getrennt nach den Prozessen. Die angegebenen Fehler entsprechen der Standardabweichung.

### 5.4.2 Der semi-leptonische Kanal

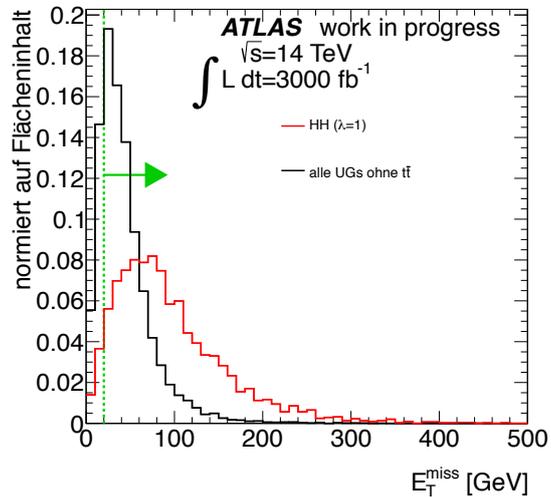
Aus dem Signalprozess  $gg \rightarrow H \rightarrow HH \rightarrow (b\bar{b})(\tau^+\tau^-) \rightarrow (b\bar{b})(h \begin{smallmatrix} (-) \\ \nu_\tau \end{smallmatrix} \ell \begin{smallmatrix} (-) \\ \nu_\ell \end{smallmatrix} \begin{smallmatrix} (-) \\ \nu_\tau \end{smallmatrix})$  ergeben sich als Endprodukte zwei  $b$ -Jets, ein Lepton  $\ell$  (Elektron oder Myon), der sichtbare Anteil eines hadronisch zerfallenen Taus  $h$  und drei Neutrinos  $\nu$ .

Zunächst werden genau ein Lepton und mindestens ein hadronisches Tau gefordert, sowie genau zwei  $b$ -Jets. Auch in diesem Kanal können die drei Neutrinos nicht gefordert werden, da sie insgesamt nur als fehlende transversale Energie  $E_T^{miss}$  vorliegen.

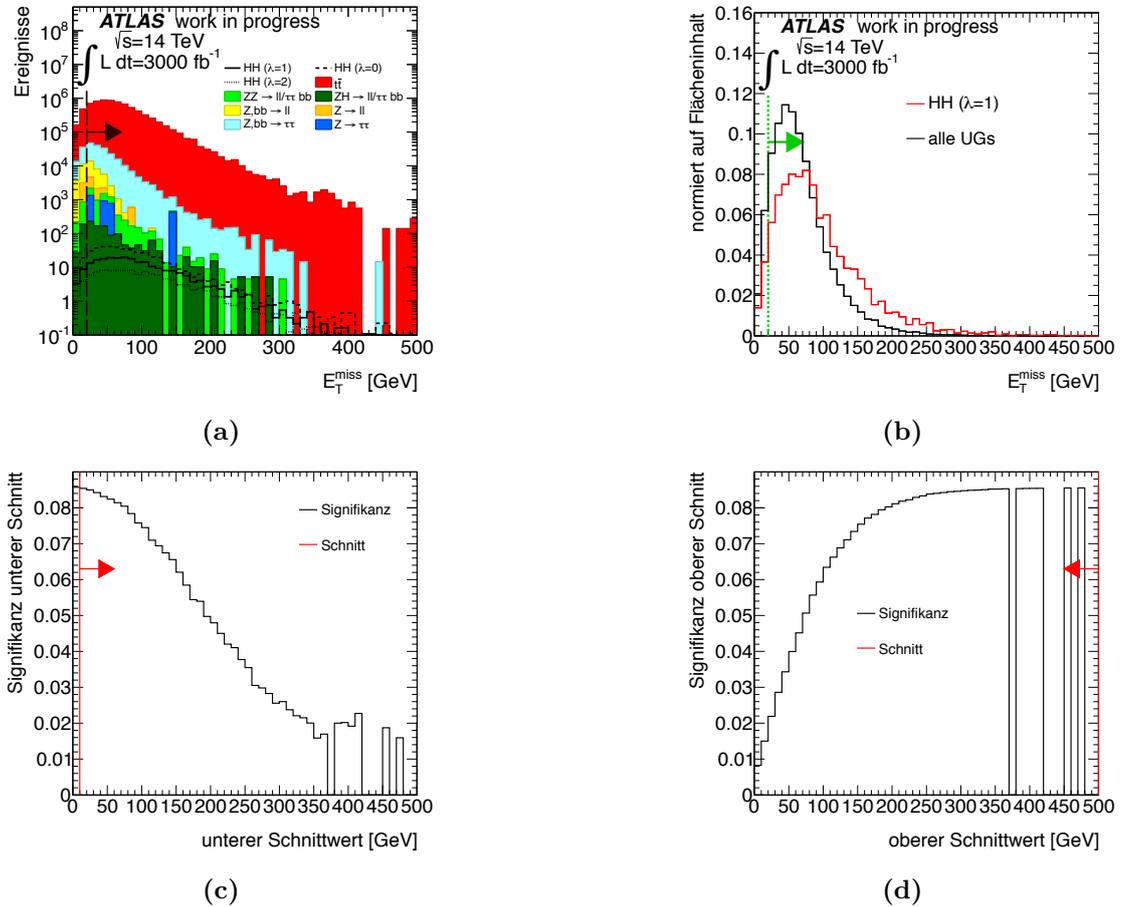
#### $E_T^{miss}$

Auf die fehlende transversale Energie wird auch hier gleich zu Anfang mit  $E_T^{miss} > 20 \text{ GeV}$  geschnitten, da die Unsicherheiten darunter zu groß sind. Die Verteilung der fehlenden transversalen Energie ist in Abbildung 5.11a und 5.11b zu sehen.

Wie in Abbildung 5.12 zu sehen, in der, wie in Abbildung 5.11b alle Untergrundprozesse zusammengefasst sind, jedoch ohne  $t\bar{t}$ , könnte man auch hier auf  $E_T^{miss} > 50 \text{ GeV}$  schneiden, so wie im voll-leptonischen Kanal. Da unter den Endprodukten des semi-leptonischen Kanals jedoch nur drei und keine vier Neutrinos sind, ist hier die Verteilung des Signals im Vergleich zum voll-leptonischen Kanal zu niedrigeren Werten verschoben, wodurch man durch einen härteren Schnitt mehr Signal wegschneiden würde. Dies hätte negative Auswirkungen auf die Signifikanz am Ende der Selektion. Die beiden Untergrundprozesse  $ZZ$  und  $ZH$ , sowie  $Z \rightarrow \tau\tau + (2b)jets$  haben jeweils, so wie das Signal, drei Neutrinos im Endzustand. Der Untergrund  $t\bar{t}$  hat drei oder fünf Neutrinos im Endzustand. Die Verteilungen dieser fünf Prozesse haben also einen ähnlichen Verlauf wie die des Signals. Nur die beiden Prozesse  $Z \rightarrow \ell\ell + (2b)jets$  haben keine Neutrinos im Endzustand und könnten durch einen härteren Schnitt stärker unterdrückt werden. Da sie aber ein hadronisches Tau nur durch Fehlidentifikation eines Jets im Endzustand haben können, sind diese beiden Prozesse nicht allzu schwer zu unterdrücken, wie man nachfolgend sehen wird. Auch die Signifikanzkurven (für alle Untergrundprozesse, mit  $t\bar{t}$ ), siehe Abbildung 5.11c und 5.11d, bestätigen die Wahl nicht stärker zu schneiden. In einer Tabelle 5.5 am Ende des Kapitels sind alle Schnitte zusammengefasst.



**Abb. 5.12:** Auf den Flächeninhalt normierte Verteilungen des Signals (rot) und aller addierter UG-Prozesse ohne  $t\bar{t}$  (schwarz).



**Abb. 5.11:** Die Verteilung von  $E_T^{miss}$ . In (a) die logarithmische Auftragung aller Untergrundprozesse getrennt (farbig) und der Signalprozesse in schwarz. In (b) die auf den Flächeninhalt normierten Verteilungen. Hier wurden in schwarz alle UG-Prozesse zusammengefasst. In rot ist das SM-Signal zu sehen. Die Linien mit Pfeil geben in (a) und (b) jeweils den gewählten Schnittwert an. In (c) und (d) sind die Signifikanzkurven (schwarz) zu sehen.

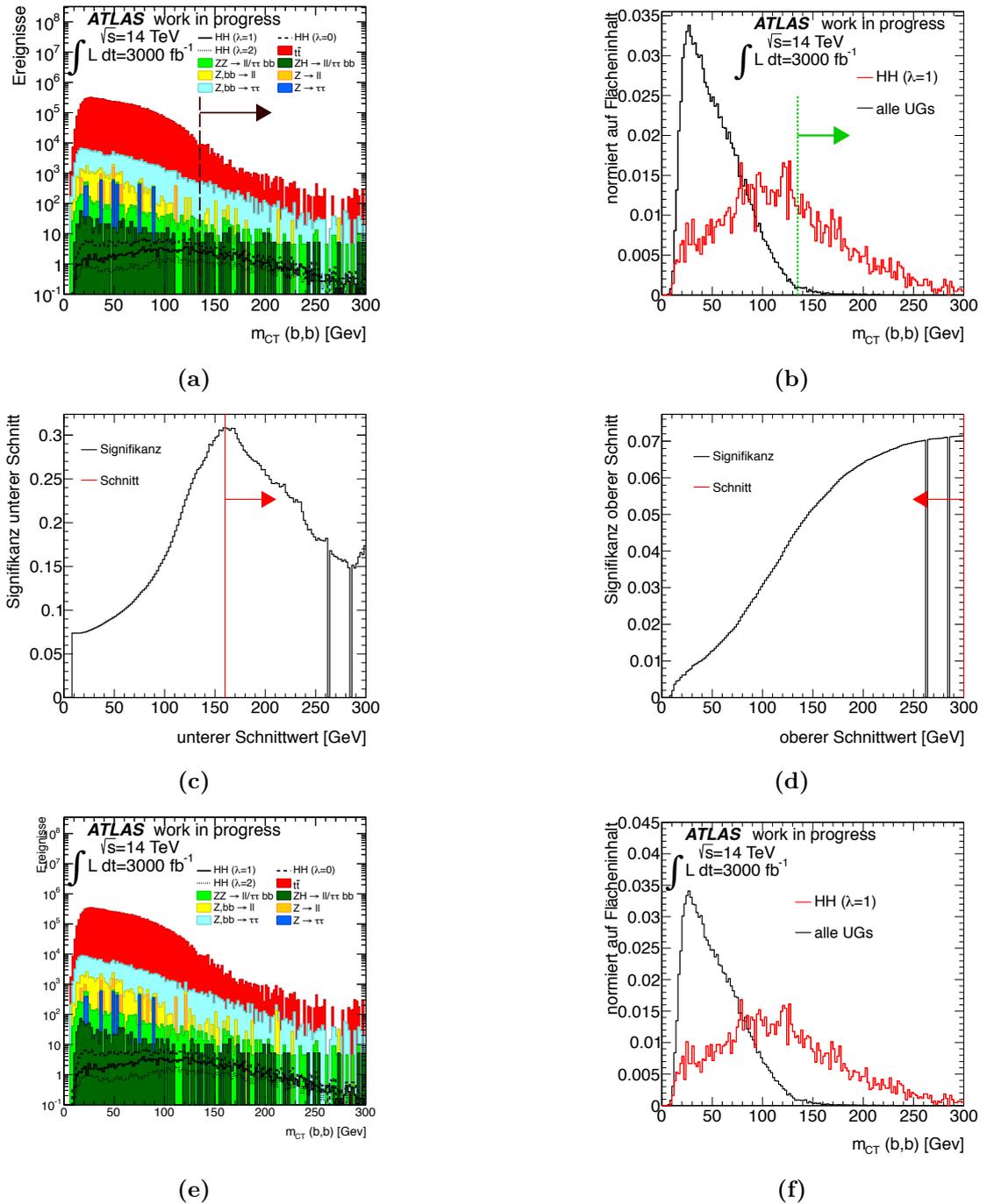
$m_{CT}$ 

Der größte und am schwersten zu unterdrückende Untergrund ist auch im semi-leptonischen Kanal  $t\bar{t}$ . Aufgrund des Endpunkts von  $t\bar{t}$  in der Verteilung der kontraversalen Masse wird als nächstes ein Schnitt auf diese durchgeführt,  $m_{CT} > 135 \text{ GeV}$ . Dieser Wert entspricht dem berechneten aus Kapitel 5.1.3. So wie schon beim voll-leptonischen Kanal ist die berechnete Signifikanz bei einem höheren Schnittwert,  $m_{CT} > 160 \text{ GeV}$ , am größten, siehe Abbildung 5.13e. Die Signifikanzmaximierung ist aber stark von den Fluktuationen des Signals abhängig, wodurch primär auf physikalisch sinnvolle Werte geschnitten wird. Außerdem wird versucht nicht noch stärker in das Signal hineinzuschneiden. Die Verteilung der kontraversalen Masse  $m_{CT}$  ist in Abbildung 5.13a und 5.13b zu sehen. Es passieren zwar nur  $38,5 \pm 1,1 \%$  des Standardmodell-Signals diesen Schnitt, jedoch werden  $99 \%$   $t\bar{t}$  und  $77\text{-}98 \%$  der anderen Untergrundprozesse unterdrückt (relative Schnitteffizienz). Die beiden Prozesse  $Zs \rightarrow \ell\ell + jet$  und  $Z \rightarrow \tau\tau + jets$  sind nach diesem Schnitt sogar vollständig unterdrückt. Wie schon in Kapitel 4.2 erläutert war es zu erwarten, dass diese beiden Prozesse leichter zu unterdrücken sind als die anderen, da hier keine  $b$ -Jets im Endzustand sind, sondern nur Jets, die als  $b$ -Jets fehlidentifiziert werden können.

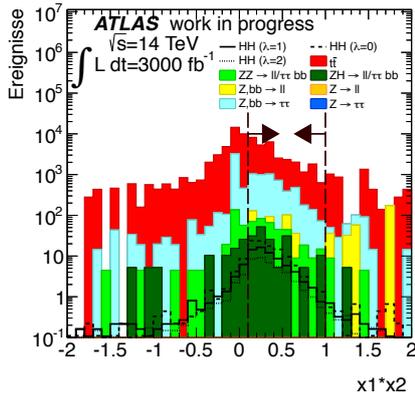
 $p_T(H_{\tau\ell\tau_h})$ 

Mit Hilfe des Signifikanzwerkzeugs wird ermittelt, dass der transversale Impuls des  $\tau$ - $\tau$ -Systems die Observable mit der nun größten Trennkraft ist. Dieser Impuls wird mit der kollinearen Näherung rekonstruiert und entspricht dadurch dem Impuls des einen Higgs-Bosons. Wie in Kapitel 5.1.2 erläutert darf das Produkt der beiden Impulsanteile  $x_1$  und  $x_2$  zur Rekonstruktion des Impuls-Vierervektors aber nur in dem physikalisch sinnvollen Bereich  $0,1 < \mathbf{x}_1 \cdot \mathbf{x}_2 < 1$  liegen. Deswegen muss vor dem Schnitt auf den Impuls zuerst ein Schnitt auf die Impulsanteile mit den oben angegebenen Werten durchgeführt werden. Die Verteilung vor dem Schnitt ist in Abbildung 5.14a und 5.14b zu sehen. Die von der Rekonstruktion vorgegebenen Schnittwerte sind mit denen der Signifikanzkurven vereinbar, siehe Abbildung 5.14c und 5.14d. Die Signifikanzkurve des oberen Schnitts ist im Bereich des Schnittwerts flach. Die Schnitteffizienz ist für alle Untergrundprozesse kleiner als für die Signalprozesse, wodurch das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis auch hier verbessert werden kann. Die Verteilung des Transversalimpulses des Higgs-Bosons nach dem Schnitt auf das Produkt der Impulsanteile ist in Abbildung 5.15a und 5.15b zu sehen. Vor allem in Abbildung 5.15b sind die statistischen Schwankungen zu sehen, die immer größer werden, je fortgeschrittener die Selektion ist und die die Ermittlungen eines guten Schnittwertes erschweren. Deswegen wird die Verteilung ohne Schnitte, also direkt nach dem Verlangen der Endprodukte zu Hilfe genommen. Sowohl die logarithmisch dargestellte Verteilung als auch die auf eins normierte Verteilung (mit  $t\bar{t}$ ) sind in Abbildung 5.15d und 5.15e zu sehen. Jedoch ist zu beachten, dass die davor angewandten Schnitte, aufgrund von Korrelationen der Observablen, die Verteilung beeinflussen können. Eine Verschiebung des Schwerpunkts der Verteilung ist jedoch beim Vergleich der Darstellung ohne Schnitte und mit Schnitten trotz der dann geringeren Statis-

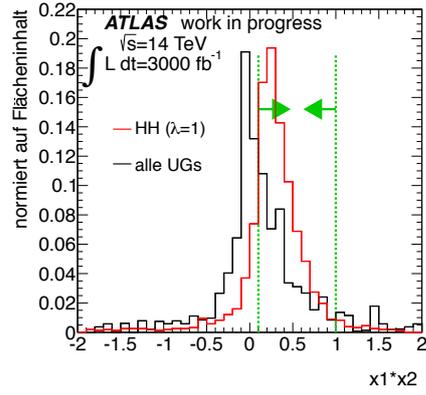
## 5 Analyse



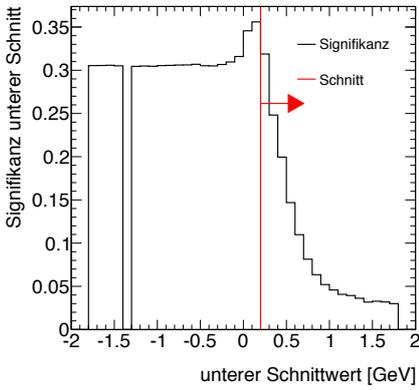
**Abb. 5.13:** Die Verteilung von  $m_{CT}$ . In (a) und (e) die logarithmische Auftragung aller Untergrundprozesse getrennt (farbig) und der Signalprozesse in schwarz. In (b) und (f) die auf den Flächeninhalt normierten Verteilungen. Hier wurden in schwarz alle UG-Prozesse zusammengefasst. In rot ist das SM-Signal zu sehen. (a) und (b) sind die Verteilungen nach den zuvor angewandten Schnitten, (e) und (f) ohne diese Schnitte. Die Linien mit Pfeil geben in (a) und (b) jeweils den gewählten Schnittwert an. In (c) und (d) sind die Signifikanzkurven (schwarz) zu sehen und in rot der optimale Schnittwert.



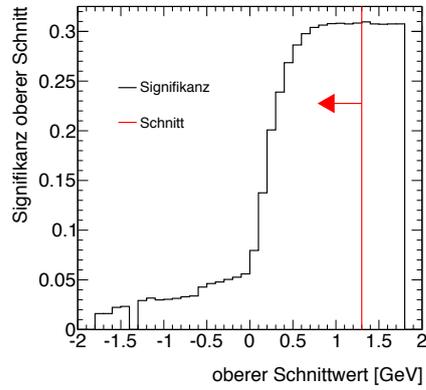
(a)



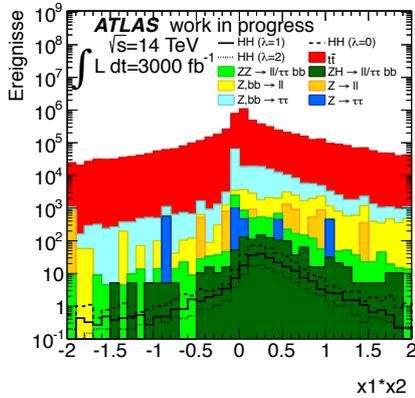
(b)



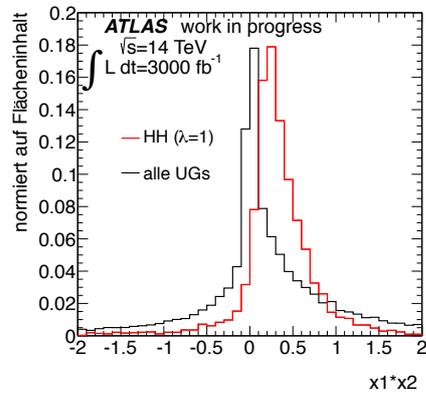
(c)



(d)



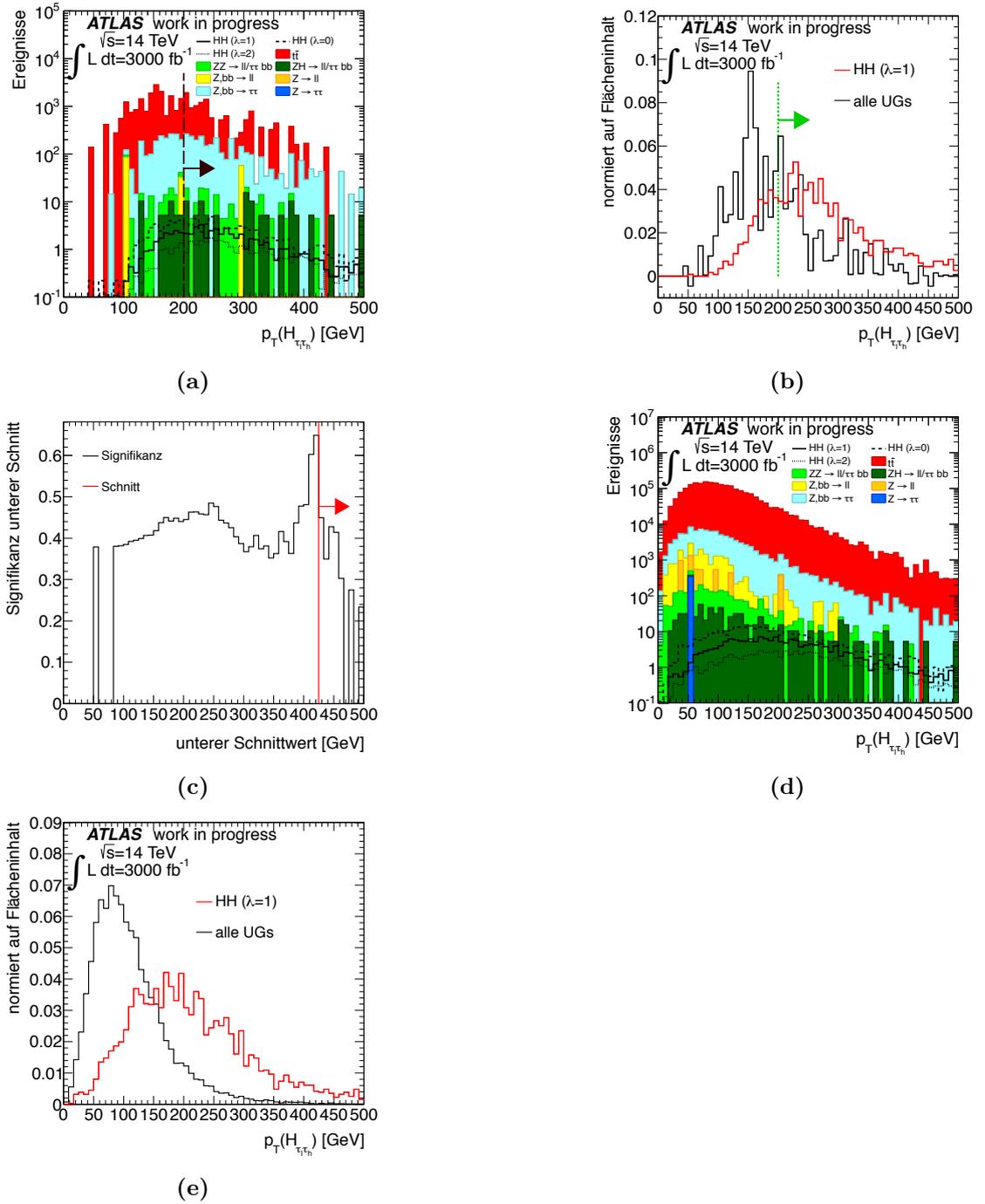
(e)



(f)

**Abb. 5.14:** Die Verteilung von  $x_1 \cdot x_2$ . In (a) und (e) die logarithmische Auftragung aller Untergrundprozesse getrennt (farbig) und der Signalprozesse in schwarz. In (b) und (f) die auf den Flächinhalt normierten Verteilungen. Hier wurden in schwarz alle UG-Prozesse zusammengefasst. In rot ist das SM-Signal zu sehen. (a) und (b) sind die Verteilungen nach den zuvor angewandten Schnitten, (e) und (f) ohne diese Schnitte. Die Linien mit Pfeil geben in (a) und (b) jeweils den gewählten Schnittwert an. In (c) und (d) sind die Signifikanzkurven (schwarz) zu sehen und in rot der optimale Schnittwert.

## 5 Analyse



**Abb. 5.15:** Die Verteilung von  $p_T(H_{\tau_1\tau_h})$ . In (a) und (e) die logarithmische Auftragung aller Untergrundprozesse getrennt (farbig) und der Signalprozesse in schwarz. In (b) und (f) die auf den Flächeneinhalt normierten Verteilungen. Hier wurden in schwarz alle UG-Prozesse zusammengefasst. In rot ist das SM-Signal zu sehen. (a) und (b) sind die Verteilungen nach den zuvor angewandten Schnitten, (e) und (f) ohne diese Schnitte. Die Linien mit Pfeil geben in (a) und (b) jeweils den gewählten Schnittwert an. In (c) und (d) sind die Signifikanzkurven (schwarz) zu sehen und in rot der optimale Schnittwert.

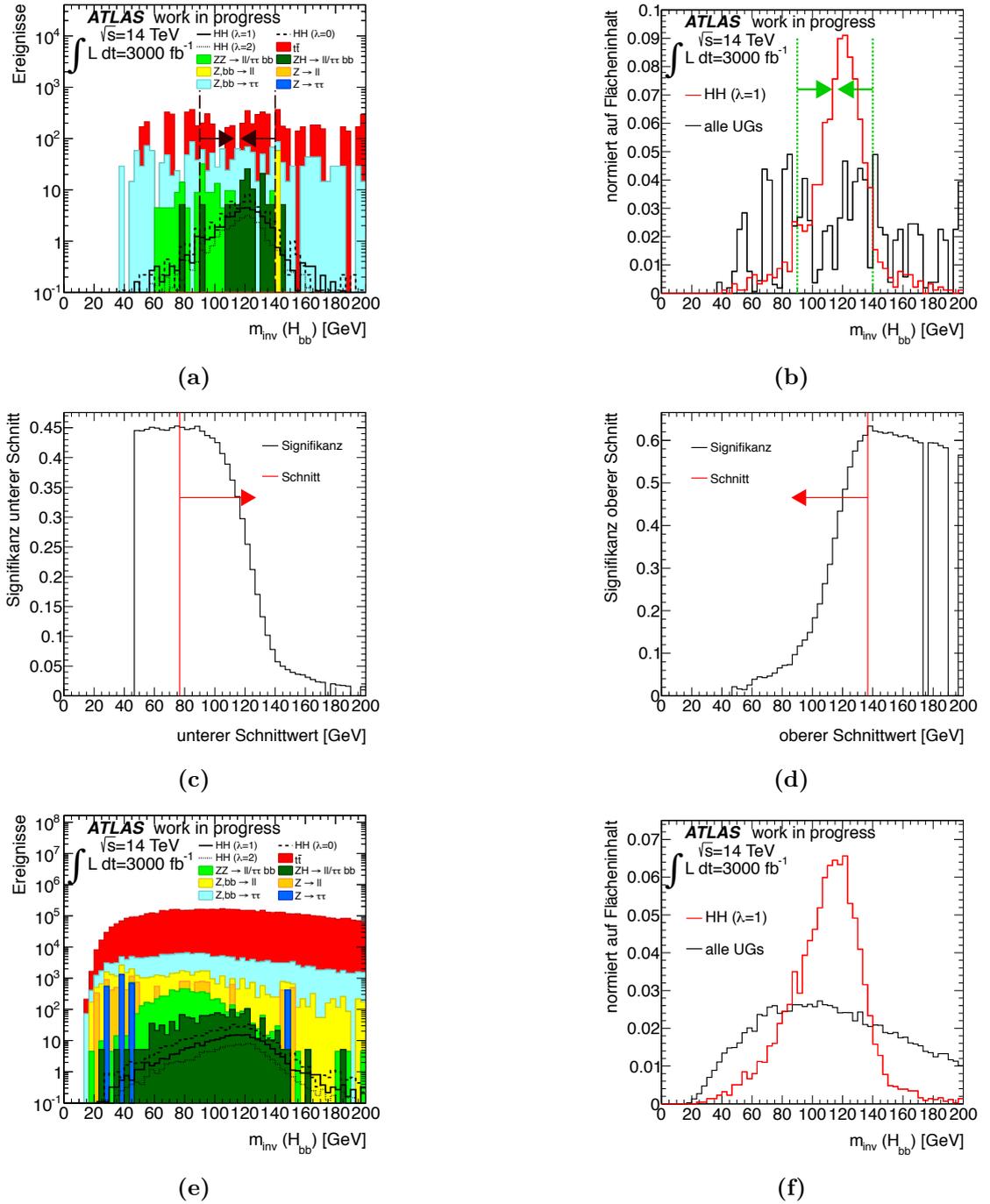
tik zu erkennen. Es wird, wie beim voll-leptonischen Kanal, auf  $p_T(\mathbf{H}_{\tau\tau_h}) > 200 \text{ GeV}$  geschnitten. Die Signifikanzkurve in Abbildung 5.15c hat ihr Maximum jedoch erst bei 425 GeV. Man sieht aber, dass die Signifikanz an dieser Stelle plötzlich ansteigt und das so gefundene Maximum auf statistische Fluktuationen zurückzuführen ist. Aufgrund von Problemen bei der Integration über die Verteilung des Transversalimpulses zur Berechnung der Signifikanz des oberen Schnittwerts fehlt diese Abbildung. Die Form der Signal- und Untergrundverteilungen verlangt jedoch nur einen unteren Schnitt.

Dieser Schnitt hat seine größte Trennkraft gegen  $t\bar{t}$ , es bleiben  $38 \pm 6\%$  übrig. Bei  $Z \rightarrow \ell\ell + 2b + jets$  bleiben zwar nur  $34 \pm 38\%$  übrig, jedoch ist die Aussagekraft dieses Wertes nicht besonders hoch, da vier unskalierte (nicht mit dem Wirkungsquerschnitt auf  $3000 \text{ fb}^{-1}$  hochgewichtete) Ereignisse auf eines reduziert werden (die auf  $3000 \text{ fb}^{-1}$  skalierte Ereigniszahl ist dann  $57 \pm 57$ ). Wenn man jedoch die Verteilung ohne angewandte Schnitte betrachtet, ist dieser Prozess vor allem bei niedrigeren Impulswerten verteilt, wodurch der Schnitt auf  $p(\mathbf{H}_{\tau\tau_h}) > 200 \text{ GeV}$  auch gegenüber diesem Untergrundprozess physikalisch sinnvoll ist.

### $m_{inv}(\mathbf{H}_{bb})$

Die nächste Observable, auf die geschnitten wird ist die invariante Masse der beiden  $b$ -Jets, diese entspricht der Masse des einen Higgs-Bosons. Es wird das gleiche Massenfenster  $90 \text{ GeV} < m_{inv}(\mathbf{H}_{bb}) < 140 \text{ GeV}$  behalten wie beim voll-leptonischen Kanal, da sich die Kinematik der beiden  $b$ -Jets in den beiden Kanälen nicht groß unterscheiden sollte und eine kohärente Analyse in beiden Kanälen wünschenswert ist. Die Verteilung ist in Abbildung 5.16a und 5.16b zu sehen. Auch entsprechen die Schnittwerte den Signifikanzkurven, die in Abbildung 5.16c und 5.16d zu sehen sind. Hier ist das Maximum für den unteren Schnitt bei 76 GeV, die Signifikanz ist für den gewählten Schnittwert von 90 GeV aber nicht viel geringer. Deutlich ist zu sehen, dass der Prozess  $ZH$  eine Anhäufung bei der Higgs-Boson-Masse von  $m_H = 125 \text{ GeV}$  aufweist, da das Higgs-Boson, wie beim Signal-Prozess, in die beiden  $b$ -Jets zerfällt. Somit hat der Schnitt gegen diesen Prozess auch die schlechteste Trennkraft. Desweiteren ist zu sehen, dass der Prozess  $Z \rightarrow \ell\ell + 2bjets + jets$  vollständig weggeschnitten wird, wobei er aber nur noch durch einen Bin vertreten wurde. Wenn man jedoch die Verteilung der invarianten Masse ohne angewandte Schnitte betrachtet, siehe Abbildung 5.16, ist zu sehen, dass die Verteilung für diesen Prozess recht gleichverteilt ist, da die beiden  $b$ -Jets nicht resonant erzeugt wurden, somit wird der Schnitt auf die invariante Masse der beiden  $b$ -Jets nicht speziell gegen diesen Untergrund genutzt. Der Prozess  $ZZ$  hat eine Anhäufung bei 90 GeV, was der  $Z$ -Masse entspricht, somit wird dieser Prozess nur teilweise unterdrückt ( $39 \pm 19\%$ ). Die anderen beiden übrigen Prozesse sind relativ gleichverteilt,  $Z \rightarrow \tau\tau + 2b$  hat zwei  $b$ -Jets aus QCD-Effekten in seinen Endprodukte, also keine resonant erzeugten. Auch bei  $t\bar{t}$  werden die beiden  $b$ -Jets nicht resonant erzeugt, da jeweils ein  $b$ -Quark von einem  $t$ -Quark stammt. Von  $Z + 2b \rightarrow \tau\tau$  passieren gegenüber dem vorigen Schnitt  $18 \pm 3\%$  den Schnitt auf die invariante Masse der beiden  $b$ -Jets, von  $t\bar{t}$  sind es  $24 \pm 7\%$ .

## 5 Analyse



**Abb. 5.16:** Die Verteilung von  $m(H_{b,b})$ . In (a) und (e) die logarithmische Auftragung aller Untergrundprozesse getrennt (farbig) und der Signalprozesse in schwarz. In (b) und (f) die auf den Flächeneinhalt normierten Verteilungen. Hier wurden in schwarz alle UG-Prozesse zusammengefasst. In rot ist das SM-Signal zu sehen. (a) und (b) sind die Verteilungen nach den zuvor angewandten Schnitten, (e) und (f) ohne diese Schnitte. Die Linien mit Pfeil geben in (a) und (b) jeweils den gewählten Schnittwert an. In (c) und (d) sind die Signifikanzkurven (schwarz) zu sehen und in rot der optimale Schnittwert.

$$m_{inv}(\tau_{l,vis}\tau_{h,vis})$$

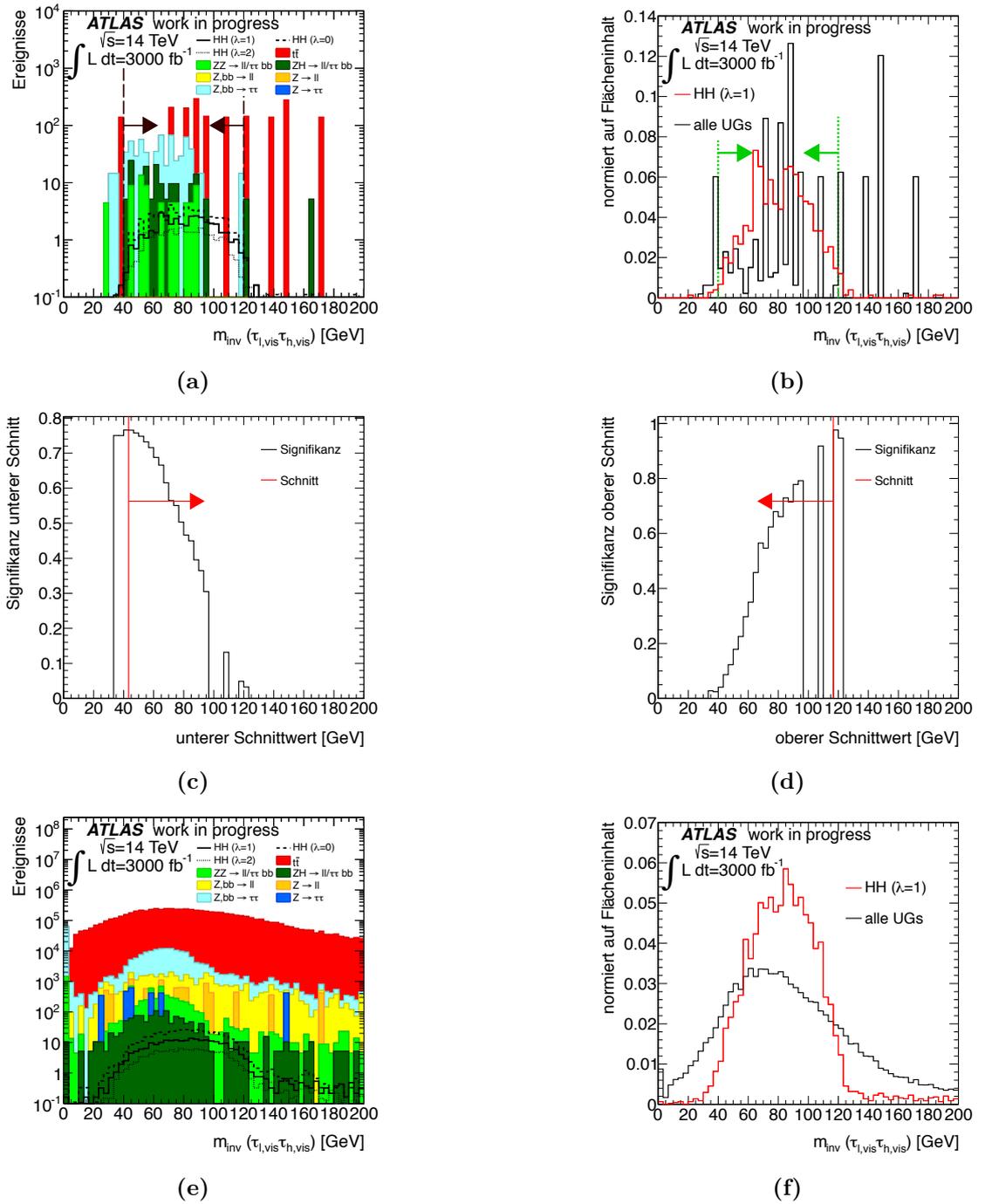
Die nun ermittelte Observable, auf die als nächstes geschnitten wird, ist die invariante Masse des Leptons und des sichtbaren Anteils des hadronisch zerfallenen Taus. Hier wird das Massenfenster  $40 \text{ GeV} < m_{inv}(\tau_{l,vis}\tau_{h,vis}) < 120 \text{ GeV}$  behalten. Dies liegt bei etwas höheren Massen als das Massenfenster der invarianten Masse der beiden Leptonen des voll-leptonischen Kanals, da hier nur drei Neutrinos in den Endprodukten zu finden sind und nicht vier. Die Verteilung ist in Abbildung 5.17a und 5.17b zu sehen. Die Schnittwerte entsprechen den Maxima der Signifikanzkurven in Abbildung 5.17c und 5.17d. Es fällt auf, dass bei  $t\bar{t}$  nur noch einige Bins übrig sind, in denen aber viele Ereignisse sind. Der Grund hierfür ist das hohe Ereignisgewicht, das nötig ist, um die Anzahl der generierten Ereignisse auf die Anzahl der Ereignisse, die in  $3000 \text{ fb}^{-1}$  erwartet werden, umzurechnen. Dadurch ist es schwierig den Verlauf der Verteilung zu erkennen und einen bestimmten Schnittwert zur Unterdrückung zu wählen. Deswegen wird auch hier die Verteilung ohne angewandte Schnitte zu Hilfe genommen, sie ist in Abbildung 5.17e und 5.17f zu sehen. Die anderen drei Untergrundprozesse, die noch vorhanden sind,  $ZZ$ ,  $ZH$  und  $Z \rightarrow \tau\tau + 2 \text{ bjets}$ , sind gegenüber dem Signal zu niedrigeren Massen verschoben, da hier das Lepton und das hadronische  $\tau$  in allen drei Fällen von einem  $Z$ -Boson stammen und alle drei die gleiche Anzahl von Neutrinos im Endzustand aufweisen wie der Signalprozess. Sie können trotzdem kaum unterdrückt werden, da die Verteilung des Signals recht breit ist, 82 % bis 90 % der drei Prozesse können diesen Schnitt passieren. Bei  $t\bar{t}$  sind es  $38 \pm 18 \%$ , wobei der Wert aufgrund der geringen Anzahl an gefüllten Bins gegenüber der Anzahl an Ereignissen, nicht sehr aussagekräftig ist. Trotzdem wurde dieser Schnitt gewählt, da das Signal nur geringfügig reduziert wird ( $96 \pm 5 \%$  noch übrig). Zudem kann man diesen Schnitt durch die Verteilung ohne vorher angewandte Schnitte in Abbildung 5.17e und 5.17f bestätigen.

$$m_{coll}(\mathbf{H}_{\tau\ell\tau_h})$$

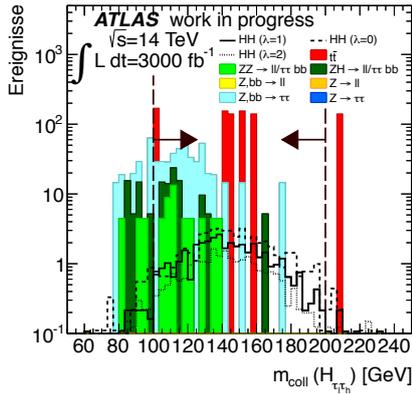
So ähnlich verhält es sich mit der nächsten und letzten Observablen, der kollinearen Masse des  $\tau$ - $\tau$ -Systems, die wieder als finale Diskriminante dienen soll. Ihre Verteilung ist in Abbildung 5.18a und 5.18b zu sehen. Auch hier wird der Schnitt so gewählt, dass möglichst viel Signal selektiert wird, aber der Bereich unterhalb und oberhalb weggeschnitten wird. Die Schnittwerte können bezüglich des Signals bei beiden Massenverteilungen gut bestimmt werden. Auch der Vergleich mit den Verteilungen ohne Schnitt bestätigt die Wahl der Schnittwerte, siehe Abbildung 5.18e und 5.18f, sowie mit den Signifikanzkurven, Abbildung 5.18c und 5.18d.

Nach allen oben genannten Schnitten sind noch  $36,8 \pm 1,4$  Ereignisse des Standardmodell-Signals vorhanden. Von den Untergrundprozessen konnten  $Z \rightarrow \ell\ell + 2 \text{ bjets} + \text{jets}$ ,  $Z \rightarrow \ell\ell + \text{jets}$  und  $Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$  vollständig unterdrückt werden. Noch vorhanden ist  $t\bar{t}$  mit  $701 \pm 313$  Ereignissen,  $Z \rightarrow \tau\tau + 2 \text{ bjets}$  mit  $333 \pm 69$  Ereignissen,  $ZH$  mit  $57 \pm 17$  und  $ZZ$  mit  $49 \pm 15$  Ereignissen. Dies ergibt ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von  $s/b = 0,032 \pm 0,009$  und eine Signifikanz von  $\mathcal{Z} = 1,09 \pm 0,16$  ( $\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$ ). Bei

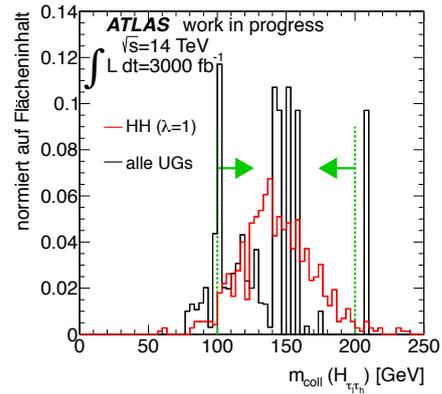
## 5 Analyse



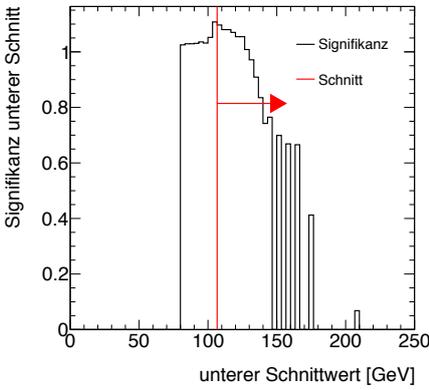
**Abb. 5.17:** Die Verteilung von  $m_{\ell, \tau_h}$ . In (a) und (e) die logarithmische Auftragung aller Untergrundprozesse getrennt (farbig) und der Signalprozesse in schwarz. In (b) und (f) die auf den Flächeneinhalt normierten Verteilungen. Hier wurden in schwarz alle UG-Prozesse zusammengefasst. In rot ist das SM-Signal zu sehen. (a) und (b) sind die Verteilungen nach den zuvor angewandten Schnitten, (e) und (f) ohne diese Schnitte. Die Linien mit Pfeil geben in (a) und (b) jeweils den gewählten Schnittwert an. In (c) und (d) sind die Signifikanzkurven (schwarz) zu sehen und in rot der optimale Schnittwert.



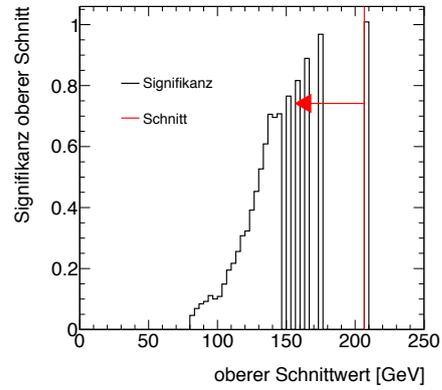
(a)



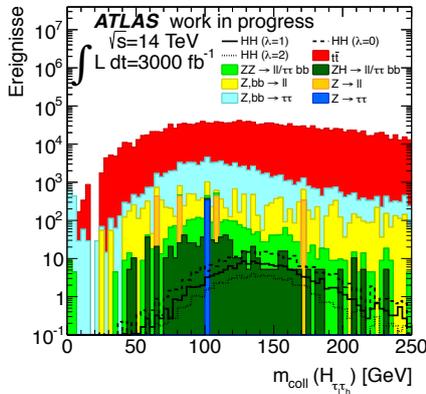
(b)



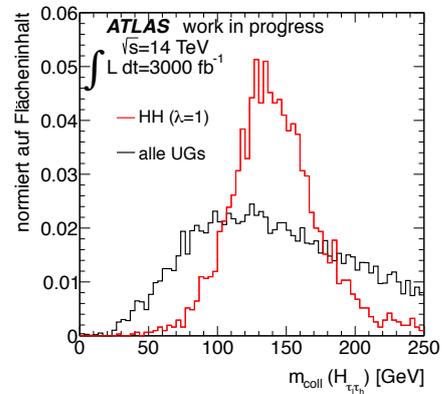
(c)



(d)



(e)



(f)

**Abb. 5.18:** Die Verteilung von  $m_{coll}$ . In (a) und (e) die logarithmische Auftragung aller Untergrundprozesse getrennt (farbig) und der Signalprozesse in schwarz. In (b) und (f) die auf den Flächeneinhalt normierten Verteilungen. Hier wurden in schwarz alle UG-Prozesse zusammengefasst. In rot ist das SM-Signal zu sehen. (a) und (b) sind die Verteilungen nach den zuvor angewandten Schnitten, (e) und (f) ohne diese Schnitte. Die Linien mit Pfeil geben in (a) und (b) jeweils den gewählten Schnittwert an. In (c) und (d) sind die Signifikanzkurven (schwarz) zu sehen und in rot der optimale Schnittwert.

## 5 Analyse

$\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$  sind noch  $51 \pm 2$  Signal-Ereignisse vorhanden, was eine Signifikanz von  $\mathcal{Z} = 1,5 \pm 0,2$  ergibt. Bei  $\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$  sind es  $22,4 \pm 0,7$  Ereignisse, womit man eine Signifikanz von  $\mathcal{Z} = 0,66 \pm 0,10$  erhält.

In diesem Kanal können zwar weniger Untergrundprozesse vollständig unterdrückt werden, es sind aber auch mehr Signalereignisse vorhanden. Dies führt zu einer höheren Signifikanz als im voll-leptonischen Kanal.

Alle Observablen mit Schnittwerten und zugehöriger Signifikanz  $\mathcal{Z}$  sind in Tabelle 5.5 zusammengefasst. Desweiteren ist in Tabelle 5.6 die für  $3000 \text{ fb}^{-1}$  erwartete Anzahl an Ereignissen nach jedem Schnitt getrennt für die verschiedenen Prozesse zu sehen, sowie eine Tabelle mit den Schnitteffizienzen 5.7.

Nr.	Schnitte Variable und Wert	Signifikanz $\mathcal{Z}$		
		$\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$
0				
1	$1\ell, 1 \text{ hadr.}\tau \text{ und } 2 \text{ } b\text{-Jets}$	$0,165 \pm 0,003$	$0,0857 \pm 0,0013$	$0,0415 \pm 0,0006$
2	$E_T^{miss} > 20 \text{ GeV}$	$0,162 \pm 0,003$	$0,0850 \pm 0,0013$	$0,0413 \pm 0,0006$
3	$m_{CT} > 135 \text{ GeV}$	$0,439 \pm 0,016$	$0,302 \pm 0,010$	$0,181 \pm 0,006$
4	$0,1 < x_1 \cdot x_2 < 1$	$0,58 \pm 0,03$	$0,378 \pm 0,018$	$0,224 \pm 0,010$
5	$p_T(\mathbf{H}_{\tau_\ell \tau_h}) > 200 \text{ GeV}$	$0,63 \pm 0,04$	$0,44 \pm 0,03$	$0,283 \pm 0,017$
6	$90 \text{ GeV} < m_{inv}(\mathbf{H}_{bb}) < 140 \text{ GeV}$	$1,05 \pm 0,12$	$0,75 \pm 0,08$	$0,48 \pm 0,05$
7	$40 \text{ GeV} < m_{inv}(\tau_{\ell,vis} \tau_{h,vis}) < 120 \text{ GeV}$	$1,45 \pm 0,19$	$1,02 \pm 0,13$	$0,65 \pm 0,08$
8	$100 \text{ GeV} < m_{coll}(\mathbf{H}_{\tau_\ell \tau_h}) < 200 \text{ GeV}$	$1,5 \pm 0,2$	$1,09 \pm 0,16$	$0,66 \pm 0,10$

**Tabelle 5.5:** Signifikanzen nach den einzelnen Selektionsschnitten für  $3000 \text{ fb}^{-1}$  für die drei verschiedenen Hypothesen für  $\lambda$ .

Nr.	Schnitt	$\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$	$t\bar{t}$
0	Grundgesamtheit	$7097 \pm 28$	$3386 \pm 14$	$1584 \pm 6$	$1591910656 \pm 542416$
1	$1 \ell, 1\tau_h$	$597,1 \pm 8,1$	$295,0 \pm 4,0$	$146,4 \pm 1,9$	$206858592 \pm 194833$
2	$1 \ell, 1 \text{ had}, \tau, 2 b$	$460,9 \pm 7,1$	$239,7 \pm 3,6$	$116,0 \pm 1,7$	$7578870 \pm 37732$
3	$E_T^{miss}$	$434,9 \pm 6,9$	$227,6 \pm 3,5$	$110,7 \pm 1,7$	$6979952 \pm 36215$
4	$m_{CT}$	$127,3 \pm 3,7$	$87,6 \pm 2,2$	$52,6 \pm 1,1$	$73691 \pm 3717$
5	$x_1 \cdot x_2$	$100,8 \pm 3,3$	$65,9 \pm 1,9$	$39,0 \pm 1,0$	$25358 \pm 2211$
6	$p_T(H_{\tau\ell, \tau h})$	$71,1 \pm 2,8$	$50,0 \pm 1,6$	$31,8 \pm 0,9$	$9527 \pm 1358$
7	$m_{inv}(H_{bb})$	$57,0 \pm 2,5$	$40,6 \pm 1,5$	$25,8 \pm 0,8$	$2242 \pm 594$
8	$m_{inv}(\ell, \tau_h)$	$55,4 \pm 2,5$	$39,1 \pm 1,4$	$24,8 \pm 0,8$	$841 \pm 343$
9	$m_{coll}(H_{\tau\ell, \tau h})$	$50,7 \pm 2,4$	$36,8 \pm 1,4$	$22,4 \pm 0,7$	$700,5 \pm 313,3$

Nr.	$ZZ$	$ZH$	$Z \rightarrow \ell\ell + 2bjets + jets$	$Z \rightarrow \ell\ell + jets$	$Z \rightarrow \tau\tau + 2bjets$	$Z \rightarrow \tau\tau + jets$
0	$443100 \pm 1401$	$154350 \pm 891$	$213483584 \pm 146536$	$108163699 \pm 703051$	$7230000 \pm 10225$	$540130240 \pm 517771$
1	$223506,3 \pm 995,2$	$53549,2 \pm 524,9$	$106938200,0 \pm 104120,2$	$464357632,0 \pm 460285,1$	$289835,7 \pm 2047,2$	$5963033,0 \pm 53970,2$
2	$4475,4 \pm 140,8$	$1291,4 \pm 81,5$	$32218,6 \pm 1518,5$	$7079,6 \pm 1685,0$	$193845,6 \pm 1674,3$	$2936,8 \pm 1132,8$
3	$3620,2 \pm 126,7$	$1075,3 \pm 74,4$	$20779,1 \pm 1225,8$	$4774,5 \pm 1394,7$	$159834,0 \pm 1520,3$	$2936,8 \pm 1132,8$
4	$403,2 \pm 42,3$	$247,0 \pm 35,6$	$480,2 \pm 153,2$	$0,0 \pm 0,0$	$9081,3 \pm 362,4$	$0,0 \pm 0,0$
5	$199,4 \pm 29,7$	$159,5 \pm 28,6$	$169,1 \pm 89,8$	$0,0 \pm 0,0$	$4526,2 \pm 255,8$	$0,0 \pm 0,0$
6	$124,1 \pm 23,4$	$118,3 \pm 24,7$	$57,5 \pm 57,5$	$0,0 \pm 0,0$	$2805,4 \pm 201,4$	$0,0 \pm 0,0$
7	$75,3 \pm 18,3$	$102,9 \pm 23,0$	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$506,1 \pm 85,6$	$0,0 \pm 0,0$
8	$62,0 \pm 16,6$	$92,6 \pm 21,8$	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$448,3 \pm 80,5$	$0,0 \pm 0,0$
9	$48,7 \pm 14,7$	$56,6 \pm 17,1$	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$332,6 \pm 69,4$	$0,0 \pm 0,0$

**Tabelle 5.6:** Die Anzahl an Ereignissen des semi-leptonischen Kanals getrennt nach den Prozessen. Alle Ereignisse sind mit dem passenden Wirkungsquerschnitt auf  $3000 \text{ fb}^{-1}$  gewichtet. In der Grundgesamtheit wurden zuvor Objektschnitte angewandt:  $p_{T,\ell} > 15 \text{ GeV}$ ,  $p_{T,\tau_h} > 25 \text{ GeV}$ ,  $p_{T,b} > 20 \text{ GeV}$ ,  $|\eta_{b,\mu,\tau_h}| < 2,5$  und  $|\eta_e| < 2,47$ . Die angegebenen Fehler entsprechen der Standardabweichung.

Nr. $i/(i+1)$	$\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$	$t\bar{t}$
1/0	0.5063 $\pm$ 0.0034	0.5161 $\pm$ 0.0035	0.5195 $\pm$ 0.0035	0.5235 $\pm$ 0.0003
2/1	0.1283 $\pm$ 0.0021	0.1372 $\pm$ 0.0022	0.1410 $\pm$ 0.0022	0.0091 $\pm$ 0.0000
3/2	0.9436 $\pm$ 0.0209	0.9496 $\pm$ 0.0204	0.9543 $\pm$ 0.0199	0.9210 $\pm$ 0.0066
4/3	0.2927 $\pm$ 0.0098	0.3848 $\pm$ 0.0112	0.4748 $\pm$ 0.0125	0.0106 $\pm$ 0.0005
5/4	0.7922 $\pm$ 0.0351	0.7529 $\pm$ 0.0284	0.7423 $\pm$ 0.0246	0.3441 $\pm$ 0.0347
6/5	0.7049 $\pm$ 0.0362	0.7590 $\pm$ 0.0330	0.8147 $\pm$ 0.0306	0.3757 $\pm$ 0.0628
7/6	0.8016 $\pm$ 0.0473	0.8112 $\pm$ 0.0397	0.8121 $\pm$ 0.0338	0.2353 $\pm$ 0.0708
8/7	0.9729 $\pm$ 0.0609	0.9630 $\pm$ 0.0500	0.9589 $\pm$ 0.0424	0.3750 $\pm$ 0.1826
9/8	0.9145 $\pm$ 0.0590	0.9423 $\pm$ 0.0501	0.9063 $\pm$ 0.0415	0.8333 $\pm$ 0.5046

Nr. $i/(i+1)$	$ZZ$	$ZH$	$Z \rightarrow \ell\ell + 2bjets + jets$	$Z \rightarrow \ell\ell + jets$	$Z \rightarrow \tau\tau + 2bjets$	$Z \rightarrow \tau\tau + jets$
1/0	0.2188 $\pm$ 0.0016	0.3140 $\pm$ 0.0037	0.3416 $\pm$ 0.0005	0.3630 $\pm$ 0.0005	0.2840 $\pm$ 0.0009	0.1750 $\pm$ 0.0004
2/1	0.0462 $\pm$ 0.0015	0.0266 $\pm$ 0.0017	0.0004 $\pm$ 0.0000	0.0000 $\pm$ 0.0000	0.0944 $\pm$ 0.0009	0.0000 $\pm$ 0.0000
3/2	0.8089 $\pm$ 0.0381	0.8327 $\pm$ 0.0780	0.6449 $\pm$ 0.0487	0.6744 $\pm$ 0.2541	0.8245 $\pm$ 0.0106	1.0000 $\pm$ 0.5455
4/3	0.1114 $\pm$ 0.0123	0.2297 $\pm$ 0.0368	0.0231 $\pm$ 0.0075	0.0000 $\pm$ 0.0000	0.0568 $\pm$ 0.0023	0.0000 $\pm$ 0.0000
5/4	0.4945 $\pm$ 0.0901	0.6458 $\pm$ 0.1488	0.3522 $\pm$ 0.2183		0.4984 $\pm$ 0.0345	
6/5	0.6222 $\pm$ 0.1498	0.7419 $\pm$ 0.2042	0.3399 $\pm$ 0.3849		0.6198 $\pm$ 0.0566	
7/6	0.6071 $\pm$ 0.1867	0.8696 $\pm$ 0.2659	0.0000 $\pm$ 0.0000		0.1804 $\pm$ 0.0331	
8/7	0.8235 $\pm$ 0.2972	0.9000 $\pm$ 0.2924			0.8857 $\pm$ 0.2184	
9/8	0.7857 $\pm$ 0.3166	0.6111 $\pm$ 0.2339			0.7419 $\pm$ 0.2042	

**Tabelle 5.7:** Die Schmitteffizienzen des semi-leptonischen Kanals getrennt nach den Prozessen. Die angegebenen Fehler entsprechen der Standardabweichung.

## 5.5 Kombination der beiden Kanäle

Da die Bedingungen an die Endprodukte der beiden Kanäle orthogonal gewählt wurden, kann man diese nun kombinieren. Für beide Kanäle wurden zwar zwei  $b$ -Jets gefordert, für den voll-leptonischen Kanal aber zusätzlich genau zwei Leptonen und für den semi-leptonischen zusätzlich genau ein Lepton und mindestens ein hadronisch zerfallenes Tau.

Um die Kanäle zu kombinieren, werden die Signifikanzen der einzelnen Kanäle quadratisch addiert und die Wurzel gezogen. Der Fehler wird mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.8 zu sehen.

$\lambda/\lambda_{SM}$	Signifikanz $\mathcal{Z}$		
	voll-lept.	semi-lept.	<b>kombiniert</b>
0	$0,28 \pm 0,09$	$1,5 \pm 0,2$	$1,53 \pm 0,20$
1	$0,25 \pm 0,08$	$1,09 \pm 0,16$	$1,12 \pm 0,16$
2	$0,15 \pm 0,05$	$0,66 \pm 0,10$	$0,68 \pm 0,10$

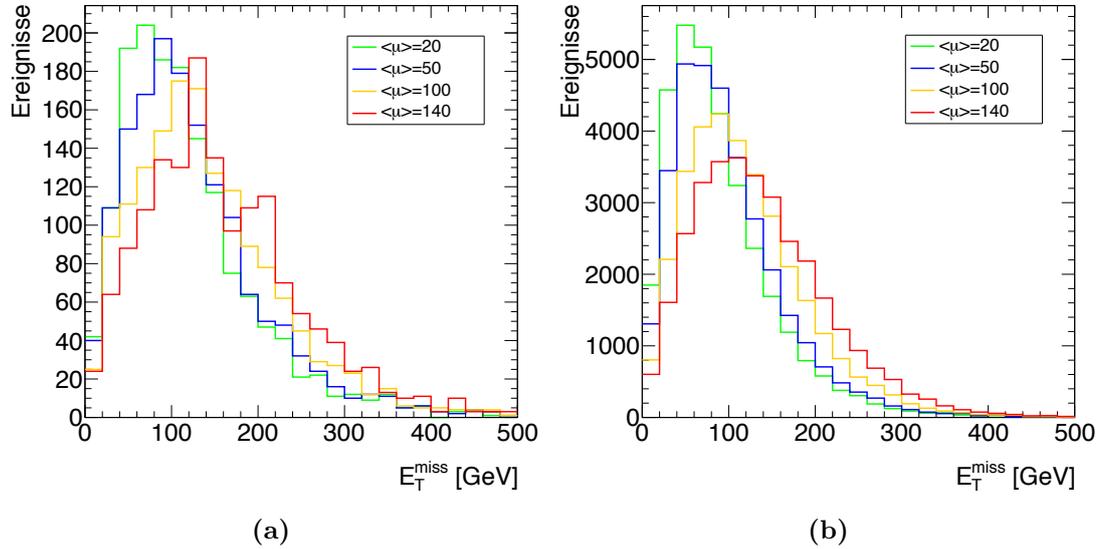
**Tabelle 5.8:** Kombination der Signifikanzen der beiden Subkanäle.

In einer phänomenologischen Studie [24] wird für den Kanal  $HH \rightarrow b\bar{b} \tau^+\tau^-$  ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von nahezu 0,5 für  $\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$  und nahezu 1 für  $\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$  erwartet. Dieses Verhältnis ergibt sich für das Standardmodell-Signal aus 285 Signal-Ereignissen und 594 Untergrund-Ereignissen in  $3000 \text{ fb}^{-1}$ . Wenn man die in der hier vorliegenden Studie übrig gebliebenen Signal- und Untergrundereignisse der beiden Subkanäle zum Vergleich addiert, erhält man  $42,8 \pm 1,5$  Standardmodellsignal- und  $1699 \pm 470$  Untergrundereignisse. Dies ergibt ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von  $0,025 \pm 0,007$ . Das ist ein Zwanzigstel kleiner als das in der Veröffentlichung [24] angegebene. Jedoch wurde in der hier vorliegenden Studie der voll-hadronische Kanal nicht betrachtet, den man für einen direkten Vergleich mitberücksichtigen müsste. Desweiteren wird hier eine Tau-Rekonstruktions-Effizienz von 55 % für 1-prong und 50 % für 3-prong angenommen, wohingegen in der Veröffentlichung von einer Effizienz von 80 % ausgegangen wird. Es sind also weitere experimentelle Studien mit erhöhter Anzahl an simulierten Ereignissen sowie weitere Optimierungen, wie z.B. die Selektion der „Boost“-Topologien nötig um einen aussagekräftigen Vergleich mit oben genannter Veröffentlichung durchführen zu können.

## 5.6 Untersuchung des Einflusses der Auflösung der fehlenden transversalen Energie

Die Zahl an überlagerten Wechselwirkungen pro Strahldurchkreuzung wird für den HL-LHC zu  $\langle \mu \rangle = 140$  geschätzt. Eine größere Zahl an Interaktionen erschwert die Rekonstruktion der Ereignisse, da weitaus mehr Teilchen rekonstruiert werden müssen. Somit geht der Wert für  $\langle \mu \rangle$  in die Parametrisierung der Auflösung der fehlenden transversalen Energie  $E_T^{miss}$  mit ein, siehe dazu auch Kapitel 4.4.1. In Abbildung 5.19 ist die Verteilung für das Standardmodell-Signal von  $E_T^{miss}$  für verschieden Werte von

$\langle \mu \rangle$  zu sehen. Links sind die Verteilungen für  $HH \rightarrow bb \ell \ell 4\nu$  nach Selektion der  $\ell$  und  $b$  dargestellt, rechts für  $HH \rightarrow bb \ell \tau_h 3\nu$  nach Selektion von  $\ell$ ,  $\tau_h$  und den  $b$ . Es ist zu erkennen, dass die Verteilung für eine größere Zahl von überlagerten Wech-



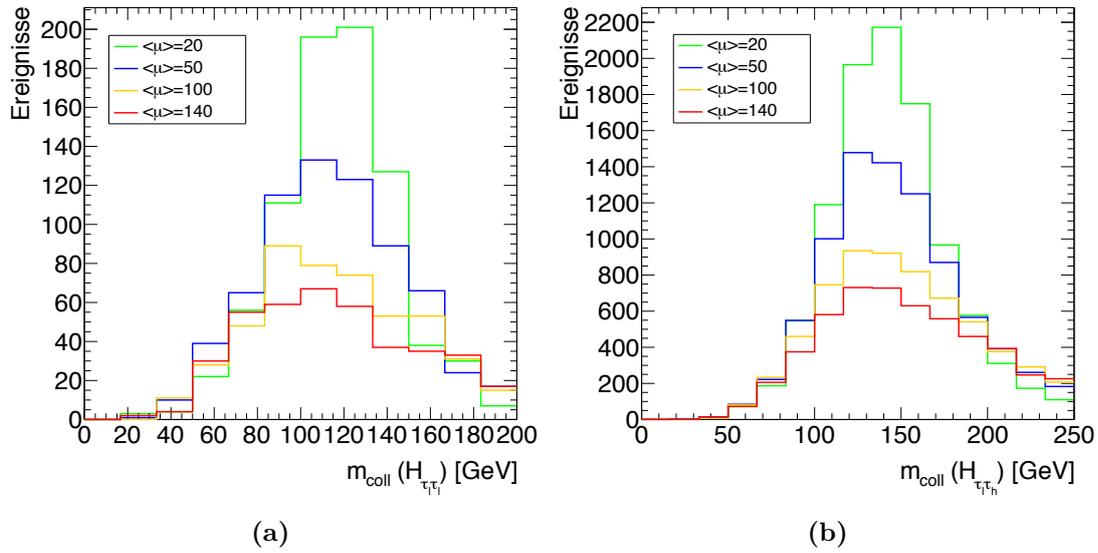
**Abb. 5.19:** Die Verteilung der fehlenden transversalen Energie für verschiedene  $\langle \mu \rangle$ -Werte. Links (a) ist die Verteilung für den voll-leptonischen und rechts (b) für den semi-leptonischen Kanal zu sehen. Die Ereignisse sind auch hier auf  $3000 \text{ fb}^{-1}$  skaliert.

selwirkungen breiter wird und zu größeren Werten verschoben ist. Dies hat natürlich auch Auswirkungen auf die kollineare Näherung und dadurch sowohl auf die kollineare Masse des Higgs-Bosons als auch auf dessen Transversalimpuls. Deren Verteilungen für das Standardmodell-Signal sind für die verschiedenen  $\langle \mu \rangle$ -Werte für beide Kanäle getrennt in den Abbildungen 5.20 und 5.21 zu sehen.

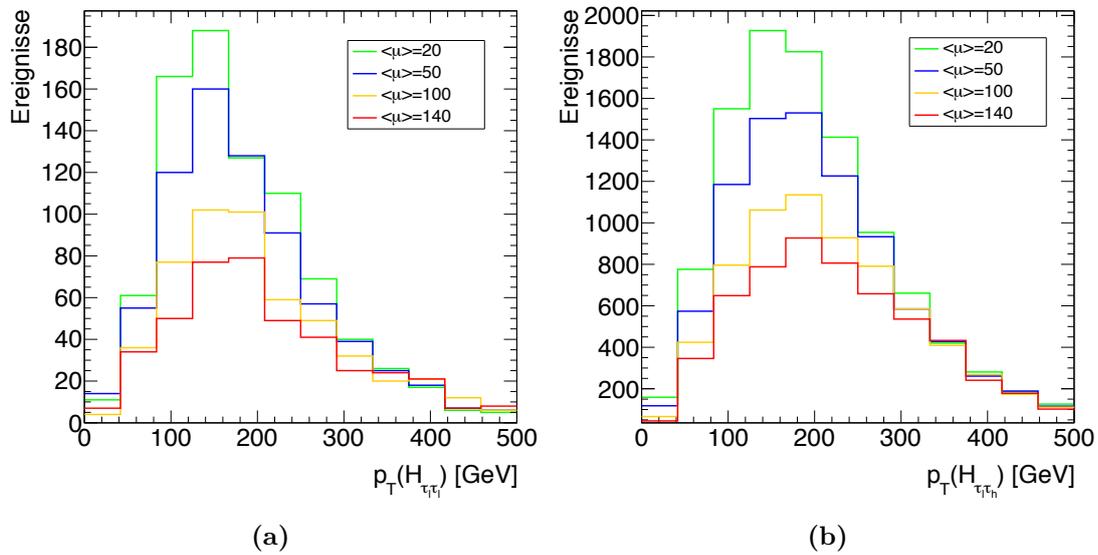
Sowohl die Verteilung der Masse als auch die des Impulses wird flacher, wodurch bei der Selektion Trennkraft verloren geht. Vor allem bei der Massen-Verteilung ist bei  $\langle \mu \rangle = 140$  kein Massenpeak mehr zu beobachten. Wenn also die Auflösung der transversalen Energie wirklich so gering sein wird, wird man diese beiden Observablen zur Selektion nicht nutzen können, was zu einem bedeutend geringeren Signal-zu-Untergrund-Verhältnis führen wird.

Auf die Verteilung der kontraversalen Masse  $m_{CT}$  hat die schlechtere Auflösung der fehlenden transversalen Energie kaum Auswirkungen. Dies ist in Abbildung 5.22 zu sehen. Die Verteilungen liegen nahezu übereinander, die leichten Unterschiede haben kaum Auswirkung auf die Trennkraft. Der Ausläufer hat für größere Werte von  $\langle \mu \rangle$  geringfügig mehr Ereignisse als für geringere. Die nur geringen Unterschiede sind sehr positiv, da die kontraversale Masse  $m_{CT}$  die Observable mit der größten Trennkraft gegen den größten Untergrund  $t\bar{t}$  ist. Aufgrund der geringeren Trennkraft von kollinearer Masse und Impuls für größere  $\langle \mu \rangle$ -Werte wurde in dieser Studie die aktuelle Detektorauflösung mit  $\langle \mu \rangle = 20$  und nicht mit  $\langle \mu \rangle = 140$  gewählt. Die Signifikanz

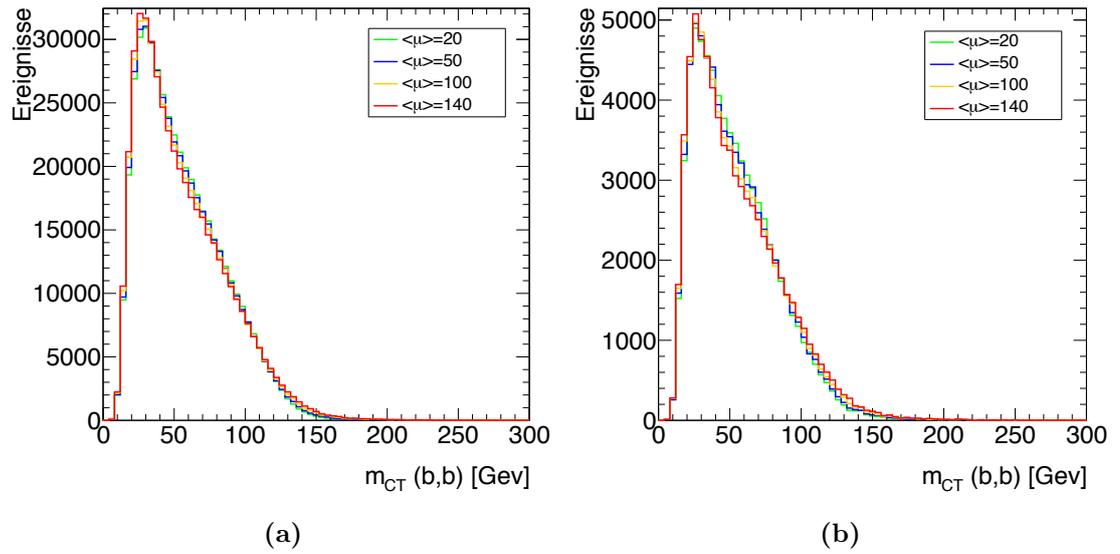
## 5.6 Untersuchung des Einflusses der Auflösung der fehlenden transversalen Energie



**Abb. 5.20:** Die Verteilung der kollinearen Masse des Higgs-Bosons für verschiedene  $\langle \mu \rangle$ -Werte. Links (a) ist die Verteilung für den voll-leptonischen und rechts (b) für den semi-leptonischen Kanal zu sehen. Die Ereignisse sind auf  $3000 \text{ fb}^{-1}$  skaliert.



**Abb. 5.21:** Die Verteilung des transversalen Impulses des Higgs-Bosons für verschiedene  $\langle \mu \rangle$ -Werte. Links (a) ist die Verteilung für den voll-leptonischen und rechts (b) für den semi-leptonischen Kanal zu sehen. Die Ereignisse sind auf  $3000 \text{ fb}^{-1}$  skaliert.



**Abb. 5.22:** Die Verteilung der kontraversalen Masse für verschiedene  $\langle \mu \rangle$ -Werte. Links (a) ist die Verteilung für den voll-leptonischen und rechts (b) für den semi-leptonischen Kanal zu sehen. Die Ereignisse sind auf  $3000 \text{ fb}^{-1}$  skaliert.

am Ende der Selektion wird sonst, vor allem für den voll-leptonischen Kanal, deutlich geringer, wie nachfolgend zu sehen ist. Desweiteren ist davon auszugehen, dass sowohl die Detektorhardware als auch die Rekonstruktionsalgorithmen zu Zeiten des HL-LHC besser sein werden bzw. besser sein müssen.

Um die Auswirkungen der Annahme eines größeren Wertes für  $\langle \mu \rangle$  zu untersuchen, wurde die in Kapitel 5.4 beschriebene Selektion im Anschluss noch einmal für  $\langle \mu \rangle = 50$  und  $\langle \mu \rangle = 100$  durchgeführt, jedoch ohne gesonderte Optimierung. Es wurden die gleichen Schnitte wie für  $\langle \mu \rangle = 20$  verwendet. Die sich ergebenden Signifikanzwerte  $\mathcal{Z}$  sind in Tabelle 5.9 zusammengefasst. In den Tabellen 5.10, 5.12, 5.14 und 5.16 ist die

$\langle \mu \rangle$	Signifikanz $\mathcal{Z}$		
	voll-lept.	semi-lept.	kombiniert
20	$0,25 \pm 0,08$	$1,09 \pm 0,16$	$1,12 \pm 0,16$
50	$0,12 \pm 0,03$	$0,68 \pm 0,09$	$0,69 \pm 0,09$
100	$0,046 \pm 0,009$	$0,58 \pm 0,10$	$0,58 \pm 0,10$

**Tabelle 5.9:** Die Signifikanzwerte für verschiedene Werte von  $\langle \mu \rangle$  nach der Selektion für das Standardmodell-Signal

Anzahl der auf  $3000 \text{ fb}^{-1}$  skalierten Ereignisse für jeden Prozess getrennt nach jedem Schnitt für die verschiedenen  $\langle \mu \rangle$ -Werte und Kanäle zu sehen. Die Schnitoeffizienzen sind in den Tabellen 5.11, 5.13, 5.15 und 5.17 zusammengefasst. Die schlechtere Auflösung der transversalen Energie, also die Erhöhung von  $\langle \mu \rangle$ , hat stärkere Auswirkungen auf

## 5.6 Untersuchung des Einflusses der Auflösung der fehlenden transversalen Energie

den voll-leptonischen Kanal als auf den semi-leptonischen. Beim voll-leptonischen Kanal ist die Signifikanz für  $\langle \mu \rangle = 50$  weniger als halb so groß (48 %) wie für  $\langle \mu \rangle = 20$ , beim semi-leptonischen Kanal hingegen ist die Signifikanz erst für  $\langle \mu \rangle = 100$  halb so groß (53 %) wie für  $\langle \mu \rangle = 20$ .

Nr.	Schnitt	$\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$	$t\bar{t}$
0	1909 $\pm$ 15	910 $\pm$ 7	430 $\pm$ 3.	1591910656 $\pm$ 542416	
1	2 $\ell$	597,1 $\pm$ 8,1	295,0 $\pm$ 4,0	146,4 $\pm$ 1,9	206858592 $\pm$ 194833
2	2 $\ell$ , 2 $b$	159,7 $\pm$ 4,2	81,3 $\pm$ 2,1	42,2 $\pm$ 1,0	50157108 $\pm$ 95938
3	$E_{miss}^{pr}$	129,9 $\pm$ 3,8	69,6 $\pm$ 1,9	36,6 $\pm$ 1,0	37149872 $\pm$ 82530
4	$m_{CT}$	43,1 $\pm$ 2,2	27,3 $\pm$ 1,2	18,3 $\pm$ 0,7	475212 $\pm$ 9570
5	$m_{inv}(H_{b,b})$	35,0 $\pm$ 2,0	22,4 $\pm$ 1,1	14,5 $\pm$ 0,6	114600 $\pm$ 4613
6	$x_1 \cdot x_2$	16,3 $\pm$ 1,3	11,6 $\pm$ 0,8	7,6 $\pm$ 0,4	29981 $\pm$ 2319
7	$pr(H_{\tau_e, \tau_e})$	9,9 $\pm$ 1,0	8,3 $\pm$ 0,7	5,2 $\pm$ 0,4	7145 $\pm$ 1164
8	$m_{inv}(\ell, \ell)$	8,2 $\pm$ 0,9	6,9 $\pm$ 0,6	4,4 $\pm$ 0,3	2242 $\pm$ 686
9	$m_{coll}(H_{\tau_e, \tau_e})$	5,6 $\pm$ 0,8	4,2 $\pm$ 0,5	2,3 $\pm$ 0,2	1120,8 $\pm$ 396,3

Bin	$ZZ$	$ZH$	$Z \rightarrow \ell\ell + 2bjets + jets$	$Z \rightarrow \ell\ell + jets$	$Z \rightarrow \tau\tau + 2bjets$	$Z \rightarrow \tau\tau + jets$
0	443100 $\pm$ 1401	154350 $\pm$ 891	213483584 $\pm$ 146536	1081636992 $\pm$ 703051	7230000 $\pm$ 10225	540130240 $\pm$ 517771
1	223506,3 $\pm$ 995,2	53549,2 $\pm$ 524,9	106938200,0 $\pm$ 104120,2	464357632,0 $\pm$ 460285,1	289835,7 $\pm$ 2047,2	5963033,0 $\pm$ 53970,2
2	38940,8 $\pm$ 415,4	12265,7 $\pm$ 251,2	2492048,8 $\pm$ 14419,7	256069,0 $\pm$ 10380,8	41025,0 $\pm$ 770,2	6828,1 $\pm$ 1724,8
3	15278,5 $\pm$ 260,2	5006,1 $\pm$ 160,5	989314,1 $\pm$ 8991,4	112186,6 $\pm$ 6901,7	24048,1 $\pm$ 589,7	5533,3 $\pm$ 1547,3
4	926,1 $\pm$ 64,1	756,3 $\pm$ 62,4	34969,6 $\pm$ 1530,4	10103,1 $\pm$ 2032,0	1720,8 $\pm$ 157,7	817,3 $\pm$ 577,9
5	429,8 $\pm$ 43,6	627,7 $\pm$ 56,8	8715,8 $\pm$ 765,8	1643,4 $\pm$ 821,7	433,8 $\pm$ 79,2	408,7 $\pm$ 408,7
6	141,8 $\pm$ 25,1	210,9 $\pm$ 32,9	2983,5 $\pm$ 471,1	409,0 $\pm$ 409,1	144,6 $\pm$ 45,7	0,0 $\pm$ 0,0
7	93,1 $\pm$ 20,3	149,2 $\pm$ 27,7	1958,2 $\pm$ 407,8	0,0 $\pm$ 0,0	43,4 $\pm$ 25,0	0,0 $\pm$ 0,0
8	8,9 $\pm$ 6,3	10,3 $\pm$ 7,3	0,0 $\pm$ 0,0	0,0 $\pm$ 0,0	43,4 $\pm$ 25,0	0,0 $\pm$ 0,0
9	4,4 $\pm$ 4,4	5,1 $\pm$ 5,1	0,0 $\pm$ 0,0	0,0 $\pm$ 0,0	14,5 $\pm$ 14,5	0,0 $\pm$ 0,0

**Tabelle 5.10:** Die Anzahl an Ereignissen des voll-leptonischen Kanals getrennt nach den Prozessen für  $< \mu \geq 50$ . Alle Ereignisse sind mit dem passenden Wirkungsquerschnitt auf 3000 fb $^{-1}$  gewichtet. In der Grundgesamtheit wurden zuvor Objektschnitte angewandt:  $pr_{\ell} > 15$  GeV,  $pr_b > 20$  GeV,  $|m_{b,\mu}| < 2,5$  und  $|m_e| < 2,47$ . Die angegebenen Fehler entsprechen der Standardabweichung.

5.6 Untersuchung des Einflusses der Auflösung der fehlenden transversalen Energie

Nr. $i/(i+1)$	$\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$	$t\bar{t}$
1/0	$0,3128 \pm 0,0049$	$0,3241 \pm 0,0050$	$0,3402 \pm 0,0051$	$0,1299 \pm 0,0001$
2/1	$0,2674 \pm 0,0079$	$0,2758 \pm 0,0080$	$0,2879 \pm 0,0079$	$0,2425 \pm 0,0005$
3/2	$0,8137 \pm 0,0319$	$0,8561 \pm 0,0324$	$0,8677 \pm 0,0308$	$0,7407 \pm 0,0022$
4/3	$0,3316 \pm 0,0194$	$0,3917 \pm 0,0205$	$0,5000 \pm 0,0225$	$0,0128 \pm 0,0003$
5/4	$0,8133 \pm 0,0614$	$0,8228 \pm 0,0543$	$0,7949 \pm 0,0439$	$0,2412 \pm 0,0109$
6/5	$0,4654 \pm 0,0463$	$0,5167 \pm 0,0433$	$0,5212 \pm 0,0367$	$0,2616 \pm 0,0228$
7/6	$0,6081 \pm 0,0813$	$0,7176 \pm 0,0755$	$0,6873 \pm 0,0615$	$0,2383 \pm 0,0430$
8/7	$0,8222 \pm 0,1290$	$0,8323 \pm 0,0992$	$0,8436 \pm 0,0859$	$0,3137 \pm 0,1088$
9/8	$0,6892 \pm 0,1254$	$0,6047 \pm 0,0867$	$0,5337 \pm 0,0678$	$0,5000 \pm 0,2339$

Nr. $i/(i+1)$	$ZZ$	$ZH$	$Z \rightarrow \ell\ell + 2bjets + jets$	$Z \rightarrow \ell\ell + jets$	$Z \rightarrow \tau\tau + 2bjets$	$Z \rightarrow \tau\tau + jets$
1/0	$0,5044 \pm 0,0028$	$0,3469 \pm 0,0039$	$0,5009 \pm 0,0006$	$0,4293 \pm 0,0005$	$0,0401 \pm 0,0003$	$0,0110 \pm 0,0001$
2/1	$0,1742 \pm 0,0020$	$0,2291 \pm 0,0052$	$0,0233 \pm 0,0001$	$0,0006 \pm 0,0000$	$0,1415 \pm 0,0028$	$0,0011 \pm 0,0003$
3/2	$0,3924 \pm 0,0079$	$0,4081 \pm 0,0155$	$0,3970 \pm 0,0043$	$0,4381 \pm 0,0323$	$0,5862 \pm 0,0181$	$0,8104 \pm 0,3054$
4/3	$0,0606 \pm 0,0043$	$0,1511 \pm 0,0134$	$0,0353 \pm 0,0016$	$0,0901 \pm 0,0189$	$0,0716 \pm 0,0068$	$0,1477 \pm 0,1123$
5/4	$0,4641 \pm 0,0570$	$0,8299 \pm 0,1016$	$0,2492 \pm 0,0245$	$0,1627 \pm 0,0877$	$0,2521 \pm 0,0515$	$0,5000 \pm 0,6124$
6/5	$0,3299 \pm 0,0673$	$0,3361 \pm 0,0607$	$0,3423 \pm 0,0619$	$0,2489 \pm 0,2783$	$0,3333 \pm 0,1217$	$0,0000 \pm 0,0000$
7/6	$0,6563 \pm 0,1843$	$0,7073 \pm 0,1716$	$0,6563 \pm 0,1715$	$0,0000 \pm 0,0000$	$0,3000 \pm 0,1975$	
8/7	$0,0952 \pm 0,0705$	$0,0690 \pm 0,0504$	$0,0000 \pm 0,0000$		$1,0000 \pm 0,8165$	
9/8	$0,5000 \pm 0,6124$	$0,5000 \pm 0,6124$			$0,3333 \pm 0,3849$	

**Tabelle 5.11:** Die Schnitteinfluenzen des voll-leptonischen Kanals getrennt nach den Prozessen für  $\mu > = 50$ . Die angegebenen Fehler entsprechen der Standardabweichung.

Nr.	Schnitt	$\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$	$t\bar{t}$
0	Grundgesamtheit	1909 $\pm$ 15	910 $\pm$ 7	430 $\pm$ 3	1591910656 $\pm$ 542416
1	$2\ell$	597,1 $\pm$ 8,1	295,0 $\pm$ 4,0	146,4 $\pm$ 1,9	206858592 $\pm$ 194833
2	$2\ell, 2b$	159,7 $\pm$ 4,2	81,3 $\pm$ 2,1	42,2 $\pm$ 1,0	50157108 $\pm$ 95938
3	$E_1^{miss}$	140,5 $\pm$ 3,9	72,0 $\pm$ 2,0	37,6 $\pm$ 1,0	41809104 $\pm$ 87584
4	$m_{CT}$	44,1 $\pm$ 2,2	26,6 $\pm$ 1,2	18,3 $\pm$ 0,7	633522 $\pm$ 11122
5	$m_{inv}(H_{b,b})$	36,4 $\pm$ 2,0	22,1 $\pm$ 1,1	14,5 $\pm$ 0,6	155929 $\pm$ 5402
6	$x_1 \cdot x_2$	12,6 $\pm$ 1,2	8,5 $\pm$ 0,7	5,9 $\pm$ 0,4	37826 $\pm$ 2583
7	$pr(H_{\tau_e, \tau_e})$	7,8 $\pm$ 0,9	6,7 $\pm$ 0,6	4,1 $\pm$ 0,3	12189 $\pm$ 1463
8	$m_{inv}(\ell, \ell)$	6,3 $\pm$ 0,8	5,2 $\pm$ 0,5	3,2 $\pm$ 0,3	3222 $\pm$ 754
9	$m_{coll}(H_{\tau_e, \tau_e})$	3,0 $\pm$ 0,6	2,1 $\pm$ 0,3	1,7 $\pm$ 0,2	2102 $\pm$ 543

Bin	ZZ	ZH	$Z \rightarrow \ell\ell + 2bjets + jets$	$Zs \rightarrow \ell\ell + jet$	$Z \rightarrow \tau\tau + 2bjets$	$Z \rightarrow \tau\tau + jets$
0	443100 $\pm$ 1401	154350 $\pm$ 891	213483584 $\pm$ 146536	1081636992 $\pm$ 703051	7230000 $\pm$ 10225	540130240 $\pm$ 517771
1	223506,3 $\pm$ 995,2	53549,2 $\pm$ 524,9	106938200,0 $\pm$ 104120,2	464357632,0 $\pm$ 460285,1	289835,7 $\pm$ 2047,2	5963033,0 $\pm$ 53970,2
2	38940,8 $\pm$ 415,4	12265,7 $\pm$ 251,2	2492048,8 $\pm$ 14419,7	256069,0 $\pm$ 10380,8	41025,0 $\pm$ 770,2	6828,1 $\pm$ 1724,8
3	28252,9 $\pm$ 353,8	8715,6 $\pm$ 211,8	1788493,5 $\pm$ 12196,6	181880,8 $\pm$ 8742,2	31640,0 $\pm$ 676,4	5873,2 $\pm$ 1584,2
4	1652,8 $\pm$ 85,6	1080,4 $\pm$ 74,6	56435,9 $\pm$ 1933,9	12969,1 $\pm$ 2308,1	2039,0 $\pm$ 171,7	817,3 $\pm$ 577,9
5	744,4 $\pm$ 57,4	900,4 $\pm$ 68,1	14626,7 $\pm$ 997,1	1975,0 $\pm$ 886,1	506,1 $\pm$ 85,6	408,7 $\pm$ 408,7
6	203,8 $\pm$ 30,1	272,7 $\pm$ 37,5	4870,0 $\pm$ 600,2	740,7 $\pm$ 526,6	130,1 $\pm$ 43,4	0,0 $\pm$ 0,0
7	141,8 $\pm$ 25,1	210,9 $\pm$ 32,9	3465,1 $\pm$ 527,8	331,6 $\pm$ 331,6	72,3 $\pm$ 32,3	0,0 $\pm$ 0,0
8	13,3 $\pm$ 7,7	10,3 $\pm$ 7,3	111,6 $\pm$ 69,0	0,0 $\pm$ 0,0	72,3 $\pm$ 32,3	0,0 $\pm$ 0,0
9	4,4 $\pm$ 4,4	5,1 $\pm$ 5,1	0,0 $\pm$ 0,0	0,0 $\pm$ 0,0	57,8 $\pm$ 28,9	0,0 $\pm$ 0,0

**Tabelle 5.12:** Die Anzahl an Ereignissen des voll-leptonischen Kanals getrennt nach den Prozessen für  $< \mu \geq 100$ . Alle Ereignisse sind mit dem passenden Wirkungsquerschnitt auf 3000 fb $^{-1}$  gewichtet. In der Grundgesamtheit wurden zuvor Objektschnitte angewandt:  $pr_{\ell} > 15$  GeV,  $pr_b > 20$  GeV,  $|m_{b,\mu}| < 2,5$  und  $|m_e| < 2,47$ . Die angegebenen Fehler entsprechen der Standardabweichung.

5.6 Untersuchung des Einflusses der Auflösung der fehlenden transversalen Energie

Nr. $i/(i+1)$	$\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$	$t\bar{t}$
1/0	$0,3128 \pm 0,0049$	$0,3241 \pm 0,0050$	$0,3402 \pm 0,0051$	$0,1299 \pm 0,0001$
2/1	$0,2674 \pm 0,0079$	$0,2758 \pm 0,0080$	$0,2879 \pm 0,0079$	$0,2425 \pm 0,0005$
3/2	$0,8799 \pm 0,0338$	$0,8845 \pm 0,0332$	$0,8923 \pm 0,0314$	$0,8336 \pm 0,0024$
4/3	$0,3137 \pm 0,0180$	$0,3701 \pm 0,0195$	$0,4856 \pm 0,0218$	$0,0152 \pm 0,0003$
5/4	$0,8250 \pm 0,0614$	$0,8306 \pm 0,0554$	$0,7959 \pm 0,0440$	$0,2461 \pm 0,0096$
6/5	$0,3455 \pm 0,0375$	$0,3859 \pm 0,0360$	$0,4075 \pm 0,0312$	$0,2426 \pm 0,0186$
7/6	$0,6228 \pm 0,0942$	$0,7862 \pm 0,0940$	$0,6875 \pm 0,0695$	$0,3222 \pm 0,0445$
8/7	$0,8028 \pm 0,1428$	$0,7760 \pm 0,1050$	$0,7879 \pm 0,0924$	$0,2644 \pm 0,0696$
9/8	$0,4737 \pm 0,1107$	$0,4124 \pm 0,0775$	$0,5308 \pm 0,0791$	$0,6522 \pm 0,2273$

Nr. $i/(i+1)$	$ZZ$	$ZH$	$Z \rightarrow \ell\ell + 2bjets + jets$	$Zs \rightarrow \ell\ell + jet$	$Zs \rightarrow \tau\tau + 2bjets$	$Z \rightarrow \tau\tau + jets$
1/0	$0,5044 \pm 0,0028$	$0,3469 \pm 0,0039$	$0,5009 \pm 0,0006$	$0,4293 \pm 0,0005$	$0,0401 \pm 0,0003$	$0,0110 \pm 0,0001$
2/1	$0,1742 \pm 0,0020$	$0,2291 \pm 0,0052$	$0,0233 \pm 0,0001$	$0,0006 \pm 0,0000$	$0,1415 \pm 0,0028$	$0,0011 \pm 0,0003$
3/2	$0,7255 \pm 0,0119$	$0,7106 \pm 0,0226$	$0,7177 \pm 0,0064$	$0,7103 \pm 0,0447$	$0,7712 \pm 0,0219$	$0,8601 \pm 0,3179$
4/3	$0,0585 \pm 0,0031$	$0,1240 \pm 0,0091$	$0,0316 \pm 0,0011$	$0,0713 \pm 0,0131$	$0,0644 \pm 0,0056$	$0,1392 \pm 0,1053$
5/4	$0,4504 \pm 0,0418$	$0,8333 \pm 0,0853$	$0,2592 \pm 0,0198$	$0,1523 \pm 0,0735$	$0,2482 \pm 0,0469$	$0,5000 \pm 0,6124$
6/5	$0,2738 \pm 0,0456$	$0,3029 \pm 0,0475$	$0,3330 \pm 0,0469$	$0,3750 \pm 0,3153$	$0,2571 \pm 0,0961$	$0,0000 \pm 0,0000$
7/6	$0,6957 \pm 0,1601$	$0,7736 \pm 0,1609$	$0,7115 \pm 0,1394$	$0,4477 \pm 0,5493$	$0,5556 \pm 0,3099$	
8/7	$0,0938 \pm 0,0566$	$0,0488 \pm 0,0353$	$0,0322 \pm 0,0205$	$0,0000 \pm 0,0000$	$1,0000 \pm 0,6325$	
9/8	$0,3333 \pm 0,3849$	$0,5000 \pm 0,6124$	$0,0000 \pm 0,0000$		$0,8000 \pm 0,5367$	

**Tabelle 5.13:** Die Schmitteffizienzen des voll-leptonischen Kanals getrennt nach den Prozessen für  $\langle \mu \rangle = 100$ . Die angegebenen Fehler entsprechen der Standardabweichung.

Nr.	Schnitt	$\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$	$t\bar{t}$
0	Grundgesamtheit	7097 $\pm$ 28	3386 $\pm$ 14	1584 $\pm$ 6	1591910656 $\pm$ 542416
1	1 $\ell$ , 1 $\tau_h$	3593,3 $\pm$ 19,9	1747,7 $\pm$ 9,7	823,0 $\pm$ 4,5	833363136 $\pm$ 392459
2	1 $\ell$ , 1 had, $\tau$ , 2 $b$	460,9 $\pm$ 7,1	239,7 $\pm$ 3,6	116,0 $\pm$ 1,7	757887 $\pm$ 37732
3	$E_I^{mass}$	443,7 $\pm$ 7,0	230,1 $\pm$ 3,5	112,2 $\pm$ 1,7	7148070 $\pm$ 36658
4	$m_{CT}$	126,9 $\pm$ 3,7	87,1 $\pm$ 2,2	52,4 $\pm$ 1,1	82097 $\pm$ 3992
5	$x_1 \cdot x_2$	88,2 $\pm$ 3,1	57,2 $\pm$ 1,8	33,6 $\pm$ 0,9	26899 $\pm$ 2302
6	$p_T(H_{\tau_c, \tau_h})$	65,0 $\pm$ 2,7	45,1 $\pm$ 1,6	28,0 $\pm$ 0,8	9947 $\pm$ 1476
7	$m_{inv}(H_{b,b})$	52,1 $\pm$ 2,4	36,2 $\pm$ 1,4	22,7 $\pm$ 0,7	2942 $\pm$ 672
8	$m_{inv}(\ell, \tau_h)$	50,6 $\pm$ 2,4	34,7 $\pm$ 1,4	21,7 $\pm$ 0,7	1681 $\pm$ 485
9	$m_{coll}(H_{\tau_c, \tau_h})$	43,3 $\pm$ 2,2	29,3 $\pm$ 1,3	18,9 $\pm$ 0,7	1401,0 $\pm$ 443,0

Nr.	$ZZ$	$ZH$	$Zs \rightarrow \ell\ell + 2bjets + jet$	$Z \rightarrow \ell\ell + jets$	$Z \rightarrow \tau\tau + 2bjets$	$Z \rightarrow \tau\tau + jets$
0	443100 $\pm$ 1401	154350 $\pm$ 891	213483584 $\pm$ 146536	1081636992 $\pm$ 703051	7230000 $\pm$ 10225	540130240 $\pm$ 517771
1	96939,9 $\pm$ 655,4	48460,8 $\pm$ 499,3	72916288,0 $\pm$ 85594,0	392595232,0 $\pm$ 423527,4	2053172,8 $\pm$ 5448,9	94511496,0 $\pm$ 215786,6
2	4475,4 $\pm$ 140,8	1291,4 $\pm$ 81,5	32218,6 $\pm$ 1518,5	7079,6 $\pm$ 1685,0	193845,6 $\pm$ 1674,3	2936,8 $\pm$ 1132,8
3	4045,6 $\pm$ 133,9	1157,6 $\pm$ 77,2	27574,0 $\pm$ 1410,7	6670,1 $\pm$ 1634,5	176073,4 $\pm$ 1595,7	2390,5 $\pm$ 992,4
4	407,7 $\pm$ 42,5	241,8 $\pm$ 35,3	724,3 $\pm$ 214,0	0,0 $\pm$ 0,0	9225,9 $\pm$ 365,3	0,0 $\pm$ 0,0
5	172,8 $\pm$ 27,7	138,9 $\pm$ 26,7	271,2 $\pm$ 151,8	0,0 $\pm$ 0,0	3861,0 $\pm$ 236,3	0,0 $\pm$ 0,0
6	106,3 $\pm$ 21,7	118,3 $\pm$ 24,7	244,1 $\pm$ 149,4	0,0 $\pm$ 0,0	2516,2 $\pm$ 190,7	0,0 $\pm$ 0,0
7	66,5 $\pm$ 17,2	97,8 $\pm$ 22,4	0,0 $\pm$ 0,0	0,0 $\pm$ 0,0	491,7 $\pm$ 84,3	0,0 $\pm$ 0,0
8	57,6 $\pm$ 16,0	82,3 $\pm$ 20,6	0,0 $\pm$ 0,0	0,0 $\pm$ 0,0	433,8 $\pm$ 79,2	0,0 $\pm$ 0,0
9	53,2 $\pm$ 15,3	56,6 $\pm$ 17,1	0,0 $\pm$ 0,0	0,0 $\pm$ 0,0	318,1 $\pm$ 67,8	0,0 $\pm$ 0,0

**Tabelle 5.14:** Die Anzahl an Ereignissen des semi-leptonischen Kanals getrennt nach den Prozessen für  $< \mu \geq 50$ . Alle Ereignisse sind mit dem passenden Wirkungsquerschnitt auf 3000 fb $^{-1}$  gewichtet. In der Grundgesamtheit wurden zuvor Objektschnitte angewandt:  $p_{T,\ell} > 15$  GeV,  $p_{T,\tau_h} > 25$  GeV,  $p_{T,b} > 20$  GeV,  $|m_{b,\mu,\tau_h}| < 2,5$  und  $|\eta_\ell| < 2,47$ . Die angegebenen Fehler entsprechen der Standardabweichung.

5.6 Untersuchung des Einflusses der Auflösung der fehlenden transversalen Energie

Nr. $i/(i+1)$	$\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$	$t\bar{t}$
1/0	$0,5063 \pm 0,0034$	$0,5161 \pm 0,0035$	$0,5195 \pm 0,0035$	$0,5235 \pm 0,0003$
2/1	$0,1283 \pm 0,0021$	$0,1372 \pm 0,0022$	$0,1410 \pm 0,0022$	$0,0091 \pm 0,0000$
3/2	$0,9627 \pm 0,0213$	$0,9601 \pm 0,0205$	$0,9670 \pm 0,0201$	$0,9432 \pm 0,0067$
4/3	$0,2859 \pm 0,0096$	$0,3787 \pm 0,0110$	$0,4674 \pm 0,0123$	$0,0115 \pm 0,0006$
5/4	$0,6950 \pm 0,0320$	$0,6568 \pm 0,0259$	$0,6400 \pm 0,0222$	$0,3276 \pm 0,0323$
6/5	$0,7375 \pm 0,0400$	$0,7880 \pm 0,0364$	$0,8353 \pm 0,0336$	$0,3698 \pm 0,0633$
7/6	$0,8017 \pm 0,0495$	$0,8024 \pm 0,0415$	$0,8090 \pm 0,0359$	$0,2958 \pm 0,0806$
8/7	$0,9704 \pm 0,0636$	$0,9585 \pm 0,0528$	$0,9587 \pm 0,0452$	$0,5714 \pm 0,2103$
9/8	$0,8562 \pm 0,0588$	$0,8437 \pm 0,0491$	$0,8695 \pm 0,0430$	$0,8333 \pm 0,3568$

Nr. $i/(i+1)$	$ZZ$	$ZH$	$Zs \rightarrow \ell\ell + 2bjets + jet$	$Z \rightarrow \ell\ell + jets$	$Z \rightarrow \tau\tau + 2bjets$	$Z \rightarrow \tau\tau + jets$
1/0	$0,2188 \pm 0,0016$	$0,3140 \pm 0,0037$	$0,3416 \pm 0,0005$	$0,3630 \pm 0,0005$	$0,2840 \pm 0,0009$	$0,1750 \pm 0,0004$
2/1	$0,0462 \pm 0,0015$	$0,0266 \pm 0,0017$	$0,0004 \pm 0,0000$	$0,0000 \pm 0,0000$	$0,0944 \pm 0,0009$	$0,0000 \pm 0,0000$
3/2	$0,9040 \pm 0,0413$	$0,8964 \pm 0,0823$	$0,8558 \pm 0,0595$	$0,9422 \pm 0,3218$	$0,9083 \pm 0,0114$	$0,8140 \pm 0,4613$
4/3	$0,1008 \pm 0,0110$	$0,2089 \pm 0,0335$	$0,0263 \pm 0,0079$	$0,0000 \pm 0,0000$	$0,0524 \pm 0,0021$	$0,0000 \pm 0,0000$
5/4	$0,4239 \pm 0,0810$	$0,5745 \pm 0,1387$	$0,3744 \pm 0,2370$		$0,4185 \pm 0,0305$	
6/5	$0,6154 \pm 0,1597$	$0,8519 \pm 0,2417$	$0,9001 \pm 0,7466$		$0,6517 \pm 0,0635$	
7/6	$0,6250 \pm 0,2057$	$0,8261 \pm 0,2561$	$0,0000 \pm 0,0000$		$0,1954 \pm 0,0366$	
8/7	$0,8667 \pm 0,3284$	$0,8421 \pm 0,2857$			$0,8824 \pm 0,2210$	
9/8	$0,9231 \pm 0,3695$	$0,6875 \pm 0,2693$			$0,7333 \pm 0,2058$	

**Tabelle 5.15:** Die Schmitteffizienzen des semi-leptonischen Kanals getrennt nach den Prozessen für  $\langle \mu \rangle = 50$ . Die angegebenen Fehler entsprechen der Standardabweichung.

Nr.	Schnitt	$\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$	$t\bar{t}$
0	Grundgesamtheit	7097 $\pm$ 28	3386 $\pm$ 14	1584 $\pm$ 6	1591910656 $\pm$ 542416
1	1 $\ell$ , 1 $\tau_h$	3593,3 $\pm$ 19,9	1747,7 $\pm$ 9,7	823,0 $\pm$ 4,5	833363136 $\pm$ 392459
2	1 $\ell$ , 1 had, $\tau$ , 2 $b$	460,9 $\pm$ 7,1	239,7 $\pm$ 3,6	116,0 $\pm$ 1,7	7578870 $\pm$ 37732
3	$E_T^{miss}$	450,8 $\pm$ 7,0	233,8 $\pm$ 3,5	113,4 $\pm$ 1,7	7330897 $\pm$ 37123
4	$m_{CT}$	127,2 $\pm$ 3,7	86,6 $\pm$ 2,2	52,0 $\pm$ 1,1	102832 $\pm$ 4505
5	$x_1 \cdot x_2$	71,3 $\pm$ 2,8	45,9 $\pm$ 1,6	27,1 $\pm$ 0,8	28439,9 $\pm$ 2423
6	$p_T(H_{\tau_c, \tau_h})$	54,8 $\pm$ 2,5	36,6 $\pm$ 1,4	22,9 $\pm$ 0,8	12189 $\pm$ 1604
7	$m_{inv}(H_{b,b})$	44,4 $\pm$ 2,2	29,2 $\pm$ 1,3	18,5 $\pm$ 0,7	3362 $\pm$ 767
8	$m_{inv}(\ell, \tau_h)$	43,0 $\pm$ 2,2	27,9 $\pm$ 1,2	17,7 $\pm$ 0,7	1681 $\pm$ 560
9	$m_{coll}(H_{\tau_c, \tau_h})$	31,9 $\pm$ 1,9	21,3 $\pm$ 1,1	13,6 $\pm$ 0,6	980,7 $\pm$ 420,3

Nr.	$ZZ$	$ZH$	$Zs \rightarrow \ell\ell + 2bjets + jet$	$Z \rightarrow \ell\ell + jets$	$Z \rightarrow \tau\tau + 2bjets$	$Z \rightarrow \tau\tau + jets$
0	443100 $\pm$ 1401	154350 $\pm$ 891	213483584 $\pm$ 146536	1081636992 $\pm$ 703051	7230000 $\pm$ 10225	540130240 $\pm$ 517771
1	96939,9 $\pm$ 655,4	48460,8 $\pm$ 499,3	72916288,0 $\pm$ 85594,0	392595232,0 $\pm$ 423527,4	2053172,8 $\pm$ 5448,9	94511496,0 $\pm$ 215786,6
2	4475,4 $\pm$ 140,8	1291,4 $\pm$ 81,5	32218,6 $\pm$ 1518,5	7079,6 $\pm$ 1685,0	193845,6 $\pm$ 1674,3	2936,8 $\pm$ 1132,8
3	4298,2 $\pm$ 138,0	1234,8 $\pm$ 79,7	30051,2 $\pm$ 1462,5	7079,6 $\pm$ 1685,0	185906,7 $\pm$ 1639,6	2596,8 $\pm$ 1080,6
4	398,8 $\pm$ 42,0	241,8 $\pm$ 35,3	751,3 $\pm$ 215,7	411,4 $\pm$ 411,4	9052,4 $\pm$ 361,8	0,0 $\pm$ 0,0
5	110,8 $\pm$ 22,2	118,3 $\pm$ 24,7	298,2 $\pm$ 154,2	411,4 $\pm$ 411,4	2935,5 $\pm$ 206,0	0,0 $\pm$ 0,0
6	70,9 $\pm$ 17,7	102,9 $\pm$ 23,0	244,1 $\pm$ 149,4	0,0 $\pm$ 0,0	2096,8 $\pm$ 174,1	0,0 $\pm$ 0,0
7	44,3 $\pm$ 14,0	87,5 $\pm$ 21,2	0,0 $\pm$ 0,0	0,0 $\pm$ 0,0	419,4 $\pm$ 77,9	0,0 $\pm$ 0,0
8	44,3 $\pm$ 14,0	72,0 $\pm$ 19,3	0,0 $\pm$ 0,0	0,0 $\pm$ 0,0	347,1 $\pm$ 70,8	0,0 $\pm$ 0,0
9	39,9 $\pm$ 13,3	51,5 $\pm$ 16,3	0,0 $\pm$ 0,0	0,0 $\pm$ 0,0	260,3 $\pm$ 61,4	0,0 $\pm$ 0,0

**Tabelle 5.16:** Die Anzahl an Ereignissen des semi-leptonischen Kanals getrennt nach den Prozessen für  $< \mu \geq 100$ . Alle Ereignisse sind mit dem passenden Wirkungsquerschnitt auf 3000 fb $^{-1}$  gewichtet. In der Grundgesamtheit wurden zuvor Objektschnitte angewandt:  $p_{T,\ell} > 15$  GeV,  $p_{T,\tau_h} > 25$  GeV,  $p_{T,b} > 20$  GeV,  $|\eta_{b,\mu,\tau_h}| < 2,5$  und  $|\eta_\ell| < 2,47$ . Die angegebenen Fehler entsprechen der Standardabweichung.

5.6 Untersuchung des Einflusses der Auflösung der fehlenden transversalen Energie

Nr. $i/(i+1)$	$\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$	$\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$	$t\bar{t}$
1/0	$0,5063 \pm 0,0034$	$0,5161 \pm 0,0035$	$0,5195 \pm 0,0035$	$0,5235 \pm 0,0003$
2/1	$0,1283 \pm 0,0021$	$0,1372 \pm 0,0022$	$0,1410 \pm 0,0022$	$0,0091 \pm 0,0000$
3/2	$0,9780 \pm 0,0215$	$0,9754 \pm 0,0208$	$0,9777 \pm 0,0203$	$0,9673 \pm 0,0069$
4/3	$0,2822 \pm 0,0094$	$0,3705 \pm 0,0108$	$0,4582 \pm 0,0121$	$0,0140 \pm 0,0006$
5/4	$0,5607 \pm 0,0275$	$0,5294 \pm 0,0224$	$0,5204 \pm 0,0194$	$0,2766 \pm 0,0265$
6/5	$0,7682 \pm 0,0458$	$0,7986 \pm 0,0410$	$0,8476 \pm 0,0378$	$0,4286 \pm 0,0672$
7/6	$0,8109 \pm 0,0544$	$0,7962 \pm 0,0458$	$0,8062 \pm 0,0396$	$0,2759 \pm 0,0727$
8/7	$0,9677 \pm 0,0687$	$0,9558 \pm 0,0587$	$0,9586 \pm 0,0501$	$0,5000 \pm 0,2020$
9/8	$0,7410 \pm 0,0575$	$0,7649 \pm 0,0510$	$0,7674 \pm 0,0435$	$0,5833 \pm 0,3167$

Nr. $i/(i+1)$	$ZZ$	$ZH$	$Zs \rightarrow \ell\ell + 2bjets + jet$	$Z \rightarrow \ell\ell + jets$	$Z \rightarrow \tau\tau + 2bjets$	$Z \rightarrow \tau\tau + jets$
1/0	$0,2188 \pm 0,0016$	$0,3140 \pm 0,0037$	$0,3416 \pm 0,0005$	$0,3630 \pm 0,0005$	$0,2840 \pm 0,0009$	$0,1750 \pm 0,0004$
2/1	$0,0462 \pm 0,0015$	$0,0266 \pm 0,0017$	$0,0004 \pm 0,0000$	$0,0000 \pm 0,0000$	$0,0944 \pm 0,0009$	$0,0000 \pm 0,0000$
3/2	$0,9604 \pm 0,0432$	$0,9562 \pm 0,0863$	$0,9327 \pm 0,0632$	$1,0000 \pm 0,3366$	$0,9590 \pm 0,0118$	$0,8842 \pm 0,5017$
4/3	$0,0928 \pm 0,0102$	$0,1958 \pm 0,0312$	$0,0250 \pm 0,0073$	$0,0581 \pm 0,0597$	$0,0487 \pm 0,0020$	$0,0000 \pm 0,0000$
5/4	$0,2778 \pm 0,0628$	$0,4894 \pm 0,1245$	$0,3969 \pm 0,2348$	$1,0000 \pm 1,4142$	$0,3243 \pm 0,0262$	
6/5	$0,6400 \pm 0,2049$	$0,8696 \pm 0,2659$	$0,8184 \pm 0,6557$	$0,0000 \pm 0,0000$	$0,7143 \pm 0,0777$	
7/6	$0,6250 \pm 0,2519$	$0,8500 \pm 0,2804$	$0,0000 \pm 0,0000$		$0,2000 \pm 0,0407$	
8/7	$1,0000 \pm 0,4472$	$0,8235 \pm 0,2972$			$0,8276 \pm 0,2284$	
9/8	$0,9000 \pm 0,4135$	$0,7143 \pm 0,2957$			$0,7500 \pm 0,2339$	

**Tabelle 5.17:** Die Schmitteffizienzen des semi-leptonischen Kanals getrennt nach den Prozessen für  $\langle \mu \rangle = 100$ . Die angegebenen Fehler entsprechen der Standardabweichung.



## 6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Higgs-Paarerzeugung  $gg \rightarrow H \rightarrow HH$  durch Gluon-Gluon-Fusion in den Kanälen  $HH \rightarrow b\bar{b} \tau^+\tau^- \rightarrow b\bar{b} \ell\ell 4\nu$  (voll-leptonisch) und  $HH \rightarrow b\bar{b} \tau^+\tau^- \rightarrow b\bar{b} \ell\tau_h 3\nu$  (semi-leptonisch) bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  und einer integrierten Luminosität von  $3000 \text{ fb}^{-1}$  untersucht. Es handelt sich hierbei also um eine vorbereitende Sensitivitätsstudie für ATLAS am HL-LHC zur Beobachtung der Higgs-Paarproduktion und Bestimmung der Higgs-Boson-Selbstkopplung. Das Ziel war, das Signal möglichst gut vom Untergrund zu trennen. Die Untersuchungen wurden mit drei verschiedenen Signalprozessen durchgeführt, die unterschiedlichen Hypothesen der Stärke der Higgs-Boson-Selbstkopplung entsprechen. Optimiert wurde auf den Standardmodell-Signalprozess, der mit  $\lambda = 1 \cdot \lambda_{SM}$  bezeichnet wird. Desweiteren wurde  $\lambda = 0 \cdot \lambda_{SM}$  berücksichtigt. Dieser Prozess beinhaltet nur die Higgs-Paarerzeugung ohne Selbstkopplung und hat von den Signalprozessen den größten Wirkungsquerschnitt. Der dritte Signalprozess ist  $\lambda = 2 \cdot \lambda_{SM}$ , hier wurde ein willkürlicher anderer Wert angenommen um Veränderungen der Kinematik zu beobachten. Für die Studie wurden simulierte Ereignisse genutzt, die jedoch nicht auf einer vollständigen Detektorsimulation beruhen, sondern auf Parametrisierungen, die mit Hilfe des erwarteten Ansprechverhaltens des ATLAS-Detektors am HL-LHC erstellt wurden. Es wurden sieben verschiedene Untergrundprozesse berücksichtigt, wobei  $tt \rightarrow bW^+ bW^-$  der am schwersten zu unterdrückende Untergrund ist. Eine wichtige Observable zu dessen Unterdrückung ist die kontraversale Masse  $m_{CT}$ . Die Selektion wurde getrennt für die beiden oben genannten Kanäle durchgeführt und am Ende jeweils die Signifikanz berechnet. Dazu wurde zuerst eine Auswahl an trennkraftigen Observablen bestimmt und dann die Selektionskriterien in der Reihenfolge der Trennkraft optimiert. Aufgrund von orthogonalen Bedingungen an die Endprodukte der beiden Kanäle konnte auch eine kombinierte Signifikanz berechnet werden. Die Signifikanzwerte sind für die verschiedenen Signalprozesse in nachfolgender Tabelle zusammengefasst.

$\lambda/\lambda_{SM}$	Signifikanz $\mathcal{Z}$		
	voll-lept.	semi-lept.	kombiniert
0	$0,28 \pm 0,09$	$1,5 \pm 0,2$	$1,53 \pm 0,20$
1	$0,25 \pm 0,08$	$1,09 \pm 0,16$	$1,12 \pm 0,16$
2	$0,15 \pm 0,05$	$0,66 \pm 0,10$	$0,68 \pm 0,10$

Es ist zu sehen, dass die Signifikanz des semi-leptonischen gegenüber des voll-leptonischen Kanals für den Standardmodell-Signalprozess mehr als viermal so groß ist. Der Grund hierfür ist das höhere Verzweigungsverhältnis des semi-leptonischen Kanals (43,6%) im Vergleich zum voll-leptonischen (12,4%), wodurch in  $3000 \text{ fb}^{-1}$  920 Standardmodell-Signalereignisse im voll-leptonischen und 3230 im semi-leptonischen Kanal erwartet wer-

den. Jedoch ist zu beachten, dass die Rekonstruktionseffizienz für  $\tau$ -Leptonen geringer ist als für Elektronen und Myonen und auch die Verzweigungsverhältnisse der Untergrund-Prozesse zu berücksichtigen sind.

Desweiteren wurde der Einfluss der Auflösung der fehlenden transversalen Energie auf die Selektion untersucht. Ihre Auflösung ist in Abhängigkeit der mittleren Anzahl an überlagerten Wechselwirkungen („pile-up“)  $\langle \mu \rangle$  parametrisiert, da die Rekonstruktion der Trajektorien und der Energie der Teilchen immer aufwendiger und komplizierter wird, je mehr Interaktionen gleichzeitig stattfinden. Dies wird eine der großen Herausforderungen bei hoher Luminosität sein. Zudem hängen in dieser Studie mehrere zur Selektion genutzte Observablen von der fehlenden transversalen Energie ab. Es konnte beobachtet werden, dass die Verteilung der fehlenden transversalen Energie mit höherem „pile-up“ breiter und zu höheren Werten verschoben wurde. Dadurch verschwand der Higgs-Boson-Massenpeak in der kollinearen Näherung und auch die Verteilung des mit ihrer Hilfe rekonstruierte Transversalimpuls des Higgs-Bosons wurde breiter. Durch diese Veränderungen der Verteilungen geht Trennkraft während der Selektion verloren. Kaum Einfluss hat die Verschlechterung der Auflösung auf die kontraversale Masse mit der 99% des  $t\bar{t} \rightarrow bW^+ \bar{b}W^-$ -Untergrunds unterdrückt werden. Die Selektion wurde für  $\langle \mu \rangle = 20$  optimiert. Um den Einfluss der schlechteren Auflösung der fehlenden transversalen Energie auf die Sensitivität zu untersuchen, wurde die Selektion ohne erneute Optimierung nochmals auf die simulierten Ereignisse für  $\langle \mu \rangle = 50$  und  $\langle \mu \rangle = 100$  angewandt. Für den voll-leptonischen Kanal nahm die Signifikanz für  $\langle \mu \rangle = 50$  um mehr als die Hälfte,  $\mathcal{Z} = 0,12 \pm 0,03$ , ab. Beim semi-leptonischen Kanal halbierte sich die Signifikanz erst bei  $\langle \mu \rangle = 100$ , auf  $\mathcal{Z} = 0,58 \pm 0,10$ . Um mit dem ATLAS-Detektor am LHC die Selbstkopplungsstärke im Endzustand  $b\bar{b} \tau^+ \tau^-$  untersuchen zu können ist es unerlässlich die Auflösung der fehlenden transversalen Energie zu verbessern.

Im Zeitrahmen dieser Bachelorarbeit war es leider nicht möglich, die Anzahl an simulierten  $t\bar{t} \rightarrow bW^+ \bar{b}W^-$ -Untergrundereignissen zu erhöhen, wodurch bei fortgeschrittener Selektion die Form der Verteilung des dominanten Untergrunds nicht mehr gut zu erkennen ist und die statistischen Fehler auf die erwartete Signifikanz groß werden. An Hand von mehr simulierten Ereignissen lässt sich die Selektion in Zukunft eventuell weiter optimieren.

# Literaturverzeichnis

- [1] 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.* B716 (2012) 1-29, 2012.
- [2] 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, 2012.
- [3] Glashow, S.L. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl.Phys.*, 22:579–588, 1961.
- [4] Salam, Abdus. Weak and Electromagnetic Interactions. *Conf.Proc.*, C680519:367–377, 1968.
- [5] Weinberg, Steven. A Model of Leptons. *Phys.Rev.Lett.*, 19:1264–1266, 1967.
- [6] Higgs, Peter W. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys.Lett.*, 12:132–133, 1964.
- [7] Englert, F. and Brout, R. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys.Rev.Lett.*, 13:321–323, 1964.
- [8] Guralnik, G.S. and Hagen, C.R. and Kibble, T.W.B. Global Conservation Laws and Massless Particles. *Phys.Rev.Lett.*, 13:585–587, 1964.
- [9] Higgs, Peter W. Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons. *Phys.Rev.*, 145:1156–1163, 1966.
- [10] David Griffith. Introduction to Elementary Particles. *WILEY-VCH*, 2. Auflage, 2008.
- [11] H. Frauenfelder und E. M. Henley. Teilchen und Kerne. *Oldenbourg*, 4. Auflage, 1999.
- [12] S. Dittmaier and M. Schumacher. The Higgs Boson in the Standard Model - From LEP to LHC: Expectations, Searches, and Discovery of a Candidate, 2012.
- [13] Markus Schumacher. Suche nach neutralen Higgsbosonen mit dem OPAL-Detektor bei LEP2. Bonn University,(BONN-IR-99-19), 1999.
- [14] Martin Schmitz. Sensitivity of the ATLAS Experiment to discover the Decay  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$  of the Standard Model Higgs Boson produced in Vector Boson Fusion. Bonn University, 2011.

- [15] ATLAS Collaboration. Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC, 2013.
- [16] Combined measurements of the mass and signal strength of the Higgs-like boson with the ATLAS detector using up to  $25 \text{ fb}^{-1}$  of proton-proton collision data. Technical Report ATLAS-CONF-2013-014, CERN, Geneva, Mar 2013.
- [17] ATLAS Collaboration. Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data, 2013.
- [18] Florian Goertz and Andreas Papaefstathiou and Li Lin Yang and José Zurita. Higgs Boson self-coupling measurements using ratios of cross sections, 2013.
- [19] The ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3(08):S08003, 2008.
- [20] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections>.
- [21] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/HiggsEuropeanStrategy2012>.
- [22] LHC Higgs Cross Section Working Group and S. Dittmaier and C. Mariotti and G. Passarino et al. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions, 2012.
- [23] J. Beringer et al. (Particle Data Group). *Phys. Rev. D*86, 010001, 2012.
- [24] Matthew J. Dolan and Christoph Englert and Michael Spannowsky. Higgs self-coupling measurements at the LHC, 2012.
- [25] Torbjorn Sjostrand and Stephen Mrenna and Peter Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP* 0605:026,2006, 2006.
- [26] Stefano Frixione and Fabian Stoeckli and Paolo Torrielli and Bryan R. Webber and Chris D. White. The MC@NLO 4.0 Event Generator, 2010.
- [27] G Corcella and IG Knowles and G Marchesini and S Moretti and K Odagiri and P Richardson and MH Seymour and BR Webber. HERWIG 6.5 Release Note, 2002.
- [28] J. M. Butterworth and J. R. Forshaw and M. H. Seymour. Multiparton Interactions in Photoproduction at HERA. *Z.Phys.C*72:637-646,1996, 1996.
- [29] LHC Higgs Cross Section Working Group and S. Dittmaier and C. Mariotti and G. Passarino et al. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables, 2011.
- [30] Johan Alwall and Michel Herquet and Fabio Maltoni and Olivier Mattelaer and Tim Stelzer. MadGraph 5 : Going Beyond, 2011.

- [31] Brun, R. and Rademakers, F. ROOT: An object oriented data analysis framework. *Nucl.Instrum.Meth.*, A389:81–86, 1997.
- [32] ATLAS, Collaboration and Barr, A and Barak, L and Cavalli, D et al. Performance assumptions for an upgraded ATLAS detector at a High-Luminosity LHC. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2013-004, CERN, Geneva, Mar 2013.
- [33] R.K. Ellis, I. Hinchliffe, M. Soldate and J.J. van der Bij,. *Nucl. Phys. B*297, (1988)221.
- [34] Iris Rottländer. Studie zum Entdeckungspotenzial für ein Higgs-Boson aus Vektorbosonfusion mit leptonischem Zerfall für das ATLAS-Experiment am LHC. Bonn University,(BONN-IB-2005-03), 2005.
- [35] Giacomo Polesello and Daniel R. Tovey. Supersymmetric particle mass measurement with the boost-corrected contranverse mass. *JHEP* 1003:030,2010, 2009.
- [36] Glen Cowan and Kyle Cranmer and Eilam Gross and Ofer Vitells. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *Eur.Phys.J.C*71:1554,2011, 2010.



# Danksagung

Ich möchte mich ganz herzlich bei Prof. Dr. Markus Schumacher für den Einblick in das spannende Gebiet der Teilchenphysik und mein interessantes Arbeitsthema bedanken. Zudem bestand jederzeit die Möglichkeit mit Fragen zu ihm zu kommen und diese zu diskutieren, was mich immer weiterbrachte.

Mein großer Dank gilt auch Dr. Michael Böhler, den ich ebenfalls immer mit Fragen löchern konnte und der diese auch beantwortete, wenn ich sie schon zum zweiten oder dritten Mal stellte. Außerdem stand er mir mit seiner Programmiererfahrung stets zur Seite.

Desweiteren möchte ich mich bei Dr. Stan Lai bedanken und bei Francesca Ungaro, die mir geholfen hat einen besseren Einblick in den Formalismus der kontraversalen Masse zu erhalten.

Natürlich gilt mein Dank auch der gesamten Arbeitsgruppe, durch die immer eine angenehme Arbeitsatmosphäre gewährleistet war.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei Matthias für den allmorgendlich frisch gekochten Kaffee und die vielen weiterführenden physikalischen Gespräche bedanken.