

# **Studien von $H \rightarrow \tau\tau$ -Produktion assoziiert mit einem hadronisch zerfallenden Vektor-Boson**

Florian Alexander Sagolla

Bachelorarbeit in Physik  
angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität  
Bonn

Januar 2020

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

Bonn, .....  
Datum

.....  
Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Klaus Desch
2. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. Philip Bechtle

# Danksagung

---

Zuallererst möchte ich mich bei Prof. Klaus Desch dafür bedanken, dass ich diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe durchführen durfte. Vielen Dank auch an meinen Betreuer Dr. Peter Wagner sowie an Dr. Philip Bechtle für die Unterstützung und die interessante Themenauswahl. Außerdem geht mein Dank an Michael Hübner und den Rest meines Büros, die immer für Hilfe zur Seite standen. Genauso an Lara Schildgen und Dr. Christian Grefe für die Ratschläge vom CERN aus. Meinen Freunden, sowohl aus der Uni, dem Rest Bonns und aus meiner Heimatstadt Hofheim möchte ich ebenfalls für die Unterstützung danken, und dafür, dass sie dafür sorgten, dass ich in meinem Studium bis hierher eine so gute Zeit hatte. Zuletzt gilt mein Dank meiner Familie, die mir immer zur Seite stand und mich in all meinen Bestrebungen unterstützte.



# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen und experimentelles Setup</b>	<b>3</b>
2.1	Physikalische Grundlagen . . . . .	3
2.1.1	Das Standardmodell . . . . .	3
2.1.2	Der Higgsmechanismus . . . . .	3
2.1.3	Higgs-Produktionskanäle . . . . .	3
2.2	Experimentelles Setup . . . . .	4
2.2.1	LHC . . . . .	4
2.2.2	ATLAS-Detektor . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Zurückliegende Analysen und deren Bedeutung für diese Arbeit</b>	<b>7</b>
3.1	Zurückliegende VH-Analyse . . . . .	7
3.2	Zurückliegende Analyse im Zerfallskanal $H \rightarrow \tau_{lep} \tau_{had}$ . . . . .	8
3.3	Bedeutung für diese Arbeit . . . . .	8
<b>4</b>	<b>Analyse des <math>VH \rightarrow qq\tau_{lep}\tau_{had}</math>-Kanals</b>	<b>11</b>
4.1	Datensätze . . . . .	11
4.2	Größen zu Verteilungen und Selektions-Schnitten . . . . .	11
4.3	Prä-Selektion . . . . .	12
4.4	Variablen . . . . .	14
4.4.1	Diskriminierende Variablen mit Schnitt . . . . .	14
4.4.2	Diskriminierende Variablen ohne Schnitt . . . . .	18
4.4.3	Nicht-Diskriminierende Variablen . . . . .	24
4.5	Sensitivitätsmessung . . . . .	29
<b>5</b>	<b>Fazit</b>	<b>33</b>
	<b>Literatur</b>	<b>35</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>37</b>



---

## Einführung

---

Eines der Hauptziele des Large Hadron Colliders (LHC) war es, den Ursprung der Masse festzustellen [1]. Das Standardmodell der Teilchenphysik (siehe Kap. 2) stellte für dieses Problem keine probate Lösung zur Verfügung. Durch den Higgs-Mechanismus [2] sollte dieses Problem gelöst werden. Zu dessen Verifizierung galt es, das Higgs-Boson zu finden, was 2012 den CMS- und ATLAS-Kollaborationen gelang [3]. Seither ist es das Ziel, die Eigenschaften des Higgs-Bosons im Detail zu verstehen [1].

Dazu gehören seine Produktions-Mechanismen (siehe Kap. 2) sowie seine Zerfallseigenschaften. Hier wurden schon Zerfälle zum Beispiel nach  $\gamma\gamma$ ,  $ZZ^*$  und  $b\bar{b}$  betrachtet [4]. Diese Arbeit befasst sich mit dem Produktions-Mechanismus VH und dem Higgs-Zerfall in zwei Tau-Leptonen. Hier wurden insbesondere die Produktions-Mechanismen ggF und VBF schon untersucht [5]. In dieser Arbeit soll der  $VH \rightarrow qq\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ -Prozess analysiert werden. Ferner soll die Sensitivität für den betrachteten Prozess erhöht und quantifiziert werden. Dazu werden zunächst Grundlagen zum physikalischen Prozess sowie zum experimentellen Aufbau erläutert. Im nachfolgenden Kapitel werden zurückliegende Analysen in diesem Bereich betrachtet. In Kapitel 4 wird dann davon ausgehend der  $VH \rightarrow qq\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ -Prozess analysiert. Dies wird mit einer Sensitivitäts-Messung abgeschlossen.





---

# Physikalische Grundlagen und experimentelles Setup

---

In diesem Kapitel wird zunächst das Standard-Modell mit besonderem Fokus auf dem Higgs-Boson erläutert (Abschn. 2.1). Danach werden in Abschn. 2.2 der LHC und das ATLAS-Experiment beschrieben.

## 2.1 Physikalische Grundlagen

### 2.1.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik [2] fasst alle bekannten Elementarteilchen sowie ihre Wechselwirkungen untereinander zusammen. Die Wechselwirkungen werden durch die sog. Vektor-Bosonen beschrieben: Das Gluon ( $g$ ) beschreibt die starke, die  $W^\pm$ - und das  $Z$ -Bosonen die schwache und das Photon ( $\gamma$ ) die elektromagnetische Kraft. Des Weiteren enthält das SM die Fermionen, die wiederum in Quarks und Leptonen unterteilt werden. Die Leptonen ( $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$ , sowie ihre jeweiligen Neutrinos  $\nu_{e,\mu,\tau}$ ) koppeln an die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung. Die Quarks ( $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$ ,  $t$ ,  $b$ ) koppeln außerdem noch an die starke Wechselwirkung.

### 2.1.2 Der Higgsmechanismus

Ein weiterer Baustein des SM ist der Higgs-Mechanismus [2]. Er verleiht den Teilchen ihre Masse, indem diese an das Higgs-Feld koppeln. Dies ist nötig, da sonst die Eigenschaft, dass das  $W^\pm$ - und das  $Z$ -Bosonen eine Masse besitzen, nicht erklärt werden könnte. Wie schon eingangs erwähnt konnte 2012 von der ATLAS- und CMS-Kollaboration ein Teilchen nachgewiesen werden, das dem vorhergesagtem Austauschteilchen des Higgs-Feldes (Higgs-Boson) entspricht.

### 2.1.3 Higgs-Produktionskanäle

Die vier häufigsten Higgs-Boson Produktionskanäle am LHC sind in Abb. 2.1 dargestellt. Am häufigsten ist die *gluon-gluon fusion* (ggF), bei der zwei Gluonen über einen Loop aus Quarks das Higgs-Boson produzieren. Bei der *vector boson fusion* (VBF) emittieren zwei Quarks Vektor-Bosonen, die zum Higgs-Boson fusionieren. Charakteristisch hierbei ist die Entstehung zweier zusätzlicher

Jets. Bei der *VH associated production* (VH) emittiert ein Vektor Boson das Higgs-Boson. Die *ttH associated production* (ttH) kommt zu Stande, indem zwei Gluonen in Top-Quark Paare zerfallen. Durch die Fusion zweier Top-Quarks wird das Higgs-Boson produziert [6].

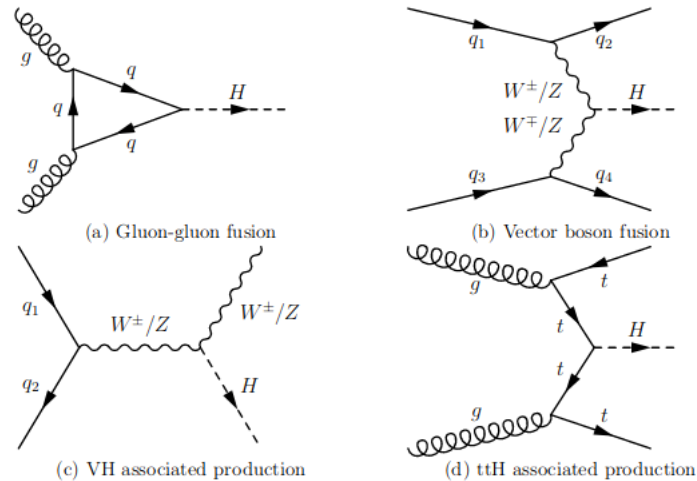


Abbildung 2.1: Higgs-Boson Produktionskanäle [6]

**VH  $\rightarrow$   $qq\tau_{had}\tau_{lep}$**

In diesem Kanal (Abb. 2.2) wird das Higgs-Boson via VH produziert. Danach zerfällt es in ein hadronisch und in ein leptonisch zerfallendes  $\tau$ -Lepton. Das Vektor-Boson zerfällt in zwei Quarks.

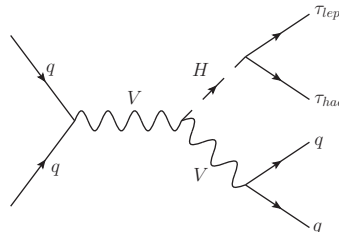


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramm des  $VH \rightarrow qq\tau_{had}\tau_{lep}$ -Kanal

## 2.2 Experimentelles Setup

### 2.2.1 LHC

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein Hadronen-Beschleuniger in Genf (Schweiz), der von der Europäischen Organisation für Kernforschung (CERN) betrieben wird. Er besteht aus einem ca. 27 km langen Speicherring 100 m unter der Erde, in dem Pakete (*bunches*) von Protonen von Dipol-Magneten auf Kreisbahnen gehalten und dabei von supraleitenden elektromagnetischen Resonatoren auf bis zu

7 TeV beschleunigt werden. Der LHC enthält pro Proton-Strahl 2808 *bunches*, mit jeweils  $1,2 \cdot 10^{11}$  Protonen. Diese werden bei einer maximalen Luminosität von ca.  $1,2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  zur Kollision gebracht. Im LHC können auch Ionen beschleunigt werden. Dies soll hier jedoch nicht vertieft werden [7].

### 2.2.2 ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor (**A Toroidal LHC Apparatus**) ist der größte Teilchen-Detektor der Welt mit einem Durchmesser von 25 m und einer Länge von 44 m. Er ist in Abb. 2.3 dargestellt. Sein Gewicht beträgt 7 000 t. Er besteht aus 3 Detektor-Systemen, die in konzentrischen Lagen um den Kollisionspunkt aufgebaut sind. So können die Bahnkurve, der Impuls und die Energie der einfallenden Teilchen gemessen werden. Zur Impuls-Messung biegt ein Magnet-System mit 2 T die Bahnkurve der Teilchen [8]. Am nächsten zur Kollisionsstelle liegt der innere Detektor. Er besteht aus Pixel-Detektor, Halbleiter-Tracker und Übergangsstrahlungs-Tracker. Darum herum befindet sich das Magnet-System. Es folgt das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter zur Messung der Energie. Ganz außen befindet sich das Muonen-Spektrometer [9].

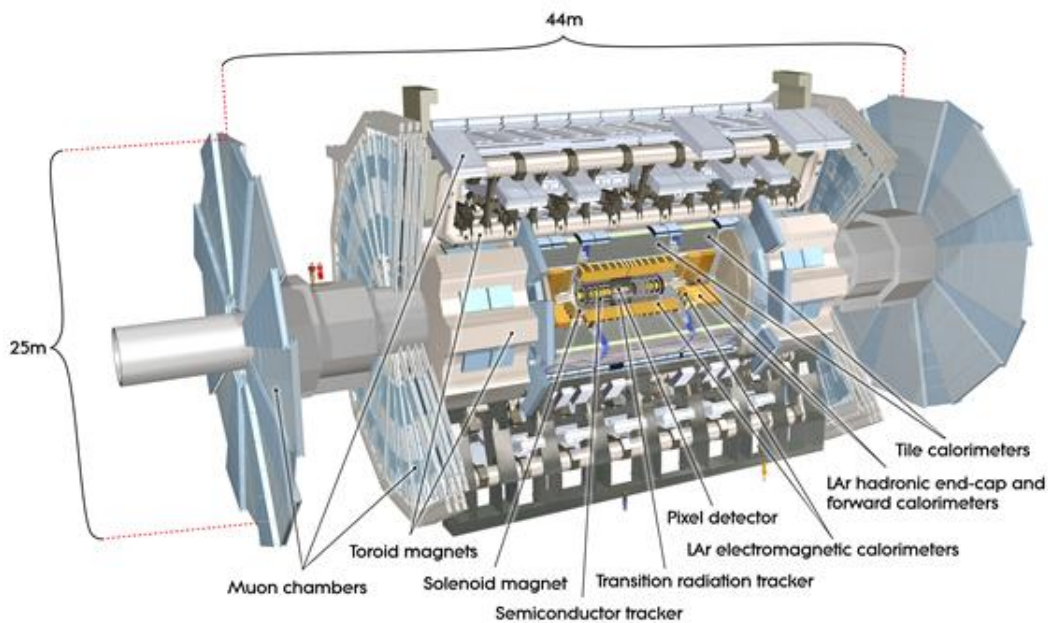


Abbildung 2.3: Computergeneriertes Bild des ATLAS-Detektors [10]



---

## Zurückliegende Analysen und deren Bedeutung für diese Arbeit

---

In dieser Arbeit soll, wie schon erwähnt, der  $VH \rightarrow qq\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ -Prozess näher untersucht werden. Hierbei ist es sinnvoll, zurückliegende Analysen in diesem Gebiet zu betrachten, deren Ereignis-Selektion (*event selection*) als Hilfestellung dienen kann. Dazu wird in Abschn. 3.1 eine Analyse zum Higgs-Produktionsmechanismus VH und in Abschn. 3.2 eine solche, die sich allgemeiner mit dem  $H \rightarrow \tau\tau$ -Zerfall befasst, betrachtet. In Abschn. 3.3 wird dann aufbauen darauf erläutert, inwiefern die beiden Analysen für diese Arbeit verwendet werden können.

### 3.1 Zurückliegende VH-Analyse

In [11] wird der VH-Prozess näher untersucht. Es werden die Zerfallskanäle betrachtet in denen das Higgs-Boson in ein leptolisches und ein hadronisches  $\tau$ -Lepton oder in zwei hadronisch zerfallende  $\tau$ -Leptonen zerfällt. Für das Vektor-Boson werden folgende Zerfallskanäle betrachtet:  $Z \rightarrow \mu\mu/ee$  und  $W \rightarrow \mu\nu/e\nu$ . Die verwendeten Daten stammen aus Proton-Proton-Kollisionen am ATLAS-Experiment aus dem Jahr 2012 (LHC Run 1) bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8$  TeV und einer integrierten Luminosität von  $20,3 \text{ fb}^{-1}$ .

Für die vier untersuchten Kanäle wurden Selektions-Schnitte (*selection cuts*) auf verschiedene kinetische und topologische Variablen angewandt, um eine möglichst hohe Reinheit und Effizienz (siehe Kap. 4) zu erhalten. Anschließend wurde ein *binned global maximum-likelihood fit* an die Verteilungen der rekonstruierten Higgs-Boson Masse durchgeführt. Diese Verteilung ist für den  $ZH \rightarrow \tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ -Kanal in Abb. 3.1 beispielhaft dargestellt. Es wird die mit dem *missing mass calculator* (MMC) errechnete Masse der  $\tau$ -Leptonen in einem Histogramm dargestellt. Zusehen ist deutlich der Peak des ZZ-Backgrounds bei ca. 90 GeV sowie der Peak des ZH-Signals bei ca. 125 GeV. Für alle Kanäle kombiniert ergab sich bei einer Higgs-Boson Masse von 125 GeV und Normierung auf den für das Standardmodell erwarteten Wert eine Signalstärke von  $\mu = 2,3 \pm 1,6$  bei einem 95%-Konfidenzniveau von 5,6.

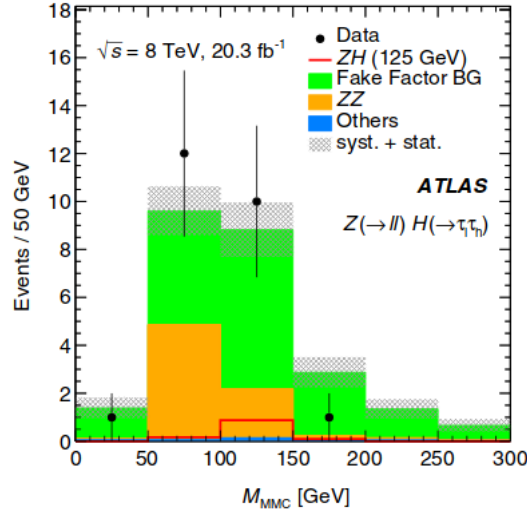


Abbildung 3.1: Rekonstruierte Massenverteilung für die Berechnung der Signalstärke im  $ZH \rightarrow \tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ -Kanal [11]

### 3.2 Zurückliegende Analyse im Zerfallskanal $H \rightarrow \tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$

In [5] wurde der Wirkungsquerschnitt des Higgs-Bosons im  $H \rightarrow \tau\tau$ -Kanal gemessen. Hierbei wurden alle Kombinationen von hadronisch und leptonisch zerfallenden  $\tau$ -Leptonen berücksichtigt. Es wurden ebenfalls Selektions-Schnitte verwendet, um eine höhere Sensitivität zu erreichen.

In der Prä-Selektion (*preselection*) wurden für jeden Higgs-Zerfalls-Kanal ( $\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{lep}}$ ,  $\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ ,  $\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$ ) unterschiedliche Schnitte angewandt. Diese sind für den  $\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ -Kanal in Abb. 3.2 zu sehen. Als Auslöser (*trigger*) wird ein Elektron oder Muon mit  $p_T > 27$  GeV vorausgesetzt.

Im weiteren Verlauf wurden verschiedene Signal Regionen (*signal regions, SR*), wie in Abb. 3.3 zu sehen definiert. Hierbei wurde die Unterscheidung zwischen der Kategorie *VBF* (siehe Kap. 2) und der Kategorie *boosted* gemacht. *VBF* zeichnet sich besonders durch die Anwesenheit eines zweiten Jets mit hohem transversalen Impuls aus ( $p_T^{j_2} > 30$  GeV), sowie dadurch, dass die beiden Jets in unterschiedlichen Hemisphären des Detektors erfasst werden ( $\eta_{j_1} \cdot \eta_{j_2} < 0$ ). Diese Kriterien sind in der *boosted*-Kategorie nicht erfüllt, da hier das Higgs-Boson durch Rückstoß von einem Vektor-Boson oder Jet zu einer Seite des Detektors hin beschleunigt wird. So enthält die Kategorie *VBF* in erster Linie VBF-Events. In der Kategorie *boosted* befinden sich der Großteil von VH und ggF.

### 3.3 Bedeutung für diese Arbeit

Das Ziel ist es nun, für den  $VH \rightarrow qq\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ -Kanal ebenfalls eine hohe Sensitivität zu erreichen.

Ausgangspunkt der Analyse soll die Detektion eines leichten Leptons (e oder  $\mu$ ) sein. Dies ist nötig, da in einem Proton-Proton-Beschleuniger wie dem LHC offensichtlich eine enorme Anzahl an Jets detektiert wird. Leptonen eignen sich daher deutlich besser als Indikator für einen gesuchten Prozess.

Für die VH-Analyse könnte das besagte Lepton entweder aus dem Higgs-Boson- oder aus dem Vektor-Boson-Zerfall stammen. Da im  $VH \rightarrow qq\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ -Kanal das Vektor-Boson komplett hadronisch

$\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$
$N_{e/\mu}^{\text{loose}} = 1, N_{\text{had-vis}}^{\text{loose}} = 1$ $e/\mu$ : Medium, gradient iso. $\tau_{\text{had-vis}}$ : Medium Opposite charge $m_{\text{T}} < 70 \text{ GeV}$
$E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 20 \text{ GeV}$
$\Delta R_{\tau\tau} < 2.5$ $ \Delta\eta_{\tau\tau}  < 1.5$ $0.1 < x_1 < 1.4$ $0.1 < x_2 < 1.2$ $p_{\text{T}}^{j_1} > 40 \text{ GeV}$ $N_{b\text{-jets}} = 0$

 Abbildung 3.2: Prä-Selektion für den  $\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ -Kanal [5]

Signal Region	Inclusive	$\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{lep}}$	$\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$	$\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$
VBF	High- $p_{\text{T}}^{\tau\tau}$	—		$p_{\text{T}}^{\tau\tau} > 140 \text{ GeV}$ $\Delta R_{\tau\tau} < 1.5$
	Tight	$m_{jj} > 800 \text{ GeV}$	$m_{jj} > 500 \text{ GeV}$ $p_{\text{T}}^{\tau\tau} > 100 \text{ GeV}$	Not VBF high- $p_{\text{T}}^{\tau\tau}$ $m_{jj} > (1550 - 250 \cdot  \Delta\eta_{jj} ) \text{ GeV}$
	Loose	Not VBF tight		Not VBF high- $p_{\text{T}}^{\tau\tau}$ and not VBF tight
Boosted	High- $p_{\text{T}}^{\tau\tau}$	$p_{\text{T}}^{\tau\tau} > 140 \text{ GeV}$ $\Delta R_{\tau\tau} < 1.5$		
	Low- $p_{\text{T}}^{\tau\tau}$	Not VBF $p_{\text{T}}^{\tau\tau} > 100 \text{ GeV}$ Not boosted high- $p_{\text{T}}^{\tau\tau}$		

 Abbildung 3.3: *signal regions* der  $H \rightarrow \tau\tau$ -Analyse [5]

zerfällt, kann hieraus nicht wie in [11] ein Lepton verwendet werden. Hilfe kann hier die der Trigger sowie die Prä-Selektion aus [5] bieten. Die Kriterien des  $\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ -Kanals können hier als Basis der Analyse genutzt werden.

Darüber hinaus kann bei vielen der in [11] und [5] genutzten diskriminierenden Variablen geprüft werden, ob diese ebenfalls für den  $VH \rightarrow qq\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ -Kanal interessant sind.



---

## Analyse des $VH \rightarrow qq\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ -Kanals

---

### 4.1 Datensätze

Die in dieser Analyse verwendeten Datensätze stammen von Proton-Proton-Kollisionen aus dem ATLAS-Experiment am LHC bei einer integrierten Luminosität von  $140 \text{ fb}^{-1}$  und einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  aus den Jahren 2015 bis 2018 (Run 2).

Der *fakes*-Hintergrund wurde für die jeweils betrachtete Region (*opposite sign region*) mit der *fake-factor*-Methode [6] bestimmt. Hierbei wird die Verteilung der *fakes* aus der *same sign region* übernommen. Diese Region ist identisch mit der betrachteten, außer, dass die beiden  $\tau$ -Leptonen dort identische Ladungen tragen. Diese Verteilung wird nun mit dem *fake factor*  $\tilde{f}$  skaliert. Dieser berechnet sich aus der Differenz zwischen der Anzahl Daten und der Anzahl Monte-Carlo-Ereignisse, die durch die Anzahl *fakes* in der *same sign region* geteilt wird:

$$\tilde{f} = \frac{N_{\text{Daten}}^{\text{OS}} - N_{\text{Monte Carlo}}^{\text{OS}}}{N_{\text{Fakes}}^{\text{SS}}} \quad (4.1)$$

Die weiteren Hintergrund-Datensätze werden durch die Monte-Carlo-Methode [12] erstellt. Hierbei werden die Kollisionen an Hand der Wirkungsquerschnitte und Detektoreigenschaften simuliert und auf die gewünschte Luminosität normiert.

Die weiteren Hintergründe sind drei Arten des Zerfalls des  $Z$ -Bosons ( $Z \rightarrow \tau\tau$ ,  $Z \rightarrow ee$ ,  $Z \rightarrow \mu\mu$ ) sowie der Top- und Di-Boson-Hintergrund. Außerdem werden  $H \rightarrow \tau\tau$ -Zerfälle aus ggF und VBF als Hintergrund betrachtet.

### 4.2 Größen zu Verteilungen und Selektions-Schnitten

Die Werte Reinheit (engl. *purity*, kurz PRT) und Effizienz (engl. *efficiency*, kurz EFF) [13] dienen dazu, den Einfluss eines angewendeten Selektions-Schnitts auf die Anzahl und das Verhältnis von Hintergrund-Ereignissen (engl. *background events*, kurz BG) und Signal-Ereignissen (engl. *signal events*, kurz SG) zu erfassen.

Die Reinheit

$$\text{PRT} = \frac{\text{SG}}{\text{SG} + \text{BG}} \in [0, 1] \quad (4.2)$$

gibt dabei nach oder vor einem gegebenen Schnitt das Verhältnis von Signal-Ereignissen zur Summe von Signal- und Hintergrund-Ereignissen wieder. Je höher die Reinheit, desto reiner ist das Signal enthalten.

Die Effizienz

$$\text{EFF} = \frac{\text{SG}_{\text{nach Cut}}}{\text{SG}_{\text{vor Cut}}} \in [0, 1] \quad (4.3)$$

gibt das Verhältnis der Anzahl Signal-Ereignissen vor einem gemachten Schnitt zu der Anzahl danach an. In der Regel wird hier für den Nenner des Bruches ein einheitlicher Referenz-Schnitt definiert, sodass verschiedene Schnitte sowie deren Addition besser verglichen werden kann. Je weniger stark die Effizienz nach einem Schnitt abgefallen ist, desto effektiver war der Schnitt.

Im allgemeinen sollte ein Selektions-Schnitt sowohl die Reinheit erhöhen als auch die Effizienz nicht zu stark verkleinern. Ein guter Indikator ist hier das Produkt der beiden Größen  $\text{PRT} \cdot \text{EFF}$ .

Der Überhang (engl. *overlap*) [14] zweier auf eins normierter Verteilungen  $f(x)$  und  $g(x)$

$$\text{OLP} = \int_{-\infty}^{\infty} \min(f(x), g(x)) dx \in [0, 1] \quad (4.4)$$

gibt an, wie stark diese sich bei einer Normierung auf eins überlappen. Für  $\text{OLP} = 1$  wären es zwei bis auf die Normierung identische Verteilungen; für  $\text{OLP} = 0$  wären es zwei räumlich komplett getrennte.

### 4.3 Prä-Selektion

Zusätzlich zum Trigger für den  $\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ -Kanal aus [5], der ein leichtes Lepton mit  $p_T > 27 \text{ GeV}$  voraussetzt, stellt hier die Prä-Selektion den Ausgangspunkt der Analyse dar. Wie in Kap. 3 beschrieben, soll überprüft werden, ob die Prä-Selektions-Schnitte aus [5] auch für diese Analyse genutzt werden können. Außerdem muss in Erwägung gezogen werden, welche Schnitte schon auf die Datensätze angewandt wurden (die also auf jeden Fall in der Prä-Selektion enthalten sind).

Folgende Schnitte wurden auf die Datensätze schon angewandt:

- $N_{\mu, \text{loose}} + N_{e, \text{loose}} = 1$
- $p_T^{\tau_{\text{had}}} > 30 \text{ GeV}$
- $|\tau_{\text{had}}\text{-charge}| = 1$
- $p_T^{j_1} > 40 \text{ GeV}$
- $E_T^{\text{miss}} > 20 \text{ GeV}$
- $0.1 < x_1 < 1.4$  und  $0.1 < x_2 < 1.2$

- $\Delta R_{\tau\tau} < 2.5$
- $|\Delta\eta_{\tau\tau}| < 1.5$

Es wird sicher gestellt, dass die Anzahl leichter Leptonen (Muonen und Elektronen) mit dem Identifikationskriterium *loose* eins ist. Dies stammt aus dem leptonisch zerfallenden  $\tau$ . Des Weiteren soll das hadronisch zerfallende  $\tau$ -Lepton einen transversalen Impuls größer 30 GeV haben und eine Ladung von  $-1$  oder  $+1$  besitzen. Außerdem wird ein hoch-energetischer Jet mit einem transversalen Impuls größer 40 GeV vorausgesetzt (Jet aus Vektor-Boson-Zerfall).  $E_T^{\text{miss}}$  repräsentiert die Energie der Neutrinos aus den  $\tau$ -Zerfällen. Ihr wird eine untere Schranke gesetzt, da Ereignisse ohne Neutrinos ausgelassen werden sollen. Sie sollten in den  $\tau$ -Zerfällen aufgrund der Leptonenfamilienzahl-Erhaltung vorkommen. Die Variablen  $x_1$  und  $x_2$  beschreiben den messbaren Anteil am Gesamt-Impuls des  $\tau$ -Leptons mit höherem ( $x_1$ ) bzw. niedrigerem  $p_T$  ( $x_2$ ). Sie werden beschränkt, um Ereignisse auszuschließen, in denen  $E_T^{\text{miss}}$  nicht kompatibel mit  $\tau$ -Zerfällen ist [5]. Zuletzt wird der Winkelabstand zwischen den zwei  $\tau$ -Kandidaten sowie die Differenz ihrer Pseudorapiditäten beschränkt, um sicherzustellen, dass es sich bei ihnen um  $\tau$ -Leptonen aus dem Higgs-Zerfall und nicht fälschlicherweise um Jets handelt.

Zusätzlich zu den schon enthaltenen Schnitten werden ausgehend von [5] die folgenden angewandt:

- Umgekehrtes Vorzeichen der Ladungen der  $\tau$ -Leptonen
- $e/\mu$  : Medium, gradient iso
- $\tau_{\text{had}}$  : Medium
- MMC fit status = 0

Die beiden  $\tau$ -Leptonen sollten auf Grund der Ladungserhaltung im Higgs-Zerfall ein umgekehrtes Vorzeichen besitzen. Außerdem soll das leichte Lepton sowie das hadronisch zerfallende  $\tau$ -Lepton mindestens das *medium*-Identifikationskriterium erfüllen. Das Kriterium wird aus verschiedenen Variablen berechnet und dient in erster Linie zur Unterscheidung von Jets. Das Lepton sollte darüber hinaus von anderen geladenen Spuren isoliert sein. Zuletzt soll sicher gestellt werden, dass der Fit des *missing mass calculator* (MMC) [12] zur Berechnung von  $m_{\tau\tau}$  konvergiert.

Für die Prä-Selektion ergeben sich die folgenden Werte:

$$\text{PRT} = 0,74 \cdot 10^{-3} \quad \text{EFF} = 0,70 \quad \text{PRT} \cdot \text{EFF} = 0,52 \cdot 10^{-3} \quad (4.5)$$

Im Folgenden wird die hier angewandte Prä-Selektion als „VH-Prä-Selektion“ bezeichnet.

## 4.4 Variablen

Im weiteren Verlauf werden verschiedene kinematische und topologische Variablen betrachtet.

Es wird der Überhang berechnet und zwischen diskriminierenden und nicht-diskriminierenden Variablen unterschieden. Bei starker Diskriminierung wird ein Schnitt angewandt und dessen Reinheit und Effizienz berechnet.

### 4.4.1 Diskriminierende Variablen mit Schnitt

$m_{jj}$

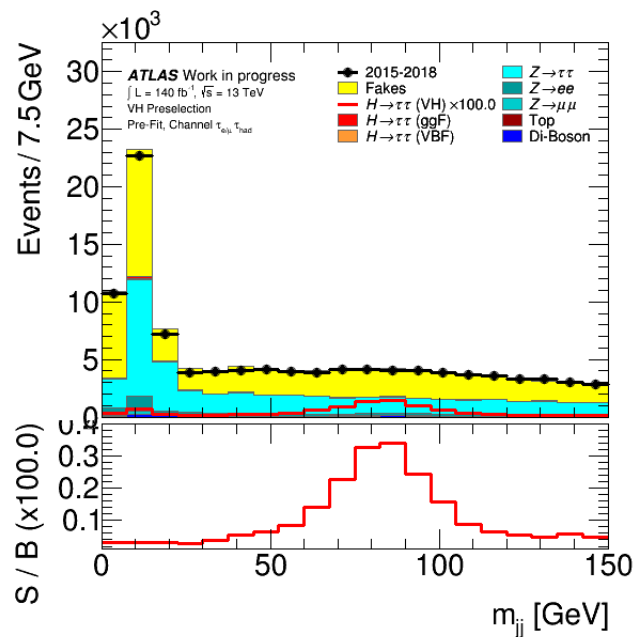


Abbildung 4.1: Verteilung der Variable  $m_{jj}$  sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses

$m_{jj}$  ist die invariante Masse der zwei Jets. Wie in 4.1 dargestellt, hat die Signal-Verteilung einen klar zu erkennenden Peak bei ca. 80 bis 90 GeV. Dies ist sinnvoll, da im Signal-Prozess die Jets aus dem Zerfall des Vektor-Bosons stammen, das eine Masse in diesem Bereich besitzt. In dieser Region ist das Verhältnis von Signal zu Hintergrund deutlich erhöht. Der Überhang liegt nur bei 0,67. Entsprechend wird ein Schnitt um diesen Peak vorgenommen:

$$50 \text{ GeV} < m_{jj} < 120 \text{ GeV} \quad (4.6)$$

Dies führt zu den Werten:

$$\text{PRT} = 1,85 \cdot 10^{-3} \quad \text{EFF} = 0,37 \quad \text{PRT} \cdot \text{EFF} = 0,69 \cdot 10^{-3} \quad (4.7)$$

Wie erwartet ist ein hoher Anstieg der Reinheit zu beobachten. Das Produkt von Reinheit und Effizienz wächst im Vergleich zur Prä-Selektion deutlich an. Jedoch ist auch ein deutlicher Abfall der Effizienz

zu erkennen, was damit zu begründen ist, dass die Signal-Verteilung zu höheren Massen nur noch langsam abfällt.

$m_{\tau\tau}^{\text{MMC}}$

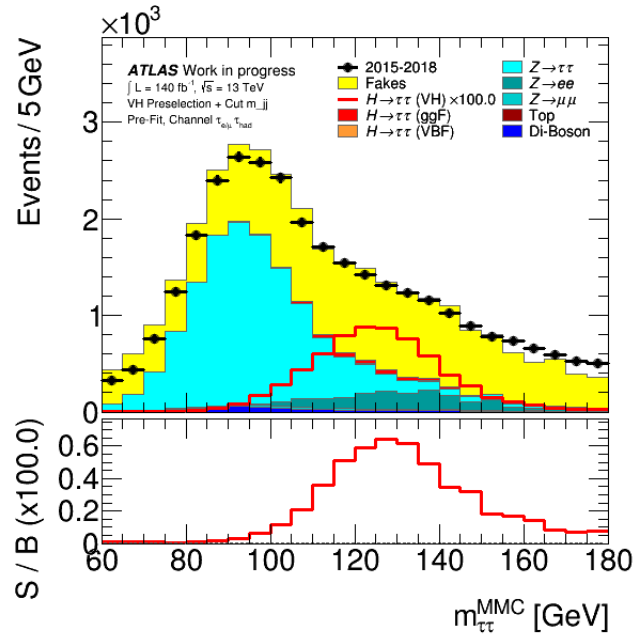


Abbildung 4.2: Verteilung der Variable  $m_{\tau\tau}^{\text{MMC}}$  sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses

$m_{\tau\tau}^{\text{MMC}}$  ist die invariante Masse der zwei  $\tau$ -Leptonen aus dem Higgs-Zerfall berechnet mit dem *missing mass calculator* [12]. Auch hier hebt sich das Signal deutlich vom Hintergrund, insbesondere  $Z \rightarrow \tau\tau$  (Abb. 4.2), ab. Der Überhang liegt bei 0,52. Auch hier war eine starke Diskriminierung zu erwarten, da die invariante Masse der Zerfallsprodukte aus dem Z-Zerfall bei rund 90 GeV liegen sollte und die Masse der Produkte aus dem Higgs-Zerfall bei rund 125 GeV. Es wird der folgende Schnitt angewandt:

$$105 \text{ GeV} < m_{\tau\tau}^{\text{MMC}} < 165 \text{ GeV} \quad (4.8)$$

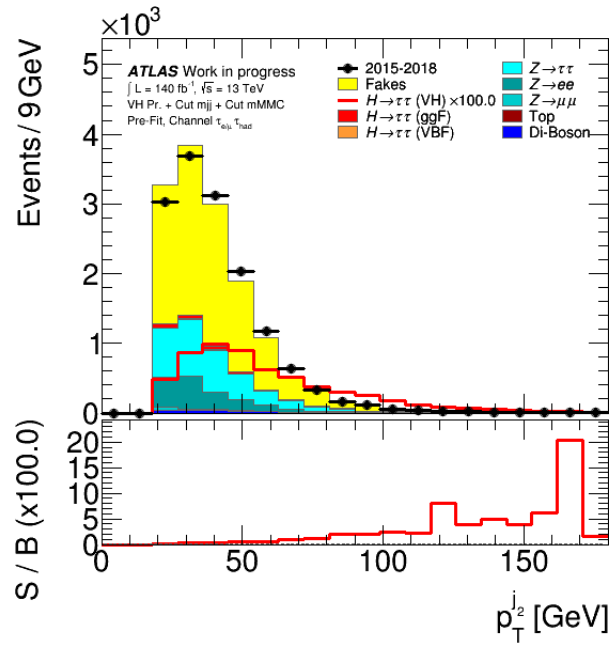
Dies führt zu den Werten:

$$\text{PRT} = 4,01 \cdot 10^{-3} \quad \text{EFF} = 0,33 \quad \text{PRT} \cdot \text{EFF} = 1,33 \cdot 10^{-3} \quad (4.9)$$

Die Ergebnisse entsprechen den Erwartungen, da die Reinheit deutlich ansteigt, die Effizienz nur schwach abfällt und das Produkt der beiden Größen ebenfalls deutlich ansteigt.

$p_T^j$

$p_T^j$  ist der transversale Impuls des zweiten Jets (Jet mit geringerem  $p_T$ ). Es ist zu erkennen (Abb. 4.3), dass das Signal im Vergleich zu den Hintergrund-Prozessen zu höheren  $p_T$  verschoben ist (Über-


 Abbildung 4.3: Verteilung der Variable  $p_T^{j_2}$  sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses

hang = 0,70). Entsprechend wird folgender Schnitt angewandt:

$$p_T^{j_2} > 30 \text{ GeV} \quad (4.10)$$

Dies führt zu den Werten:

$$\text{PRT} = 5,01 \cdot 10^{-3} \quad \text{EFF} = 0,29 \quad \text{PRT} \cdot \text{EFF} = 1,44 \cdot 10^{-3} \quad (4.11)$$

Hier entsprechen die Ergebnisse ebenfalls den Erwartungen: Die Reinheit steigt an, die Effizienz fällt nur wenig ab und das Produkt der beiden Größen steigt ebenfalls an.

### $\Delta\eta(\mathbf{H}, jj)$

Die Variable ist die Winkeldifferenz parallel zum Strahl (Differenz der Pseudorapiditäten) zwischen Higgs-Boson und den zwei Jets aus dem Vektor-Boson-Zerfall. Wie in Abb. 4.4 zu sehen, ist der Betrag der Variable für das Signal in der Regel geringer als für den Hintergrund. So liegt der Überhang bei nur 0,73. Entsprechend wird folgender Schnitt angewandt:

$$-3 < \Delta\eta(\mathbf{H}, jj) < 3 \quad (4.12)$$

Dies führt zu den Werten:

$$\text{PRT} = 5,47 \cdot 10^{-3} \quad \text{EFF} = 0,28 \quad \text{PRT} \cdot \text{EFF} = 1,56 \cdot 10^{-3} \quad (4.13)$$

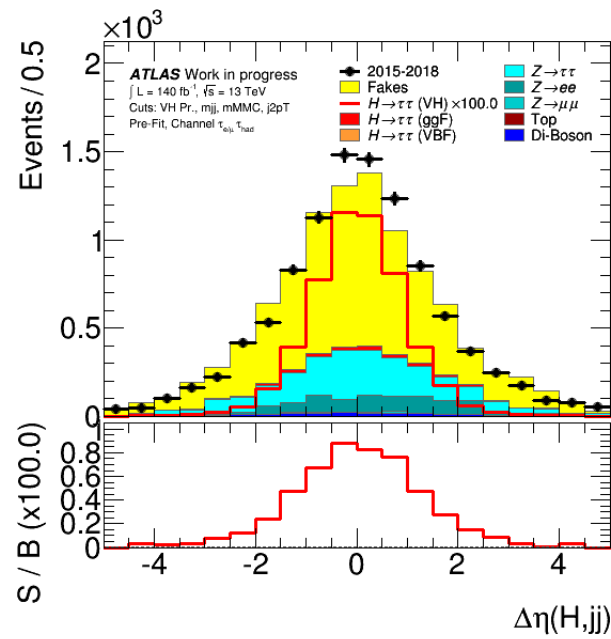


Abbildung 4.4: Verteilung der Variable  $\Delta\eta(H, jj)$  sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses

Ebenfalls entsprechen die errechneten Werte den Erwartungen, da die Reinheit ansteigt, die Effizienz kaum merklich abfällt und das Produkt der beiden Werte ansteigt.

#### 4.4.2 Diskriminierende Variablen ohne Schnitt

Die bis hierhin angewandten Schnitte werden im Folgenden der Einfachheit halber nur noch als „VH Cuts“ bezeichnet.

Bei den meisten der nun beschriebenen Variablen ist eine Diskriminierung zwischen Signal und Hintergrund erkennbar, jedoch würde bei der Anwendung eines Schnitts eine große Menge an Signal-Ereignissen verloren gehen. Deshalb wurde kein Schnitt angewandt. Hier könnten multivariate Analyseverfahren (MVA) angewendet werden, was jedoch den Umfang dieser Arbeit sprengen würde.

$\tau_{\text{ID}}$

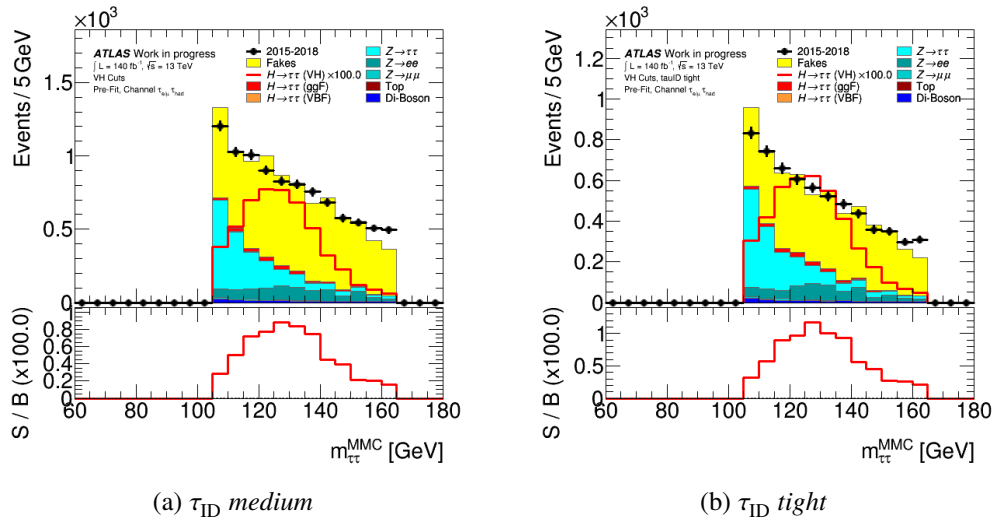


Abbildung 4.5: Verteilung von  $m_{\tau\tau}^{\text{MMC}}$  für die  $\tau$ -Identifikationskriterien *medium* und *tight*.

Die Variable  $\tau_{\text{ID}}$  beschreibt, wie stark das Identifikationskriterium für das hadronische  $\tau$ -Lepton erfüllt sein muss. In der VH-Prä-Selektion war, wie schon erwähnt, das Kriterium *medium* gewählt worden. Hier wird nun geprüft, ob das Kriterium auf *tight* eingegrenzt werden soll. Die graphische Darstellung der  $\tau_{\text{ID}}$  gestaltet sich mit der hier verwendeten Methode zur Berechnung der *fakes* als schwierig. Deshalb wird in Abb. 4.5 die Variable  $m_{\tau\tau}^{\text{MMC}}$  vor und nach dem Schnitt dargestellt. Es ist klar zu erkennen, dass die Amplituden von Hintergrund und Signal deutlich abnehmen, wobei allerdings das Verhältnis von Signal zu Hintergrund zunimmt. Nun werden Reinheit und Effizienz berechnet:

$$\text{PRT} = 6,66 \cdot 10^{-3} \quad \text{EFF} = 0,23 \quad \text{PRT} \cdot \text{EFF} = 1,52 \cdot 10^{-3} \quad (4.14)$$

Der klare Anstieg der Reinheit sowie der Abfall der Effizienz waren wie oben beschrieben zu erwarten. Ihr Produkt liegt leicht unterhalb des Wertes für das *medium*-Kriterium. Deshalb wird weiterhin  $\tau_{\text{ID}}$  *medium* verwendet.



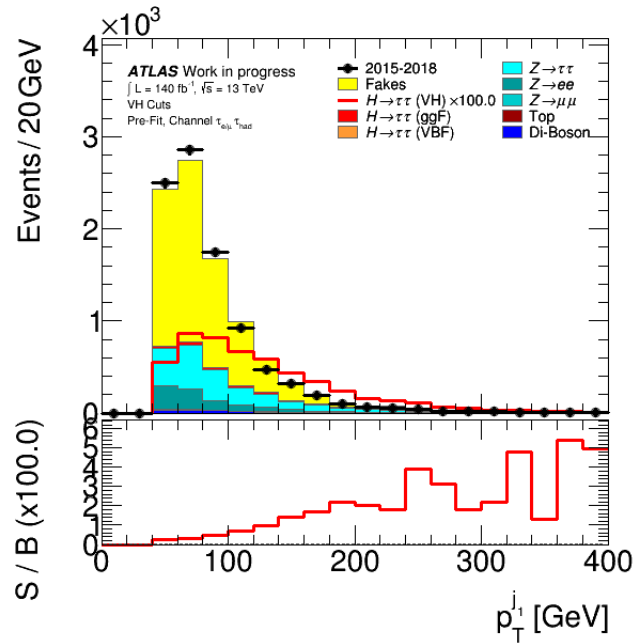


Abbildung 4.6: Verteilung der Variable  $p_T^{j1}$  sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses

### $p_T^{j1}$

Die Variable beschreibt den transversalen Impuls des ersten Jets (Jet mit höherem  $p_T$ ). In Abb. 4.6 ist der schon in den Datensätzen enthaltene Schnitt ( $p_T^{j1} > 40$  GeV) klar zu erkennen, genauso, dass die Signal-Ereignisse eher bei höheren  $p_T$  zu finden sind. Der Überhang beträgt 0,70.

### $\Delta R_{\tau\tau}$

$\Delta R_{\tau\tau}$  ist der Winkelabstand der zwei  $\tau$ -Leptonen. Seine Verteilung ist in Abb. 4.7 dargestellt. Der schon in den Datensätzen enthaltene Schnitt bei  $\Delta R_{\tau\tau} < 2,5$  ist erkennbar genauso wie die klare Diskriminierung zwischen Signal und Hintergrund. Der Overlap beträgt 0,64.

### $E_T^{\text{miss}}$

Die Variable stellt die Energie der Neutrinos aus den  $\tau$ -Zerfällen dar. In Abb. 4.8 ist die Verteilung zu sehen. Der schon in den Datensätzen enthaltene Schnitt ( $E_T^{\text{miss}} > 20$  GeV) ist erkennbar, sowie, dass die Verteilung der Signal-Ereignisse zu höheren Werten hin verschoben ist. Der Überhang liegt bei 0,72.

### $m_T(l, E_T^{\text{miss}})$

$m_T(l, E_T^{\text{miss}})$  beschreibt die transversale Masse des Leptons  $l$  und des  $E_T^{\text{miss}}$ -Objektes. Die leichte Verschiebung der Verteilung des Signals hin zu höheren  $m_T$  ist in Abb. 4.9 sichtbar. Der Überhang beträgt 0,85

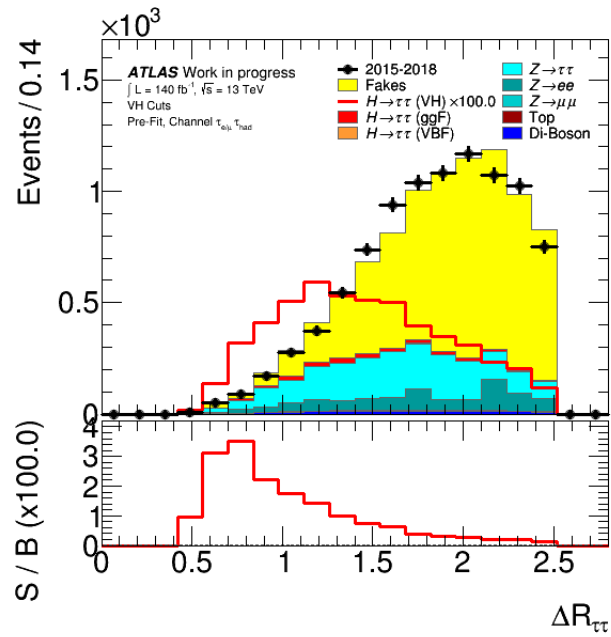


Abbildung 4.7: Verteilung der Variable  $\Delta R_{\tau\tau}$  sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses

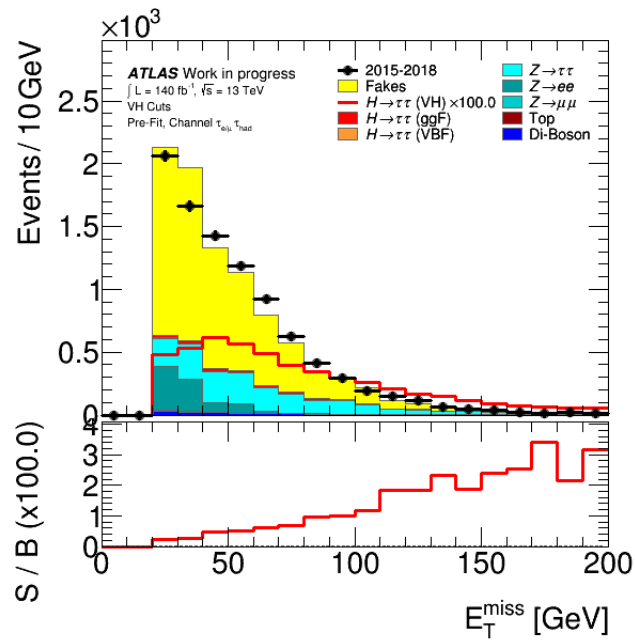


Abbildung 4.8: Verteilung der Variable  $E_T^{\text{miss}}$  sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses

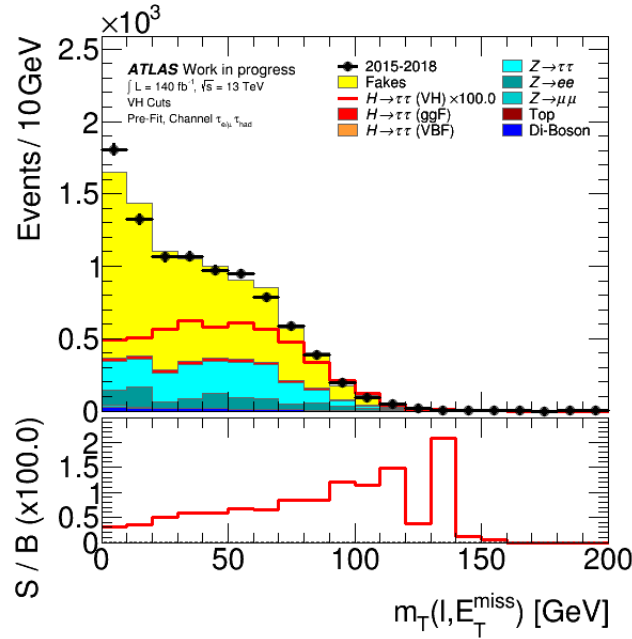


Abbildung 4.9: Verteilung der Variable  $m_T(l, E_T^{\text{miss}})$  sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses

$p_T^{\tau\tau}$  und  $p_T^{jj}$

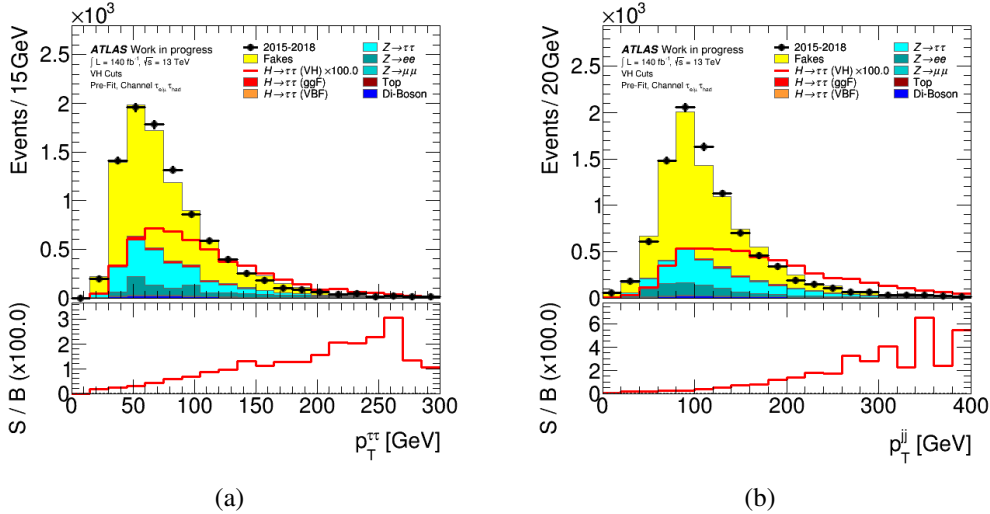


Abbildung 4.10: Verteilungen der Variablen  $p_T^{\tau\tau}$  (a) und  $p_T^{jj}$  (b) sowie ihres Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses

Die Variable  $p_T^{\tau\tau}$  beschreibt den transversalen Impuls der zwei  $\tau$ -Leptonen und  $p_T^{jj}$  den transversalen Impuls der zwei Jets. Plottet man die beiden Variablen einzeln (Abb. 4.10), so ist eine leichte Diskriminierung erkennbar. Der Überhang liegt bei 0,76 ( $p_T^{\tau\tau}$ ) bzw. 0,67 ( $p_T^{jj}$ ).

In Abb. 4.11 ist eine 2D-Darstellung der beiden Variable für den *fakes*- und  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Hintergrund, sowie für VH dargestellt. Eine leichte Diskriminierung ist hier erkennbar.

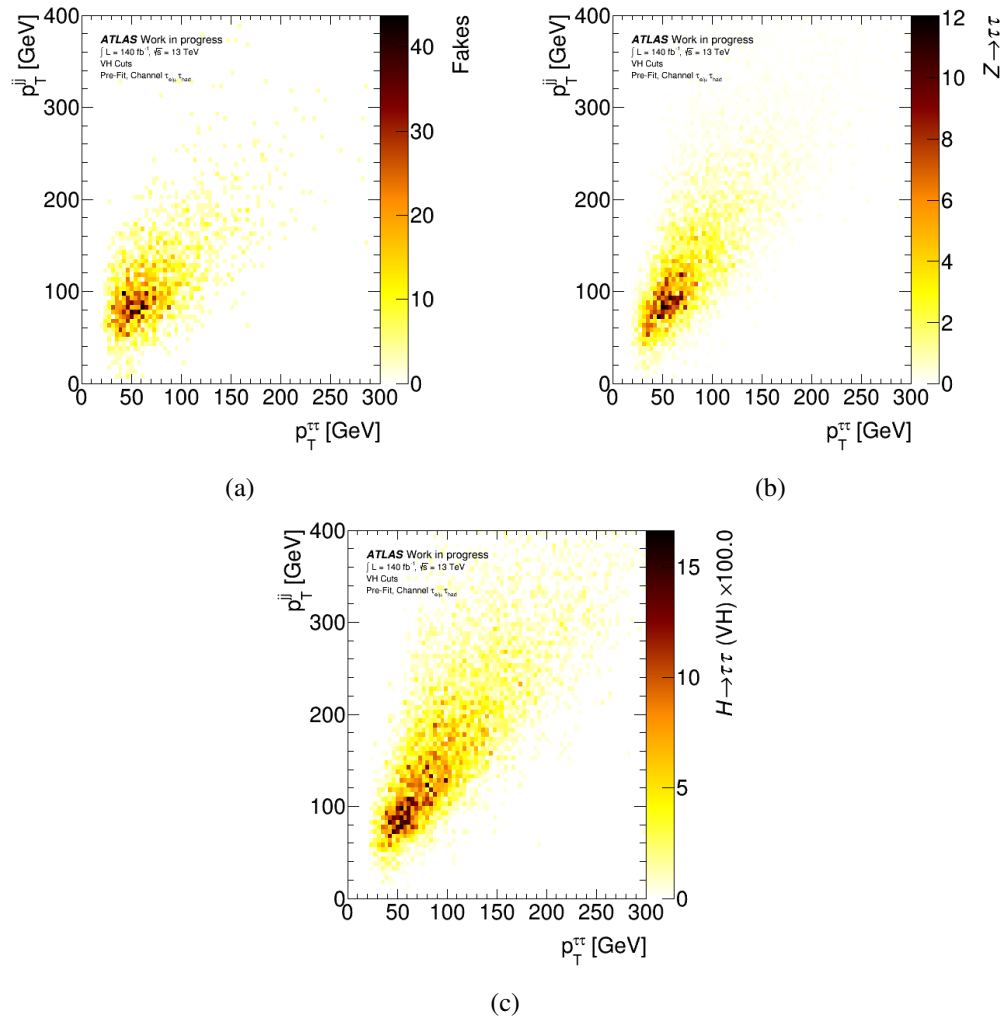


Abbildung 4.11: Verteilung von  $p_T^{jj}$  gegen  $p_T^{\tau\tau}$  für den *fakes*-Hintergrund (a), den  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Hintergrund (b) und  $VH$  (c)

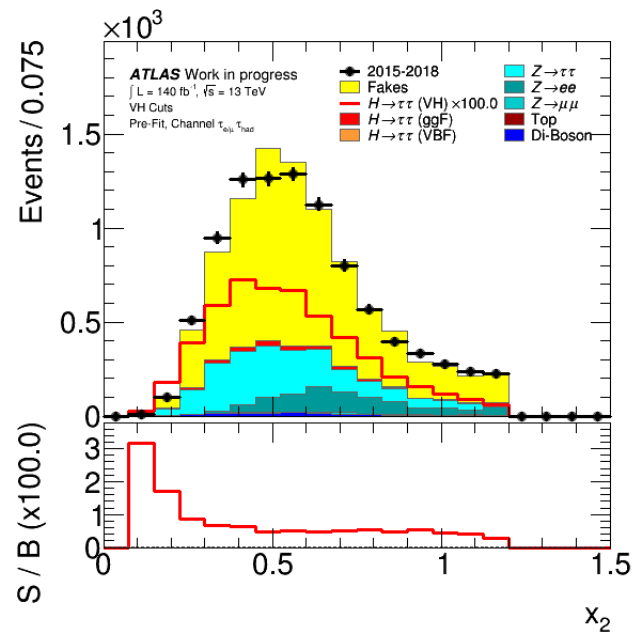
$x_2$ 

Abbildung 4.12: Verteilung der Variable  $x_2$  sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses

Die Variable  $x_2$  beschreibt den messbaren Anteil am Gesamt-Impuls des zweiten (niedrigeres  $p_T$ )  $\tau$ -Leptons. Ihre Verteilung ist in Abb. 4.12 dargestellt. Der schon in den Datensätzen enthaltene Schnitt ( $0,1 < x_2 < 1,2$ ) ist erkennbar sowie eine leichte Diskriminierung. Der Überhang beträgt 0,91.

### 4.4.3 Nicht-Diskriminierende Variablen

Bei den folgenden Variablen ist keine Diskriminierung zu erkennen. Signal- und Hintergrund-Regionen stimmen fast überein.

#### $\Delta\eta_{\tau\tau}$

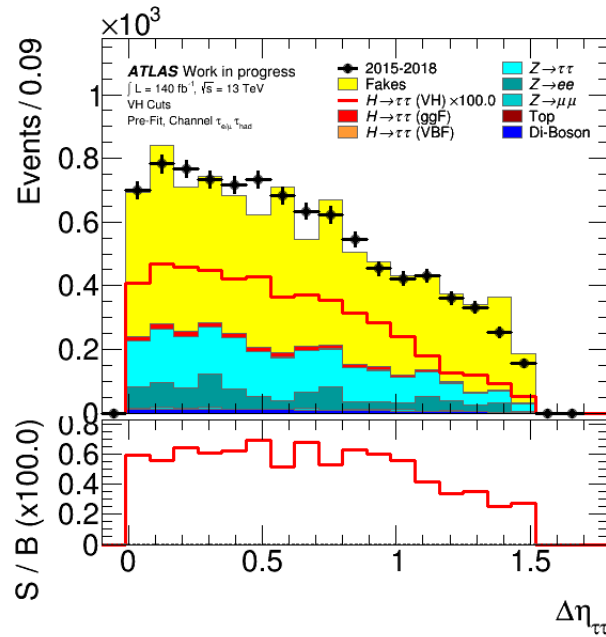


Abbildung 4.13: Verteilung der Variable  $\Delta\eta_{\tau\tau}$  sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses

Die Variable  $\Delta\eta_{\tau\tau}$  beschreibt den Winkelabstand zwischen den zwei  $\tau$ -Leptonen parallel zum Strahl. Der schon in den Datensätzen enthaltene Schnitt ( $|\Delta\eta_{jj}| < 1,5$ ) ist in Abb. 4.13 erkennbar. Der Überhang liegt bei 0,92.

#### $\Delta\eta_{jj}$

Die Variable beschreibt den Winkelabstand zwischen den zwei Jets parallel zum Strahl. Ihre Verteilung ist in Abb. 4.14 sichtbar. Der Überhang beträgt 0,83

#### $x_1$

Die Variable  $x_1$  beschreibt den messbaren Anteil am Gesamt-Impuls des ersten (höheres  $p_T$ )  $\tau$ -Leptons. Ihre Verteilung ist in Abb. 4.15 dargestellt. Der schon in den Datensätzen enthaltene Schnitt ( $0,1 < x_1 < 1,4$ ) ist erkennbar sowie eine leichte Diskriminierung. Der Überhang beträgt 0,90.

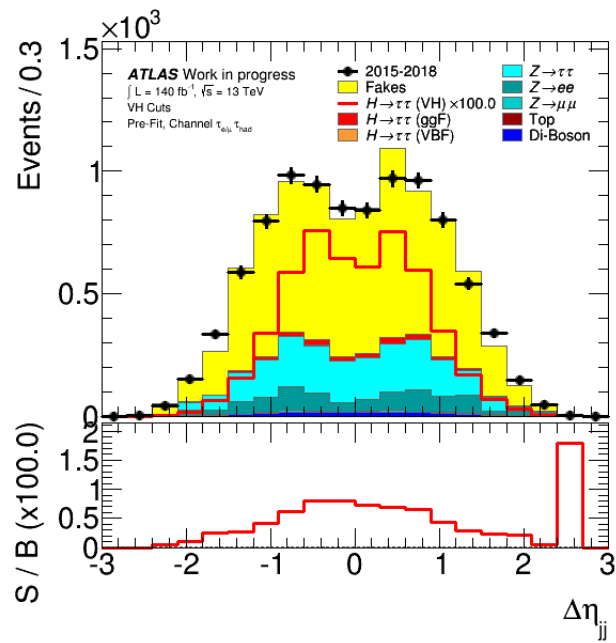


Abbildung 4.14: Verteilung der Variable  $\Delta\eta_{jj}$  sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses

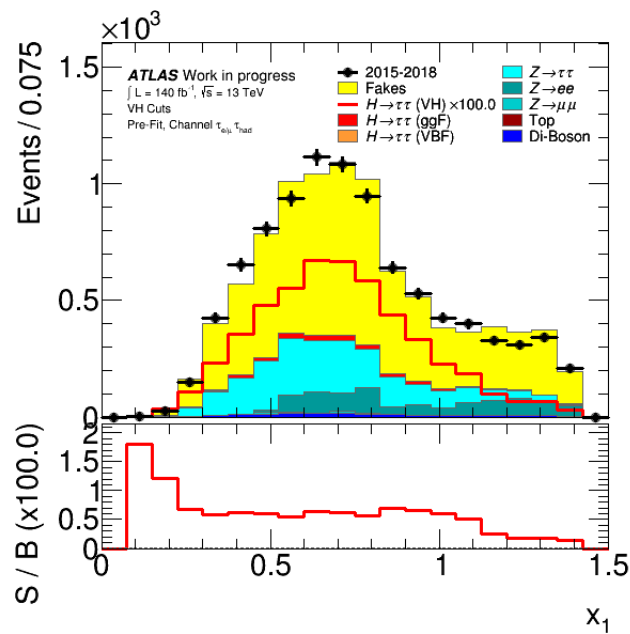
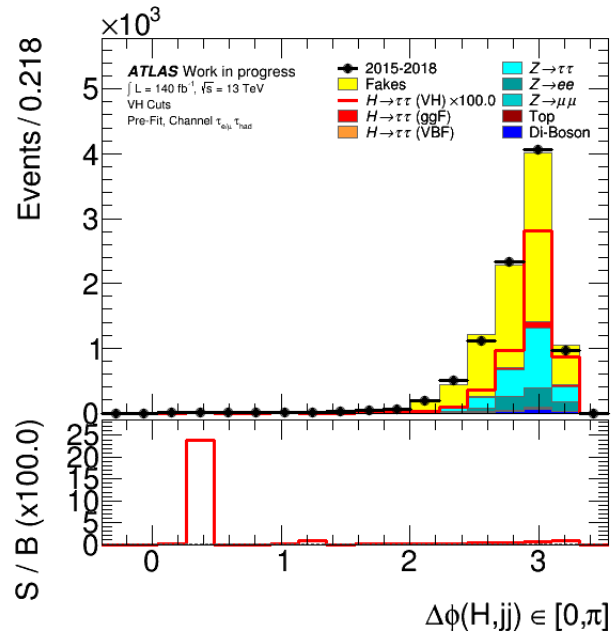


Abbildung 4.15: Verteilung der Variable  $x_1$  sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses


 Abbildung 4.16: Verteilung der Variable  $\Delta\phi(H, jj)$  sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses

### $\Delta\phi(H, jj)$

Die Variable beschreibt den Winkelabstand orthogonal zum Strahl zwischen dem Higgs-Boson und dem Di-Jet-System. Ihre Verteilung ist in Abb. 4.16 zu sehen. Der Überhang beträgt 0,83.

### $N_{b\text{-jets}}$

Die Variable  $N_{b\text{-jets}}$  gibt an, wie viele der Jets Bottom-Quarks enthalten. Die Verteilung ist in Abb. 4.17 zu sehen. Der Überhang beträgt 0,94.

### $p_T^{\tau_{\text{had}}}$ und $p_T^{\tau_{\text{lep}}}$

Die Variable  $p_T^{\tau_{\text{had}}}$  beschreibt den transversalen Impuls des hadronisch zerfallenden  $\tau$ -Leptons und  $p_T^{\tau_{\text{lep}}}$  den transversalen Impuls des leptonisch zerfallenden Taus. Die beiden Verteilungen sind in Abb. 4.18 dargestellt. Für  $p_T^{\tau_{\text{had}}}$  ist der schon in den Datensätzen enthaltene Schnitt ( $p_T^{\tau_{\text{had}}} > 30$  GeV) zu erkennen. Für  $p_T^{\tau_{\text{lep}}}$  sind Ereignisse mit  $p_T^{\tau_{\text{lep}}} < 27$  GeV wegen des in Abschn. 4.3 beschriebenen Triggers ausgeschlossen.

Der Überhang liegt bei 0,71 ( $p_T^{\tau_{\text{had}}}$ ) bzw. 0,92 ( $p_T^{\tau_{\text{lep}}}$ ).

In Abb. 4.20 ist eine 2D-Darstellung der beiden Variablen für den *fakes*- und  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Hintergrund, sowie für VH dargestellt. Genauso wie in Abb. 4.18 sind der Schnitt auf  $p_T^{\tau_{\text{had}}}$  und die Auslöser-Vorgabe zu erkennen. Ein möglicher Schnitt auf die Summe der zwei Variablen ist auf Grund dieser beiden Kriterien nicht mehr nötig.



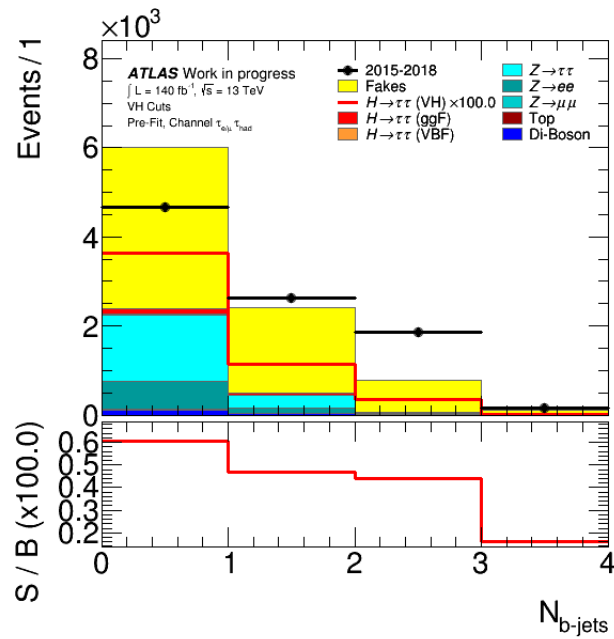
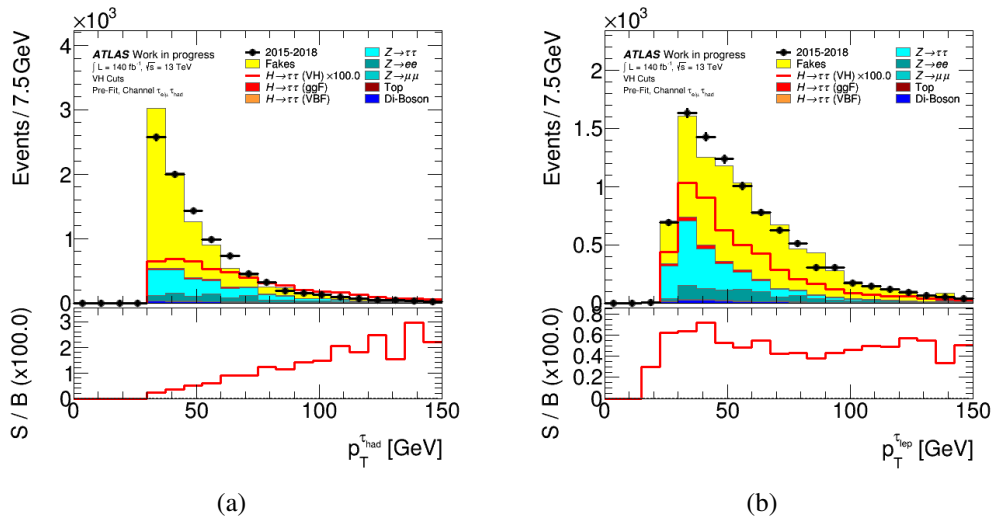


Abbildung 4.17: Verteilung der Variable  $N_{b\text{-jets}}$  sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses



(a)

(b)

Abbildung 4.18: Verteilungen der Variablen  $p_T^{\text{had}}$  (a) und  $p_T^{\text{lep}}$  (b) sowie ihres Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses

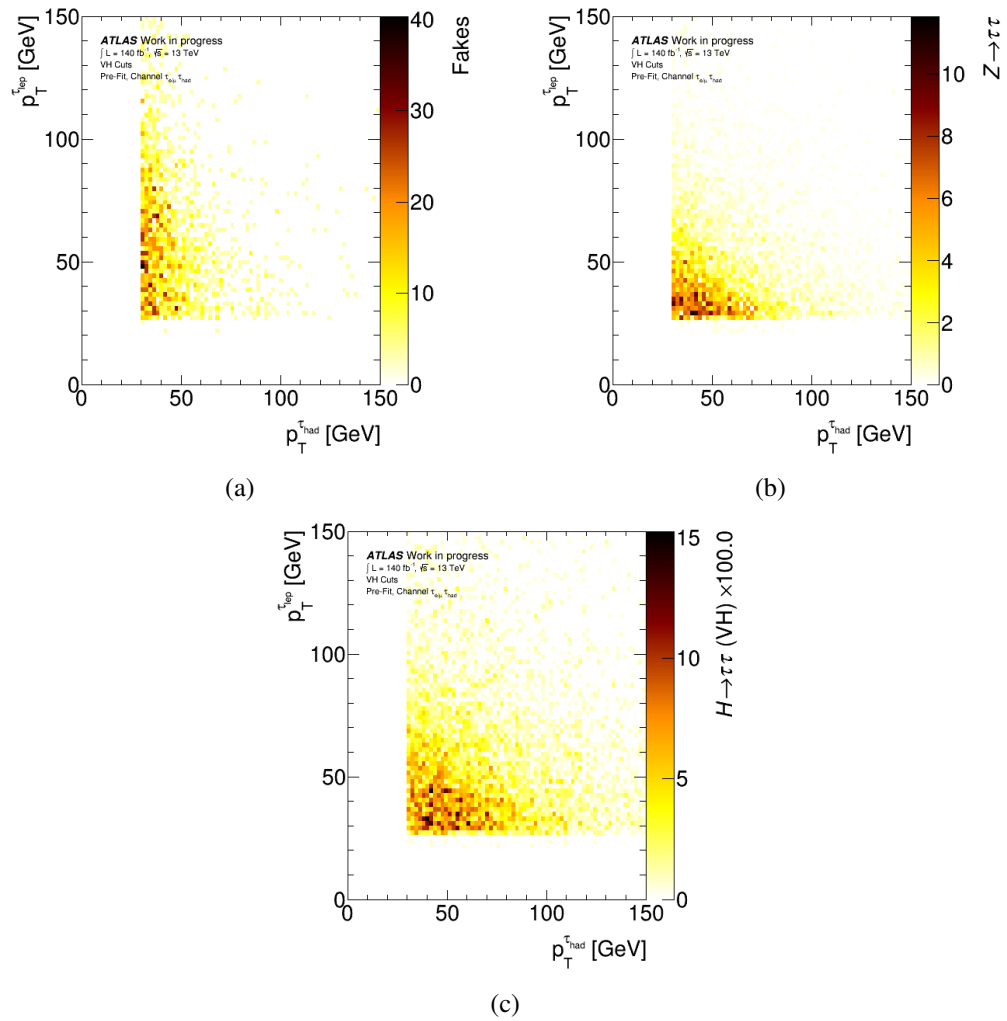


Abbildung 4.19: Verteilung von  $p_T^{\tau_{\text{had}}}$  gegen  $p_T^{\tau_{\text{lep}}}$  für *fakes*- (a),  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Hintergrund (b) und VH (c)

## 4.5 Sensitivitätsmessung

Um die Sensitivität der Studie zu untersuchen, wird eine zweidimensionale Funktionsanpassung an die Verteilungen von  $m_{\tau\tau}^{\text{MMC}}$  und  $m_{jj}$  vorgenommen. Es wird die Region „VH“ Cuts jedoch ohne Schnitte auf die beiden Massen verwendet. Die Verteilungen von  $m_{jj}$  für verschiedene Intervalle von  $m_{\tau\tau}^{\text{MMC}}$  sind in Abb. 4.20 zu sehen.

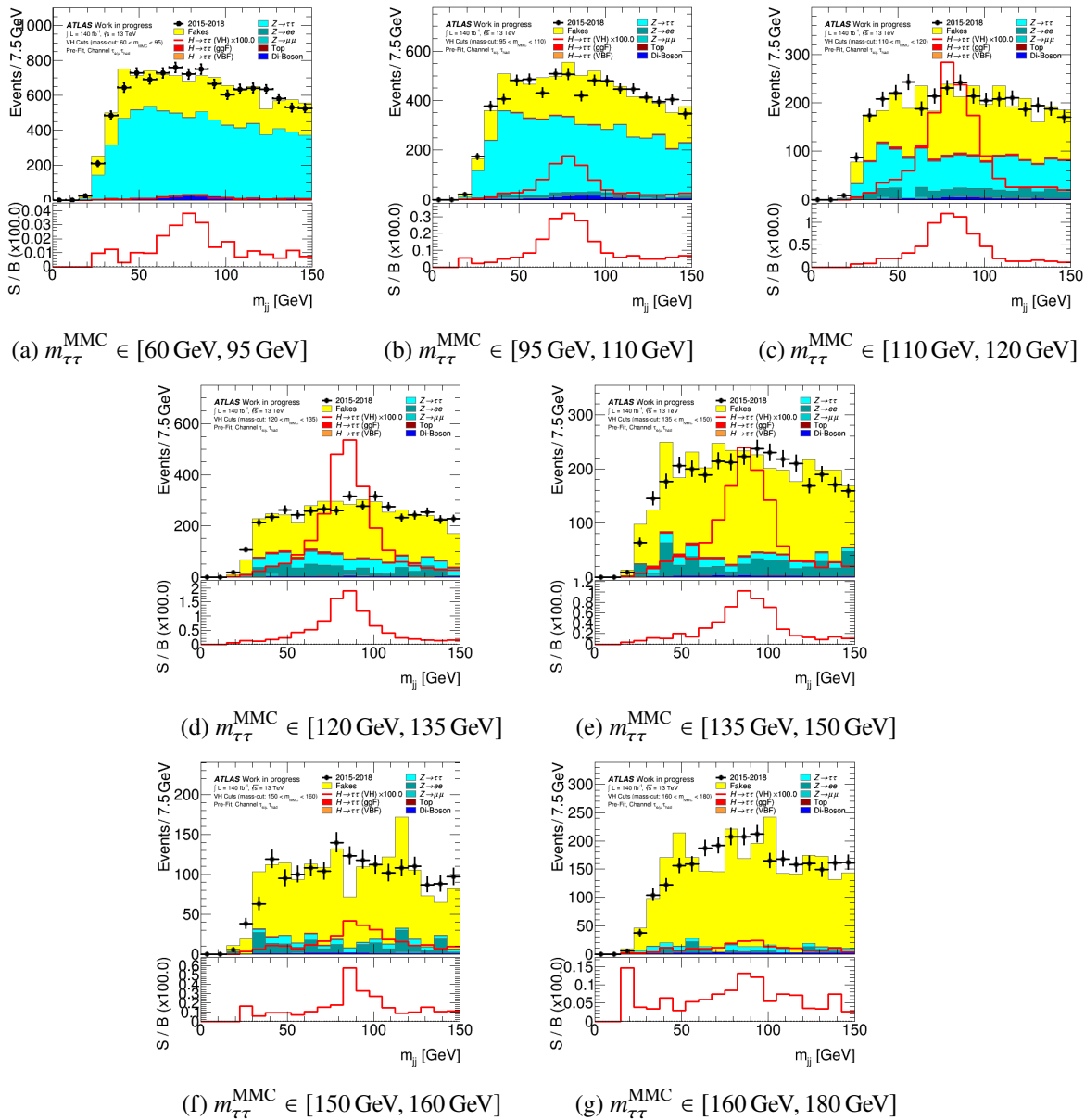


Abbildung 4.20: Verteilung von  $m_{jj}$  für verschiedene Regionen von  $m_{\tau\tau}^{\text{MMC}}$

Es werden Pseudodaten an Hand der Summe von Hintergrund- und Signal-Ereignissen generiert, an die die Skalierung von Hintergrund- und Signal-Verteilung mit dem *TFractionFitter* [15] gefittet wird. Das Programm gibt den Anteil an Signal- (*signal fraction*) und Hintergrund-Ereignissen (*background fraction*) zurück. Hier wird vorher der Hintergrund-Anteil konstant auf den Wert aus den Datensätzen gesetzt. Nun wird der Signal-Anteil zu größtmöglicher Übereinstimmung variiert. Es werden keine systematischen Fehler berücksichtigt.

Schwierigkeiten werden hier durch die geringe Anzahl an Signal-Ereignissen bereitet. Ohne Erhöhung der Luminosität (Skalierung der Daten nach oben) liefert das Programm keine sinnvollen Werte. Daher werden sowohl Signal- als auch Hintergrund-Verteilung mit einem Skalierungsfaktor (*scaling factor*) multipliziert.

In Abb. 4.21 ist die Verteilung der berechneten Signal-Anteile beispielhaft für verschiedene Pseudodatensätze mit Skalierungsfaktor 15 dargestellt. Eine Gauß-Verteilung wird daran angepasst, deren Mittelwert und Standard-Abweichung für die weitere Auswertung verwendet wird.

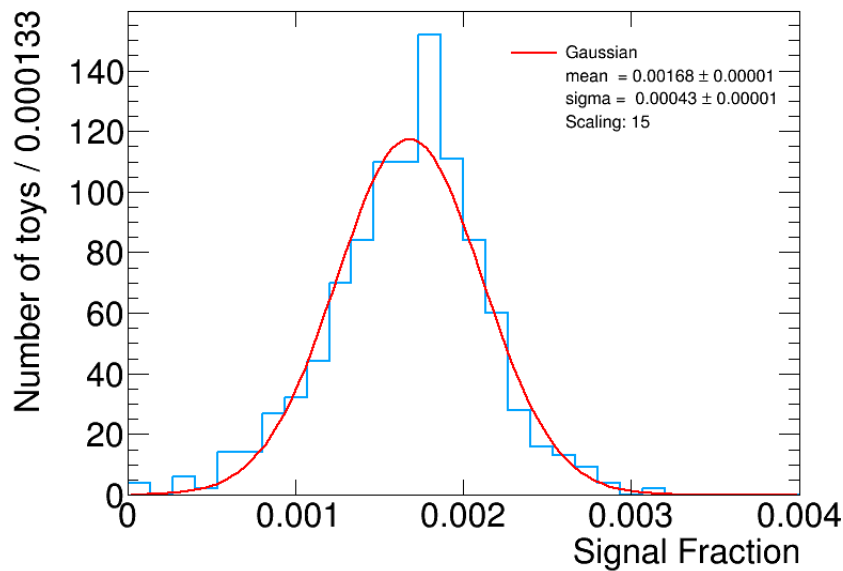


Abbildung 4.21: Verteilung der mit dem *TFractionFitter* berechneten Werte für die *signal fraction* für eine Erhöhung der Luminosität mit dem Faktor 15

Die Verteilung der Mittelwerte für verschiedene Skalierungsfaktoren ist in Abb. 4.22 zu sehen. Der eingezeichnete Fehler entspricht der Standardabweichung der jeweiligen Gauß-Verteilung. Der gewichtete Mittelwert [16] ergibt sich zu  $(1,69 \pm 0,10) \cdot 10^{-3}$ , was mit dem Signal-Anteil aus den Datensätzen ( $1,69 \cdot 10^{-3}$ ) übereinstimmt. Die Fits liefern also sinnvolle Ergebnisse. Zu erkennen ist, dass die Fehler mit zunehmendem Skalierungsfaktor abnehmen, was ebenfalls ein zu erwartender Effekt war, da die Auflösung der Pseudodaten relativ zur Anzahl der Ereignisse zunimmt.

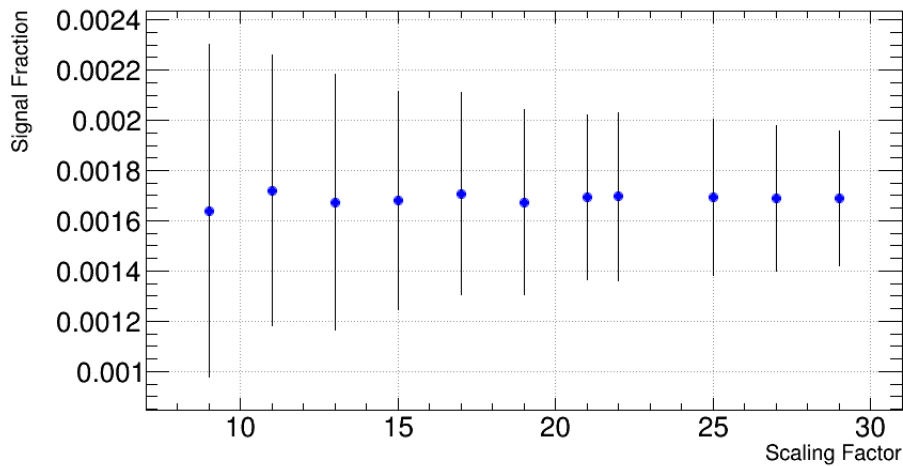


Abbildung 4.22: Graphische Darstellung der errechneten *signal fractions* für verschiedene Luminositäts-Faktoren

Zuletzt wird die Sensitivität bei verschiedenen Skalierungsfaktoren bestimmt. Diese berechnet sich durch den Quotienten von Mittelwert und Standardabweichung des Signal-Anteils. Der Fehler wird durch Gauß'sche Fehlerfortpflanzung [17] aus Fehler von Mittelwert und Standardabweichung der jeweiligen Gauß-Verteilung bestimmt. Der in Abb. 4.23 zusehende Anstieg der Sensitivität mit steigenden Skalierungsfaktoren ist aus dem oben genannten Grund plausibel.

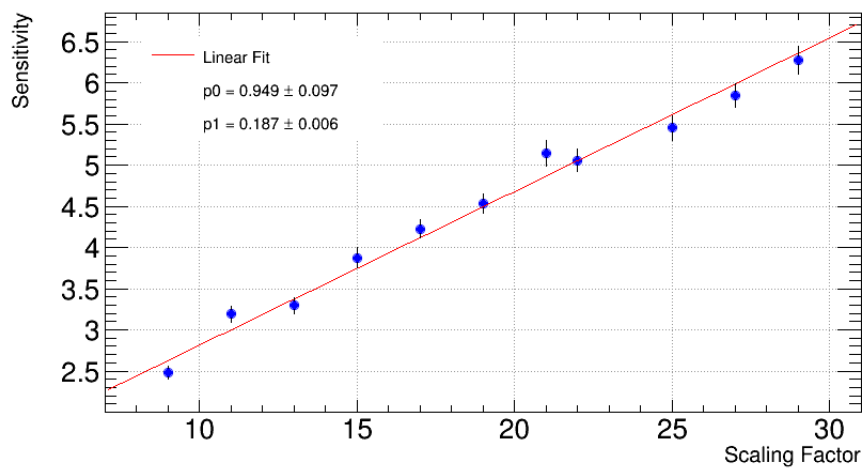


Abbildung 4.23: Graphische Darstellung der Sensitivität für verschiedene Luminositäts-Faktoren

An die Werte wird eine Gerade

$$f(x) = p1 \cdot x + p0 \quad (4.15)$$

angepasst. Die Parameter-Werte sind Abb. 4.23 zu entnehmen. Mit Hilfe der Geraden kann der Wert für Skalierungsfaktor 1, also die in den Datensätzen verwendeten  $140 \text{ fb}^{-1}$ , berechnet werden:

$$f(1) = 1,14 \pm 0,10 \quad (4.16)$$

Der Wert der Sensitivität von  $(1,14 \pm 0,10)\sigma$  ist sehr niedrig, in Anbetracht dessen, dass man in der Teilchenphysik in der Regel ab  $3\sigma$  von einem Hinweis (engl. *evidence*) für ein neues Phänomen spricht [18]. Die Skalierungskonstante, um die hierfür benötigte Luminosität zu erhalten, kann mit 4.15 berechnet werden:

$$x_{3\sigma} = 11,0 \pm 0,6 \quad (4.17)$$

Dies entspräche einer Luminosität von  $(1\,540 \pm 7) \text{ fb}^{-1}$ .

### Fazit

---

Ziel dieser Arbeit war es, die Sensitivität für den  $VH \rightarrow qq\tau_{lep}\tau_{had}$ -Prozess zu erhöhen und diese zu quantifizieren.

Dazu konnte erfolgreich die Prä-Selektion aus der  $H \rightarrow \tau_{lep}\tau_{had}$ -Analyse verwendet werden. Darüber hinaus wurden weitere Variablen mit Hilfe von graphischer Darstellung und Berechnung des Überhang auf Diskriminierung geprüft und gegebenenfalls ein Schnitt angewandt. Starke Diskriminierung war hier kaum zu finden. Am ehesten bei den Verteilungen von  $m_{jj}$  und  $m_{\tau\tau}^{MMC}$ . Bei vorgenommenen Schnitten konnten Reinheit und Effizienz zur Validierung berechnet werden. Eine multivariate Analyse könnte hier noch weiter die Sensitivität erhöhen.

Zuletzt konnte die Sensitivität mittels zweidimensionaler Funktionsanpassung bestimmt werden. Dies gestaltete sich schwierig auf Grund der geringen Menge an Signal-Ereignissen. Der für die Sensitivität berechnete Wert viel niedrig aus.

Nichtsdestotrotz kann das Ergebnis als Ausgangspunkt für weitere Analysen für diesen Prozess verwendet werden. Es hilft, dem übergeordneten Ziel, VH sowie die anderen Produktionsmechanismen besser zu verstehen, näherzukommen.





# Literatur

---

- [1] CERN, *Facts and figures about the LHC*, Aufgerufen am 14.01.2020,  
URL: <https://home.cern/resources/faqs/facts-and-figures-about-lhc>  
(siehe S. 1).
- [2] M. Thomson, *Modern Particle Physics*, Cambridge University Press, 2013 (siehe S. 1, 3).
- [3] ATLAS-Kollaboration, *Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC*, Techn. Ber., CERN, 2012 (siehe S. 1).
- [4] M. Carena, *Status of Higgs Boson Physics*, Techn. Ber., 2017 (siehe S. 1).
- [5] ATLAS-Kollaboration, *Cross-section measurements of the Higgs boson decaying into a pair of tau-leptons in proton-proton collisions at 13TeV with the ATLAS detector*, Techn. Ber., CERN, 2018 (siehe S. 1, 8–10, 12, 13).
- [6] J. Howard, *Measurements of the Higgs Boson in the  $H \rightarrow \tau\tau$  Decay Channel*, CERN-THESIS-2015-067, Diss.: University of Oxford, 2015 (siehe S. 4, 11).
- [7] CERN, *LHC-Guide*, <http://cds.cern.ch/record/2255762>, 2017 (siehe S. 5).
- [8] ATLAS-Kollaboration, *ATLAS-Detektor*, Aufgerufen am 14.12.2019,  
URL: <https://atlas.cern/discover/detector> (siehe S. 5).
- [9] ATLAS-Kollaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation (),  
URL: <http://nordberg.web.cern.ch/nordberg/PAPERS/JINST08.pdf> (siehe S. 5).
- [10] ATLAS-Kollaboration, *ATLAS Homepage*, Aufgerufen am 21.01.2020,  
URL: <https://www.atlas.cern> (siehe S. 5).
- [11] ATLAS-Kollaboration,  
*Search for the standard model Higgs boson produced in association with a vector boson and decaying into a tau pair in pp collisions at 8 TeV with the ATLAS detector*, Techn. Ber., CERN, 2016 (siehe S. 7, 8, 10).
- [12] N. Srimanobhas, *Introduction to Monte Carlo for Particle Physics Study*,  
<https://indico.cern.ch/event/92209/contributions/2114409/attachments/1098701/1567290/CST2010-MC.pdf>, 2010 (siehe S. 11, 13, 15).
- [13] B. List, *Why and When to Optimize Efficiency Times Purity*, Techn. Ber., ETH Zürich, Institute for Particle Physics, 2002 (siehe S. 11).
- [14] E. NOWAKOWSKA, *Tractable Measures of Component Overlap for Gaussian Mixture Models*, Techn. Ber., 2014 (siehe S. 12).
- [15] CERN, *TFractionFitter*, Aufgerufen am 15.01.2020,  
URL: <https://root.cern.ch/root/html532/TFractionFitter.html> (siehe S. 30).

- [16] U. Göttingen, *Klassifizierung von Messfehlern - Mathematischer Hintergrund*,  
Aufgerufen am 16.01.2020, URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/5819>  
(siehe S. 30).
- [17] T. Hempel, *Script zur Einführung in die Grundlagen der Fehlerrechnung*, Techn. Ber.  
(siehe S. 31).
- [18] M. Erdmann, *Experimentalphysik 5 - Moderne Methoden der Datenanalyse*, Springer, 2013  
(siehe S. 32).

# Abbildungsverzeichnis

---

2.1	Higgs-Boson Produktionskanäle [6] . . . . .	4
2.2	Feynman-Diagramm des $VH \rightarrow qq\tau_{\text{had}}\tau_{\text{lep}}$ -Kanal . . . . .	4
2.3	Computergeneriertes Bild des ATLAS-Detektors [10] . . . . .	5
3.1	Rekonstruierte Massenverteilung für die Berechnung der Signalstärke im $ZH \rightarrow \tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ -Kanal [11] . . . . .	8
3.2	Prä-Selektion für den $\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ -Kanal [5] . . . . .	9
3.3	<i>signal regions</i> der $H \rightarrow \tau\tau$ -Analyse [5] . . . . .	9
4.1	Verteilung der Variable $m_{jj}$ sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses . . . . .	14
4.2	Verteilung der Variable $m_{\tau\tau}^{\text{MMC}}$ sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses . . . . .	15
4.3	Verteilung der Variable $p_T^j$ sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses . . . . .	16
4.4	Verteilung der Variable $\Delta\eta(H, jj)$ sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses . . . . .	17
4.5	Verteilung von $m_{\tau\tau}^{\text{MMC}}$ für die $\tau$ -Identifikationskriterien <i>medium</i> und <i>tight</i> . . . . .	18
4.6	Verteilung der Variable $p_T^j$ sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses . . . . .	19
4.7	Verteilung der Variable $\Delta R_{\tau\tau}$ sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses . . . . .	20
4.8	Verteilung der Variable $E_T^{\text{miss}}$ sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses . . . . .	20
4.9	Verteilung der Variable $m_T(l, E_T^{\text{miss}})$ sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses . . . . .	21
4.10	Verteilungen der Variablen $p_T^{\tau\tau}$ (a) und $p_T^{jj}$ (b) sowie ihres Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses . . . . .	21
4.11	Verteilung von $p_T^{jj}$ gegen $p_T^{\tau\tau}$ für den <i>fakes</i> -Hintergrund (a), den $Z \rightarrow \tau\tau$ -Hintergrund (b) und VH (c) . . . . .	22
4.12	Verteilung der Variable $x_2$ sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses . . . . .	23
4.13	Verteilung der Variable $\Delta\eta_{\tau\tau}$ sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses . . . . .	24
4.14	Verteilung der Variable $\Delta\eta_{jj}$ sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses . . . . .	25
4.15	Verteilung der Variable $x_1$ sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses . . . . .	25
4.16	Verteilung der Variable $\Delta\phi(H, jj)$ sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses . . . . .	26
4.17	Verteilung der Variable $N_{b\text{-jets}}$ sowie des Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses . . . . .	27
4.18	Verteilungen der Variablen $p_T^{\tau_{\text{had}}}$ (a) und $p_T^{\tau_{\text{lep}}}$ (b) sowie ihres Signal-pro-Hintergrund-Verhältnisses . . . . .	27
4.19	Verteilung von $p_T^{\tau_{\text{had}}}$ gegen $p_T^{\tau_{\text{lep}}}$ für <i>fakes</i> - (a), $Z \rightarrow \tau\tau$ -Hintergrund (b) und VH (c) . . . . .	28
4.20	Verteilung von $m_{jj}$ für verschiedene Regionen von $m_{\tau\tau}^{\text{MMC}}$ . . . . .	29
4.21	Verteilung der mit dem <i>TFractionFitter</i> berechneten Werte für die <i>signal fraction</i> für eine Erhöhung der Luminosität mit dem Faktor 15 . . . . .	30
4.22	Graphische Darstellung der errechneten <i>signal fractions</i> für verschiedene Luminositäts-Faktoren . . . . .	31

4.23 Graphische Darstellung der Sensitivität für verschiedene Luminositäts-Faktoren . . . 31