

**Sensitivität des ATLAS-Experiments am LHC  
für die Entdeckung des Higgs-Bosons  
im Zerfall  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$   
erzeugt in Vektorbosonfusion bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$**

Bachelorarbeit  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Bachelor of Science Physik

der Fakultät für Mathematik und Physik  
der Albert-Ludwigs Universität Freiburg



vorgelegt von  
Clarissa Hofmann

Freiburg im Breisgau 2011



# Erklärung

Hiermit versichere ich, die eingereichte Bachelorarbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben. Alle Zitate sind gekennzeichnet und alle Abbildungen enthalten nur die originalen Daten und sind keiner inhaltsverändernder Bildbearbeitung unterzogen worden. Ich erkläre weiterhin, dass die vorliegende Arbeit noch nicht anderweitig als Bachelorarbeit eingereicht wurde.

.....  
(Ort)                      (Datum)

.....  
(Unterschrift)

Angenommen am:

- |              |                             |
|--------------|-----------------------------|
| 1. Referent: | Prof. Dr. Markus Schumacher |
| 2. Referent: | Prof. Dr. Karl Jakobs       |



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2. Theorie und Phänomenologie</b>	<b>9</b>
2.1. Eine Anschauung des Higgs-Mechanismus . . . . .	9
2.2. Experimentelle Grenzen auf die Higgs-Bosonmasse . . . . .	11
2.3. Erzeugungs- und Zerfallsprozesse des Higgs-Bosons . . . . .	13
2.4. Signal- und Untergrundprozesse . . . . .	14
2.4.1. Der Signalprozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ . . . . .	14
2.4.2. Wichtige Untergrundprozesse . . . . .	15
2.4.3. Verwendete Monte-Carlo Ereignissimulationen . . . . .	16
<b>3. Der ATLAS-Detektor</b>	<b>19</b>
3.1. Koordinatensystem des Detektors und verwendete Größen . . . . .	19
3.2. Komponenten des Detektors . . . . .	20
<b>4. Analyse</b>	<b>23</b>
4.1. Massenrekonstruktion . . . . .	23
4.2. Berechnung der Signifikanz und der statistischen Unsicherheiten . . . . .	25
4.3. Vorselektion . . . . .	26
4.3.1. Vorselektion von Physikobjekten . . . . .	26
4.3.2. Selektionsschnitte auf Physikobjekte . . . . .	27
4.4. Selektion mittels konsekutiver Schnitte . . . . .	28
4.4.1. Wahl der Startwerte für Schnitte auf Observable . . . . .	28
4.4.2. Signifikanzoptimierung mittels konsekutiver Schnitte . . . . .	32
4.5. Selektion mittels Fisher-Diskriminante . . . . .	40
4.5.1. Formalismus der Fisher-Diskriminante . . . . .	40
4.5.2. Berechnung der Fisher-Diskriminante . . . . .	41
4.5.3. Selektion mittels Fisher-Diskriminante für sechs Observable . . . . .	42
4.5.4. Selektion mittels Fisher-Diskriminante für drei Observable . . . . .	46
4.6. Vergleich der Selektionsmethoden . . . . .	49
<b>5. Zusammenfassung</b>	<b>53</b>
<b>A. Tabellen</b>	<b>55</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>57</b>
<b>Danksagung</b>	<b>59</b>



# 1. Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik, entwickelt in den sechziger Jahren, beschreibt die Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen und deren Eigenschaften [1–3]. Alle bis auf eine der theoretisch vorausgesagten Teilchen des Standardmodells konnten bereits experimentell vermessen werden. Dazu gehört die Entdeckung des Charm- (1974), Bottom- (1977) und Topquarks (1995), des Tauleptons (1975) und seines Neutrinos (2000), sowie der Nachweis der schwachen Bosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  (1983) und des Gluons (1979). Die Teilchenphysik hat damit innerhalb der letzten Jahrzehnte große Fortschritte erzielt. Eines der größten Rätsel, vor dem sie heute steht ist der Ursprung der Masse der Elementarteilchen. Die im Rahmen des Standardmodells für die Wechselwirkungen formulierten Eichtheorien verbieten es zunächst, Massenterme für Teilchen einzuführen, welche aber experimentell erwiesen eine Masse besitzen.

1964 formulierten Peter Higgs und weitere erstmals eine Theorie, inspiriert durch Phänomene der Festkörperphysik, welche den Ursprung der Masse mit Hilfe der Einführung eines weiteren skalaren Feldes erklärt [4–7]. Durch die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Vakuumerwartungswert des skalaren Feldes wird ihnen eine effektive Masse verliehen. Bildlich gesprochen erfahren die Teilchen einen ständigen "Reibungseffekt", der sie daran hindert frei mit Lichtgeschwindigkeit durch den Raum zu propagieren. Durch die Einführung dieses sogenannten Higgs-Feldes resultiert als dessen Anregung die Existenz eines weiteren Teilchens, des Higgs-Bosons.

Um das postulierte Higgs-Boson als letzten Baustein im Standardmodell nachzuweisen, wurde eine Suche an verschiedenen Teilchenbeschleunigern angestellt. Durch Untersuchungen am LEP-Beschleuniger<sup>1</sup> konnte eine Higgs-Bosonmasse von kleiner 114,4 GeV ausgeschlossen werden [8]. Am Tevatron<sup>2</sup> konnte der Massenbereich von 156 GeV bis 177 GeV ausgeschlossen werden [9]. Präzisionsmessungen im Standardmodell bevorzugen innerhalb des nicht ausgeschlossenen Bereichs kleinere Higgsmassen und setzen eine obere Grenze von 161 GeV [10]. Der Large Hadron Collider (LHC), in Kollisionsbetrieb seit 2009, bietet mit Schwerpunktsenergien von bis zu 14 TeV nun die Möglichkeit den gesamten übrigen Massenbereich zu prüfen. Durch Messungen des ATLAS Detektors am LHC wurden die Massenbereiche 155 GeV bis 190 GeV und 295 GeV bis 450 GeV ausgeschlossen [11].

Die Erzeugung des Higgs-Bosons in Vektorbosonfusion (VBF) und Zerfall in Tau-Leptonen, die weiter in je ein Elektron und ein Myon zerfallen, ist einer der vielversprechendsten Kanäle für die Suche nach dem Higgs-Boson oberhalb des durch LEP ausgeschlossenen Massenbereichs bis zu einer Masse von 140 GeV [12]. Im März 2010 erreichte der LHC eine Schwerpunktsenergie von 7 TeV. Um die gewonnenen Daten mit der Untergrunderwartung vergleichen zu können und Vorhersagen über die erwarteten Ereigniszahlen in Signal- und Untergrundprozessen treffen zu können ist es wichtig, Monte-Carlo-Studien durchzuführen. Die vorliegende Arbeit enthält die erste Sensitivitätsstudie des Kanals  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$  mit dem Erzeugungsprozess Vektorbosonfusion bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Die verwendeten Ereignisse wurden für eine Higgs-Bosonmasse von 120 GeV simuliert. In der Untersuchung werden die zwei größten auftretenden Untergründe  $Z \rightarrow \tau\tau$  und  $t\bar{t}$ -Produktion berücksichtigt.

Es wurde eine Optimierung der Sensitivität mit Hilfe von Schnitten auf Observable durchgeführt, die eine gute Trennkraft von Signal und Untergrund versprechen. In einer ersten Methode werden

<sup>1</sup>Am Large Electron Positron Collider wurde von 1989 bis 2000 eine Suche des Higgs-Bosons in Elektron-Positron-Kollisionen bei Schwerpunktsenergien von bis zu 209 GeV durchgeführt.

<sup>2</sup>Der Tevatron ist ein Proton-Proton-Beschleuniger, in Betrieb seit 1983 bei Schwerpunktsenergien von bis zu 1,96 TeV.

diese Schnitte konsekutiv gelegt. Die zweite untersuchte Methode ist eine Signifikanzoptimierung mittels einer Fisher-Diskriminante, berechnet aus einigen der Observablen. Die Fisher-Diskriminante ist eine Abbildung aus dem Raum der betrachteten Observablen auf eine lineare Teststatistik. Auf die berechnete Fisher-Diskriminante lässt sich dann ein einzelner Schnitt setzen. Es wurde ein Vergleich der Signifikanzoptimierung mittels einer Fisher-Diskriminante, berechnet aus sechs Observablen und einer Fisher-Diskriminante, berechnet aus nur drei Observablen welche eine gute Trennkraft versprechen, angestellt. Zum Abschluss wurden die Ergebnisse der verschiedenen Methoden diskutiert.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Im nächsten Kapitel wird eine anschauliche Darstellung des Higgs-Mechanismus gegeben, die experimentell ausgeschlossenen Bereiche der Higgs-Bosonmasse und vielversprechende Kanäle für eine Suche nach dem Higgs-Boson am LHC werden diskutiert. Im Weiteren werden der Signalprozess und die beiden betrachteten Untergrundprozesse vorgestellt. Zum Ende des Kapitels wird ein Überblick über die verwendeten Monte-Carlo-Ereignissimulationen gegeben. Im dritten Kapitel wird der ATLAS-Detektor beschrieben, dessen Komponenten und Geometrie. Das vierte Kapitel enthält die Analyse. Im ersten Abschnitt wird die, in den folgenden Abschnitten benötigte, Rekonstruktion der Masse des Zweitausystems beschrieben. Anschließend werden die verwendeten Kriterien in der Vorselektion der Elektronen, Myonen und Jets erläutert sowie die Selektionsschnitte auf diese Objekte. Im dritten Abschnitt wird die Selektion mittels konsekutiver Schnitte ausführlich dargestellt. Zu Beginn die Wahl der Startwerte für Schnitte auf Observablen und im Folgenden die Optimierung der Signifikanz. Im vierten Abschnitt wird der Formalismus der Fisher-Diskriminante eingeführt und die Berechnung der Fisher-Diskriminante dargestellt. Es folgt die Diskussion der Signifikanzoptimierung mittels der Fisher-Diskriminante, berechnet aus sechs Observablen, und eine vergleichende Diskussion der Signifikanzoptimierung mittels der Fisher-Diskriminante, berechnet aus drei Observablen. Im letzten Abschnitt wird ein Vergleich der verschiedenen Selektionsmethoden angestellt. Die Ergebnisse werden abschließend in Kapitel fünf zusammengefasst.



## 2. Theorie und Phänomenologie

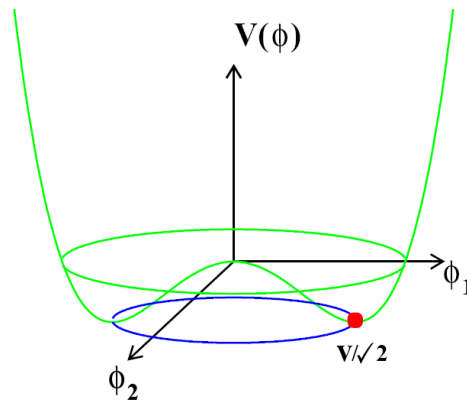
Dieses Kapitel enthält einen Überblick über die Theorie, welche zum Verständnis dieser Arbeit benötigt wird. Es werden zudem die betrachteten Prozesse erläutert. Zu Beginn wird eine anschauliche Erklärung des Higgs-Mechanismus gegeben. Es folgt eine Beschreibung der experimentellen Einschränkung der Higgs-Bosonmasse und der Produktion und des Zerfalls des Higgs-Bosons und damit eine Erläuterung der Wahl des in dieser Arbeit betrachteten Kanals. Im Weiteren werden die drei betrachteten Prozesse genauer beschrieben. Die ersten drei Abschnitte orientieren sich an den Arbeiten [13] und [14]. Diese Arbeit ist beschränkt auf eine anschauliche Erklärung der spontanen Symmetriebrechung und des Higgs-Mechanismus, auf eine mathematische Beschreibung wird verzichtet. Der Higgs-Mechanismus wurde erstmals in den Veröffentlichungen [4–7] postuliert. Für eine ausführliche Beschreibung siehe beispielsweise [13] oder [15].

### 2.1. Eine Anschauung des Higgs-Mechanismus

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik vereinigt alle bekannten Elementarteilchen und die starke, schwache und elektromagnetische Wechselwirkung in einem einheitlichen Modell [1–3]. Die Elementarteilchen gliedern sich in zwei Gruppen, die Leptonen  $(\nu_e, e)$ ,  $(\nu_\mu, \mu)$  und  $(\nu_\tau, \tau)$  und die Quarks  $(u, d)$ ,  $(c, s)$  und  $(b, t)$ . Jede Gruppe kann wiederum in drei Familien mit identischen Eigenschaften, mit Ausnahme der Massen, gegliedert werden. Der mikroskopische Aufbau aller Materie lässt sich aus diesen 12 Teilchen und den Wechselwirkungen zwischen ihnen erklären. Innerhalb des Standardmodells werden die Wechselwirkungen in lokalen Eichfeldtheorien beschrieben.

Die erste erfolgreiche Eichfeldtheorie wurde für die elektromagnetische Kraft mit einer  $U(1)_Q$ -Symmetrie formuliert.  $Q$  steht hierbei für die elektrische Ladung, an die die Kraft koppelt. Die Forderung der Invarianz der freien Lagrangedichte unter lokaler  $U(1)_Q$ -Eichtransformation fordert die Einführung eines Vektorfeldes, was hier mit dem Photonenfeld assoziiert werden kann. Lokale Eichsymmetrien verbieten Massen von Eichbosonen, da mit der Einführung von Massentermen die Eichsymmetrie gebrochen und damit die Renormierbarkeit zerstört würde. Renormierbarkeit bedeutet, dass auftretende Unendlichkeiten durch die Redefinition von Parametern absorbiert werden können. Dies erlaubt beliebige Genauigkeit in Berechnungen. Im Falle des Photons stellt das Verbot von Massentermen allerdings kein Problem dar, da es ohnehin masselos ist und damit die Theorie renormierbar bleibt. Aufgrund des Erfolgs dieser Theorie wurde auch für weitere Wechselwirkungen versucht, lokale Eichfeldtheorien zu formulieren.

Die elektroschwache Kraft besitzt eine  $SU(2)_{I_W} \times U(1)_Y$ -Symmetrie.  $I_W$  bezeichnet die Ladung der schwachen Kraft, den schwachen Isospin, und  $Y$  die schwache Hyperladung. Aus der Formulierung einer elektroschwachen Eichfeldtheorie und der Forderung der Invarianz unter lokaler  $SU(2)_{I_W} \times U(1)_Y$ -Eichtransformation, folgt die Existenz von vier Eichbosonen: dem Hyperladungseichboson und drei weiteren masselosen, schwachen Eichbosonen, zwei geladenen und einem neutralen. Auch Massen für Fermionen sind im Rahmen dieser Theorie verboten. Die schwache Wechselwirkung ist allerdings kurzreichweitig, was massive Eichbosonen fordert. Eine Masse der  $W$ - und  $Z$ -Bosonen, sowie der Fermionen wurde ebenfalls experimentell bestätigt. Um Massenterme einführen zu können und somit eine korrekte Beschreibung der Natur zu erreichen, wird der Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung genutzt. Diese wird möglich durch die Einführung eines skalaren Feldes, dessen Grundzustand nicht die Eichsymmetrie besitzt. Auf der Potentialachse des Feldes



**Abbildung 2.1.:** Das Higgs-Potential in einer Projektion auf zwei Freiheitsgrade. Das lokale Maximum bei  $\phi = 0$  ist kein stabiler Zustand. Die Auswahl eines Grundzustandes aus unendlich vielen möglichen wird als spontane Symmetriebrechung bezeichnet [13].

wird die volle Symmetrie der elektroschwachen Wechselwirkung  $SU(2)_{I_W} \times U(1)_Y$  beibehalten. Der Grundzustand weist allerdings nur eine  $U(1)_Q$ -Symmetrie auf. Die spontane Einnahme eines aus unendlich vielen möglichen Grundniveaus, bei der die  $SU(2)_{I_W} \times U(1)_Y$ -Symmetrie zu einer  $U(1)_Q$ -Symmetrie gebrochen wird, wird als spontane Symmetriebrechung bezeichnet. Die Massen der Eichbosonen und Fermionen entstehen durch die Wechselwirkung mit dem nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert des skalaren Feldes.

Die allgemeinste Form für ein mögliches Potential ist gegeben durch

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \tag{2.1}$$

$\lambda$  beschreibt hierbei die Selbstkopplungsstärke,  $\mu$  den Massenparameter. Da nur die  $SU(2)_{I_W} \times U(1)_Y$ -Symmetrie, nicht aber die  $U(1)_Q$ -Symmetrie gebrochen werden muss folgt, dass der Grundzustand einer neu formulierten Langrangedichte nicht verschwindenden schwachen Isospin und schwache Hyperladung besitzen und zudem elektrisch neutral sein muss. Weiter muss die Theorie renormierbar bleiben und sie muss die Einführung von Massentermen für die drei schwachen Eichbosonen und für die Fermionen erlauben. Die einfachste Wahl für das neu eingeführte Feld  $\phi$  ist ein skalares, komplexes Isospindublett mit  $I_W = 1/2$ ,

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_3 + i\phi_4 \\ \phi_1 + i\phi_2 \end{pmatrix}. \tag{2.2}$$

Dieses neue skalare Feld wird als Higgs-Feld bezeichnet. In Abbildung 2.1 ist das Higgs-Feld für zwei Freiheitsgrade dargestellt. Es besitzt die Form eines Mexikanerhutpotentials, die Rotationssymmetrie besteht um die Achse  $V(\phi)$ , jeder mögliche Grundzustand weist keine Rotationssymmetrie mehr auf. Mit der Wahl einer schwachen Hyperladung von  $Y = 1$  erreicht man über die Beziehung

$$Q = \frac{Y}{2} + I_{W_3} \tag{2.3}$$

für den Term  $\phi_3 + i\phi_4$  eine elektromagnetische Ladung von  $Q = 1$  und für  $\phi_1 + i\phi_2$   $Q = 0$ . Da unser Universum experimentell erwiesen nicht isotrop positiv elektromagnetisch geladen ist, ist mit dieser Wahl der Hyperladung die Wahl eines möglichen Feldes eingeschränkt: der Term  $\phi_3 + i\phi_4$  muss verschwinden. Bei einer Wahl des Minimums bei  $\phi_1 = v/\sqrt{2}$ ,  $\phi_2 = 0$  im zweidimensionalen, bringt eine Bewegung entlang der  $\phi_2$ -Achse keine Potentialänderung.  $v$  bezeichnet hierbei den Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes. Eine Bewegung entlang der  $\phi_1$ -Achse verläuft gegen den umgebenden

Potentialwall. Die Anregung eines Feldes kann als Teilchen interpretiert werden. Betrachtet man die Analogie im vierdimensionalen Potential bei der gleichen Wahl des Minimums, können Auslenkungen entlang der Achsen  $\phi_2$ ,  $\phi_3$  und  $\phi_4$  ohne eine Änderung des Potentials als masselose Teilchen interpretiert werden. Diese werden als Pseudo-Goldstone-Bosonen bezeichnet. Die Auslenkung entlang der  $\phi_1$ -Achse benötigt eine Änderung des Potentials, zeigt damit eine Wechselwirkung mit dem Higgs-Feld und beschreibt so ein massives Teilchen. Diese Anregung des Higgs-Feldes ist das gesuchte Higgs-Boson des Standardmodells. Die Pseudo-Goldstone-Bosonen gehen in longitudinale Freiheitsgrade der schwachen Eichbosonen über. Die vorher masselosen schwachen Eichbosonen besaßen zwei transversale Freiheitsgrade. Durch einen zusätzlichen longitudinalen Freiheitsgrad werden sie als massive Teilchen beschrieben.

Durch die Wechselwirkung der Teilchen mit dem skalaren, überall präsenten Vakuumerwartungswert  $v$  können nun Massenterme für die drei schwachen Eichbosonen und die Fermionen eingeführt werden. Durch die Brechung der  $SU(2)_{I_W} \times U(1)_Y$ -Symmetrie erhalten nun drei der Bosonen eine Masse, ohne die lokale Eichinvarianz zu stören. Das vierte Boson, das Photon, bleibt masselos, da die  $U(1)_Q$ -Symmetrie nicht gebrochen wurde. Anschaulich besagt ein nicht verschwindender Vakuumerwartungswert, dass die Teilchen, die attraktiv mit diesem wechselwirken, nicht ungehindert durch den Raum propagieren können, sondern einer ständigen Reibung mit dem Higgs-Feld ausgesetzt sind. Dieser Reibungseffekt führt zu einer effektiven Masse der Teilchen. Diese Massen der schwachen W- und Z-Bosonen und Fermionen  $f$  lassen sich berechnen zu

$$M_W = \frac{1}{2}vg \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \quad m_f = v\frac{\lambda_f}{\sqrt{2}}. \quad (2.4)$$

$g$  und  $g'$  bezeichnen hierbei die Kopplungsstärken der beteiligten Wechselwirkungen zu den Eichgruppen  $SU(2)_{I_W}$  und  $U(1)_Y$ ;  $\lambda_f$  bezeichnet die Yukawa Kopplung. Die Yukawa Kopplungskonstante lässt sich aus den Fermionenmassen extrahieren. Der Vakuumerwartungswert des Potentials kann ebenfalls über die Fermikonstante  $G_F$  berechnet werden zu

$$v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246\text{GeV}. \quad (2.5)$$

Die Kopplungen des Higgs-Bosons an ein Fermion- oder massives Eichbosonpaar sind jeweils proportional zum Produkt der schwachen Kopplungskonstante und der Masse des betrachteten Teilchens.

$$Hf\bar{f} = \frac{gm_f}{2M_W} \quad HW^+W^- = HZZ = gM_W. \quad (2.6)$$

Die Voraussagen über die Zerfallswahrscheinlichkeit des Higgs-Bosons sind ein Anhaltspunkt dafür in welchem Kanal eine Suche angesetzt wird.

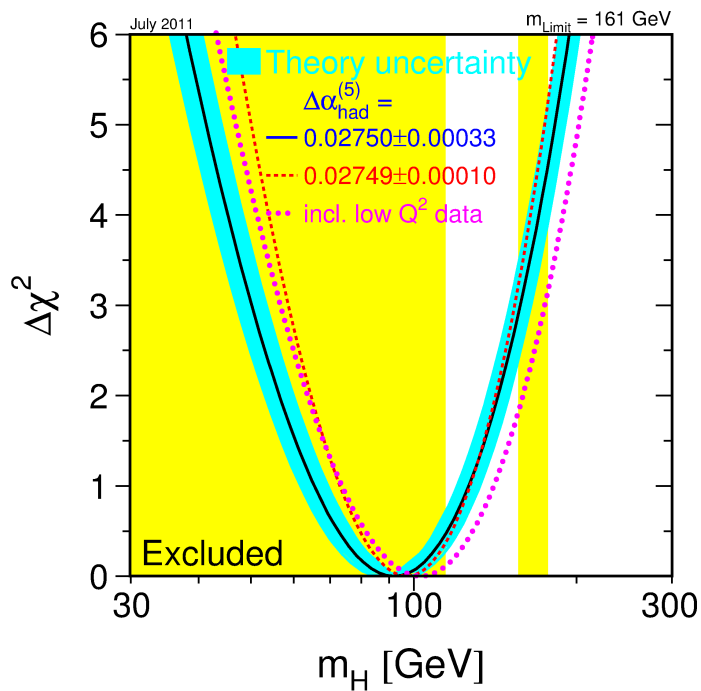
Es können nun aus der Theorie alle Eigenschaften des Higgs-Bosons genau vorausgesagt werden, bis auf seine Masse. Die Masse lässt sich in Abhängigkeit von  $v$  und  $\lambda$ , oder  $\mu$  berechnen zu

$$M_H = v\sqrt{2\lambda} = \sqrt{2}\mu. \quad (2.7)$$

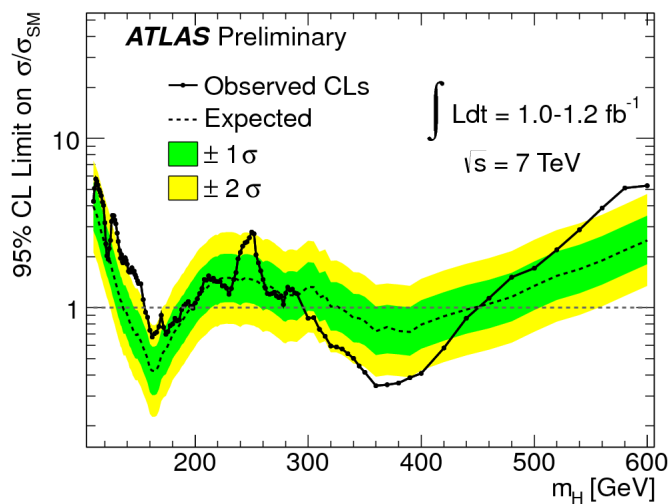
Im Standardmodell können diese an elektroschwache Präzisionsmessungen angepasst werden. Damit können Grenzen auf die Masse des Higgs-Bosons berechnet werden. Der mögliche Massenbereich wurde bereits auf Fenster beschränkt, auf die sich die heutige Suche nach dem Higgs-Boson konzentriert.

## 2.2. Experimentelle Grenzen auf die Higgs-Bosonmasse

Die Higgs-Bosonmasse ist der letzte unbekannt Parameter des Standardmodells, alle weiteren Parameter konnten bereits experimentell bestimmt werden. Aus Präzisionsmessungen vieler



**Abbildung 2.2.:**  $\chi^2$ -Verteilung für die Anpassung der Standardmodellparameter in Abhängigkeit der Higgs-Bosonmasse. Der gelb unterlegte Bereich kennzeichnet durch direkte Suchen am LEP und Tevatron ausgeschlossene Higgs-Bosonmassen [8, 9].



**Abbildung 2.3.:** Die von ATLAS ausgeschlossenen Massenbereiche, angezeigt durch die obere Grenze des Wirkungsquerschnittes für die Higgs-Bosonproduktion geteilt durch den erwarteten Wirkungsquerschnitt [11].

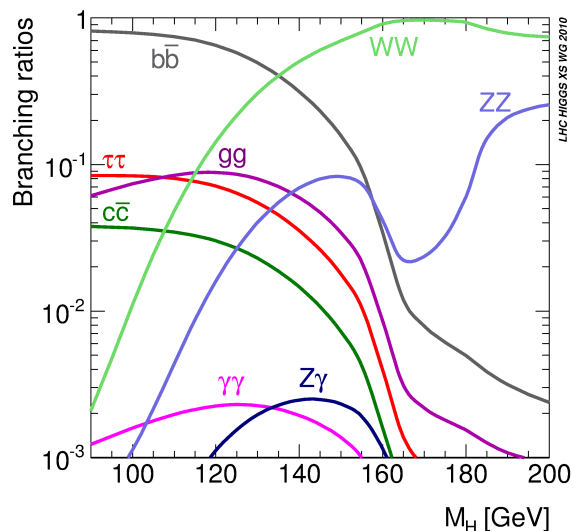
elektroschwacher Observablen lassen sich im Standardmodell bevorzugte Werte für die Higgs-Bosonmasse ableiten. In den Anpassungen wird die Existenz des Higgs-Bosons vorausgesetzt, um Orientierungswerte für Suchen nach dem Higgs-Boson zu gewinnen. Die Verteilung für eine Anpassung ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Die Vorhersage der Higgs-Bosonmasse, das Minimum der Kurve, liegt bei  $92^{+34}_{-26}$  GeV. Ein einseitiges 95% Vertrauensintervall gibt eine obere Schranke von 161

GeV auf die Higgs-Bosonmasse an.

Die unterlegten Bereiche kennzeichnen die Massenbereiche, die bereits experimentell ausgeschlossen wurden. Durch Untersuchungen am LEP-Beschleuniger konnten alle Massen kleiner 114,4 GeV mit 95% Vertrauensintervall ausgeschlossen werden [8]. Am Tevatron konnte das Massenfenster von 156 GeV bis 177 GeV mit einem 95% Vertrauensintervall ausgeschlossen werden [9]. Bezieht man die durch LEP bestimmte untere Schranke von 114,4 GeV mit ein, so wird die aus den elektroschwachen Präzisionsmessungen gewonnene Vorhersage einer oberen Massengrenze auf 185 GeV erhöht [10]. Die neusten Ergebnisse von ATLAS schließen mit einem Vertrauensintervall von 95% zwei Massenfenster aus: die Bereiche 155 GeV bis 190 GeV und 295 GeV bis 450 GeV [11]. In Abbildung 2.3 ist die obere Grenze des Wirkungsquerschnitts der Higgs-Bosonproduktion geteilt durch den erwarteten Wirkungsquerschnitt aufgetragen. Eine Suche nach dem Higgs-Boson mit einer Masse von 120 GeV ist damit vielversprechend und wird in dieser Studie vorgenommen.

## 2.3. Erzeugungs- und Zerfallsprozesse des Higgs-Bosons

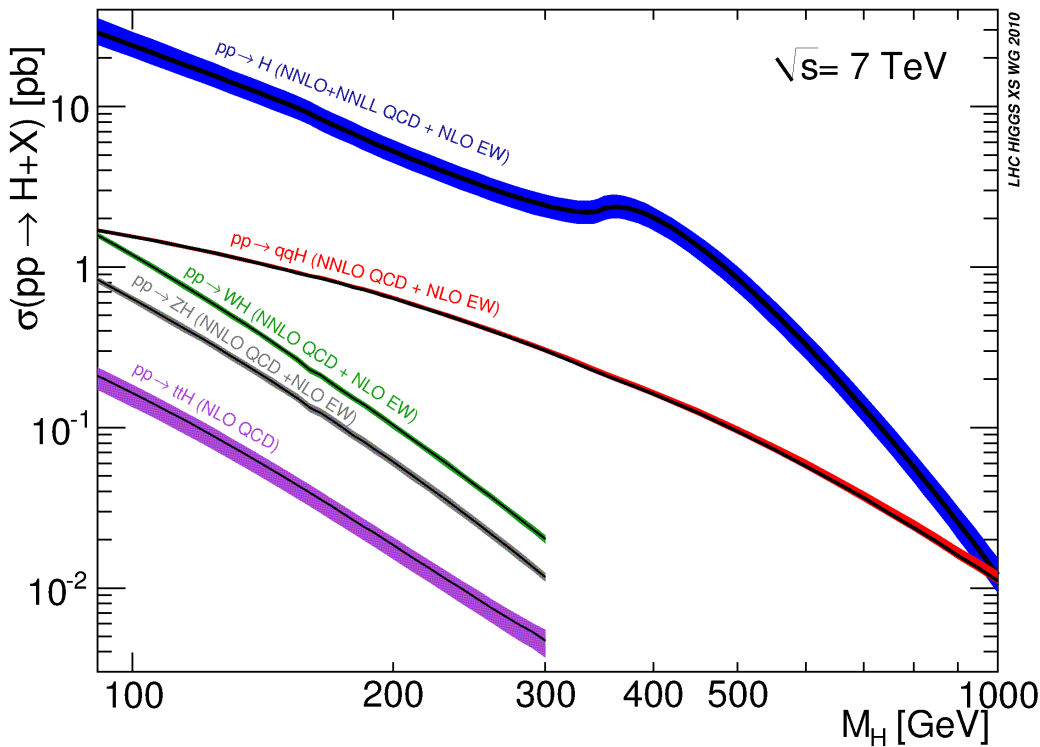
Für eine Suche nach dem Higgs-Boson ist es von entscheidender Bedeutung einen Erzeugungs- und Zerfallskanal zu betrachten, dessen Wirkungsquerschnitt so groß wie möglich ist. Ebenfalls dürfen für den Kanal keine zu hohen Wirkungsquerschnitte für Untergrundprozesse auftreten bzw. müssen durch Selektion reduzierbar sein. Die Kopplung des Higgs-Bosons an ein Teilchenpaar ist proportional zur Masse der Zerfallsteilchen und zeigt eine quadratische Abhängigkeit von der Kopplungskonstanten. Damit ist der Zerfall in massive Teilchen dominant.



**Abbildung 2.4.:** Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons in Abhängigkeit der Higgs-Bosonmasse [16].

Die Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons sind in Abbildung 2.4 in Abhängigkeit der Higgs-Bosonmasse zu sehen. Der wahrscheinlichste Zerfall für ein Higgs-Boson mit einer Masse kleiner 130 GeV ist der Zerfall in ein Bottomquarkpaar. Da Bottomquarks aber auch an der starken Wechselwirkung teilnehmen, treten sehr große Untergründe auf, was eine Separation von Signal und Untergrund deutlich erschwert.

Für Zerfälle in Teilchen, welche nur an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen, tritt deutlich weniger Untergrund auf. Die schwersten Teilchen, in die das Higgs-Boson schwach zerfallen kann sind Tau-Leptonen. Das Verzweigungsverhältnis für diesen Prozess liegt für eine Higgs-Bosonmasse von 120 GeV bei 7,1%.



**Abbildung 2.5.:** Wirkungsquerschnitte der Erzeugungsprozesse des Higgs-Bosons am LHC in Abhängigkeit der Higgs-Bosonmasse bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV [16].

Die Wahrscheinlichste Produktion eines Higgs-Bosons mit einer Masse von 120 GeV ist die Fusion zweier Gluonen, die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Produktionsprozesse sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Die Produktion durch die Fusion zweier Vektorbosonen besitzt den zweitgrößten Wirkungsquerschnitt, welcher etwa eine Größenordnung unter dem Wirkungsquerschnitt der Gluonfusion liegt. Es treten bei diesem Prozess zudem zwei Partonen unter einem großen Winkel zueinander auf, die im Detektor als *Jets* nachgewiesen werden können. In dieser Studie wird der Erzeugungsprozess der Vektorbosonfusion und Zerfall in zwei Tau-Leptonen betrachtet.

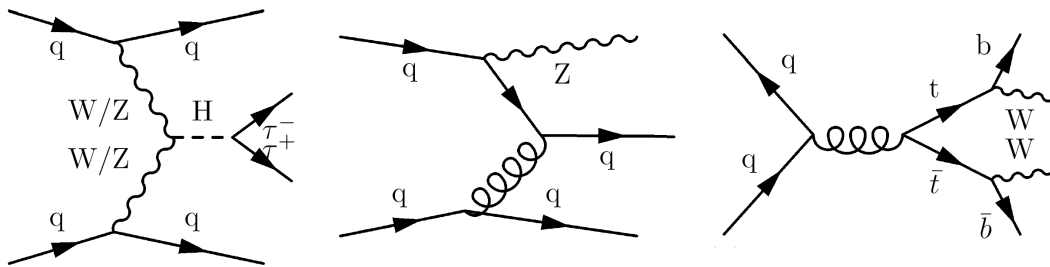
## 2.4. Signal- und Untergrundprozesse

In diesem Kapitel werden die in der Analyse betrachteten Prozesse erläutert: Signal  $pp \rightarrow Hqq$ ,  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$  und Untergründe  $Z + Jets$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$  und  $t\bar{t}$ -Produktion. Mögliche Feynman-Diagramme sind in Abbildung 2.6 gezeigt.

### 2.4.1. Der Signalprozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$

In dieser Arbeit wurde der Zerfall  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$  betrachtet, mit Produktion des Higgs-Bosons in Vektorbosonfusion. Der Prozess wurde für eine Higgs-Bosonmasse von 120 GeV untersucht. Die Vektorbosonfusion besitzt für eine Higgs-Bosonmasse von 120 GeV den zweithöchsten Wirkungsquerschnitt mit 1269 fb nach der Gluonfusion [16]. Das Verzweigungsverhältnis des Kanals  $H \rightarrow \tau\tau$  für eine Higgs-Bosonmasse von 120 GeV ist ebenfalls eines der dominanten mit 7,1% [16]. Die Zerfallswahrscheinlichkeit  $\tau \rightarrow e + \nu_\tau\nu_e$  liegt bei 17,82% und  $\tau \rightarrow \mu + \nu_\tau\nu_\mu$  bei 17,39% [17]. Damit beläuft sich der Wirkungsquerschnitt des Prozesses  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$  auf 5,58 fb, womit er um

Größenordnungen unter dem der auftretenden Untergrundprozesse liegt (vergleiche Abschnitt 2.4.2). Dafür bietet die Betrachtung dieses Prozesses den Vorteil einer sehr klaren Signatur im Detektor.



**Abbildung 2.6.:** Links: Produktion des Higgs-Bosons in Vektorbosonfusion. Mögliche Feynman-Diagramme für die betrachteten Untergrundprozesse  $Z \rightarrow \tau\tau$  (mitte) und  $t\bar{t}$  (rechts) [18].

Durch die Abstrahlung eines Vektorbosons erhalten die Partonen einen mittleren Transversalimpuls von der halben Masse des Vektorbosons. Durch die Abweichung von der Strahlachse können sie im Detektor als Jets nachgewiesen werden. Da Partonen farbgeladene Teilchen sind, können sie nicht frei existieren. Es kommt zu einer wechselseitigen Erzeugung von Partonen und Gluonen, einem so genannten Partonschauer. Danach setzt ein Prozess der Hadronisierung ein, in welchem sich die farbgeladenen Partonen zu farbneutralen Hadronen zusammenschließen. Die Hadronen hinterlassen ihre Energie im Kalorimeter in Form von Jets. Mit Hilfe von Jet-Algorithmen lässt sich die Energie und Flugrichtung der Partonen rekonstruieren.

Da aus der Abstrahlung eines Vektorbosons meist nur eine leichte Abweichung der Flugrichtung der Partonen von der Strahlachse resultiert, treten im Erzeugungsprozess der Vektorbosonfusion meist je ein Jet im Vorwärts- und einer im Rückwärtsbereich des Detektors auf (vergleiche Abschnitt 3.2). Diese beiden Jets sollen im Folgenden als *Tagging Jets* bezeichnet werden. Zu dem Prozess tragen sowohl Vektorbosonfusionen von  $Z^0$ -Bosonen als auch von  $W^\pm$ -Bosonen bei. Sie alle unterliegen der schwachen Wechselwirkung, wodurch kein Farbfluss zwischen den auslaufenden Quarks vorhanden ist und damit eine Produktion weiterer Jets durch Partonen zwischen den *Tagging Jets* unterdrückt wird. Speziell im Zentralbereich des Detektors ist es somit unwahrscheinlich, Jets mit großem Transversalimpuls zu finden. Durch die Fusion der Vektorbosonen trägt das Higgs-Boson einen signifikanten Transversalimpuls, womit alle Zerfallsprodukte hauptsächlich im Zentralbereich des Detektors auftreten. Der Zerfall der Tau-Leptonen findet aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer noch im Strahlrohr statt, womit nur Elektron und Myon in den Detektor gelangen und gemessen werden. Die vier Neutrinos des Endzustands verlassen den Detektor ohne registriert zu werden. Sie lassen eine große fehlende transversale Energie zurück, welche ebenfalls charakteristisch für den Prozess ist.

Der Detektor bietet gute Möglichkeiten Elektronen und Myonen, welche die detektierbaren Teilchen im Endzustand des Prozesses ausmachen, zu identifizieren und Impuls und Energie der Leptonen zu rekonstruieren. Eine genaue Rekonstruktion des Impulses der Leptonen und der fehlenden transversalen Energie durch die entwichenen Neutrinos ist für die Rekonstruktion der Masse des Zweitausystems von entscheidender Bedeutung.

### 2.4.2. Wichtige Untergrundprozesse

In dieser Arbeit wurden zwei Untergrundprozesse betrachtet. Der erste betrachtete Untergrund ist der Prozess  $Z \rightarrow \tau\tau + Jets$  mit Erzeugung der Jets in Prozessen der Quantenchromodynamik (QCD), die elektroschwache Produktion weiterer Jets wird nicht betrachtet. Der zweite betrachtete Untergrund ist die Topquarkpaarproduktion  $t\bar{t}$ . Aus vorhergehenden Studien [12] und [18] erwiesen sich diese als

die beiden wichtigsten Untergrundprozesse für den Zerfallskanal des in Vektorbosonfusion erzeugten Higgs-Bosons  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ .

### Der Untergrundprozess $Z \rightarrow \tau\tau + Jets$

Bei der Erzeugung eines Z-Bosons mit Jets, erzeugt in Prozessen der Quantenchromodynamik, in Proton-Proton-Kollisionen wird das Z-Boson von einem Parton abgestrahlt oder aus Partonen erzeugt. Der Zerfall  $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$  weist die gleichen detektierbaren Teilchen im Endzustand auf wie der Signalprozess und ebenfalls signifikante fehlende transversale Energie. Die an der Produktion des Z-Bosons beteiligten Partonen bilden Jets, welche im Detektor als *Tagging Jets* missinterpretiert werden können. Damit zeigt dieser Prozess eine große Ähnlichkeit mit dem Signalprozess.

Im Gegensatz zur elektroschwachen Vektorbosonfusion ist in diesem Erzeugungsprozess zwischen den beteiligten Partonen Farbfluss vorhanden, sodass weitere Jets erzeugt werden können. Diese Jets können im Zentralbereich des Detektors auftauchen und eine große transversale Energie tragen. Die Kinematik der *Tagging Jets* und die Präsenz zusätzlicher Jets bieten daher einen guten Ansatz zur Separation von Signal und Untergrund.

Der Wirkungsquerschnitt des Prozesses  $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$  liegt mit  $66,32 \cdot 10^3 \text{ fb}$  um vier Größenordnungen über dem Wirkungsquerschnitt des Signalprozesses, was eine Betrachtung dieses Untergrunds unbedingt erforderlich macht. Der große Wirkungsquerschnitt stammt aus der hohen Wahrscheinlichkeit der Erzeugung eines Z-Bosons und seines Zerfalls in zwei Tau-Leptonen von  $1,07 \cdot 10^6 \text{ fb}$  [19].

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

Topquarks zerfallen in je ein Bottomquark und ein W-Boson. Die Bottomquarks können als *Tagging Jets* missinterpretiert werden, wobei die Pseudorapiditätsdifferenz der Jets meist geringer ist als im Signalprozess. Zwischen den auslaufenden Partonen ist Farbfluss möglich, daher werden mit hoher Wahrscheinlichkeit weitere Jets erzeugt.

Die Zerfallsprodukte der W-Bosonen liegen vorwiegend im Zentralbereich des Detektors, da die Topquarks den Großteil ihres Impulses in der transversalen Ebene tragen. Bei einem Zerfall der W-Bosonen in ein Elektron, ein Myon und zwei Neutrinos sind die Leptonen im Endzustand des Signalprozesses imitiert, und es ist eine fehlende transversale Energie durch die zwei erzeugten Neutrinos vorhanden.

Die Notwendigkeit der Betrachtung dieses Untergrunds erschließt sich zudem aus dem großen Wirkungsquerschnitt des Erzeugungsprozesses eines Topquark Paares von  $91,5 \cdot 10^3 \text{ fb}$  [24]. Mit den Verzweigungsverhältnissen  $W \rightarrow e + \nu$  von 10,75% und  $W \rightarrow \mu + \nu$  von 10,57% [17] ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für den Zerfall  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} + WW \rightarrow b\bar{b} + e\mu + 2\nu$  zu  $2,1 \cdot 10^3 \text{ fb}$ , was um drei Größenordnungen über dem Wirkungsquerschnitt des Signalprozesses liegt.

### 2.4.3. Verwendete Monte-Carlo Ereignissimulationen

Diese Studie wurde für eine Schwerpunktennergie von 7 TeV und eine Higgs-Bosonmasse von 120 GeV durchgeführt. Die verwendeten Monte-Carlo-Ereignissimulationen, die Wirkungsquerschnitte und Anzahlen simulierter Ereignisse sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst:

Der Signalprozess wurde mit dem Generator *Herwig* erzeugt [20]. Für den Prozess  $Z \rightarrow \tau\tau + Jets$  wurden die Ereignisse für die Kanäle  $+0 \text{ Partonen}$  bis  $+5 \text{ Partonen}$  mit dem Ereignisgenerator *AlpGenJimmy* simuliert [21] [22] [23]. Die Wirkungsquerschnitte der simulierten Kanäle sind skaliert, sodass sie mit dem inklusiven Wirkungsquerschnitt in NNLO übereinstimmen.



Kanal	Monte-Carlo Generatoren	Wirkungsquerschnitt [fb]	Anzahl erzeugte Ereignisse
$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$	Herwig	11,2	$5 \cdot 10^4$
$Z \rightarrow \tau\tau + 0 \text{ Partonen}$	AlpgeJimmy	$832,93 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^6$
$Z \rightarrow \tau\tau + 1 \text{ Partonen}$	AlpgeJimmy	$167,50 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^6$
$Z \rightarrow \tau\tau + 2 \text{ Partonen}$	AlpgeJimmy	$50,708 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^5$
$Z \rightarrow \tau\tau + 3 \text{ Partonen}$	AlpgeJimmy	$14,025 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^5$
$Z \rightarrow \tau\tau + 4 \text{ Partonen}$	AlpgeJimmy	$3,5317 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^4$
$Z \rightarrow \tau\tau + 5 \text{ Partonen}$	AlpgeJimmy	$0,947 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^4$
$t\bar{t}$	MC@NLO	$91,5 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^6$

**Tabelle 2.1.:** Verwendete Monte-Carlo-Ereignissimulationen. Die Wirkungsquerschnitte der Kanäle  $Z \rightarrow \tau\tau + \text{Partonen}$  sind auf den inklusiven Wirkungsquerschnitt skaliert.

Der Erzeugungsprozess  $t\bar{t}$  wurde mit dem Ereignisgenerator *MC@NLO* in nächst führender Ordnung Störungstheorie der QCD erzeugt [24]. Die Ereignisse tragen Gewichte von  $\pm 1$ , was in der Analyse berücksichtigt werden muss.

Leider standen für diese Analyse nicht genügend Ereignisse der Untergrund-Samples zur Verfügung, wodurch die Anzahl verbleibender Ereignisse nach wenigen Schnitten sehr gering war.

Es wurden weitere Monte-Carlo-Samples angefordert, die allerdings zu spät zur Verfügung standen, um im Rahmen dieser Arbeit genutzt zu werden. Mittlerweile stehen  $15 \cdot 10^6$   $t\bar{t}$  Ereignisse zur Verfügung und *Embedded Samples* für den Untergrund  $Z \rightarrow \tau\tau + \text{Jets}$  welche für zukünftige Analysen genutzt werden können.

*Embedded Samples* beschreiben ein Mischprodukt aus Monte-Carlo-Ereignissimulationen und Daten: Der Prozess  $Z \rightarrow \mu\mu$  lässt sich sehr gut von Untergrund trennen. Da die Myonen zudem kaum Spuren im Kalorimeter hinterlassen, kann ihre Spur aus Daten entfernt werden und durch die Spuren simulierter Tau-Leptonen und ihrer Zerfallsprodukte ersetzt werden.



### 3. Der ATLAS-Detektor

Der Large Hadron Collider (LHC) am CERN<sup>1</sup> ist ein Proton-Proton Beschleuniger, in Betrieb seit 2008. Durch Proton-Proton Kollisionen werden Prozesse bei zuvor unerreichten Schwerpunktenenergien im TeV-Bereich untersucht. Das ATLAS-Experiment ist eines von vier Experimenten am LHC neben den Experimenten ALICE, CMS und LHCb. Es ist stationiert an einem der vier Wechselwirkungspunkte, an denen die Protonen zur Kollision gebracht werden. Der ATLAS-Detektor ist ringförmig um das Strahlrohr, in welches die Proton-Proton-Kollisionen stattfinden, aufgebaut. Er misst einen Durchmesser von 25 m, eine Länge von 44 m und ein Gewicht von 7000 t und ist damit der größte bisher erbaute Teilchendetektor an Beschleunigern. Eine graphische Übersicht findet sich in Abbildung 3.1.

In diesem Kapitel wird der Aufbau und das Koordinatensystem des Detektors kurz vorgestellt. Die Informationen sind einer ausführlichen Beschreibung des ATLAS-Detektors in [25] entnommen.

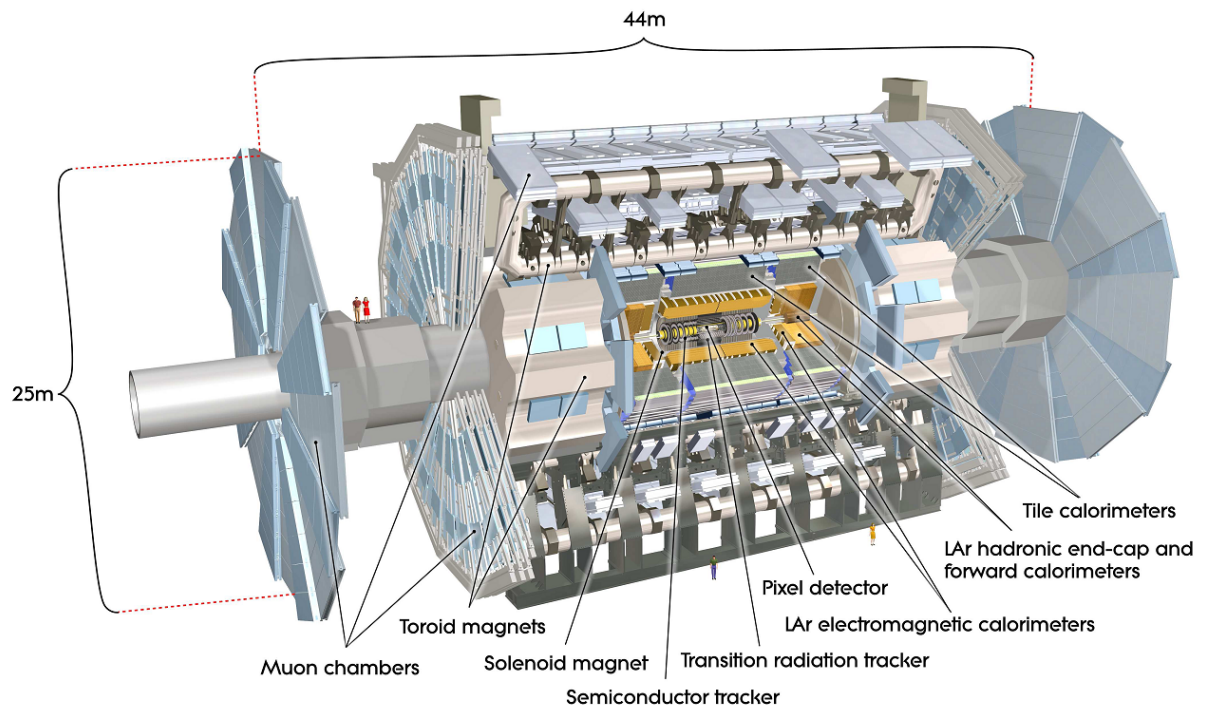


Abbildung 3.1.: Aufbau des ATLAS-Detektors [25].

#### 3.1. Koordinatensystem des Detektors und verwendete Größen

Die Geometrie des Detektors wird durch ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem beschrieben. Die Richtung des gegen den Uhrzeigersinn umlaufenden Protonenstrahls wird als z-Achse definiert. Die y-Achse verläuft vertikal, die x-Achse vom Wechselwirkungspunkt zum Zentrum des Ringes. Die x-y-Ebene wird als transversale Ebene bezeichnet. In ihr wird der transversale Impuls

<sup>1</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

definiert, welcher als Kenngröße eines Teilchenimpulses genutzt wird,

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (3.1)$$

In der transversalen Ebene kann ebenfalls die fehlende transversale Energie  $E_t^{miss}$  rekonstruiert werden.

Der Azimutwinkel  $\phi$  verläuft um die Strahlachse, der Polarwinkel  $\theta$  beschreibt den Winkel zur z-Achse. Gebräuchlicher ist allerdings die Angabe der Pseudorapidität  $\eta$  als Maß des Winkels zur z-Achse, definiert über

$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2)). \quad (3.2)$$

Die Distanz zwischen zwei Richtungen in der  $\eta$ - $\phi$ -Ebene wird über die Größe  $\Delta R$  definiert,

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}. \quad (3.3)$$

### 3.2. Komponenten des Detektors

Der ATLAS-Detektor ist aus Schichten verschiedener Detektoren aufgebaut. Die erste Komponente bildet der innere Detektor, darum liegen das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter, die äußerste Schicht bildet das Myon-System. Das Gerüst des Detektors bildet ein System von supraleitenden Magnetspulen.

Der innere Detektor dient zur präzisen Messung der Spuren geladener Teilchen. Ein von supraleitenden Solenoidspulen erzeugtes Magnetfeld mit einer Feldstärke von 2 T führt zu einer Ablenkung der geladenen Teilchen, wodurch ihr Impuls vermessen werden kann. Dabei berechnet sich der Impuls  $p$  über die Feldstärke  $B$  und den Radius der Ablenkung  $R$  für ein Teilchen mit Ladung  $\pm 1$  gemäß

$$p[\text{GeV}/c] = 0,3 \cdot B[\text{T}] \cdot R[\text{m}]. \quad (3.4)$$

Eine Herleitung des Zusammenhangs findet sich z.B. in [26]. Der innere Detektor besteht aus drei Subsystemen. Das innerste bildet der Pixel-Detektor, er deckt eine Pseudorapidität von  $|\eta| < 2,5$  ab und ist wiederum in drei Lagen unterteilt, um die Genauigkeit der Spurrekonstruktion zu erhöhen. Die zweite Schicht bildet der Halbleiter-Spurdetektor, er überdeckt ebenfalls eine Pseudorapidität von  $|\eta| < 2,5$  und liefert etwa acht Spurpunkte. Die äußerste Schicht bildet der Übergangsstrahlungs-Detektor mit einer Reichweite in Pseudorapidität von  $|\eta| < 2,0$ . In ihm wird die Übergangsstrahlung geladener Teilchen vermessen. Er liefert damit wichtige Informationen zur Identifikation von Elektronen. Es werden etwa 36 weitere Spurpunkte vermessen. Die Impulsauflösung im inneren Detektor beträgt  $\sigma_{p_t}/p_t = 0,05\% \cdot p_t$ . Eine Übersicht der Auflösungen und Abdeckungsbereiche der Detektorkomponenten ist in Tabelle 3.1 gegeben.

Das Kalorimeter dient der präzisen Messung der Energie von Elektronen, Photonen und Jets. Ein vorgelagerter *Presampler* im Bereich von  $|\eta| < 1,8$  wird genutzt, um den Energieverlust der Elektronen und Photonen beim Durchlaufen des Kalorimeters zu vermessen. Im Weiteren ist das Kalorimeter in vier Sektionen unterteilt: Das zentrale elektromagnetische (EM) Kalorimeter ( $|\eta| < 3,2$ ), das zentrale hadronische Kalorimeter ( $|\eta| < 1,7$ ), sowie zwei Endkappen-Kalorimeter in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung des Detektors, welche elektromagnetische und hadronische Energiemessungen über einen Bereich von  $1,5 < |\eta| < 4,9$  abdecken. Die Energieauflösung für Elektronen und Photonen im elektromagnetischen Kalorimeter beträgt  $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E}$ . Die Energieauflösung für Jets beträgt  $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E}$  im Zentral- und Endkappen-Kalorimeter und  $\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E}$  im Vorwärts-Kalorimeter. Das Kalorimeter ist umgeben von je acht supraleitenden Toroidspulen, welche azimutalthalbsymmetrisch um das Zentrale, sowie um die beiden Endkappen-Kalorimeter angebracht sind.

Das Myonsystem dient zur Identifikation von Myonen und der präzisen Messung ihrer Impulse. Durch das toroidale Magnetfeld wird eine starke Ablenkung erreicht, und damit mit einer Auflösung von  $\sigma_{p_t}/p_t = 10\%$  bei einem Myonenimpuls von  $p_t = 1$  TeV eine sehr präzise Messung der Impulse der Myonen ermöglicht. Das Myonspektrometer deckt einen Bereich von  $|\eta| < 2,7$  ab. Im Bereich  $|\eta| < 1,4$  wird das Magnetfeld von dem Toroidmagneten im Zentralbereich des Detektors erzeugt, für  $1,6 < |\eta| < 2,7$  wirkt das Feld der schwächeren Endkappen-Toroidmagnete, im Übergangsbereich  $1,4 < |\eta| < 1,6$  wirkt ein überlagertes Feld beider Magnete. Die Myonkammern sind angeordnet in drei Lagen im Zentralbereich des Detektors ( $|\eta| < 1,0$ ) und in vier Kammerbereiche in den Endkappen ( $1,0 < |\eta| < 2,7$ ).

Ein weiterer wichtiger Bestandteil des Detektors ist das Trigger-System. Alle 50 ns treffen Protonenpakete am Kollisionspunkt aufeinander. Damit erreicht die Luminosität mit durchschnittlichen 5 bis 8 inelastischen Proton-Proton-Kollisionen einen Wert von  $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Damit ist es unmöglich alle Ereignisse abzuspeichern. Es wird ein Trigger-System benötigt, welches in kürzester Zeit die Entscheidung trifft, ob ein Ereignis physikalisch interessant ist oder nicht. Das Trigger-System ist dreistufig aufgebaut: das erste System *L1* nutzt nur einen Bruchteil der Information über das Ereignis um innerhalb von  $< 2,4 \mu \text{ s}$  eine Entscheidung zu fällen, die Datenmenge wird auf dieser Stufe auf etwa 75 kHz reduziert. Das zweite System *L2* und das dritte System, der *event filter* stellen weitere Selektionskriterien an ein Ereignis, sodass nach dem Durchlaufen des gesamten Trigger-Systems eine Rate von etwa 200 Hz überbleibt mit einer Datenmenge eines Ereignisses von etwa 1,3 MByte. Das Triggersystem deckt den Pseudorapiditätsbereich  $|\eta| < 2,5$  im EM Kalorimeter,  $|\eta| < 3,2$  im zentral- und Endkappenbereich und  $3,1 < |\eta| < 4,9$  im Vorwärtsbereich des hadronischen Kalorimeters ab. Im Myonsystem wird der Bereich  $|\eta| < 2,4$  abgedeckt.

Detektorkomponente	Auflösung	$\eta$ Abdeckungsbereich Messung	$\eta$ Abdeckungsbereich Trigger
Spurdetektor	$\sigma_{p_t}/p_t = 0,05\% \cdot p_t$	$ \eta  < 2,5$	
EM Kalorimeter	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E}$	$ \eta  < 3,2$	$ \eta  < 2,5$
hadronisches Kalorimeter			
Zentral und Endkappen	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E}$	$ \eta  < 3,2$	$ \eta  < 3,2$
Vorwärts	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E}$	$3,1 <  \eta  < 4,9$	$3,1 <  \eta  < 4,9$
Myon Spektrometer	$\sigma_{p_t}/p_t = 10\%$ bei $p_t = 1$ TeV	$ \eta  < 2,7$	$ \eta  < 2,4$

**Tabelle 3.1.:** Übersicht des Auflösungsvermögens und des Pseudorapiditätsbereichs der Detektorkomponenten.  $E$  und  $p_t$  sind in der Einheit GeV angegeben [25].



## 4. Analyse

In dieser Analyse wurde der Signalprozess der Vektorbosonfusion des Higgs-Bosons und Zerfall  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$  betrachtet. Es wurden die beiden Untergrund Prozesse berücksichtigt, welche nach vorhergehenden Studien [18] den größten Beitrag des Untergrunds in diesem Kanal ausmachen:  $Z \rightarrow \tau\tau + Jets(QCD)$  und  $t\bar{t}$ -Paarproduktion. Es wurden Monte-Carlo-Ereignissimulationen für eine Higgs-Bosonmasse von 120 GeV genutzt. Zu Beginn dieser Arbeit wurde angenommen, dass zum Ende diesen Jahres eine Datenmenge von  $1\text{fb}^{-1}$  aufgenommen würde. Aus diesem Grund wurde in dieser Analyse eine integrierte Luminosität von  $1\text{fb}^{-1}$  verwendet. Mittlerweile wurde aber bereits eine aufgezeichnete Datenmenge von  $1\text{fb}^{-1}$  überschritten. Innerhalb dieser Studie wurden Schnitte auf kinematischen Observablen angewendet, welche eine Trennkraft von Signal und Untergrund versprechen. Dabei wurden zwei verschiedene Methoden verglichen: Eine Selektion mittels konsekutiver Schnitte und eine Selektion, in welcher eine Fisher-Diskriminante für einige der Observablen berechnet wird. Die invariante Masse des Zweitausystems bildet in allen Selektionen die finale Diskriminante.

Die Berechnung der Tau-Leptonmasse wird im ersten Abschnitt dieses Kapitels erläutert. Danach wird das Vorgehen für die Vorselektion von Physikobjekten und die Selektion mittels konsekutiver Schnitte beschrieben. Es schließt die Selektion mittels Fisher-Diskriminante an und ein Vergleich der beiden Selektionsmethoden.

### 4.1. Massenrekonstruktion

Die invariante Masse von zwei Tau-Leptonen, die aus dem Zerfall eines Teilchens stammen, kann trotz der nicht detektierten Neutrinos mit Hilfe der kollinearen Näherung rekonstruiert werden:

- Die kollineare Näherung nimmt an, dass die Impulse der Tau-Leptonen und ihrer Zerfallsprodukte parallel sind. Aufgrund der großen Masse des Higgs-Bosons erfahren die Tau-Leptonen und ihre Zerfallsprodukte einen ausreichend großen Lorentz-Boost, sodass diese Annahme gerechtfertigt ist.
- Die fehlende transversale Energie stammt nur von den nicht detektierten vier Neutrinos des Signalprozesses.
- Die Massen der Leptonen können gegen ihre Impulse vernachlässigt werden.

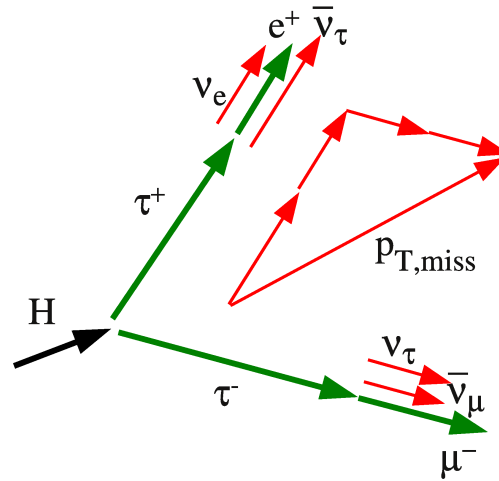
Die invariante Masse der beiden Tau-Leptonen soll nun mit Hilfe der obigen Annahmen auf bekannte Größen zurückgeführt werden.

$$\begin{aligned} M_{\tau\tau}^2 &= E_{\tau\tau}^2 - (\vec{p}_{\tau\tau})^2 = (E_{\tau_1} + E_{\tau_2})^2 - (\vec{p}_{\tau_1} + \vec{p}_{\tau_2})^2 \\ &= (p_{\tau_1}^\mu + p_{\tau_2}^\mu)^2 = 2(p_{\tau_1}^\mu p_{\mu,\tau_2} + m_\tau^2) \\ M_{\tau\tau}^2 &\simeq 2(p_{\tau_1}^\mu p_{\mu,\tau_2}) \end{aligned} \quad (4.1)$$

Wobei Gleichung 4.1 aus der Vernachlässigung der Masse der Tau-Leptonen gegenüber ihren Impulsen folgt.

Die nun benötigten Impuls-Vierervektoren fordern eine Bestimmung des Impulsbetrags und der

Flugrichtung der Tau-Leptonen. Die Flugrichtungen der Tau-Leptonen sind durch die kollineare Näherung bekannt, da sie den gemessenen Flugrichtungen des Elektrons und Myons entsprechen. Die Impulsbeträge der Tau-Leptonen erhält man wie folgt: Der fehlende transversale Impuls  $\vec{p}_{t,miss}$  kann aus gemessenen Größen rekonstruiert werden (siehe 4.3.1). Durch die Projektion des Vektors  $\vec{p}_{t,miss}$  auf die Flugrichtung eines Leptons erhält man den Anteil des fehlenden transversalen Impulses in dieser Richtung. Unter kollinearer Näherung entspricht dies der Summe der Impulse beider Neutrinos in dieser Flugrichtung. Die Summe der Impulse aller Zerfallsprodukte aus dem Tau-Lepton Zerfall ergibt den Impuls des Tau-Leptons. Eine graphische Darstellung findet sich in Abbildung 4.1.



**Abbildung 4.1.:** Impulsdiagramm der Tau-Leptonen und ihrer Zerfallsprodukte zur Illustration der Rekonstruktion der kollinearen Masse. Durch Projektion des Vektors der fehlenden transversalen Energie auf die Lepton-Impulsvektoren können die Impulse der Tau-Leptonen rekonstruiert werden [18].

Berechnen lässt sich dieser Zusammenhang mit Hilfe der Größen  $x_1$  und  $x_2$ . Sie geben den Anteil der Energie der Elektronen und Myonen (im Folgenden bezeichnet als Leptonen) an der Energie der Tau-Leptonen an, aus deren Zerfall sie stammen,

$$x_1 = \frac{E_{lep1}}{E_{\tau_1}}, \quad x_2 = \frac{E_{lep2}}{E_{\tau_2}}. \quad (4.2)$$

Durch diese Definition können  $x_1$  und  $x_2$  physikalisch sinnvolle Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Für eine parallele Flugrichtung des Leptons und Tau-Leptons und der Vernachlässigung ihrer Massen gilt dieses Verhältnis ebenso für die Impulse der betrachteten Teilchen.

Eine Berechnung kann aus Betrachtung der Impulserhaltung in der transversalen Ebene erfolgen,

$$\vec{p}_{t,\tau_1} + \vec{p}_{t,\tau_2} = \frac{\vec{p}_{t,lep1}}{x_1} + \frac{\vec{p}_{t,lep2}}{x_2} = \vec{p}_{t,lep1} + \vec{p}_{t,lep2} + \vec{p}_{t,miss}. \quad (4.3)$$

Diese Beziehung gilt ebenfalls separat in  $x$ - und  $y$ -Richtung, womit ein System von zwei Gleichungen mit zwei Unbekannten vorliegt. Die Lösung ergibt:

$$x_1 = \frac{p_{x,lep1} p_{y,lep2} - p_{y,lep1} p_{x,lep2}}{p_{x,lep1} p_{y,lep2} - p_{y,lep1} p_{x,lep2} + p_{y,lep2} E_{x,miss} - p_{x,lep2} E_{y,miss}} \quad (4.4)$$

$$x_2 = \frac{p_{x,lep1} p_{y,lep2} - p_{y,lep1} p_{x,lep2}}{p_{x,lep1} p_{y,lep2} - p_{y,lep1} p_{x,lep2} + p_{x,lep1} E_{y,miss} - p_{y,lep1} E_{x,miss}} \quad (4.5)$$

Mit Hilfe der eingeführten Größen  $x_1$  und  $x_2$  (Gleichung 4.2) lässt sich die Masse der Tau-Leptonen (Gleichung 4.1) auf messbare Größen zurückführen. Für die invariante Tau-Leptonenmasse ergibt sich:



$$M_{\tau\tau}^{kollinear} \simeq \sqrt{\frac{2(p_{lep1}^{\mu} p_{\mu,lep2})}{x_1 x_2}} \simeq \frac{m_{lep1 lep2}}{\sqrt{x_1 x_2}}. \quad (4.6)$$

Die aus dieser Näherung rekonstruierte Masse des Zweitausystems wird auch als kollineare Masse bezeichnet. Diese wird in der folgenden Analyse die Rolle der finalen Diskriminante einnehmen.

## 4.2. Berechnung der Signifikanz und der statistischen Unsicherheiten

In diesem Abschnitt wird die Berechnung der statistischen Unsicherheiten erläutert. Es wurden im Rahmen dieser Studie grundsätzlich keine systematischen Unsicherheiten betrachtet.

Die Anzahl der Untergründereignisse nach den gelegten Schnitten war für einige der Untergrundkanäle zu gering um noch in guter Näherung eine statistische Unsicherheit von  $\sqrt{n}$  annehmen zu können. Die statistische Unsicherheit wurde daher über Vertrauensintervalle auf den Erwartungswert einer Poisson-Verteilung berechnet. Es wurde ein zentrales Vertrauensintervall von 68% angenommen, damit ergeben sich die Bruchteile der Werte, die oberhalb ( $\alpha$ ) und unterhalb ( $\beta$ ) des Vertrauensbereiches liegen durch  $\alpha = \beta = (1 - 68\%)/2 = 16\%$ .

Die Grenzen des Vertrauensintervalls  $[a,b]$  können mit Hilfe der Inversen der kumulativen  $\chi^2$ -Verteilung  $F_{\chi^2}^{-1}$  und der Anzahl der Freiheitsgrade  $n_d$  ermittelt werden. Die Berechnung ist aus [32] übernommen, für eine Herleitung wird ebenfalls auf diese Quelle verwiesen,

$$a = \frac{1}{2} F_{\chi^2}^{-1}(\alpha; n_d = 2n_{obs}) \quad b = \frac{1}{2} F_{\chi^2}^{-1}(1 - \beta; n_d = 2(n_{obs} + 1)) \quad (4.7)$$

$n_{obs}$  gibt hierbei die Anzahl gezählter Monte-Carlo-Ereignisse an.

Die Grenzen des Vertrauensintervalls wurden separat für jeden Kanal (Signal,  $Z \rightarrow \tau\tau + 0Jets$  bis  $Z \rightarrow \tau\tau + 5Jets$  und  $t\bar{t}$ ) berechnet. Die berechneten Unsicherheiten wurden mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung auf Unsicherheiten der erwarteten Anzahl Ereignisse in  $\text{fb}^{-1}$  umgerechnet<sup>1</sup>.

Die Signifikanz  $\Sigma$  wurde in folgender Form berechnet [31]:

$$\Sigma = \sqrt{2((s + u)\ln(1 + s/u) - s)}. \quad (4.8)$$

$s$  bezeichnet hierbei die erwartete Anzahl Signalereignisse und  $u$  die erwartete Anzahl Untergründereignisse. Die Unsicherheiten auf die erwartete Anzahl Ereignisse wurden mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung in eine Unsicherheit auf die Signifikanz propagiert.

In den folgenden Signifikanzhistogrammen sind die statistischen Unsicherheiten des Vertrauensintervalls aufgetragen. Die Histogramme der Verteilungen enthalten statistische Unsicherheiten, berechnet über  $\sqrt{n}$ .

<sup>1</sup>Für  $t\bar{t}$  wurde aus der Unsicherheit auf die nicht gewichtete Anzahl gezählter Monte-Carlo-Ereignisse die Unsicherheit auf die gewichtete Anzahl erwarteter Ereignisse berechnet.

## 4.3. Vorselektion

### 4.3.1. Vorselektion von Physikobjekten

Die Betrachtung eines bestimmten Signalprozesses gibt vor, welche Teilchen im Endzustand auftreten, und es wird nach Signaturen dieser Teilchen im Detektor gesucht. Um ein detektiertes Physikobjekt anhand seiner Signatur möglichst eindeutig identifizieren zu können werden Forderungen gestellt, welche Anwärter auf z.B. Elektronen oder Myonen erfüllen müssen um als solche identifiziert zu werden. Die in dieser Studie genutzten Forderungen an Elektronen, Myonen und Jets werden in diesem Kapitel beschrieben.

#### Selektion von Elektron

In dieser Analyse werden Elektronen verwendet, welche von dem *Standard-Elektron-Identifikations-Algorithmus* identifiziert wurden und das Kriterium eines *tight* Elektrons erfüllen [27]. In der Vorselektion wird gefordert, dass die Elektronen eine Ladung von  $\pm 1$  und einen Transversalimpuls von  $p_t > 15$  GeV besitzen, für welchen die Elektron-Rekonstruktion und die Trigger-Effizienzen des Detektors ausreichend verstanden sind. Das Elektron darf nicht im Übergangsbereich zwischen Endkappen und Zentralbereich des Detektors liegen, womit die Pseudorapidität des Elektron-Clusters<sup>2</sup> nur die Werte  $\eta < 1,37$  oder  $1,52 < \eta < 2,47$  annehmen darf. Weiter wird verlangt, dass das Elektron entweder mit dem *Standard-Elektron-Algorithmus* oder diesem und dem *Soft-Elektron-Algorithmus* rekonstruiert wurde [27]. Um weitere Regionen des Detektors auszuschließen, welche keine gute Auflösung bieten, wird die Region der Detektion mit *Objekt-Qualitäts-Karten (OQ)*, des Detektors abgeglichen und Detektionen in schlechten Regionen ausselektiert.

#### Selektion von Myonen

Die in dieser Analyse verwendeten Myonen wurden mit dem STACO-Algorithmus rekonstruiert, welcher die Kombination der Spuren aus dem inneren Spurdetektor mit Spuren aus dem Myonspektrometer nutzt [28]. Für eine Selektion wird gefordert, dass der Transversalimpuls  $p_t > 10$  GeV beträgt, die Myonen eine Ladung von  $\pm 1$  besitzen und das Kriterium eines *tight* Myons erfüllen [28]. Weiter müssen die Myonen, aufgrund der Reichweite des Triggersystems, in einem Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 2,4$  liegen. Es wurden Spurqualitätsschnitte nach [29] angewandt.

#### Selektion von Jets

Die in dieser Analyse genutzten Jets wurden durch den *Anti- $k_T$ -Algorithmus* auf den topologischen Clustern rekonstruiert mit einem Distanzparameter von  $\Delta R = 0,4$ . Die Forderung an den Transversalimpuls der Jets betrug  $p_t > 20$  GeV.

#### Isolation von Leptonen

Die Isolation einer Spur wird durch das Verhältnis des in einem Kegel mit Radius  $\Delta R$  um die Spur gemessenen Impulses  $p_{tcone}$  zu dem Impuls der Spur definiert. Der Impuls  $p_{tcone20}$  setzt sich zusammen aus der Summe der Impulse aller Spuren, die in einem Kegel mit Radius  $\Delta R = 0,2$  gemessen werden. Der Impuls einer gezählten Spur muss dabei das Kriterium  $p_t^{Spur} > 1$  GeV erfüllen. Die selektierte Spur ist in einem Kegel von  $\Delta R = 0,05$  definiert, dieser Kegel ist in der Berechnung des Kegels der Impulsumgebung der selektierten Spur ausgenommen. Das gleiche Isolationskriterium wird für die gemessene Energie in einem Cluster  $E_{tcone}$  verlangt.  $E_{tcone20}$  setzt sich dabei aus der

<sup>2</sup>Eingedeutscht aus dem englischen. Bedeutung: aus vielen Einzelteil[en] zusammengesetztes System.

Summe über alle Zellen in einem Kegel mit Radius  $\Delta R = 0,2$  zusammen. In dieser Analyse wurden die folgenden Isolationskriterien verwendet:

- Myon:  $(p_{tcone20})/(p_t) < 0,10$   $(E_{tcone20})/(p_t) < 0,15$
- Elektron:  $(p_{tcone20})/(p_t) < 0,10$   $(E_{tcone20})/(p_t) < 0,15$ .

### Überlapp-Entfernung

Nach der Selektion der einzelnen Objekte müssen die gefundenen Objekte auf Überlapp überprüft werden um die doppelte Zählung eines Objektes zu verhindern. Befindet sich ein Objekt in einem Abstand  $\Delta R$  von einem anderen, wird es entfernt. Die Überprüfung wird in folgender Reihenfolge vorgenommen:

- Entfernung eines Elektrons, falls es sich im Abstand  $\Delta R < 0,2$  von einem Myon befindet.
- Entfernung eines Jet, falls er sich im Abstand von  $\Delta R > 0,4$  von einem Myon befindet.
- Entfernung eines Jet, falls er sich im Abstand von  $\Delta R > 0,4$  von einem Elektron befindet.

### Fehlende transversale Energie

Durch verschiedene Algorithmen kann die fehlende transversale Energie rekonstruiert werden. In dieser Analyse wurde der Algorithmus *MET RefFinal* verwendet [30].

#### 4.3.2. Selektionsschnitte auf Physikobjekte

Durch die Selektionsschnitte auf die Physikobjekte werden Kriterien an die detektierten Objekte gestellt, welche durch den betrachteten Zerfallskanal vorgegeben sind. In dem betrachteten Kanal müssen ein Elektron und ein Myon mit entgegengesetzter Ladung existieren und zusätzlich zwei Jets, welche eine starke Trennung in Pseudorapidität besitzen. Die *Tagging Jets* werden in der Analyse als die beiden höchstenergetischen Jets selektiert, sollte ein Ereignis größer zwei Jets aufweisen. In dieser Analyse wurden die folgenden Selektionsschnitte angewandt:

- Schnitt 1: Genau ein Elektron
- Schnitt 2: Genau ein Myon
- Schnitt 3: Mindestens zwei Jets
- Schnitt 4: Entgegengesetzte Ladung von Elektron und Myon
- Schnitt 5: Die *Tagging Jets* müssen sich in unterschiedlichen Hemisphären des Detektors befinden,  $\eta_{jet1} \cdot \eta_{jet2} < 0$ .

Nach der Vorselektion betrug die erwartete Anzahl Ereignisse für eine integrierte Luminosität von  $1 \text{ fb}^{-1}$  für Signal  $0,922^{+0,015}_{-0,014}$ , für  $Z \rightarrow \tau\tau$   $334^{+8}_{-7}$  und für  $t\bar{t}$   $947^{+8}_{-8}$ .

## 4.4. Selektion mittels konsekutiver Schnitte

In diesem Kapitel wird die Signifikanzoptimierung mit Hilfe von Schnitten auf einzelne Observable erläutert. Mit dieser Methode wird die Signalregion als n-dimensionaler Quader im Raum, der durch die n Observablen aufgespannt wird, definiert. Aufgrund der Korrelationen der Daten wäre ein iteratives Verfahren notwendig, um die optimalen Schnittwerte zu ermitteln, was allerdings sehr aufwendig ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher nur eine einmalige Optimierung der Schnitte durchgeführt. Schnitte auf einzelne, für die Signifikanz ausschlaggebende Observable, wurden ein zweites Mal optimiert. Da die Signifikanz nach allen gelegten Schnitten betrachtet wurde, mussten vor einer Optimierung Startwerte für die einzelnen Schnitte anhand der Verteilungen ermittelt werden. Es wurden die folgenden Observablen betrachtet:

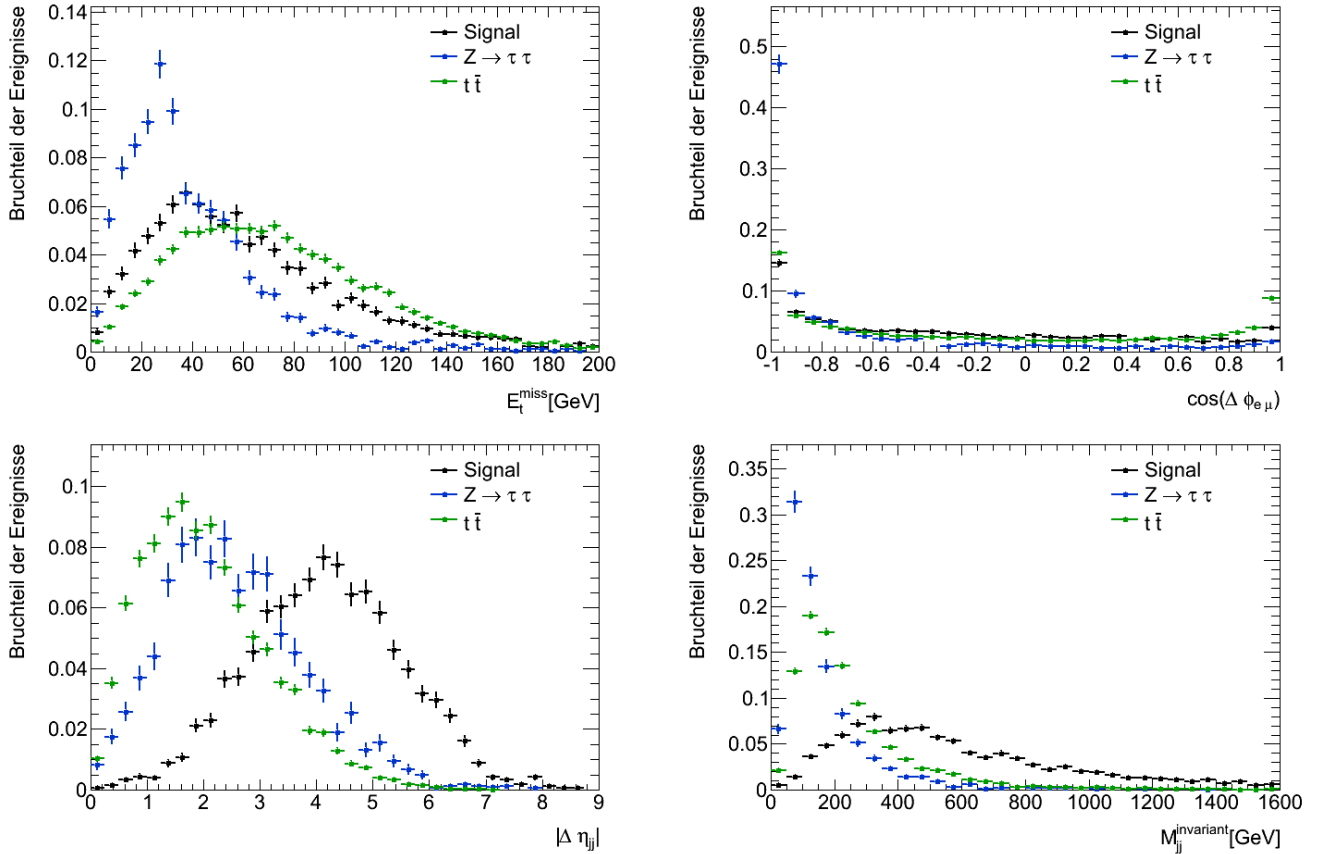
- $E_t^{miss}$  die fehlende transversale Energie
- $\cos(\Delta\phi_{e\mu})$  der Kosinus der Differenz der Azimuthwinkel  $\phi$  zwischen Elektron und Myon
- $|\Delta\eta_{jj}|$  die Pseudorapiditätsdifferenz  $\Delta\eta$  zwischen den *Tagging Jets*
- $M_{jj}^{invariant}$  die invariante Masse der *Tagging Jets*
- $|\Delta\phi_{jj}|$  die Differenz der Azimuthwinkel  $\phi$  zwischen den *Tagging Jets*
- $|\Delta\eta_{jt}|$  die minimale Pseudorapiditätsdifferenz zwischen einem der *Tagging Jets* und einem Lepton
- *Zentrale Jet Veto*, verwirft Ereignisse, die einen zusätzlichen Jet im Zentralbereich des Detektors mit großem Transversalimpuls und einem hohen Anteil Spuren aus dem Primärvertex aufweisen (vergleiche Abschnitt 4.4.1).
- $x_1, x_2$  die Anteile der Energie des Elektrons und Myons an der Energie der Tau-Leptonen.
- $M_{\tau\tau}^{kollinear}$  die kollineare Masse der beiden Tau-Leptonen.

### 4.4.1. Wahl der Startwerte für Schnitte auf Observable

Im Signalprozess stammt die fehlende transversale Energie  $E_t^{miss}$  von den vier Neutrinos des Tau-Leptonzerfalls. Der Prozess  $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$  weist die gleiche Anzahl Neutrinos auf. Im Prozess  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} + WW, WW \rightarrow e\mu + \nu_e\nu_\mu$  treten zwei Neutrinos auf, deren mittlere Energie, aufgrund der großen Masse der W-Bosonen, größer ist als die Energie der Neutrinos aus den anderen Zerfällen. In der Verteilung der Observable  $E_t^{miss}$  liegt das Maximum des Signals zwischen den Maxima der Untergründe (Abbildung 4.2) bei etwa 35 GeV. Damit scheint diese Observable keine gute Trennkraft zwischen Signal und Untergrund zu besitzen. Der Startwert des Schnittes wurde daher bei dem kleinstmöglichen Wert von  $E_t^{miss} > 20$  GeV gewählt. Unterhalb dieses Wertes ist die Detektorauflösung für diese Observable nicht komplett verstanden.

Die Differenz des Azimuthwinkels zwischen Elektron und Myon bietet eine weitere Möglichkeit, Signal und Untergrund zu trennen. Die Signalverteilung zeigt einen leichten Anstieg gegen kleine Werte von  $\cos(\Delta\phi_{e\mu})$  (Abbildung 4.2). Die Leptonen werden demnach mit leichter Bevorzugung unter einem großen Azimuthwinkel erzeugt. Aus der Verteilung des Untergrunds  $Z \rightarrow \tau\tau$  folgt, dass die Leptonen meist unter einem Azimuthwinkel nahe  $180^\circ$  erzeugt werden, also bei einem Wert nahe  $\cos(\Delta\phi_{e\mu}) = -1$ . Jenseits dieser Häufung fällt die Verteilung gegen größere Werte von  $\cos(\Delta\phi_{e\mu})$  leicht ab. Der Untergrund  $t\bar{t}$  zeigt ein erhöhtes Auftreten einer Erzeugung der Leptonen in gleicher oder entgegengesetzter Richtung und damit Peaks<sup>3</sup> bei  $\cos(\Delta\phi_{e\mu}) = \pm 1$ . Werte im Zwischenbereich

<sup>3</sup>Peak: eingedeutscht aus dem englischen. Bedeutung: Höhepunkt, lokale Überhöhung.



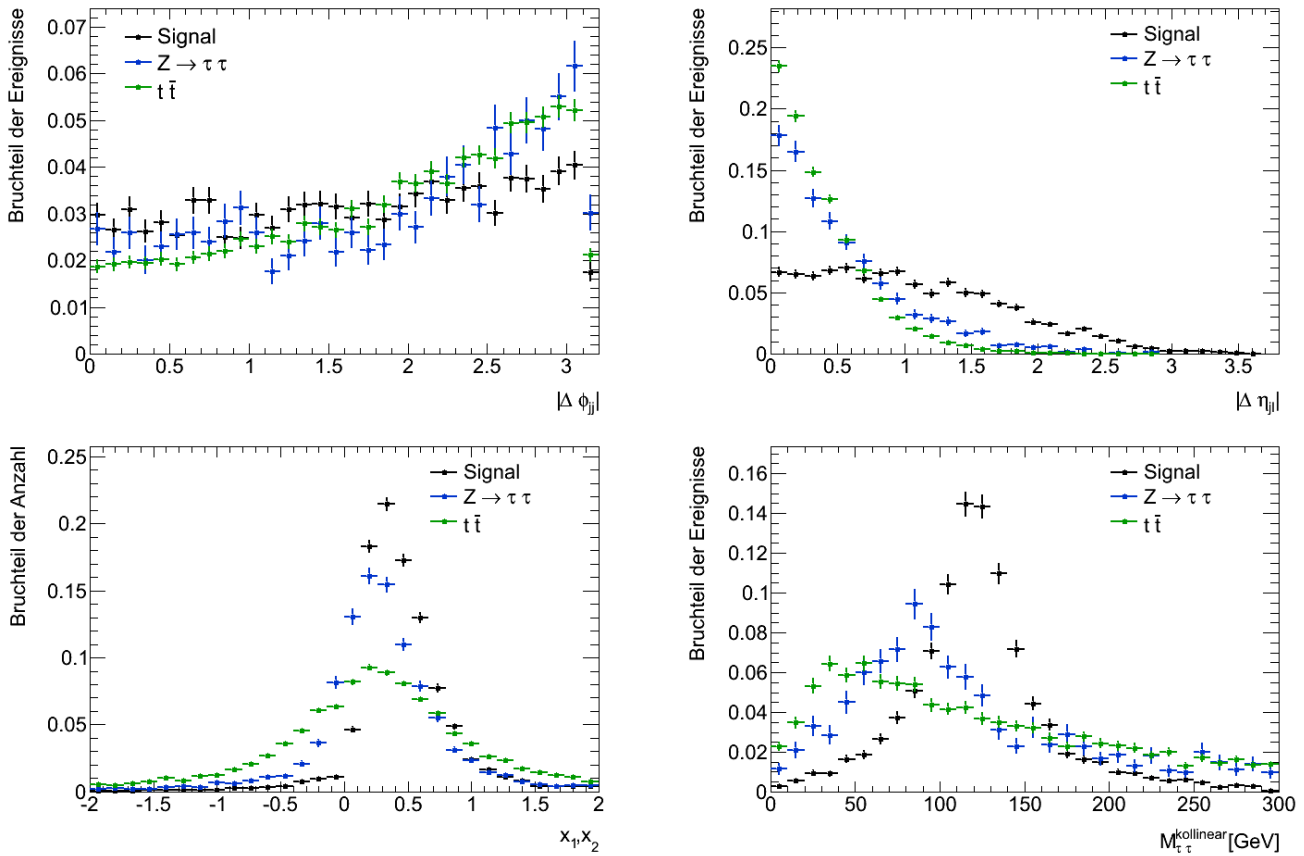
**Abbildung 4.2.:** Auf eins normierte Verteilungen nach der Vorselektion, Signal dargestellt in schwarz,  $Z \rightarrow \tau\tau + Jets$  in blau,  $t\bar{t}$  in grün.

der Verteilung werden annähernd gleich verteilt besetzt. Die beste Möglichkeit Signal und Untergrund zu trennen besteht auf den ersten Blick darin, den Peak beider Untergründe auf der linken Seite der Verteilung aus der Signalregion auszuschließen. Der Startwert des Schnittes wurde auf  $\cos(\Delta\phi_{e\mu}) > -0,95$  gesetzt.

Die Kinematik der *Tagging Jets* ist ein wichtiger Ansatz zur Trennung von Signal und Untergrund. Eine der in diesem Rahmen betrachteten Observablen ist der Betrag der Pseudorapiditätsdifferenz der *Tagging Jets*  $|\Delta\eta_{jj}|$  (Abbildung 4.2). Das Signal zeigt eine Verteilung um einen Wert von etwa 4,4, die Untergründe weisen einander sehr ähnliche Verteilungen um einen Wert von etwa 1,8 auf. Dies besagt, dass die *Tagging Jets* in Signalprozessen bevorzugt unter einem größeren Winkel entlang der Strahlachse zueinander erzeugt werden, in Untergrundprozessen unter einem kleineren Winkel. Die deutliche Trennung der Verteilungen von Signal und Untergrund verspricht eine gute Trennkraft dieser Observable. Der Startwert wurde so gewählt, dass der Peak der Untergrundverteilungen nicht in die Signalregion fällt und gleichzeitig so viel Signal wie möglich behalten wird,  $|\Delta\eta_{jj}| > 2,4$ .

Die Invariante Masse bezeichnet die aus der Summe der beiden Vierervektoren der *Tagging Jets* berechnete Masse (Abbildung 4.2). Die Untergründe weisen jeweils eine schmale Verteilung um einen Wert von etwa 100 GeV auf. Das Signal zeigt eine breite Verteilung um einen Wert von etwa 300 GeV. Die Ausläufer der Untergrundverteilungen gehen allerdings weit über den Signalpeak hinaus, weshalb es schwierig ist, die Trennkraft dieser Observable einzuschätzen. Der Startwert wurde auf  $M_{jj}^{\text{invariant}} > 300$  GeV gelegt, um die Untergrundpeaks möglichst gut aus der Signalregion zu entfernen, wodurch jedoch ebenfalls ein großer Anteil des Signals verworfen wird.

Eine weitere betrachtete Observable der Jet Kinematik ist der Betrag der Differenz des Azimutwin-



**Abbildung 4.3.:** Auf eins normierte Verteilungen nach der Vorselektion, Signal dargestellt in schwarz,  $Z \rightarrow \tau\tau + Jets$  in blau,  $t\bar{t}$  in grün.

kels der *Tagging Jets*  $|\Delta\phi_{jj}|$ . Wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist, weisen alle Verteilungen einen leichten Anstieg gegen größere Werte von  $|\Delta\phi_{jj}|$  auf, wobei die Untergründe einen stärkeren Anstieg aufweisen als das Signal. Dies lässt darauf schließen, dass für den Signalprozess die Erzeugung der Jets annähernd unabhängig von dem Azimuthwinkel ist, während in den Untergrundprozessen eine leichte Tendenz zu einer Erzeugung der Jets unter größeren Azimuthwinkeln festgestellt werden kann. Diese Observable verspricht keine große Trennkraft von Signal und Untergrund. Es kann allerdings versucht werden, den von Untergrund dominierten Bereich für große Werte von  $|\Delta\phi_{jj}|$  aus der Signalregion auszuschließen mit einem Schnittwert von  $|\Delta\phi_{jj}| < 2,7$ .

Im Signalprozess werden die Jets meist unter kleinen Winkeln zur Strahlachse erzeugt und die Leptonen im Zentralbereich des Detektors. In den Untergrundprozessen nimmt der Winkel der Jets zur Strahlachse mit höherer Wahrscheinlichkeit größere Werte an. Die Leptonen werden auch bei den Untergrundprozessen vorwiegend im Zentralbereich des Detektors erzeugt. Die Pseudorapiditätsdifferenz zwischen einem Lepton und einem Jet ist damit mit größerer Wahrscheinlichkeit klein. In Abbildung 4.3 ist die Verteilung des jeweils minimalen Wertes der Pseudorapiditätsdifferenz zwischen einem Lepton und einem Jet innerhalb eines Ereignisses gezeigt. Es ist ein Plateau des Signals von 0 bis etwa 1,5 zu erkennen, zu größeren Werten hin fällt die Verteilung ab. Bei den Untergründen zeigt sich eine rasch abfallende Verteilung vom Ursprung aus zu höheren Werten von  $|\Delta\eta_{jl}|$ . Ein Schnitt rechts des Untergrundpeaks könnte zur Trennkraft zwischen Signal und Untergrund beitragen, ein Startwert wurde auf  $|\Delta\eta_{jl}| > 0,3$  festgelegt. Bei einem härteren Schnitt würde wahrscheinlich zu viel Signal verloren gehen ohne einen großen Zuwachs in der Signifikanz zu gewinnen.

Aufgrund der Abhängigkeit von drei Parametern wurde das *Zentrale Jet Veto* im Rahmen dieser

Studie nicht optimiert, die Schnittparameter wurden aus [18] entnommen. Das *Zentrale Jet Veto* verwirft Ereignisse, welche einen zusätzlichen Jet im Zentralbereich des Detektors mit großem Transversalimpuls aufweisen, dessen Spuren sich hauptsächlich aus Spuren, zugeordnet zu dem Primärvertex, zusammensetzen. Letzteres Kriterium wird über die Observable *Jet Vertex Fraktion* (*JVF*) ermittelt. Die *JVF* gibt an, welcher Anteil der Transversalimpulse der Spuren, die dem Jet zugeordnet sind, von dem Primärvertex stammen:

$$JV F = \frac{\sum p_t \text{ aller Spuren zugeordnet zu Jet und Primärvertex}}{\sum p_t \text{ aller Spuren zugeordnet zu Jet}}$$

Das *Zentrale Jet Veto* gibt vor, dass das betrachtete Ereignis verworfen wird, wenn ein zusätzlicher Jet zu den *Tagging Jets* gefunden wird mit einer Pseudorapidität  $|\eta| < 2,5$ , einem Transversalimpuls  $p_t > 20$  GeV und einer  $JVF > 0,8$ .

Die kollineare Näherung ist in Abschnitt 4.1 erläutert. Die Werte  $x_1$  und  $x_2$  geben den Anteil der Energie der Elektronen und Myonen an der Energie der Tau-Leptonen an, aus deren Zerfall sie stammen. Die physikalisch sinnvollen Werte liegen damit zwischen 0 und 1. In Abbildung 4.3 sind die Werte  $x_1$  und  $x_2$  in einer gemeinsamen Verteilung aufgetragen. Die Einträge außerhalb des physikalischen Bereichs treten aufgrund des begrenzten Auflösungsvermögens des Detektors auf. Die Verteilung des Signals zeigt eine starke Häufung bei Werten um etwa 0,3 bis 0,4. Die Peaks der Untergrundverteilungen sind zu kleineren Werten hin verschoben. Die Verteilung des Untergrunds  $Z \rightarrow \tau\tau$  ist etwas flacher als die Signalverteilung, die Verteilung des Untergrunds  $t\bar{t}$  zeigt eine große Breite auf, sodass mit einem Schnitt auf den physikalisch sinnvollen Bereich kaum Signal aber viel Untergrund, speziell  $t\bar{t}$  von der Signalregion getrennt würde. Es wird auf diese Observable daher ein Schnittfenster gesetzt mit den Startwerten  $0 < x_1, x_2 < 1$ .

Abbildung 4.3 zeigt die Verteilung der kollinearen Masse des Zweitausystems. Für das Signal ist deutlich eine leicht asymmetrische Verteilung um den Wert 120 GeV erkennbar, mit Tendenz zu höheren Werten. Diese Verteilung zeigt, dass die getroffene Näherung für den Signalprozess sinnvoll ist und die simulierte Higgs-Bosonmasse rekonstruiert. Für den Untergrund  $Z \rightarrow \tau\tau$  ist die kollineare Näherung ebenfalls zulässig, es wird eine Verteilung um die Z-Bosonmasse von etwa 91 GeV rekonstruiert. Für den Untergrund  $t\bar{t}$  ist die Näherung nicht zulässig, da es sich nicht um den Zerfall einer Resonanz nach  $\tau\tau$  handelt. Um nur den Signalpeak in die Signalregion aufzunehmen, wird auf diese Observable ebenfalls ein Schnittfenster mit Anfangsschnittwerten von  $95 \text{ GeV} < M_{\tau\tau}^{\text{kollinear}} < 170 \text{ GeV}$  gelegt.

In Tabelle 4.1 sind die gewählten Startwerte und die erwartete Anzahl Ereignisse nach jedem Schnitt aufgeführt. Siehe Tabelle A.3 im Anhang für eine Auflistung der zu erwartenden Ereigniszahlen für die einzelnen Kanäle  $Z \rightarrow \tau\tau + 0 \text{ Jets}$  bis  $+5 \text{ Jets}$ . Die Signifikanz beläuft sich auf  $\Sigma = 0,140_{-0,012}^{+0,017}$ . Mit dieser Angabe kann ein Vergleich zu den optimierten Werten gezogen werden.

		$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$	$Z \rightarrow \tau\tau$	$t\bar{t}$
Schnitt		11, 2	$1,07 \cdot 10^6$	$91,5 \cdot 10^3$
1	$1 e$	$3,37^{+0,03}_{-0,03}$	$46130^{+90}_{-90}$	$20570^{+40}_{-40}$
2	$1 \mu$	$1,389^{+0,018}_{-0,018}$	$3647^{+26}_{-26}$	$2307^{+12}_{-12}$
3	$\geq 2 Jets$	$1,150^{+0,016}_{-0,016}$	$750^{+11}_{-11}$	$2175^{+12}_{-11}$
4	$eLadung \cdot \muLadung < 0$	$1,147^{+0,016}_{-0,016}$	$744^{+11}_{-11}$	$2130^{+11}_{-11}$
5	$\eta_{j1} \cdot \eta_{j2} < 0$	$0,922^{+0,015}_{-0,014}$	$334^{+8}_{-8}$	$947^{+8}_{-8}$
6	$E_{tmiss} > 20 GeV$	$0,825^{+0,014}_{-0,014}$	$245^{+6}_{-6}$	$893^{+7}_{-7}$
7	$cos(\Delta\phi_{ll}) > -0,95$	$0,741^{+0,013}_{-0,013}$	$152^{+5}_{-4}$	$768^{+7}_{-7}$
8	$ \Delta\eta_{jj}  > 2,4$	$0,671^{+0,012}_{-0,012}$	$68^{+3}_{-3}$	$254^{+4}_{-4}$
9	$M_{jj} > 300 GeV$	$0,580^{+0,012}_{-0,011}$	$20,2^{+2,0}_{-1,6}$	$143,6^{+3,0}_{-3,0}$
10	$ \Delta\phi_{jj}  < 2,7$	$0,515^{+0,011}_{-0,011}$	$15,3^{+1,7}_{-1,4}$	$108,4^{+2,6}_{-2,6}$
11	$ \Delta\eta_{jl}  > 0,3$	$0,463^{+0,010}_{-0,010}$	$11,3^{+1,6}_{-1,2}$	$76,2^{+2,2}_{-2,1}$
12	Zentrales Jet Veto	$0,416^{+0,010}_{-0,010}$	$8,3^{+1,4}_{-1,0}$	$22,7^{+1,2}_{-1,1}$
13	$x_1, x_2 < 1,0$	$0,364^{+0,009}_{-0,009}$	$6,8^{+1,3}_{-0,9}$	$14,8^{+1,0}_{-0,9}$
14	$x_1, x_2 > 0,0$	$0,346^{+0,009}_{-0,009}$	$6,4^{+1,3}_{-0,9}$	$5,0^{+0,6}_{-0,5}$
15	$M_{\tau\tau}^{kollinear} < 170 GeV$	$0,318^{+0,009}_{-0,008}$	$5,6^{+1,2}_{-0,8}$	$1,42^{+0,34}_{-0,27}$
16	$M_{\tau\tau}^{kollinear} > 95 GeV$	$0,297^{+0,008}_{-0,008}$	$3,7^{+1,1}_{-0,7}$	$0,71^{+0,27}_{-0,20}$

**Tabelle 4.1.:** Erwartete Anzahl Ereignisse ( $\int L dt = 1 fb^{-1}$ ) für die gewählten Startwerte der Schnitte. Die Signifikanz ergibt sich zu  $\Sigma = 0,140^{+0,017}_{-0,012}$ .

#### 4.4.2. Signifikanzoptimierung mittels konsekutiver Schnitte

Die Optimierung eines Schnittwerts orientiert sich an der Signifikanz, die für verschiedene Schnittwerte erreicht wird (Gleichung 4.8). Die Signifikanz wurde jeweils nach allen gelegten Schnitten berechnet. Es wurden in der angegebenen Reihenfolge (siehe Tabelle 4.1) die Schnitt nacheinander optimiert. Für die Optimierung eines Schnitts wurden alle vorherigen Schnitte auf ihre bereits optimierten Werte, die nachfolgenden Schnitte auf ihre Startwerte gesetzt. Die Signifikanzkurve für die Optimierung des Schnitts auf eine Observable ist daher nicht nur von der Verteilung der Observable, sondern ebenso von ihrer Korrelation mit anderen Observablen abhängig. Die Unsicherheit der Signifikanz ist über einen zentrales Vertrauensintervall von 68% ermittelt (vergleiche Abschnitt 4.2). Die Verteilung einer Observablen ist vor dem Schnitt auf diese angegeben, dabei sind die vorherigen Schnitte auf ihren optimierten Wert gesetzt. In den entsprechenden Histogrammen sind statistische Fehler, berechnet über die Wurzel der Ereignisanzahl, angegeben. Systematische Unsicherheiten werden in dieser Studie nicht berücksichtigt.

Für die Observable  $E_t^{miss}$  wurden Schnitte zwischen 20 GeV und 70 GeV probiert (Abbildung 4.4 links). Die untere Grenze ist durch die Detektorauflösung vorgegeben. Bei 35 GeV zeichnet sich ein klarer Peak ab, was etwa der Position des Maximums des Signals entspricht. Ein Schnitt bei 30 GeV würde daher deutlich mehr Signalereignisse beibehalten und trotzdem den Peak des Untergrunds  $Z \rightarrow \tau\tau$  weitgehend ausschließen. Der Schnitt wurde vorerst auf  $E_t^{miss} > 30 GeV$  gelegt und soll nach der Optimierung bis Schnitt 11 ein zweites Mal betrachtet werden.

Für die Observable  $cos(\Delta\phi_{e\mu})$  wurde der Bereich von -1 bis -0,55 untersucht (Abbildung 4.4 rechts). Der Schnitt bringt eine maximale Steigerung der Signifikanz bei einem Schnittwert von -0,70. Das Maximum könnte allerdings auch auf statistische Schwankungen zurückzuführen sein. Zudem würde ein Schnitt bei diesem Wert viele Signalereignisse verwerfen, bei geringem Gewinn an Signifikanz. Der Untergrundpeak um -1 kann ebenso mit einem Schnitt bei etwa -0,90 eliminiert werden. Diesen Bereich auszuschließen ist wichtig, da eine Rekonstruktion der kollinearen Masse



nicht gut durchführbar ist, wenn die Leptonen in annähernd entgegengesetzter Richtung erzeugt werden.

Die Observable  $\Delta\eta_{jj}$  zeigt eine deutliche Trennung von Signal und Untergrund (Abbildung 4.5 links), es entspricht daher nicht der Erwartung, dass verschiedene Schnittwerte zwischen den Werten 0 und 4,8 einen derart kleinen Einfluss auf die Signifikanz besitzen. Es bestehen allerdings hochgradige Korrelationen mit den anderen betrachteten Observablen der Jetkinematik, weshalb an dieser Stelle keine Aussage über die tatsächliche Rolle dieses Schnittes getroffen werden kann, würde er alleinstehend betrachtet. Aus den Verteilungen ist ersichtlich, dass ein Schnitt rechts der Untergrundmaxima eine gute Trennkraft liefert. Es wurde der Schnittwert  $\Delta\eta_{jj} > 2,4$  gewählt und der Schnitt ebenfalls später ein zweites Mal betrachtet.

Die größte Trennkraft innerhalb dieser Optimierung weist die Observable  $M_{jj}^{invariant}$  auf (Abbildung 4.5 rechts). Die Untergrundverteilungen fallen hier schnell ab, wodurch strenge Schnitte sehr viel Untergrund ausschließen können. Der Bereich von 0 GeV bis 800 GeV wurde untersucht. Da für diese Studie allerdings nicht genügend simulierte Ereignisse für die Untergründe zur Verfügung standen, werden die Fehler der Signifikanz für Schnitte, die viele Ereignisse verwerfen, sehr groß. Signifikanzpunkte für Schnittwerte größer 500 GeV sind daher nicht mehr angegeben. Aufgrund der geringen Anzahl simulierter Ereignisse wurde der Schnittwert  $M_{jj}^{invariant} > 300$  GeV gewählt, die Steigung der Signifikanzkurve ist nach diesem Punkt flacher und höhere Werte wurden aufgrund der großen Fehler nicht gewählt. Aufgrund der großen Relevanz wurde diese Observable später ein zweites Mal betrachtet.

Die schlechteste Trennkraft bietet  $\Delta\phi_{jj}$  (Abbildung 4.6 links). Für Schnittwerte von 2 bis  $\pi$  erweist sich der Schnitt bei  $\Delta\phi_{jj} < \pi$  als der beste, was keinem Schnitt auf diese Observable entspricht. Dieses Ergebnis könnte auf statistische Schwankungen zurückzuführen sein, daher sollte der Schnitt in weiteren Studien wieder geprüft werden. Innerhalb dieser Signifikanzoptimierung wird ein Schnitt auf  $\Delta\phi_{jj}$  nicht weiter angewendet.

Die Signifikanz für Schnitte auf  $\Delta\eta_{jl}$  zeigt einen Anstieg bis zu einem Schnittwert von 0,3 und sinkt bis 1,3 langsam ab (Abbildung 4.6 rechts). Für härtere Schnitte, hier gezeigt bis 1,5, fällt die Signifikanz stark ab, da zu viele Signalereignisse weggeschnitten werden. Der Schnittwert wurde auf  $\Delta\eta_{jl} > 0,3$  gelegt.

In Abbildung 4.7 sind die Signifikanzkurven der drei Observablen gezeigt, welche ein zweites Mal betrachtet wurden. Für  $E_t^{miss}$  ist weiterhin ein Maximum bei einem Schnittwert von 35 GeV zu sehen. Der Schnitt wurde daher auf diesen Wert erhöht. Die deutliche Abhängigkeit der Signifikanz von dem Schnitt auf  $M_{jj}^{invariant}$  ist weiterhin sichtbar. Der Schnittwert wurde aufgrund der mit größeren Werten schnell wachsenden Fehler nur auf 325 GeV erhöht. In der Signifikanzkurve für Schnitte auf  $\Delta\eta_{jj}$  konnte ein geringes Maximum bei 2,6 festgestellt werden, auf welches der Schnittwert erhöht wurde.

Nach den gewählten Schnittwerten können nun die beiden letzten Observablen betrachtet werden. Die Signifikanzkurve für einen Schnitt auf die obere Grenze der Verteilung  $x_1, x_2$  zeigt kein deutliches Maximum (Abbildung 4.8 links). Die Signifikanz steigt bis zu einem Schnittwert von 0,90, für größere Werte treten nur leichte Schwankungen auf bis zu einem Wert von 1,5. Die Signifikanz für einen Schnitt bei 0,95 ist fast identisch zu 0,90, zu 1,00 fällt die Kurve leicht ab. Höhere Werte liegen im nicht physikalischen Bereich. Der Schnitt wurde hier auf  $x_1, x_2 < 0,95$  gelegt. Eine deutliche größere Abhängigkeit der Signifikanz zeigt sich von der unteren Grenze des Signalbereichs. Für Schnittwerte zwischen -0,30 und 0,15 zeigt sich ein deutliches Signifikanzmaximum bei einem Schnittwert von 0.

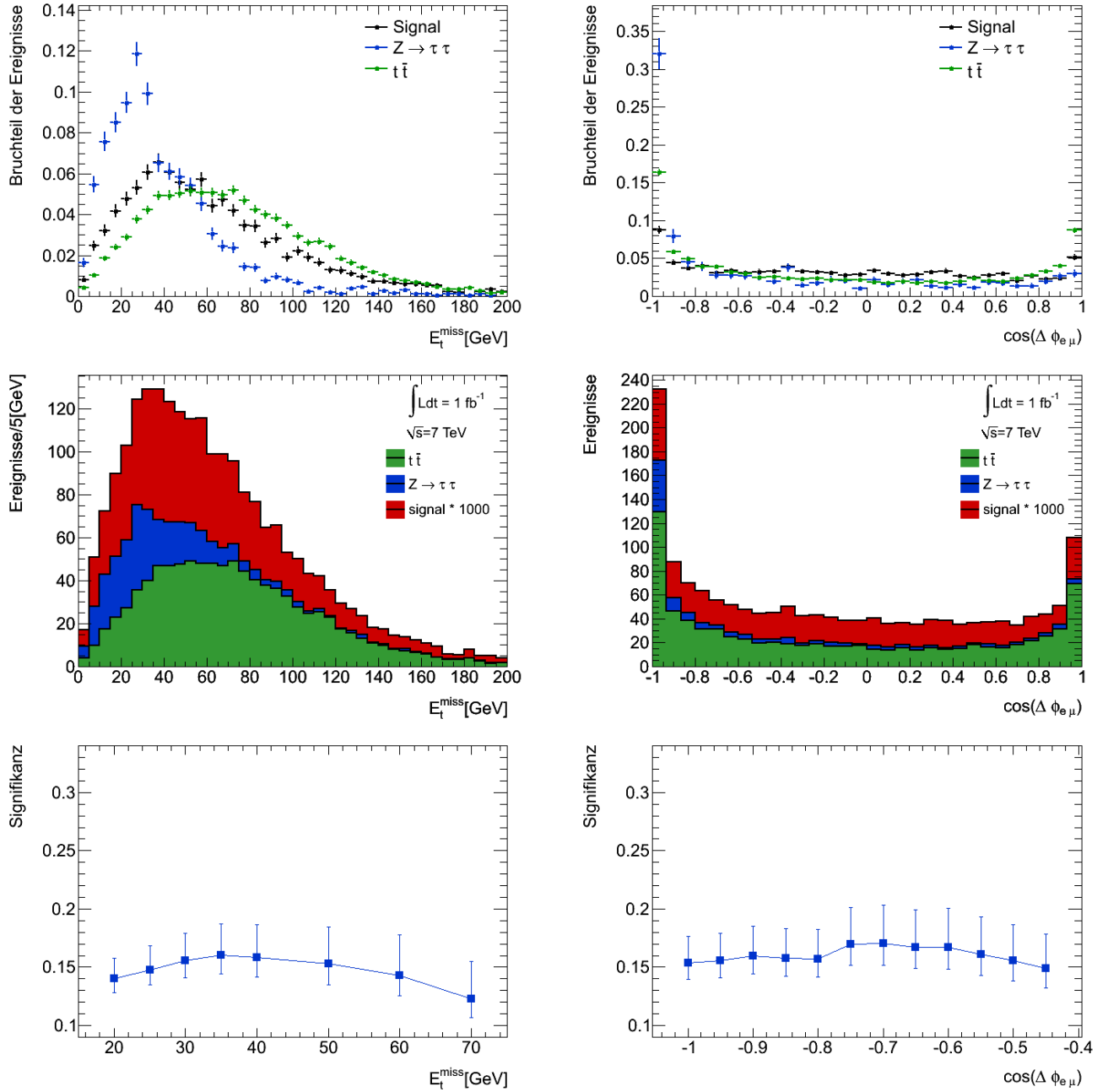
Die Betrachtung der finalen Diskriminante  $M_{\tau\tau}^{kollinear}$  ist durch die geringe Anzahl simulierter Ereignisse leider nicht sehr aussagekräftig (Abbildung 4.8 rechts). Es wird an dieser Stelle trotzdem versucht, ein Massenfenster zu legen. Für die obere Grenze zeigt sich ein deutlicher Anstieg der Signifikanz für Schnittwerte von 130 GeV bis 140 GeV, für größere Werte bis 190 GeV treten starke statistische Schwankungen auf. Für die untere Grenze ist die Wahl eindeutiger: es zeigt sich ein deutlicher Anstieg der Signifikanzkurve für Schnittwerte von 50 GeV bis 110 GeV, von dort aus fällt

die Kurve bis auf 115 GeV stark ab. Das Schnittfenster wurde auf  $110 \text{ GeV} < M_{\tau\tau}^{kollinear} < 140 \text{ GeV}$  festgelegt.

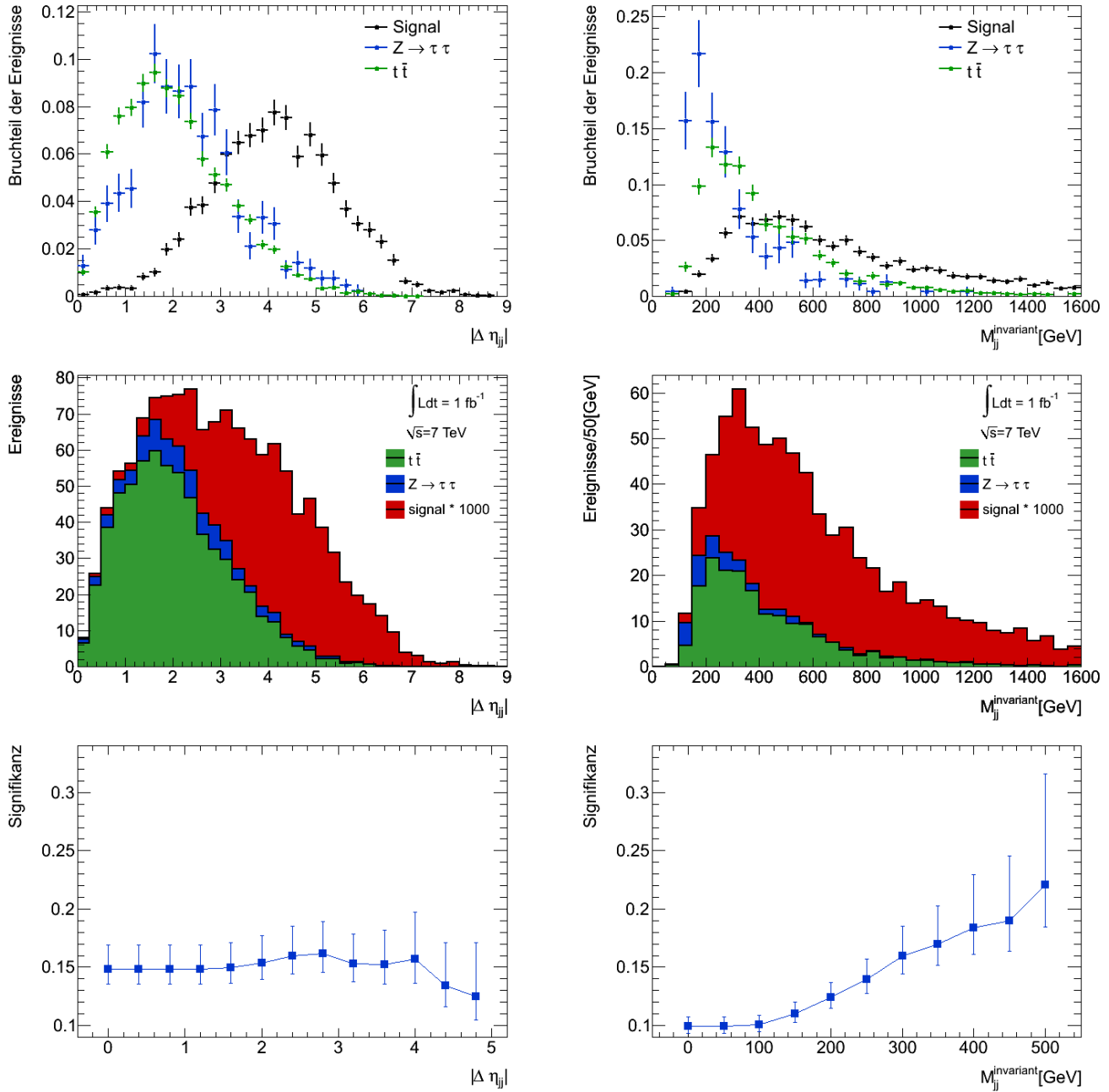
Die Anzahl erwarteter Ereignisse nach jedem Schnitt findet sich in Tabelle 4.2 und eine Aufzählung der einzelnen Kanäle  $Z \rightarrow \tau\tau + 0 \text{ Jets}$  bis  $+5 \text{ Jets}$  im Anhang in Tabelle A.4. Nach allen gelegten Schnitten beläuft sich die erwartete Anzahl Signalereignisse auf  $s = 0,171_{-0,006}^{+0,006}$ , die erwartete Anzahl Untergrundereignisse auf  $u = 0,61_{-0,23}^{+0,71}$ . Damit ergibt sich nach Gleichung 4.8 eine Signifikanz von

$$\Sigma = 0,21_{-0,04}^{+0,11}$$

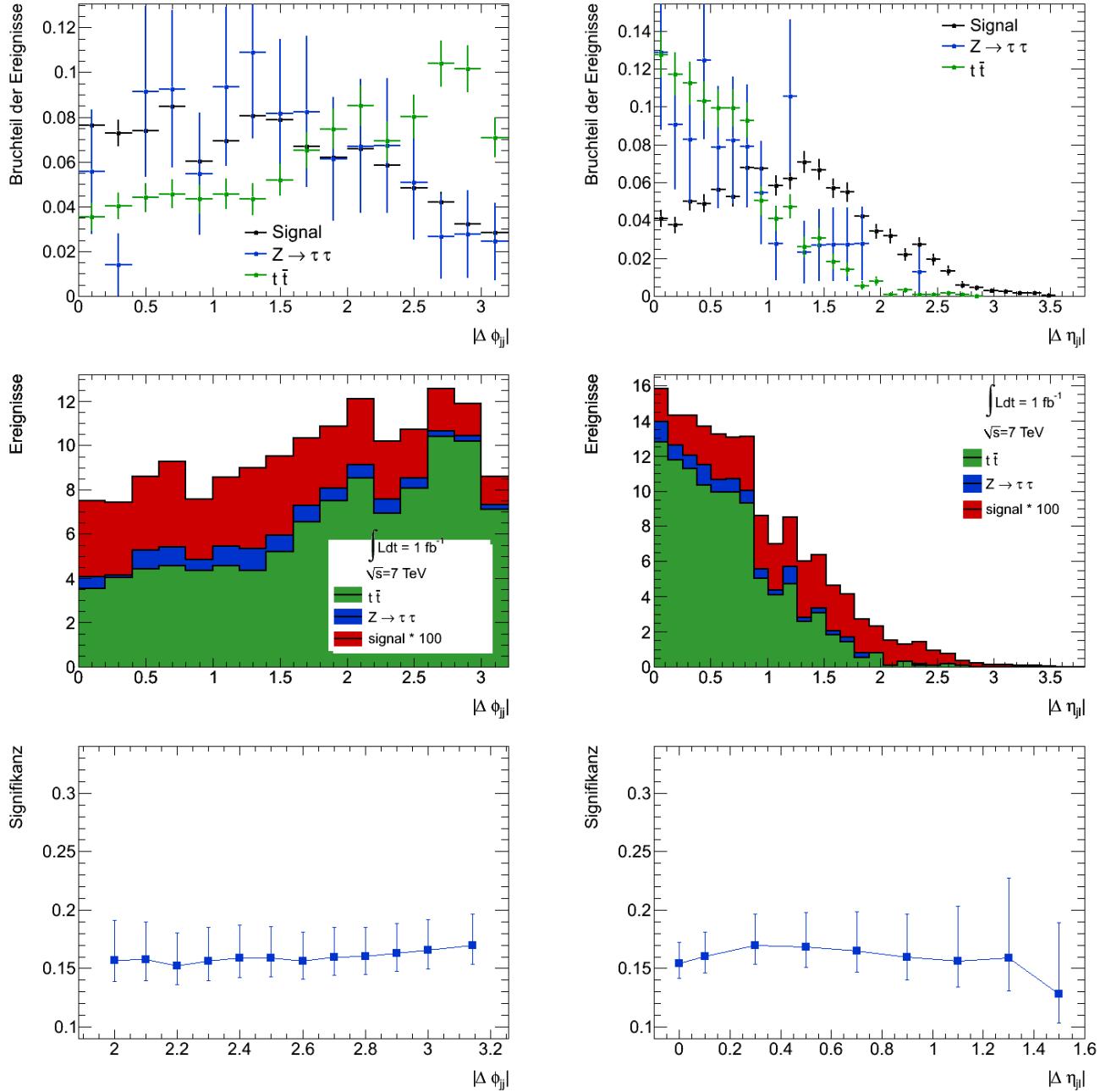
Es zeigt sich durch die Optimierung eine Steigerung der Signifikanz von etwa 30% im Vergleich zu der über die Startwerte der Schnitte berechneten Signifikanz. Die Anzahl der erwarteten Ereignisse für  $Z \rightarrow \tau\tau + \text{Jets}$  wurde durch die Optimierung um etwa 90% reduziert und für  $t\bar{t}$  um etwa 60%. Das Signal wurde um etwa 40% reduziert.



**Abbildung 4.4.:** Verteilungen vor jeweiligem Schnitt von  $E_t^{miss}$  und  $\cos(\Delta\phi_{e\mu})$ , Signal mal einem Faktor 1000 in schwarz und rot,  $Z \rightarrow \tau\tau + Jets$  in blau,  $t\bar{t}$  in grün. Links oben:  $E_t^{miss}$  Verteilung, normiert auf eins. Links mitte:  $E_t^{miss}$  Verteilung, normiert auf die erwartete Anzahl Ereignisse. Links unten: Signifikanz für verschiedene Schnitte auf  $E_t^{miss}$ . Rechts oben:  $\cos(\Delta\phi_{e\mu})$  Verteilung, normiert auf eins. Rechts mitte:  $\cos(\Delta\phi_{e\mu})$  Verteilung, normiert auf die erwartete Anzahl Ereignisse. Rechts unten: Signifikanz für verschiedene Schnitte auf  $\cos(\Delta\phi_{e\mu})$ .



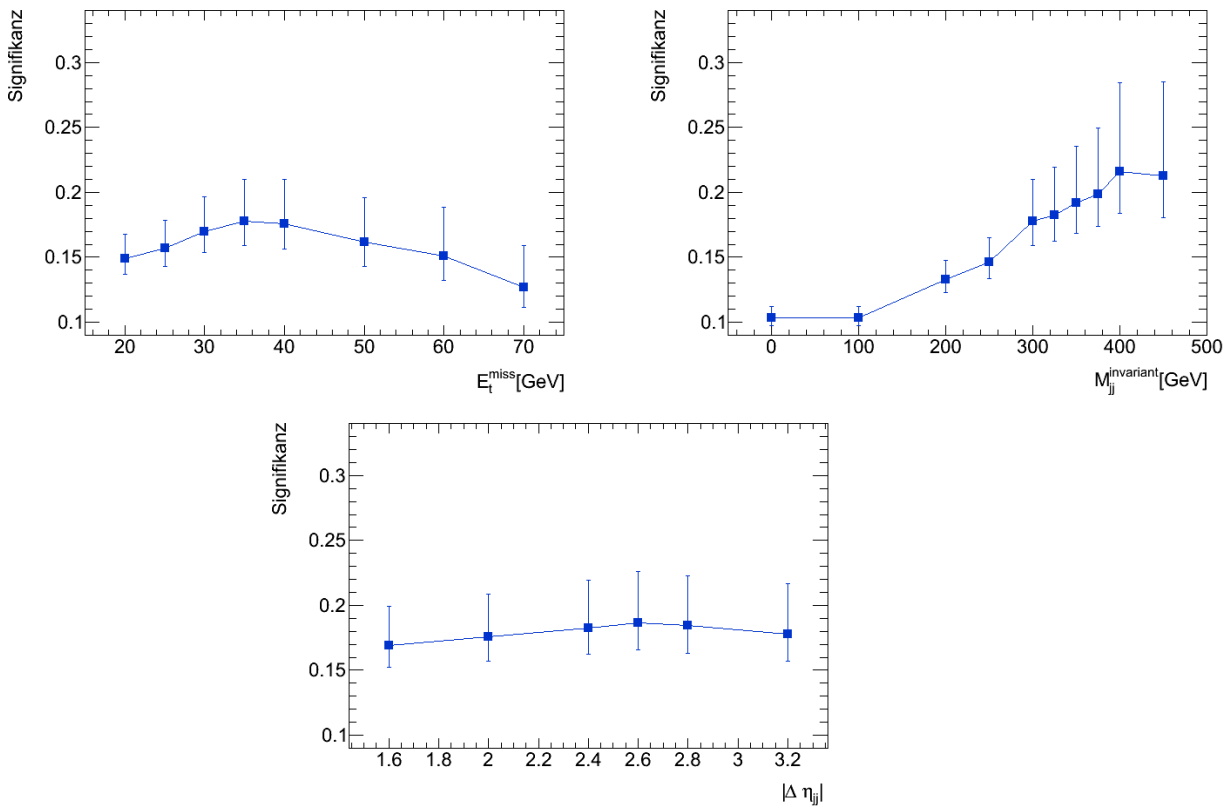
**Abbildung 4.5.:** Verteilungen vor dem jeweiligen Schnitt von  $|\Delta\eta_{jj}|$  und  $M_{jj}^{invariant}$ , Signal mal einem Faktor 1000 in schwarz und rot,  $Z \rightarrow \tau\tau + Jets$  in blau,  $t\bar{t}$  in grün. Links oben:  $|\Delta\eta_{jj}|$  Verteilung, normiert auf eins. Links mitte:  $|\Delta\eta_{jj}|$  Verteilung, normiert auf die erwartete Anzahl Ereignisse. Links unten: Signifikanz für verschiedene Schnitte auf  $|\Delta\eta_{jj}|$ . Rechts oben:  $M_{jj}^{invariant}$  Verteilung, normiert auf eins. Rechts mitte:  $M_{jj}^{invariant}$  Verteilung, normiert auf die erwartete Anzahl Ereignisse. Rechts unten: Signifikanz für verschiedene Schnitte auf  $M_{jj}^{invariant}$ .



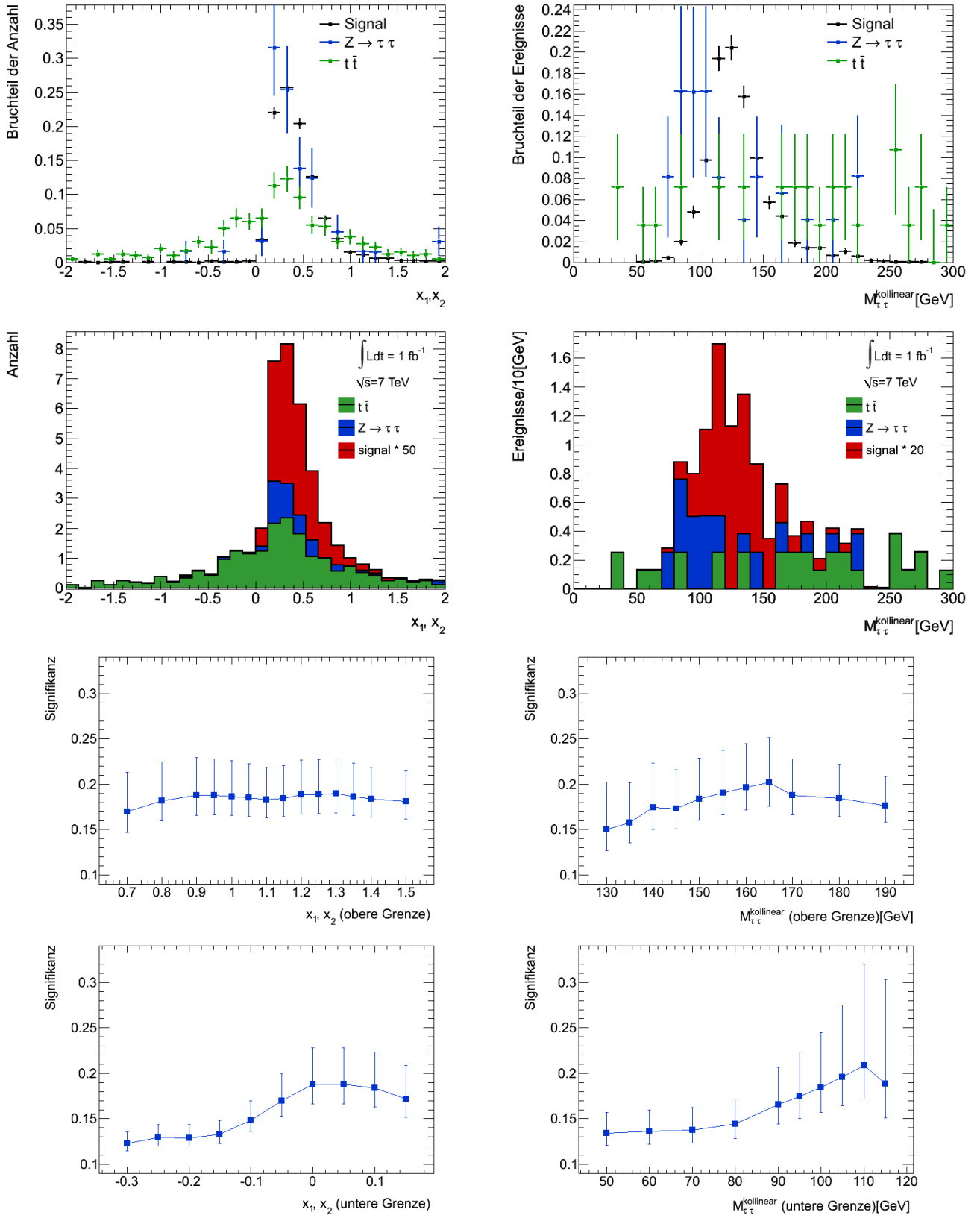
**Abbildung 4.6.:** Verteilungen vor dem jeweiligen Schnitt von  $|\Delta\phi_{jj}|$  und  $|\Delta\eta_{jl}|$ , Signal mal einem Faktor 100 in schwarz und rot,  $Z \rightarrow \tau\tau + Jets$  in blau,  $t\bar{t}$  in grün. Links oben:  $|\Delta\phi_{jj}|$  Verteilung, normiert auf eins. Links mitte:  $|\Delta\phi_{jj}|$  Verteilung, normiert auf die erwartete Anzahl Ereignisse. Links unten: Signifikanz für verschiedene Schnitte auf  $|\Delta\phi_{jj}|$ . Rechts oben:  $|\Delta\eta_{jl}|$  Verteilung, normiert auf eins. Rechts mitte:  $|\Delta\eta_{jl}|$  Verteilung, normiert auf die erwartete Anzahl Ereignisse. Rechts unten: Signifikanz für verschiedene Schnitte auf  $|\Delta\eta_{jl}|$ .

		$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$	$Z \rightarrow \tau\tau$	$t\bar{t}$
Schnitt		11,2	$1,07 \cdot 10^6$	$91,5 \cdot 10^3$
1	$1 e$	$3,37^{+0,03}_{-0,03}$	$46130^{+90}_{-90}$	$20570^{+40}_{-40}$
2	$1 \mu$	$1,389^{+0,018}_{-0,018}$	$3647^{+26}_{-26}$	$2307^{+12}_{-12}$
3	$\geq 2 Jets$	$1,150^{+0,016}_{-0,016}$	$750^{+11}_{-11}$	$2175^{+12}_{-11}$
4	$eLadung \cdot \muLadung < 0$	$1,147^{+0,016}_{-0,016}$	$744^{+11}_{-11}$	$2130^{+11}_{-11}$
5	$\eta_{j1} \cdot \eta_{j2} < 0$	$0,922^{+0,015}_{-0,014}$	$334^{+7}_{-7}$	$947^{+8}_{-8}$
6	$E_t^{miss} > 35 GeV$	$0,678^{+0,012}_{-0,012}$	$136^{+5}_{-4}$	$792^{+7}_{-7}$
7	$cos( \Delta\phi_{ll} ) > -0,90$	$0,602^{+0,012}_{-0,012}$	$85^{+4}_{-3}$	$634^{+6}_{-6}$
8	$ \Delta\eta_{jj}  > 2,6$	$0,527^{+0,011}_{-0,011}$	$30,8^{+2,3}_{-2,0}$	$179^{+3}_{-3}$
9	$M_{jj} > 325$	$0,453^{+0,010}_{-0,010}$	$9,1^{+1,4}_{-1,0}$	$100,4^{+2,6}_{-2,5}$
10	$ \Delta\phi_{jj} $	-	-	-
11	$ \Delta\eta_{jl}  > 0,3$	$0,408^{+0,010}_{-0,010}$	$6,9^{+1,3}_{-0,9}$	$72,7^{+2,2}_{-2,1}$
12	Zentrales Jet Veto	$0,364^{+0,009}_{-0,009}$	$4,5^{+1,1}_{-0,7}$	$19,1^{+1,1}_{-1,1}$
13	$x_i < 0,95$	$0,321^{+0,009}_{-0,008}$	$3,4^{+1,0}_{-0,6}$	$12,7^{+0,9}_{-0,9}$
14	$x_i > 0,0$	$0,308^{+0,008}_{-0,008}$	$3,1^{+1,0}_{-0,6}$	$3,6^{+0,5}_{-0,4}$
15	$M_{\tau\tau} < 140 GeV$	$0,223^{+0,007}_{-0,007}$	$2,1^{+0,9}_{-0,5}$	$0,71^{+0,27}_{-0,20}$
16	$M_{\tau\tau} > 110 GeV$	$0,171^{+0,006}_{-0,006}$	$0,38^{+0,68}_{-0,19}$	$0,24^{+0,21}_{-0,13}$

**Tabelle 4.2.:** Erwartete Anzahl Ereignisse ( $\int Ldt = 1fb^{-1}$ ) für die Signifikanzoptimierung mittels konsekutiver Schnitte. Mit den gewählten Schnittwerten ergibt sich die Signifikanz zu  $\Sigma = 0,21^{+0,11}_{-0,04}$ .



**Abbildung 4.7.:** Zweite Signifikanzoptimierung der drei Observablen  $E_t^{miss}$ ,  $M_{jj}^{invariant}$  und  $\Delta\eta_{jj}$  nach einmaligem Durchlauf der Optimierung bis Schnitt 11.



**Abbildung 4.8.:** Verteilungen vor dem jeweiligen Schnitt auf die obere Grenze. Signal mal einem Faktor 50, bzw. 20 in schwarz und rot,  $Z \rightarrow \tau\tau + Jets$  in blau,  $t\bar{t}$  in grün. Links oben:  $x_1, x_2$  Verteilung, normiert auf eins. Links mitte-oben:  $x_1, x_2$  Verteilung, normiert auf die erwartete Anzahl Ereignisse. Links mitte-unten: Signifikanz für verschiedene Schnitte auf die obere Grenze der Verteilung  $x_1, x_2$ . Links unten: Signifikanz für verschiedene Schnitte auf die untere Grenze der Verteilung  $x_1, x_2$ . Rechts oben: Verteilung  $M_{\tau\tau}^{kollinear}$  normiert auf die erwartete Anzahl Ereignisse. Rechts mitte-oben: Verteilung  $M_{\tau\tau}^{kollinear}$  normiert auf die obere Grenze der Verteilung  $M_{\tau\tau}^{kollinear}$ . Rechts mitte-unten: Signifikanz für verschiedene Schnitte auf die obere Grenze der Verteilung  $M_{\tau\tau}^{kollinear}$ . Rechts unten: Signifikanz für verschiedene Schnitte auf die untere Grenze der Verteilung  $M_{\tau\tau}^{kollinear}$ .

## 4.5. Selektion mittels Fisher-Diskriminante

In diesem Kapitel wird eine weitere Methode der Separation von Signal und Untergrund erläutert. Im vorhergehenden Kapitel wurde eine Signifikanzoptimierung mit Hilfe von Schnitten auf einzelne Observable beschrieben. Ein anderer Ansatz, welcher das mehrdimensionale Problem auf ein eindimensionales abbildet, ist die Fisher-Diskriminante. Diese bietet den Vorteil, dass die Korrelationen aller betrachteten Observablen teilweise mit einbezogen werden. Im Gegensatz zu einem  $n$ -dimensionalen Quader definiert eine  $n-1$ -dimensionale Hyperebene die Grenze zwischen Signal- und Untergrundregion. Eine optimale Trennkraft besitzt die Fisher-Diskriminante im Falle, dass die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen von Signal und Untergrund für  $n$  Observable durch  $n$ -dimensionale Gaußverteilungen mit gleicher Varianzmatrix beschrieben werden. Für jedes Ereignis wird der Wert der Fisher-Diskriminante berechnet. Die Signalregion wird durch einen Schnitt auf die Fisher-Diskriminante definiert und der Schnittpunkt im Hinblick auf eine maximale Trennung von Signal und Untergrund gewählt. Welche der beiden Methoden die größere Trennkraft aufweist, ist abhängig von der Verteilung und den Korrelationen der Observablen und wird Folgenden untersucht.

In diesem Abschnitt wird zu Beginn der Formalismus der Fisher-Diskriminante eingeführt und deren Berechnung erläutert. Es folgen eine Signifikanzoptimierung mittels einer Fisher-Diskriminante, berechnet für sechs Observable und eine vergleichende Signifikanzoptimierung mittels einer Fisher-Diskriminante, berechnet für drei Observable.

### 4.5.1. Formalismus der Fisher-Diskriminante

Die Fisher-Diskriminante  $t(\vec{x})$  ist ein möglicher Ansatz für eine lineare Teststatistik zur Trennung von Signal und Untergrund. Die Observablen  $\vec{x}$  werden, gewichtet mit den Koeffizienten  $\vec{a}$ , auf eine eindimensionale Verteilung  $t(\vec{x})$  abgebildet,

$$t(\vec{x}) = \sum_{i=1}^n a_i x_i = \vec{a}^T \vec{x}. \quad (4.9)$$

Gesucht werden die Koeffizienten  $\vec{a}$ , sodass die bestmögliche Separation zwischen Signal und Untergrund erreicht wird.  $\vec{a}$  ist hierbei der Normalenvektor auf die  $n-1$ -dimensionale Hyperebene,  $n$  bezeichnet die Anzahl der betrachteten Observablen.

Für Signal und Untergrund soll hierfür jeweils eine eindimensionale Verteilung ermittelt werden über einen Erwartungswert  $\tau_s$ , bzw.  $\tau_u$  und eine Varianz  $\sigma_s^2$ , bzw.  $\sigma_u^2$  für  $t(\vec{x})$ . Hierbei steht  $s$  für Signal und  $u$  für Untergrund. Diese Werte sollen aus einer Linearkombination der Erwartungswerte  $\mu_{s_i}$ , bzw.  $\mu_{u_i}$  und Kovarianzen  $V_{s_{ij}}$ , bzw.  $V_{u_{ij}}$  der Observablen, gewichtet mit den Koeffizienten  $\vec{a}$ , berechnet werden:

$$\tau_s = \sum_{i=1}^n a_i \mu_{s_i} = \vec{a}^T \vec{\mu}_s, \quad \tau_u = \sum_{i=1}^n a_i \mu_{u_i} = \vec{a}^T \vec{\mu}_u, \quad (4.10)$$

$$\sigma_s^2 = \sum_{i,j=1}^n a_i a_j V_{s_{ij}} = \vec{a}^T V_s \vec{a}, \quad \sigma_u^2 = \sum_{i,j=1}^n a_i a_j V_{u_{ij}} = \vec{a}^T V_u \vec{a}. \quad (4.11)$$

$\vec{\mu}_s$  und  $\vec{\mu}_u$  bezeichnen hierbei Vektoren mit Einträgen der Erwartungswerte der Observablen von Signal und Untergrund.  $V_s$  und  $V_u$  bezeichnen die Kovarianzmatrizen für Signal und Untergrund.

Die Separation der Verteilungen von Signal und Untergrund ist erstens abhängig von dem Abstand der Erwartungswerte  $|\tau_s - \tau_u|$  und zweitens von der Breite beider Verteilungen  $\sigma_s^2$  und  $\sigma_u^2$ . Maximal wird die Separation für den größtmöglichen Abstand der Erwartungswerte und eine minimale Breite



der Verteilungen. Hierzu kann der Term

$$J(\vec{a}) = \frac{(\tau_s - \tau_u)^2}{\sigma_s^2 + \sigma_u^2}, \quad (4.12)$$

als ein Maß der Separation, maximiert werden. Um die Abhängigkeit von den Koeffizienten  $\vec{a}$  zu verdeutlichen ist es hilfreich, zwei neue Matrizen  $B$  und  $W$  zu definieren

$$B_{ij} = (\mu_s - \mu_u)_i (\mu_s - \mu_u)_j \quad (4.13)$$

$$W_{ij} = (V_s + V_u)_{ij}. \quad (4.14)$$

Mit diesen lässt sich Gleichung 4.12 umformulieren zu

$$J(\vec{a}) = \frac{\vec{a}^T B \vec{a}}{\vec{a}^T W \vec{a}}. \quad (4.15)$$

Die Maximierung von  $J(\vec{a})$  bezüglich  $\vec{a}$  ergibt nach [32] für die Koeffizienten

$$\vec{a} \propto W^{-1}(\vec{\mu}_s - \vec{\mu}_u). \quad (4.16)$$

Erwartungswerte und Kovarianzen können aus den betrachteten simulierten Ereignissen für Signal und Untergrund berechnet werden, aus ihnen die Koeffizienten  $\vec{a}$  und damit die Fisher-Diskriminante nach Gleichung 4.9. Die Angabe einer Proportionalität der Koeffizienten  $\vec{a}$  stellt hier kein Problem dar, da ein konstanter Faktor nur eine Streckung oder Stauchung der Verteilungen zur Folge hätte, aber keinen Einfluss auf die relative Lage der Verteilung von Signal und Untergrund zueinander und damit keinen Einfluss auf die Trennkraft der Fisher-Diskriminante.

Eine genauere Herleitung der Fisher-Diskriminante ist in [32] zu finden.

#### 4.5.2. Berechnung der Fisher-Diskriminante

Um die Fisher-Diskriminante so exakt wie möglich zu ermitteln, wurde in jeder Berechnung eines Erwartungswertes ein gleitender Mittelwert verwendet [33],

$$\bar{x}_i = \bar{x}_{i-1} + (x_i - \bar{x}_{i-1})/i. \quad (4.17)$$

Nach herkömmlicher Berechnung eines Mittelwertes  $\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$  können numerische Ungenauigkeiten für große  $n$  auftreten: Wird nach Erreichen der maximalen Anzahl signifikanter Stellen einer Summe ein zusätzlicher Wert  $x_i$  zu der Summe addiert, ändert dies die Summe nicht mehr. Der am Ende der Summation berechnete Mittelwert kann daher unterhalb des wahren Mittelwertes liegen.

Bei der Berechnung eines gleitenden Mittelwertes wird nach jedem Summanden ein Mittelwert aller bisher addierten Werte  $x_i$  berechnet, wodurch der Beitrag jedes Summanden  $x_i$  gewährleistet ist und nicht durch Übersteigen einer maximalen Anzahl signifikanter Stellen verworfen werden kann.

Für Datensätze mit gewichteten Ereignissen muss in den gleitenden Mittelwert das Gewicht jedes Ereignisses einbezogen werden. In dieser Arbeit ist das für die Ereignisse  $t\bar{t}$  relevant. Eine Summe von Werten  $x_k$  mit Gewichten  $w_k$ ,  $k = 1, \dots, i$  mit  $i$  der Anzahl der gezählten Summanden berechnet sich über  $(\sum_{k=1}^i w_k x_k) / (\sum_{k=1}^i w_k)$ . Mit diesem Ansatz lässt sich der gleitende Mittelwert berechnen zu

$$\bar{x}_i = \bar{x}_{i-1} + \frac{w_i(x_i - \bar{x}_{i-1})}{\sum_{k=1}^i w_k}. \quad (4.18)$$

Für jede der acht Ereignisklassen wurden die Mittelwerte  $\bar{x}$  und  $\overline{x^2}$  jeder einzelnen der sechs betrachteten Observablen berechnet, sowie die Mittelwerte aller Kombinationen von Produkten

der Observablen  $\overline{xy}$ . Aus diesen Werten konnten Varianzen  $V_{ii}$  und Kovarianzen  $V_{ij}$  berechnet werden [33],

$$V_{ii} = \frac{1}{n-1} \sum_i (x_i - \bar{x})^2 = \frac{n}{n-1} \overline{x^2} - \bar{x}^2 \quad (4.19)$$

$$V_{ij} = \frac{1}{n-1} \sum_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y}) = \frac{n}{n-1} \overline{xy} - \bar{x}\bar{y}. \quad (4.20)$$

Der Faktor  $n/(n-1)$  beläuft sich in dieser Analyse auf kleiner 0,01% und kann daher vernachlässigt werden. Damit gilt in guter Näherung auch  $1/(n-1) \simeq 1/n$ . Um Mittelwerte, Varianzen und Kovarianzen für den gesamten Untergrund zu erhalten, müssen die Anteile jeder Untergrunderignisklasse, gewichtet nach der erwarteten Anzahl Ereignisse nach der Vorselektion, aufaddiert werden. Für  $N$  Ereignisklassen mit Anzahl der Ereignisse  $n_k, k = 1, \dots, N$  gilt für Gleichung 4.19 mit  $n_{ges} = \sum_{k=1}^N n_k$ :

$$V_{ii} \simeq \frac{1}{n_{ges}} \sum_{i=1}^{n_{ges}} (x_i - \bar{x})^2 = \frac{1}{n_{ges}} \sum_{k=1}^N \sum_{i=1}^{n_k} (x_i - \bar{x}_k)^2 \quad (4.21)$$

$$\Rightarrow V_{ii} \simeq \frac{\sum_{k=1}^N n_k V_{kii}}{\sum_{k=1}^N n_k}. \quad (4.22)$$

$V_{kii}$  bezeichnet hierbei die Varianz der  $k$ -ten Ereignisklasse der Observable  $i$ . Gewichtete Additionen von Kovarianzen und Mittelwerten können analog zu Gleichung 4.22 berechnet werden. Nach Gleichung 4.14 und 4.16 ergeben sich die Koeffizienten  $\vec{a}$  und nach Gleichung 4.9 schließlich die gesuchte Fisher-Diskriminante  $t(\vec{x})$ .

### 4.5.3. Selektion mittels Fisher-Diskriminante für sechs Observable

Die Signifikanzoptimierung durch die Fisher-Diskriminante stellt einen Vergleich zur Selektion mittels konsekutiver Schnitte an. Sie setzt daher ebenfalls nach den ersten fünf Schnitten der Vorselektion an, und wird vorerst so viele Observable wie möglich erfassen. Vor der Berechnung der Fisher Diskriminante wird ein zusätzlicher Schnitt mit der Forderung  $E_t^{miss} > 20$  GeV gelegt, da die Auflösung dieser Observable unterhalb dieses Wertes nicht vollständig verstanden ist. Da die Fisher-Diskriminante eine  $n-1$ -dimensionale Hyperebene als Schnitt in die betrachteten Daten legt, können keine Schnittfenster auf Observable gelegt werden. Aus dieser Rahmenbedingung folgt, dass die Schnitte auf  $x_1, x_2$  und die kollineare Masse  $M_{\tau\tau}$  nicht in die Fisher-Diskriminante eingehen können. Es kann demnach eine Fisher Diskriminante aus sechs Observablen berechnet werden:  $E_t^{miss}, \cos(\Delta\phi_{e\mu}), |\Delta\eta_{jj}|, M_{jj}^{invariant}, |\Delta\phi_{jj}|$  und  $|\Delta\eta_{jl}|$ . Die Berechnung der Fisher-Diskriminante muss aus genau den Verteilungen erfolgen, welche durch sie separiert werden sollen. Daher wurde sie nach der Setzung des Schnittes  $E_t^{miss} > 20$  GeV berechnet.

Die Signifikanz wurde nach Anwendung aller Schnitte ermittelt. Schnitt 6 bildet  $E_t^{miss} > 20$  GeV, dieser wurde nicht optimiert, Schnitt 7 die Fisher-Diskriminante und Schnitt 8 das *Zentrale Jet Veto* (letzteres ebenfalls nicht optimiert). Schnitt 9 und 10, die Schnitte auf die obere und untere Grenze von  $x_1, x_2$  mit den Startwerten  $0 < x_1, x_2 < 1$  und Schnitt 11 und 12, die obere und untere Grenze auf  $M_{\tau\tau}^{kollinear}$  mit den Startwerten  $95 \text{ GeV} < M_{\tau\tau}^{kollinear} < 170 \text{ GeV}$ .

Die berechnete Fisher-Diskriminante ist in Abbildung 4.9 zu sehen, es ist eine deutliche Trennung von Signal und Untergrund erkennbar. Das Signal ist um einen Wert von etwa 2,5 verteilt, der Untergrund um etwa 1,0. Die Signifikanzkurve für verschiedene Schnitte auf die Fisher-Diskriminante zeigt ein deutliches Maximum um den Wert des Maximums der Signalverteilung bei etwa 2,4 bis 2,6. Da diese beiden Schnittwerte sich in ihrer Signifikanz nicht stark unterscheiden, der Fehler aber bei dem härteren Schnitt deutlich größer ist, wurde der Schnittwert der Fisher-Diskriminante  $> 2,4$  gewählt.

Die Signifikanzkurve für Schnitte auf die obere Grenze der Verteilung  $x_1, x_2$  (Abbildung 4.10 oben) zeigt einen Anstieg von 0,7 bis 1,0, für größere Werte bis 1,4 bleibt die Signifikanz fast konstant, danach fällt sie leicht ab. Die Signifikanzkurve für Schnitte auf die untere Grenze von  $x_1, x_2$  zeigt ein Maximum um den Wert 0. Das Schnittfenster wurde auf  $0 < x_1, x_2 < 1$  gelegt.

Das Massenfenster wurde aufgrund der geringen Statistik nicht optimiert. Es wurden die optimierten Schnitte  $110 \text{ GeV} < M_{\tau\tau}^{\text{kollinear}} < 140 \text{ GeV}$  aus der Selektion mittels konsekutiver Schnitte übernommen 4.4.2. Die Verteilung ist in Abbildung 4.10 (unten) zu sehen.

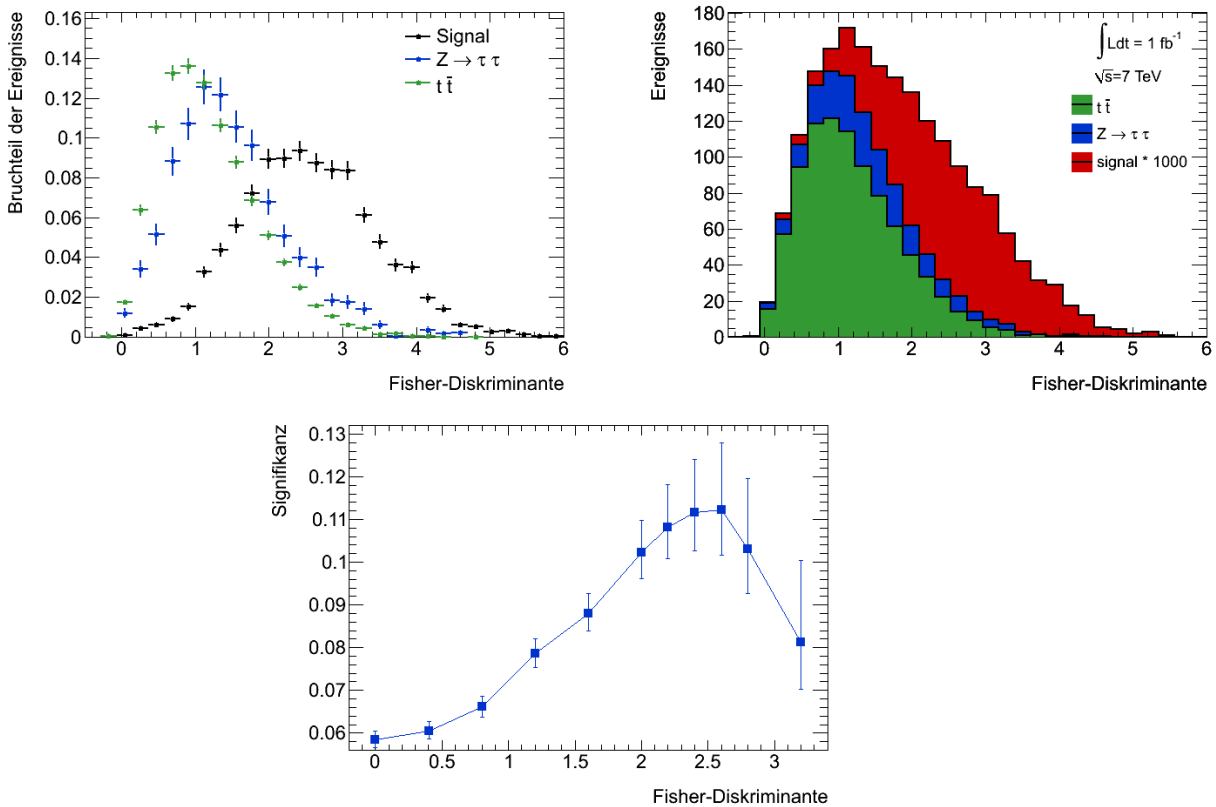
Die erwartete Anzahl Ereignisse findet sich in Tabelle 4.3, die Anzahl Ereignisse für die Kanäle  $Z \rightarrow \tau\tau + 0 \text{ Jets}$  bis  $+5 \text{ Jets}$  ist im Anhang aufgeführt in Tabelle A.1. Nach dem finalen Schnitt sind noch  $s = 0,157_{-0,006}^{+0,006}$  erwartete Signalereignisse vorhanden und  $u = 2,1_{-0,5}^{+0,9}$  erwartete Untergrundereignisse, womit sich die Signifikanz (Gleichung 4.8) ergibt zu

$$\Sigma = 0,108_{-0,013}^{+0,023}.$$

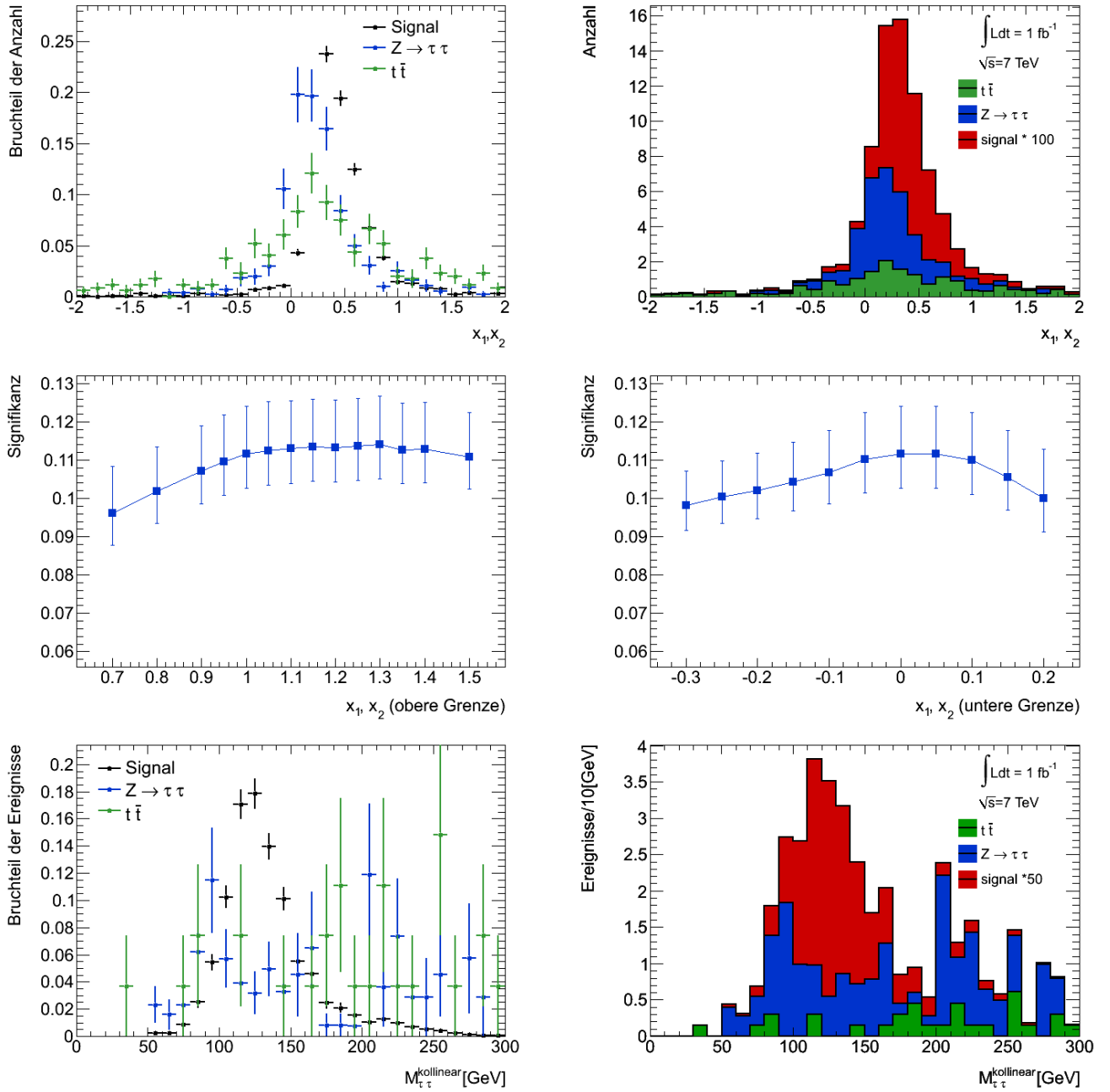
Da die Fisher-Diskriminante eine gute Trennung von Signal und Untergrund berechnen sollte, entspricht dieses Ergebnis nicht einer ersten Erwartung. Es ist dabei aber zu beachten, dass Signal und Untergrund nicht die Verteilungen besitzen, für welche die Fisher-Diskriminante eine optimale Trennkraft aufweist. Die Signifikanz, berechnet über den Schnitt auf eine Fisher-Diskriminante, liegt etwa bei der Hälfte der Signifikanz, berechnet über konsekutive Schnitte auf die Observablen. Die Fisher-Diskriminante versucht unter anderem, eine maximale Trennung der Erwartungswerte von Signal und Untergrund zu erreichen. Bei der Betrachtung von Observablen, für welche der Mittelwert von Signal und Untergrund kaum voneinander abweicht, kann die Fisher-Diskriminante keine Trennung erzielen. Diese Problematik wird in Abschnitt 4.6 genauer diskutiert. Es wurde ein Vergleich durch eine weitere Fisher-Diskriminante herangezogen. In eine weitere Fisher-Diskriminante sollten nur Observable eingehen, für welche die Mittelwerte von Signal und Untergrund möglichst weit auseinander liegen. Die Wahl der Observablen und die Signifikanzoptimierung werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

		$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$	$Z \rightarrow \tau\tau$	$t\bar{t}$
Schnitt		11,2	$1,07 \cdot 10^6$	$91,5 \cdot 10^3$
1	$1 e$	$3,37^{+0,03}_{-0,03}$	$46130^{+90}_{-90}$	$20570^{+40}_{-40}$
2	$1 \mu$	$1,389^{+0,018}_{-0,018}$	$3647^{+26}_{-26}$	$2307^{+12}_{-12}$
3	$\geq 2 Jets$	$1,150^{+0,016}_{-0,016}$	$750^{+11}_{-11}$	$2175^{+12}_{-11}$
4	$e_{Ladung} \cdot \mu_{Ladung} < 0$	$1,147^{+0,016}_{-0,016}$	$744^{+11}_{-11}$	$2130^{+11}_{-11}$
5	$\eta_{j1} \cdot \eta_{j2} < 0$	$0,922^{+0,015}_{-0,014}$	$334^{+8}_{-7}$	$947^{+8}_{-8}$
6	$E_t^{miss} > 20 GeV$	$0,825^{+0,014}_{-0,014}$	$245^{+6}_{-6}$	$893^{+7}_{-7}$
7	$Fisher - Diskriminante > 2,4$	$0,451^{+0,010}_{-0,010}$	$30,4^{+2,5}_{-2,2}$	$48,2^{+1,7}_{-1,7}$
8	$Zentrales Jet Veto$	$0,413^{+0,010}_{-0,010}$	$27,0^{+2,4}_{-2,1}$	$16,7^{+1,0}_{-1,0}$
9	$x_i < 1,0$	$0,360^{+0,009}_{-0,009}$	$23,1^{+2,3}_{-2,0}$	$10,7^{+0,8}_{-0,8}$
10	$x_i > 0,0$	$0,332^{+0,009}_{-0,009}$	$17,3^{+2,0}_{-1,7}$	$4,1^{+0,5}_{-0,5}$
11	$M_{\tau\tau} < 140 GeV$	$0,220^{+0,007}_{-0,007}$	$6,4^{+1,2}_{-0,9}$	$0,39^{+0,23}_{-0,16}$
12	$M_{\tau\tau} > 110 GeV$	$0,157^{+0,006}_{-0,006}$	$1,9^{+0,9}_{-0,5}$	$0,16^{+0,16}_{-0,08}$

**Tabelle 4.3.:** Erwartete Anzahl Ereignisse ( $\int Ldt = 1 fb^{-1}$ ) für die Signifikanzoptimierung mit Hilfe einer Fisher-Diskriminante, berechnet aus den Observablen  $E_t^{miss}$ ,  $\cos(\Delta\phi_{e\mu})$ ,  $\Delta\eta_{jj}$ ,  $M_{jj}^{invariant}$ ,  $\Delta\phi_{jj}$  und  $\Delta\eta_{jt}$ . Mit den gewählten Schnitten ergibt sich die Signifikanz zu  $\Sigma = 0,108^{+0,023}_{-0,013}$ .



**Abbildung 4.9.:** Fisher-Diskriminante, Signal mal einem Faktor 1000 in schwarz und rot,  $Z \rightarrow \tau\tau + Jets$  in blau,  $t\bar{t}$  in grün. Links oben: normiert auf eins. Rechts oben: normiert auf die erwartete Anzahl Ereignisse. Unten: Signifikanz für verschiedene Schnitte auf die Fisher-Diskriminante.



**Abbildung 4.10.:** Verteilungen vor dem jeweiligen Schnitt auf die obere Grenze, Signal mal einem Faktor 100, bzw. 50 in schwarz und rot,  $Z \rightarrow \tau\tau + Jets$  in blau,  $t\bar{t}$  in grün. Links oben: Verteilung  $x_1, x_2$  normiert auf eins. Rechts oben: Verteilung  $x_1, x_2$  normiert auf die erwartete Anzahl Ereignisse. Links mitte: Signifikanz für verschiedene Schnitte auf die untere Grenze der Verteilung  $x_1, x_2$ . Rechts mitte: Signifikanz für verschiedene Schnitte auf die obere Grenze der Verteilung  $x_1, x_2$ . Links unten: Verteilung  $M_{\tau\tau}^{\text{kollinear}}$  normiert auf eins. Rechts unten: Verteilung  $M_{\tau\tau}^{\text{kollinear}}$  normiert auf die erwartete Anzahl Ereignisse.

#### 4.5.4. Selektion mittels Fisher-Diskriminante für drei Observable

In diesem Abschnitt wird die Berechnung einer weiteren Fisher-Diskriminante aus Observablen, für die sich die Mittelwerte von Signal und Untergrund signifikant unterscheiden, erläutert. Mit dieser wird eine erneute Signifikanzoptimierung durchgeführt.

	$E_t^{miss}$	$\cos(\Delta\phi_{e\mu})$	$ \Delta\eta_{jj} $	$M_{jj}^{invariant}$	$ \Delta\phi_{jj} $	$ \Delta\eta_{jl} $
$\Delta\mu$	0,04 GeV	0,03	1,98	397 GeV	0,2	0,62

**Tabelle 4.4.:** Differenz der Mittelwerte  $\Delta\mu$  von Signal und Untergrund der verschiedenen Observablen.

Die Differenz der Mittelwerte  $\Delta\mu$  von Signal und Untergrund sind in Tabelle 4.4 angegeben (vergleiche Abbildung 4.2 und 4.3 <sup>4</sup>). Die Observablen  $\Delta\eta_{jj}$ ,  $M_{jj}^{invariant}$  und  $\Delta\eta_{jl}$  versprechen damit eine gute Trennkraft in der Berechnung einer Fisher-Diskriminante. Die anderen drei Observablen sollten nicht mit eingehen, da sich bei ihnen die Mittelwerte von Signal und Untergrund relativ zu den Varianzen kaum unterscheiden. Für  $E_t^{miss}$  liegt das Maximum der Signalverteilung zwischen den Maxima der Untergrundverteilungen, wodurch die Mittelwerte von Signal und der Summe der Untergründe fast identisch sind. Dies ist ein Fall in dem die Fisher-Diskriminante keine Trennkraft besitzt. Im folgenden Kapitel wird dies näher diskutiert.

Die Fisher-Diskriminante wurde nach der Optimierung der Schnitte auf die Observable, welche nicht eingehen, berechnet. Für diese Observable wurden die optimierten Schnittwerte aus Abschnitt 4.4.2 übernommen: Schnitt 6 mit  $E_t^{miss} > 35$  GeV, Schnitt 7 mit  $\cos(\Delta\phi_{e\mu}) > -0,90$  und kein Schnitt auf die Observable  $\Delta\phi_{jj}$ . Schnitt 8 bildet daher die Fisher-Diskriminante, Schnitt 9 das *Zentrale Jet Veto*, Schnitt 10 und 11 die obere und untere Grenze auf  $x_1, x_2$  mit Startwerten  $0 < x_1, x_2 < 1$  und Schnitt 12 und 13 den Massenfensterschnitt mit Startwerten  $110 \text{ GeV} < M_{\tau\tau}^{kollinear} < 140 \text{ GeV}$ .

Die Fisher-Diskriminante ist in Abbildung 4.11 gezeigt. Sie unterscheidet sich in ihrer Form kaum von der Fisher-Diskriminante, berechnet für alle sechs Observable (vergleiche Abbildung 4.9). Die Observablen, welche bei dieser Berechnung nicht einbezogenen wurden, scheinen demnach tatsächlich kaum zu einer Trennkraft von Signal und Untergrund innerhalb der Fisher-Diskriminante beizutragen. Die Signifikanz, wiederum ermittelt nach allen gelegten Schnitten, zeigt ein deutliches Maximum bei 2,6. Zu höheren Werten fällt die Signifikanz ab, wobei die Fehler für Schnittwerte größer 3,0 sehr groß werden und diese Punkte nicht mehr abgebildet sind.

Die Form der Signifikanzkurven für Schnittwerte der oberen und unteren Grenze der Verteilung  $x_1, x_2$  (Abbildung 4.12 oben) sind ähnlich denen in Abschnitt 4.5.3 beobachteten. Analog wurde hier das Schnittfenster auf  $0 < x_1, x_2 < 1$  gelegt. Aufgrund der geringen Anzahl der Untergrundereignisse können für die Wahl eines Massenfensters auf  $M_{\tau\tau}^{kollinear}$  keine sinnvollen Signifikanzkurven mehr berechnet werden. Das Massenfenster wurde daher auf die Werte, welche in der Selektion mittels konsekutiver Schnitte ermittelt wurden (vergleiche Abschnitt 4.4.2), gesetzt:  $110 \text{ GeV} < M_{\tau\tau}^{kollinear} < 140 \text{ GeV}$ . Die Verteilung der kollinearen Masse ist in Abbildung 4.12 (unten) gezeigt.

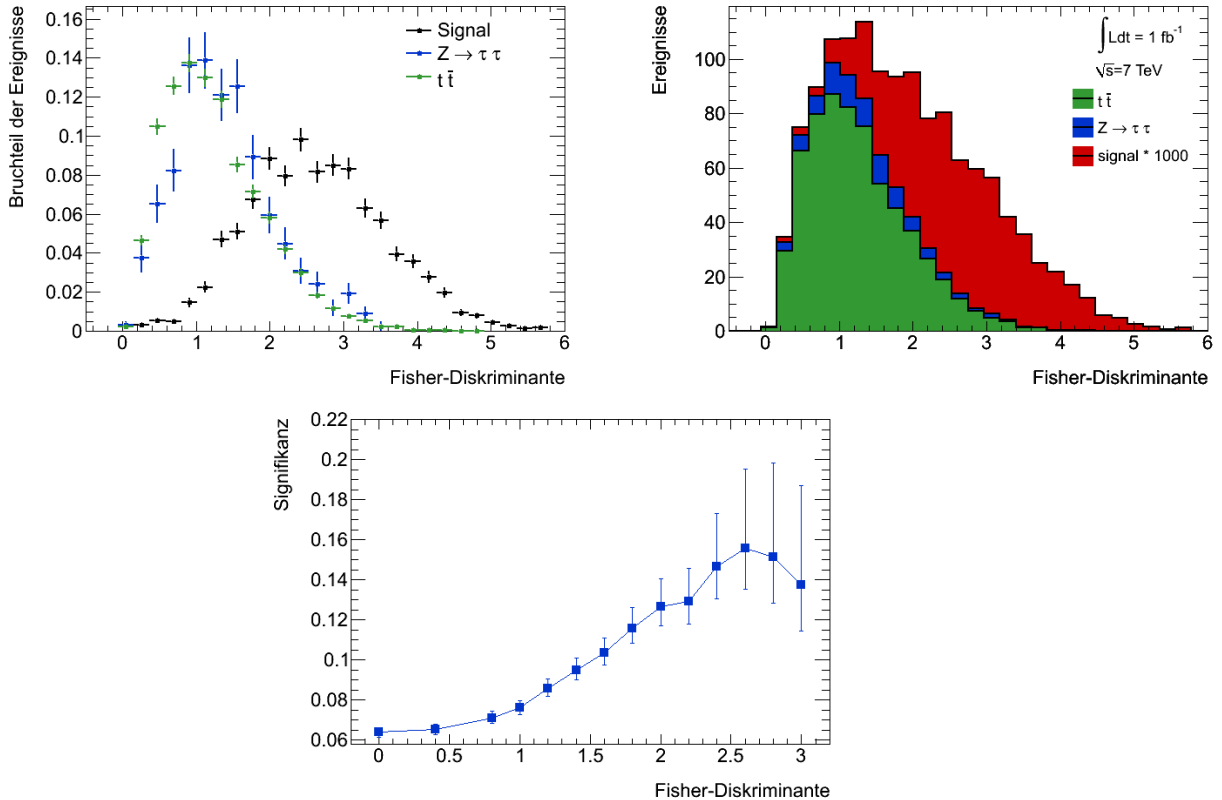
Die erwartete Anzahl Ereignisse ist in Tabelle 4.5 aufgelistet, die Anzahl Ereignisse für die Kanäle  $Z \rightarrow \tau\tau + 0 \text{ Jets}$  bis  $+5 \text{ Jets}$  findet sich im Anhang in Tabelle A.2. Mit einer erwarteten Anzahl Signalereignisse von  $s = 0,127_{-0,005}^{+0,006}$  und Untergrundereignisse von  $u = 0,58_{-0,24}^{+0,71}$  ergibt sich die Signifikanz nach allen optimierten Schnitten zu

$$\Sigma = 0,16_{-0,03}^{+0,09}$$

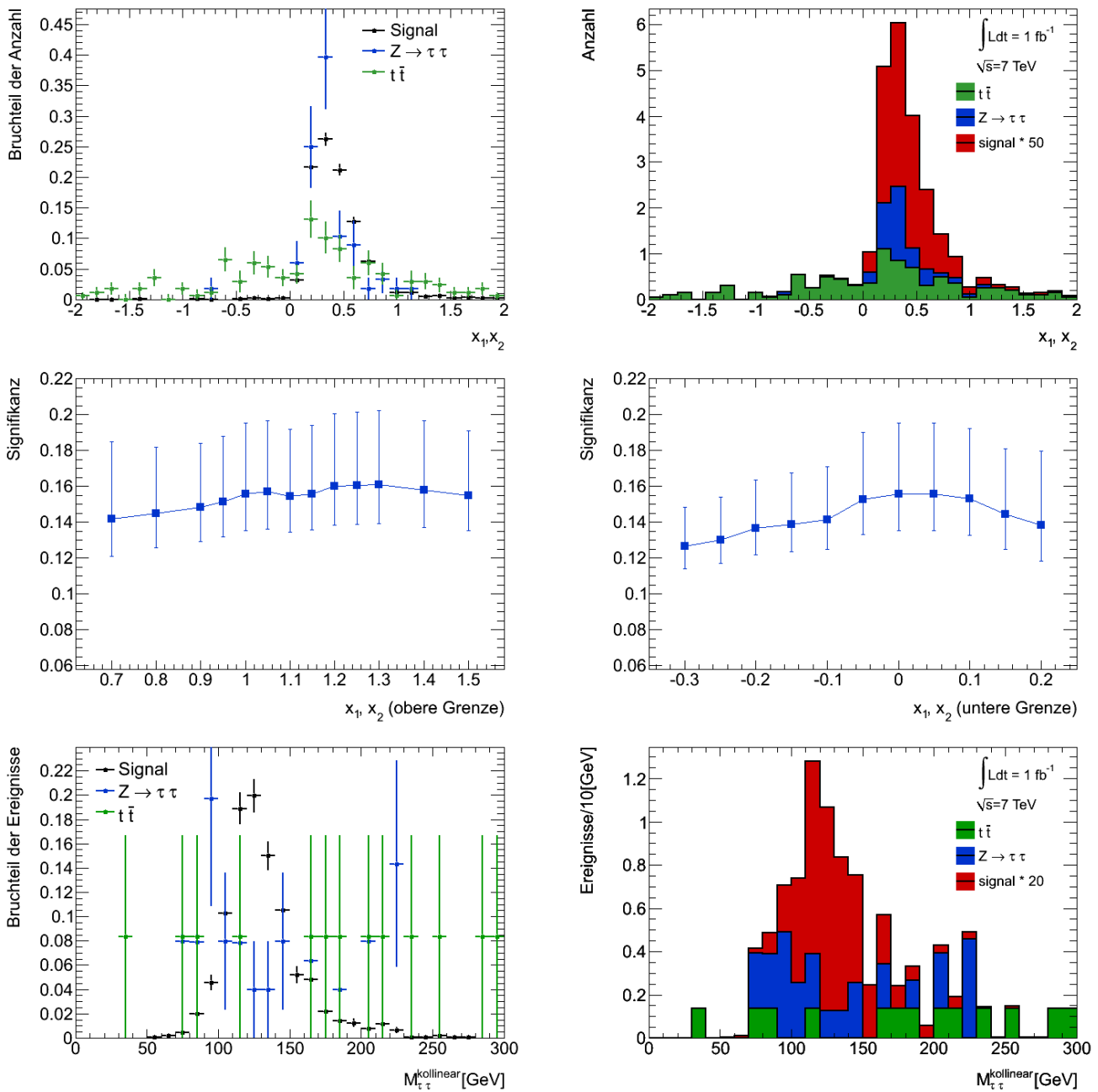
<sup>4</sup>Wobei vor der Berechnung der Mittelwerte ein Schnitt auf  $E_t^{miss} > 20$  GeV gelegt wurde und für die dargestellten Verteilungen nicht. Die Verteilungen sind demnach als qualitativer Vergleich heranzuziehen.

		$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$	$Z \rightarrow \tau\tau$	$t\bar{t}$
Schnitt		11,2	$1,07 \cdot 10^6$	$91,5 \cdot 10^3$
1	$1 e$	$3,37^{+0,03}_{-0,03}$	$46130^{+90}_{-90}$	$20570^{+40}_{-40}$
2	$1 \mu$	$1,389^{+0,018}_{-0,018}$	$3647^{+26}_{-26}$	$2307^{+12}_{-12}$
3	$\geq 2 Jets$	$1,150^{+0,016}_{-0,016}$	$750^{+11}_{-11}$	$2175^{+12}_{-11}$
4	$e_{Ladung} \cdot \mu_{Ladung} < 0$	$1,147^{+0,016}_{-0,016}$	$744^{+11}_{-11}$	$2130^{+11}_{-11}$
5	$\eta_{j1} \cdot \eta_{j2} < 0$	$0,922^{+0,015}_{-0,014}$	$334^{+8}_{-8}$	$947^{+8}_{-8}$
6	$E_t^{miss} > 35 GeV$	$0,678^{+0,012}_{-0,012}$	$136^{+5}_{-4}$	$792^{+7}_{-7}$
7	$\cos(\Delta\phi_{ll}) > -0,90$	$0,602^{+0,012}_{-0,012}$	$85^{+4}_{-3}$	$634^{+6}_{-6}$
8	$Fisher - Diskriminante > 2,6$	$0,298^{+0,008}_{-0,008}$	$4,9^{+1,2}_{-0,8}$	$26,6^{+1,3}_{-1,2}$
9	$Zentraler Jet Veto$	$0,273^{+0,008}_{-0,008}$	$4,1^{+1,1}_{-0,7}$	$8,4^{+0,7}_{-0,7}$
10	$x_i < 1,0$	$0,245^{+0,008}_{-0,007}$	$3,3^{+1,0}_{-0,6}$	$5,4^{+0,6}_{-0,6}$
11	$x_i > 0,0$	$0,236^{+0,007}_{-0,007}$	$3,2^{+1,0}_{-0,6}$	$1,7^{+0,4}_{-0,3}$
12	$M_{\tau\tau} < 140 GeV$	$0,168^{+0,006}_{-0,006}$	$1,9^{+0,9}_{-0,5}$	$0,24^{+0,21}_{-0,13}$
13	$M_{\tau\tau} > 110 GeV$	$0,127^{+0,006}_{-0,005}$	$0,51^{+0,70}_{-0,23}$	$0,08^{+0,14}_{-0,05}$

**Tabelle 4.5.:** Erwartete Anzahl Ereignisse ( $\int Ldt = 1fb^{-1}$ ) für die Signifikanzoptimierung mit Hilfe einer Fisher-Diskriminate, berechnet aus den Observablen  $\Delta\eta_{jj}$ ,  $M_{jj}^{invariant}$  und  $\Delta\eta_{jl}$ . Mit den gewählten Schnittwerten ergibt sich die Signifikanz zu  $\Sigma = 0,16^{+0,09}_{-0,03}$ .



**Abbildung 4.11.:** Fisher-Diskriminante, Signal mal einem Faktor 1000 in schwarz und rot,  $Z \rightarrow \tau\tau + Jets$  in blau,  $t\bar{t}$  in grün. Links oben: normiert auf eins. Rechts oben: normiert auf die erwartete Anzahl Ereignisse. Unten: Signifikanz für verschiedene Schnitte auf die Fisher-Diskriminante.



**Abbildung 4.12.:** Verteilungen vor dem jeweiligen Schnitt auf die obere Grenze, Signal mal einem Faktor 50 in schwarz und rot,  $Z \rightarrow \tau\tau + Jets$  in blau,  $t\bar{t}$  in grün. Links oben: Verteilung  $x_1, x_2$  normiert auf eins. Rechts oben: Verteilung  $x_1, x_2$  normiert auf die erwartete Anzahl Ereignisse. Links mitte: Signifikanz für verschiedene Schnitte auf die untere Grenze der Verteilung  $x_1, x_2$ . Rechts mitte: Signifikanz für verschiedene Schnitte auf die obere Grenze der Verteilung  $x_1, x_2$ . Links unten: Verteilung  $M_{\tau\tau}^{\text{kollinear}}$  normiert auf eins. Rechts unten: Verteilung  $M_{\tau\tau}^{\text{kollinear}}$  normiert auf die erwartete Anzahl Ereignisse.



## 4.6. Vergleich der Selektionsmethoden

In diesem Kapitel wird ein Vergleich der untersuchten Selektionsmethoden angestellt. In Tabelle 4.6 sind die erwarteten Anzahlen der Signal- und Untergründereignisse, sowie die Signifikanz für die drei untersuchten Selektionsmethoden zusammengefasst. Die beste Signifikanz wurde durch die Selektion mit Hilfe von konsekutiven Schnitten erreicht, die Selektion mittels einer Fisher-Diskriminante aus sechs Observablen erreichte im Vergleich nur die Hälfte der Signifikanz. Die Signifikanz welche in der Selektion mittels einer Fisher-Diskriminante aus drei Observablen erreicht wurde, stimmt im Rahmen des Fehlers mit der erreichten Signifikanz mittels konsekutiver Schnitte überein.

	Konsekutive Schnitte	Fisher-Diskriminante 6 Observable	Fisher-Diskriminante 3 Observable
Anzahl Signalereignisse	0,171 <sup>+0,006</sup> <sub>-0,006</sub>	0,157 <sup>+0,006</sup> <sub>-0,006</sub>	0,127 <sup>+0,006</sup> <sub>-0,005</sub>
Anzahl Untergründereignisse	0,61 <sup>+0,71</sup> <sub>-0,23</sub>	2,1 <sup>+0,9</sup> <sub>-0,5</sub>	0,58 <sup>+0,71</sup> <sub>-0,24</sub>
Signifikanz	0,21 <sup>+0,11</sup> <sub>-0,04</sub>	0,108 <sup>+0,023</sup> <sub>-0,013</sub>	0,16 <sup>+0,09</sup> <sub>-0,03</sub>

**Tabelle 4.6.:** Vergleich der erreichten Signifikanzen durch verschiedene Selektionsmethoden.

Betrachtet werden nun mögliche Gründe für den großen Unterschied in den ermittelten Signifikanzen mit beiden Fisher-Diskriminanten.

Die Fisher-Diskriminante berechnet eine Separation von Signal und Untergrund anhand der Erwartungswerte und Kovarianzen der Observablen. Daher wurde überprüft, inwieweit die Einbeziehung von Observablen, für welche sich die Mittelwerte von Signal und Untergrund kaum unterscheiden, das Ergebnis negativ beeinflusst. Es wurde eine Fisher-Diskriminante aus nur den Observablen berechnet, die eine deutliche Abweichung von Signal- und Untergrundmittelwert aufweisen. Auf die übrigen Observablen wurden einzelne Schnitte gelegt. Mit dieser Berechnung konnte im Vergleich eine deutliche Steigerung der Signifikanz erreicht werden.

Bereits aus der kaum voneinander abweichenden Form der Fisher-Diskriminanten (vergleiche Abbildung 4.9 und 4.11) wird deutlich, dass die in der zweiten Fisher-Diskriminante nicht einbezogenen Observablen keinen Gewinn an Trennkraft liefern. Um den Beitrag einer Observablen an der Fisher-Diskriminante über das ihr zugeschriebene Gewicht zu ermitteln (Gleichung 4.16), muss ebenfalls die Größenordnung der Observablen einbezogen werden. Die Gewichte der Observablen sind in Tabelle 4.7 angegeben. Betrachtet man nun die Beiträge der einzelnen Observablen, fällt auf, dass  $\Delta\eta_{jj}$  in beiden Fällen maßgeblich die Form und damit die Trennkraft der Fisher-Diskriminante bestimmt, gefolgt von  $\Delta\eta_{jl}$  und  $M_{jj}^{invariant}$ . Dies erklärt, warum sich die beiden Verteilungen so sehr ähneln. Alle weiteren Observablen haben einen nur sehr kleinen Einfluss auf die berechnete Fisher-Diskriminante, wodurch ihre Trennkraft praktisch verloren geht.

Die Trennkraft der Fisher-Diskriminante ist maximal, wenn die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen von Signal und Untergrund für n Observable n-dimensionale Gaußverteilungen mit gleicher Kovarianzmatrix beschreiben. Für die in der zweiten Fisher-Diskriminante nicht einbezogenen Observablen beschreibt der Untergrund im Falle von  $E_t^{miss}$  eine Verteilung ähnlich einer doppelten Gaußverteilung.  $\cos(\Delta\phi_{e\mu})$  und  $\Delta\phi_{jj}$  sind nicht annähernd gaußförmig verteilt. Von den drei einbezogenen Observablen zeigt  $\Delta\eta_{jj}$  bei weitem die größte Ähnlichkeit mit Gaußverteilungen gleicher Varianz. Dies könnte eine mögliche Erklärung sein, warum die Fisher-Diskriminante sich maßgeblich auf  $\Delta\eta_{jj}$  stützt und insbesondere aus den drei Observablen  $E_t^{miss}$ ,  $\cos(\Delta\phi_{e\mu})$  und  $\Delta\eta_{jj}$  kaum Trennkraft gewonnen wird.

Im Folgenden werden für die Fisher-Diskriminante, berechnet aus drei Observablen, die Ver-

Observable	Gewicht 6 Observable	Gewicht 3 Observable
$E_t^{miss}$	-0,0004	-
$\cos(\Delta\phi_{e\mu})$	0,06	-
$ \Delta\eta_{jj} $	0,5	0,5
$M_{jj}^{invariant}$	0,00022	0,0004
$ \Delta\phi_{jj} $	-0,06	-
$ \Delta\eta_{jl} $	0,2	0,18

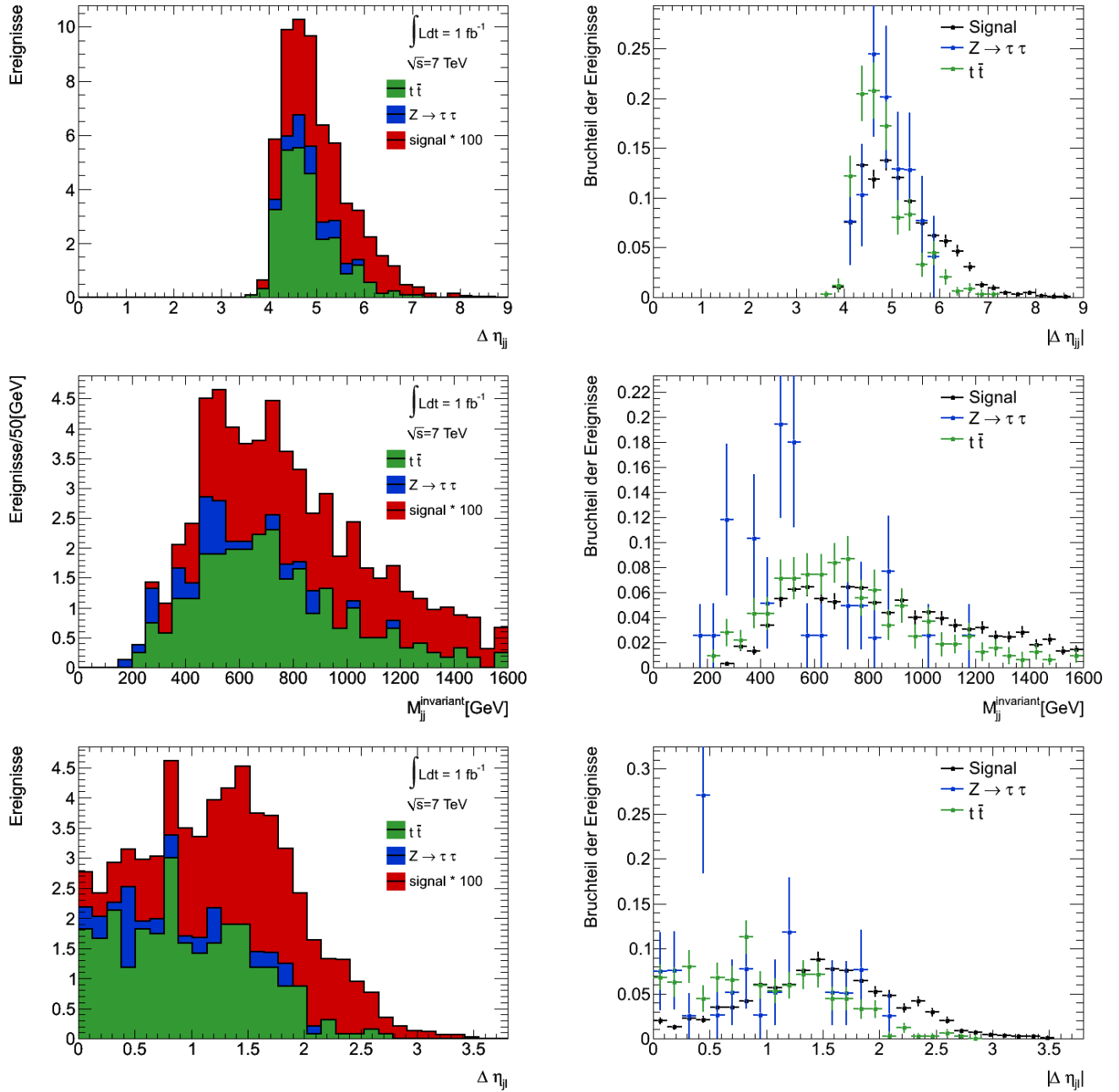
**Tabelle 4.7.:** Gewichte der Observablen innerhalb der Fisher-Diskriminante für 6 Observable und für 3 Observable.

teilungen der Observablen und die Lage der Ebene, welche die Trennlinie zwischen Signal- und Untergrundregion definiert, näher betrachtet. In Abbildung 4.13 sind die Verteilungen nach dem Schnitt auf die Fisher-Diskriminante gezeigt. Fast alle übrigen Ereignisse finden sich im Bereich  $\Delta\eta_{jj} > 4$ . Ein Schnittwert von 2,6 auf die Fisher-Diskriminante und die Gewichtung dieser Observablen mit 0,5 ist konsistent mit dieser Beobachtung, wenn alle anderen Observablen keinen großen Beitrag liefern. Eine zweidimensionale Ebene definiert die Grenze der Signalregion. Die Schnittpunkte  $SP$  dieser Ebene mit den drei Achsen können berechnet werden:

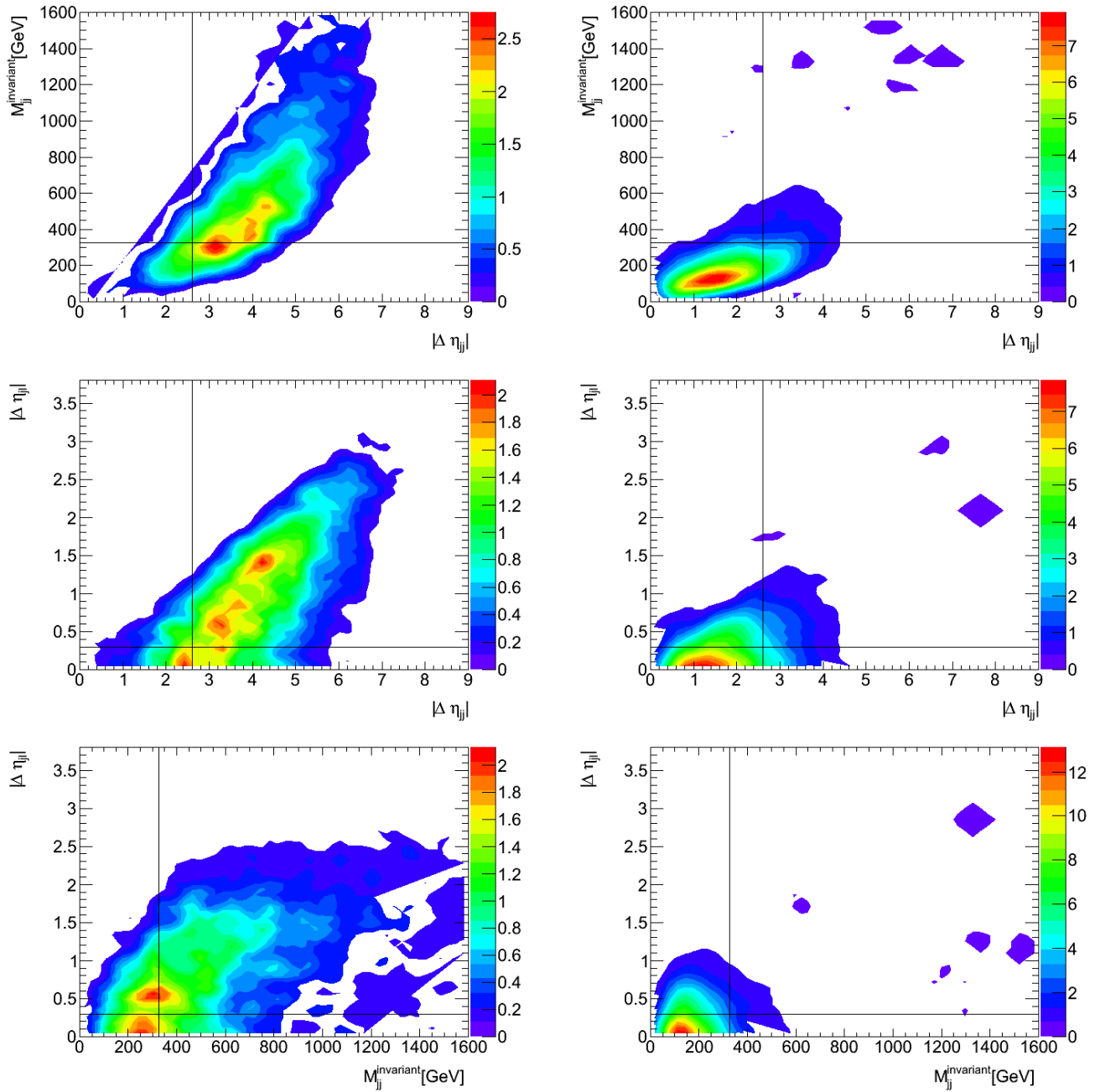
$$SP_{|\Delta\eta_{jj}|} \approx 5 \quad SP_{M_{jj}^{invariant}} \approx 7000 \text{ GeV} \quad SP_{|\Delta\eta_{jl}|} \approx 15.$$

Um die Verteilungen von Signal und Untergrund der Observablen  $\Delta\eta_{jj}$ ,  $M_{jj}^{invariant}$  und  $\Delta\eta_{jl}$  zu untersuchen, sind sie in Abbildung 4.14 in 2D-Histogrammen dargestellt. Die eingezogenen Linien entsprechen den einzeln gelegten Schnitten. Die mit dem Schnitt auf die Fisher-Diskriminante gelegte Ebene lässt sich nicht darstellen. Betrachtet man allerdings die Verteilungen und die berechneten Schnittpunkte mit den Achsen, so wird deutlich, dass der Schnitt der Fisher-Diskriminante sehr hart ist (vergleiche Tabelle 4.6). Dies soll heißen, dass sehr viele Signalereignisse weggeschnitten werden um Untergrund zu verwerfen.

Auch anhand der 2D-Histogramme ist also nicht ersichtlich, welche Methode eine bessere Trennung von Signal und Untergrund erreicht. Interessant ist jedoch, dass die verschiedenen Methoden sich, im Bereich der gewählten Startwerte der Schnitte, auf verschiedene Observable als Haupttrennkraft stützen. Die Observable  $\Delta\eta_{jj}$  macht beinahe die gesamte Trennkraft der Fisher-Diskriminante aus. In der Selektion mittels konsekutiver Schnitte hängt die Signifikanz aber nicht maßgeblich von dieser Observablen ab, sondern z.B. von  $M_{jj}^{invariant}$ . Es ist gut möglich, dass mit einer anderen Wahl der Startwerte der Schnitte ebenfalls andere Observablen einen größeren Beitrag zur Signifikanz geliefert hätten, bedingt durch die Korrelationen der Observablen.



**Abbildung 4.13.:** Verteilungen der drei Observablen, welche in die Berechnung der Fisher-Diskriminante aus drei Observablen eingegangen sind nach dem Schnitt auf die Fisher-Diskriminante. Signal in rot und schwarz,  $Z \rightarrow \tau\tau$  in blau,  $t\bar{t}$  in grün. Links: normiert auf die erwartete Anzahl Ereignisse. Rechts: normiert auf eins.



**Abbildung 4.14.:** 2D Histogramme der Observablen, welche in die Fisher-Diskriminante berechnet aus drei Variablen eingegangen sind vor dem Schnitt auf die Fisher-Diskriminante. Die eingezogenen Linien entsprechen den einzeln optimierten Schnitten auf die Observablen, die dritte Achse gibt die erwartete Anzahl Ereignisse an. Links: Signal mal einem Faktor 1000. Rechts: Untergrund

## 5. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde erstmals der Signalprozess  $qq \rightarrow Hqq, H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$  bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV anhand von simulierten Ereignissen betrachtet. Die Studie soll einen ersten Überblick über die Verteilungen und die erreichbaren Signifikanzen bei der neuen Schwerpunktsenergie von 7 TeV liefern, bei welcher der LHC seit März 2010 Daten nimmt. Unter der Berücksichtigung der beiden Untergrundprozesse  $Z \rightarrow \tau\tau(QCD)$  und  $t\bar{t}$ -Produktion wurde eine Signifikanzoptimierung durchgeführt. Da zu Beginn dieser Studie eine gewonnene Datenmenge von etwa  $1 \text{ fb}^{-1}$  zum Ende 2011 erwartet wurde, ist sie auf eine integrierte Luminosität von  $1 \text{ fb}^{-1}$  ausgelegt. Mittlerweile wurde diese Datenmenge allerdings bereits überschritten.

Das größte Problem der Analyse war die geringe Anzahl vorhandener Monte-Carlo-Ereignisse für die Untergrundprozesse, sodass in der Optimierung der Signifikanz immer darauf geachtet werden musste, nicht zu viele Ereignisse durch Schnitte zu verwerfen. Der Fehler auf die Anzahl Ereignisse und damit auf die Signifikanz wurde für Schnitte, die eine große Anzahl Ereignisse eliminieren, sehr groß. Mit einer größeren Anzahl simulierter Ereignisse könnte daher durch Schnitte, die mehr Ereignisse ausschließen, eventuell eine höhere Signifikanz erzielt werden.

Die erste Methode der Signifikanzoptimierung wurde mittels konsekutiver Schnitte durchgeführt. Es wurde vorerst aus der Verteilung jeder Observable ein Schnittstartwert ermittelt. Daraufhin wurde jeweils ein Schnitt optimiert über die Betrachtung der Signifikanz nach allen gelegten Schnitten, wobei für alle anderen Schnitte der Schnittstartwert, bzw. der bereits optimierte Wert verwendet wurde. Die Schnittwerte auf Observable, welche sich für die Signifikanz als ausschlaggebend erwiesen, wurden ein zweites Mal optimiert. Es wurde eine Signifikanz von

$$\Sigma_{\text{konsekutiv}} = 0,21_{-0,04}^{+0,11}$$

erreicht. Aufgrund der Korrelationen der Observablen kann nur durch ein iteratives Verfahren die maximal erreichbare Signifikanz ermittelt werden. Da dies im Rahmen dieser Studie nicht möglich war, ist es sehr wahrscheinlich, dass mit der Methode eine noch größere Signifikanz erreicht werden kann.

Die zweite verwendete Methode der Selektion erfolgte mit Hilfe einer Fisher-Diskriminante, berechnet aus einigen der Observablen. Auf die Observablen, die nicht in die Fisher-Diskriminante eingingen, wurden einzelne Schnitte gelegt. Die Fisher-Diskriminante bildet die Verteilungen aller betrachteten Observablen auf eine eindimensionale Teststatistik ab, auf welche dann ein einzelner Schnitt gelegt werden kann. Dabei ist die Trennkraft zwischen Signal und Untergrund optimal, wenn die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für n Observable durch n-dimensionale Gaußverteilungen mit gleicher Kovarianzmatrix beschrieben werden. Die Signifikanzoptimierung mittels einer Fisher-Diskriminante, berechnet aus sechs der Observablen, wies nur die Hälfte der Signifikanz, ermittelt aus der ersten Methode auf:

$$\Sigma_{\text{Fisher-D.6}} = 0,108_{-0,013}^{+0,023}$$

Da die Differenz der Mittelwerte von Signal und Untergrund ein ausschlaggebendes Kriterium für die Trennkraft der Fisher-Diskriminante darstellt, wurde eine weitere Fisher-Diskriminante aus nur den drei Observablen berechnet, welche eine deutliche Separation von Signal- und Untergrundmittelwert aufwiesen. Dadurch wurde eine Signifikanz von

$$\Sigma_{\text{Fisher-D.3}} = 0,16_{-0,03}^{+0,09}$$

erreicht. Es wurde festgestellt, dass durch die Einbeziehung einer Observablen, für welche sich die Mittelwerte von Signal und Untergrund kaum unterscheiden, die Trennkraft der Observablen verloren geht. Es ist daher in einer Analyse mittels einer Fisher-Diskriminante sinnvoll, die relativen Verteilungen von Signal und Untergrund im Vorfeld zu betrachten.

Aufgrund der großen Fehler ist es nicht möglich zu bestimmen, welche der Methoden eine bessere Trennkraft aufweist. Die berechneten Signifikanzen für die erste Methode und die zweite Methode mittels der Fisher-Diskriminante, berechnet aus drei Observablen, stimmen im Rahmen des Fehlers überein. Es wurde daraufhin versucht anhand von 2D-Histogrammen festzustellen ob die Verteilungen der drei Observablen eine bessere Trennkraft durch die Definition der Grenze der Signalregion als Rechteck oder Gerade versprechen. Es war jedoch auch aus diesen Histogrammen nicht möglich, eindeutige Schlüsse zu ziehen. Interessant ist die Feststellung, dass die Methoden sich im Rahmen der gewählten Schnittstartwerte, auf verschiedene Observablen als Haupttrennkraft stützen: die Fisher-Diskriminante in beiden Fällen auf  $\Delta\eta_{jj}$ , die Selektion mittels konsekutiver Schnitte z.B. auf  $M_{jj}^{invariant}$ .

Es wurde deutlich, dass die Einbeziehung einer Fisher-Diskriminante, berechnet für eine Trennung von Signal und allen betrachteten Untergründen, keinen Gewinn bringt. Im Falle der Observable  $E_t^{miss}$  liegt das Signal zwischen den beiden Untergrundpeaks, wodurch die Mittelwerte fast identisch sind. Die Berechnung zweier verschiedener Fisher-Diskriminanten, berechnet für eine Separation zwischen Signal und jeweils einem Untergrund, könnte für derartige Verteilungen eine gute Trennkraft bieten. Es könnte dann separat ein Schnitt auf jede der Diskriminanten gelegt werden, welche jeweils einen Untergrund ausschließt. Leider war es innerhalb dieser Studie nicht mehr möglich, diese Methode zu prüfen. Es ist ebenfalls gut möglich, dass andere multivariate Methoden, die keine Hyperebene als Grenze der Signalregion definieren, eine bessere Trennung von Signal und Untergrund erreichen würden. Mit einem neuronalen Netz könnte beispielsweise die Grenze der Signalregion der Form der Signalverteilung angepasst werden, sodass tatsächlich eine optimale Trennung von Signal und Untergrund erreicht würde, was allerdings auch beliebig kompliziert zu berechnen sein kann.

# A. Tabellen

		$Z \rightarrow \tau\tau$ +0 Jets	$Z \rightarrow \tau\tau$ +1 Jet	$Z \rightarrow \tau\tau$ +2 Jets	$Z \rightarrow \tau\tau$ +3 Jets	$Z \rightarrow \tau\tau$ +4 Jets	$Z \rightarrow \tau\tau$ +5 Jets
Schnitt		832930	167510	50708	14025	3532	947
1	$1 e$	$32760^{+80}_{-80}$	$9050^{+30}_{-30}$	$3077^{+20}_{-20}$	$929^{+11}_{-11}$	$243^{+5}_{-5}$	$68,6^{+2,6}_{-2,5}$
2	$1 \mu$	$2658^{+23}_{-23}$	$670^{+9}_{-9}$	$228^{+5}_{-5}$	$66,7^{+3,0}_{-2,9}$	$17,8^{+1,6}_{-1,4}$	$5,2^{+0,8}_{-0,7}$
3	$\geq 2 \text{ Jets}$	$275^{+8}_{-7}$	$192^{+5}_{-5}$	$195^{+5}_{-5}$	$65,6^{+3,0}_{-2,9}$	$17,8^{+1,6}_{-1,4}$	$5,2^{+0,8}_{-0,7}$
4	$e_{Ladung} \cdot \mu_{Ladung} < 0$	$274^{+8}_{-7}$	$189^{+5}_{-5}$	$193^{+5}_{-5}$	$65,1^{+3,0}_{-2,9}$	$17,8^{+1,6}_{-1,4}$	$5,2^{+0,8}_{-0,7}$
5	$\eta_{j1} \cdot \eta_{j2} < 0$	$128^{+5}_{-5}$	$86^{+3}_{-3}$	$81^{+3}_{-3}$	$27,3^{+2,0}_{-1,9}$	$9,5^{+1,2}_{-1,1}$	$2,4^{+0,6}_{-0,5}$
6	$E_t^{miss} > 20\text{GeV}$	$82^{+4}_{-4}$	$65,6^{+3,0}_{-2,9}$	$64,8^{+3,0}_{-2,8}$	$21,9^{+1,8}_{-1,7}$	$8,5^{+1,1}_{-1,0}$	$2,1^{+0,5}_{-0,4}$
7	Fisher– Diskriminante $> 2,4$	$14,2^{+1,9}_{-1,7}$	$9,7^{+1,2}_{-1,1}$	$3,6^{+0,8}_{-0,7}$	$1,9^{+0,6}_{-0,5}$	$0,59^{+0,40}_{-0,25}$	$0,38^{+0,30}_{-0,18}$
8	Zentrales Jet Veto	$14,0^{+1,9}_{-1,7}$	$8,7^{+1,2}_{-1,0}$	$3,3^{+0,8}_{-0,6}$	$1,0^{+0,5}_{-0,4}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$
9	$x_i < 1,0$	$12,6^{+1,8}_{-1,6}$	$7,1^{+1,1}_{-0,9}$	$2,6^{+0,7}_{-0,6}$	$0,8^{+0,5}_{-0,3}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$
10	$x_i > 0,0$	$7,9^{+1,5}_{-1,3}$	$6,0^{+1,0}_{-0,9}$	$2,6^{+0,7}_{-0,6}$	$0,8^{+0,5}_{-0,3}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$
11	$M_{\tau\tau} < 140\text{GeV}$	$0,20^{+0,47}_{-0,17}$	$3,3^{+0,8}_{-0,6}$	$2,1^{+0,6}_{-0,5}$	$0,8^{+0,5}_{-0,3}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$
12	$M_{\tau\tau} > 110\text{GeV}$	$0^{+0,4}_{-0}$	$1,3^{+0,5}_{-0,4}$	$0,50^{+0,39}_{-0,24}$	$0,13^{+0,29}_{-0,10}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$

**Tabelle A.1.:** Erwartete Anzahl Ereignisse ( $\int Ldt = 1fb^{-1}$ ) für die Signifikanzoptimierung mit Hilfe einer Fisher-Diskriminante, berechnet aus den Observablen  $E_t^{miss}$ ,  $\cos(\Delta\phi_{e\mu})$ ,  $\Delta\eta_{jj}$ ,  $M_{jj}^{invariant}$ ,  $\Delta\phi_{jj}$  und  $\Delta\eta_{j1}$ .

		$Z \rightarrow \tau\tau$ +0 Jets	$Z \rightarrow \tau\tau$ +1 Jet	$Z \rightarrow \tau\tau$ +2 Jets	$Z \rightarrow \tau\tau$ +3 Jets	$Z \rightarrow \tau\tau$ +4 Jets	$Z \rightarrow \tau\tau$ +5 Jets
Schnitt		832930	167510	50708	14025	3532	947
1	$1 e$	$32760^{+80}_{-80}$	$9050^{+30}_{-30}$	$3077^{+20}_{-20}$	$929^{+11}_{-11}$	$243^{+5}_{-5}$	$68,6^{+2,6}_{-2,5}$
2	$1 \mu$	$2658^{+23}_{-23}$	$670^{+9}_{-9}$	$228^{+5}_{-5}$	$66,7^{+3,0}_{-2,9}$	$17,8^{+1,6}_{-1,4}$	$5,2^{+0,8}_{-0,7}$
3	$\geq 2 \text{ Jets}$	$275^{+8}_{-7}$	$192^{+5}_{-5}$	$195^{+5}_{-5}$	$65,6^{+3,0}_{-2,9}$	$17,8^{+1,6}_{-1,4}$	$5,2^{+0,8}_{-0,7}$
4	$e_{Ladung} \cdot \mu_{Ladung} < 0$	$274^{+8}_{-7}$	$189^{+5}_{-5}$	$193^{+5}_{-5}$	$65,1^{+3,0}_{-2,9}$	$17,8^{+1,6}_{-1,4}$	$5,2^{+0,8}_{-0,7}$
5	$\eta_{j1} \cdot \eta_{j2} < 0$	$128^{+5}_{-5}$	$86^{+3}_{-3}$	$81^{+3}_{-3}$	$27,3^{+2,0}_{-1,9}$	$9,5^{+1,2}_{-1,1}$	$2,4^{+0,6}_{-0,5}$
6	$E_t^{miss} > 35\text{GeV}$	$34,5^{+2,8}_{-2,6}$	$37,8^{+2,3}_{-2,2}$	$41,2^{+2,4}_{-2,3}$	$13,8^{+1,4}_{-1,3}$	$6,7^{+1,0}_{-0,9}$	$1,5^{+0,5}_{-0,4}$
7	$\cos(\Delta\phi_{ll}) > -0,90$	$2,8^{+1,0}_{-0,7}$	$27,8^{+2,0}_{-1,9}$	$34,6^{+2,2}_{-2,1}$	$12,4^{+1,4}_{-1,2}$	$6,2^{+1,0}_{-0,9}$	$1,5^{+0,5}_{-0,4}$
8	Fisher– Diskriminante $> 2,6$	$0,41^{+0,53}_{-0,26}$	$2,5^{+0,7}_{-0,6}$	$1,0^{+0,5}_{-0,3}$	$0,64^{+0,43}_{-0,27}$	$0,35^{+0,34}_{-0,19}$	$0^{+0,17}_{-0}$
9	Zentraler Jet Veto	$0,41^{+0,53}_{-0,26}$	$2,3^{+0,7}_{-0,5}$	$1,0^{+0,5}_{-0,3}$	$0,38^{+0,37}_{-0,21}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$
10	$x_i < 1,0$	$0,41^{+0,53}_{-0,26}$	$1,8^{+0,6}_{-0,5}$	$0,9^{+0,5}_{-0,3}$	$0,26^{+0,33}_{-0,16}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$
11	$x_i > 0,0$	$0,41^{+0,53}_{-0,26}$	$1,7^{+0,6}_{-0,5}$	$0,9^{+0,5}_{-0,3}$	$0,26^{+0,33}_{-0,16}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$
12	$M_{\tau\tau} < 140\text{GeV}$	$0^{+0,4}_{-0}$	$0,7^{+0,5}_{-0,3}$	$0,9^{+0,5}_{-0,3}$	$0,26^{+0,33}_{-0,16}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$
13	$M_{\tau\tau} > 110\text{GeV}$	$0^{+0,4}_{-0}$	$0,25^{+0,33}_{-0,16}$	$0,3^{+0,3}_{-0,16}$	$0^{+0,23}_{-0}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$

**Tabelle A.2.:** Erwartete Anzahl Ereignisse ( $\int Ldt = 1fb^{-1}$ ) für die Signifikanzoptimierung mit Hilfe einer Fisher-Diskriminate, berechnet aus den Observablen  $\Delta\eta_{jj}$ ,  $M_{jj}^{invariant}$  und  $\Delta\eta_{j1}$ .

		$Z \rightarrow \tau\tau$ +0 Jets	$Z \rightarrow \tau\tau$ +1 Jet	$Z \rightarrow \tau\tau$ +2 Jets	$Z \rightarrow \tau\tau$ +3 Jets	$Z \rightarrow \tau\tau$ +4 Jets	$Z \rightarrow \tau\tau$ +5 Jets
<b>Schnitt</b>		832930	167510	50708	14025	3532	947
1	$1 e$	$32760^{+80}_{-80}$	$9050^{+30}_{-30}$	$3077^{+20}_{-20}$	$929^{+11}_{-11}$	$243^{+5}_{-5}$	$68,6^{+2,6}_{-2,5}$
2	$1 \mu$	$2658^{+23}_{-23}$	$670^{+9}_{-9}$	$228^{+5}_{-5}$	$66,7^{+3,0}_{-2,9}$	$17,8^{+1,6}_{-1,4}$	$5,2^{+0,8}_{-0,7}$
3	$\geq 2 \text{ Jets}$	$275^{+8}_{-7}$	$192^{+5}_{-5}$	$195^{+5}_{-5}$	$65,6^{+3,0}_{-2,9}$	$17,8^{+1,6}_{-1,4}$	$5,2^{+0,8}_{-0,7}$
4	$e\text{Ladung} \cdot \mu\text{Ladung} < 0$	$274^{+8}_{-7}$	$189^{+5}_{-5}$	$193^{+5}_{-5}$	$65,1^{+3,0}_{-2,9}$	$17,8^{+1,6}_{-1,4}$	$5,2^{+0,8}_{-0,7}$
5	$\eta_{j1} \cdot \eta_{j2} < 0$	$128^{+5}_{-5}$	$86^{+3}_{-3}$	$81^{+3}_{-3}$	$27,3^{+2,0}_{-1,9}$	$9,5^{+1,2}_{-1,1}$	$2,4^{+0,6}_{-0,5}$
6	$E_{t\text{miss}} > 20\text{GeV}$	$82^{+4}_{-4}$	$65,6^{+3,0}_{-2,9}$	$64,8^{+3,0}_{-2,8}$	$21,9^{+1,8}_{-1,7}$	$8,5^{+1,1}_{-1,0}$	$2,1^{+0,5}_{-0,4}$
7	$\cos(\Delta\phi_U) > -0,95$	$16,5^{+2,0}_{-1,8}$	$52,7^{+2,7}_{-2,6}$	$53,9^{+2,7}_{-2,6}$	$19,3^{+1,7}_{-1,6}$	$8,0^{+1,1}_{-1,0}$	$2,1^{+0,5}_{-0,4}$
8	$ \Delta\eta_{jj}  > 2,4$	$8,7^{+1,5}_{-1,3}$	$27,0^{+1,8}_{-1,8}$	$20,0^{+1,7}_{-1,6}$	$7,5^{+1,1}_{-1,0}$	$3,9^{+0,8}_{-0,7}$	$1,0^{+0,4}_{-0,3}$
9	$M_{jj} > 300\text{GeV}$	$1,6^{+0,8}_{-0,6}$	$6,0^{+1,0}_{-0,9}$	$5,8^{+1,0}_{-0,8}$	$3,7^{+0,8}_{-0,7}$	$2,1^{+0,6}_{-0,5}$	$1,0^{+0,4}_{-0,3}$
10	$ \Delta\phi_{jj}  < 2,7$	$1,0^{+0,7}_{-0,4}$	$5,0^{+0,9}_{-0,8}$	$4,4^{+0,9}_{-0,7}$	$2,4^{+0,7}_{-0,5}$	$1,8^{+0,6}_{-0,4}$	$0,8^{+0,4}_{-0,3}$
11	$ \Delta\eta_{jl}  > 0,3$	$0,8^{+0,6}_{-0,4}$	$3,8^{+0,8}_{-0,7}$	$3,4^{+0,8}_{-0,6}$	$1,8^{+0,6}_{-0,5}$	$1,1^{+0,5}_{-0,3}$	$0,5^{+0,3}_{-0,2}$
12	Zentrales Jet Veto	$0,8^{+0,6}_{-0,4}$	$3,4^{+0,8}_{-0,7}$	$3,3^{+0,8}_{-0,6}$	$0,8^{+0,5}_{-0,3}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$
13	$x_1, x_2 < 1,0$	$0,8^{+0,6}_{-0,4}$	$2,7^{+0,7}_{-0,6}$	$2,6^{+0,7}_{-0,6}$	$0,64^{+0,43}_{-0,27}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$
14	$x_1, x_2 > 0,0$	$0,6^{+0,6}_{-0,3}$	$2,7^{+0,7}_{-0,6}$	$2,6^{+0,7}_{-0,6}$	$0,51^{+0,40}_{-0,24}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$
15	$M_{\tau\tau}^{\text{kollinear}} < 170\text{GeV}$	$0,41^{+0,53}_{-0,26}$	$2,2^{+0,7}_{-0,6}$	$2,5^{+0,7}_{-0,6}$	$0,51^{+0,40}_{-0,24}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$
16	$M_{\tau\tau}^{\text{kollinear}} > 95\text{GeV}$	$0,41^{+0,53}_{-0,26}$	$1,7^{+0,6}_{-0,5}$	$1,6^{+0,6}_{-0,4}$	$0^{+0,2}_{-0}$	$0^{+0,2}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$

**Tabelle A.3.:** Erwartete Anzahl Ereignisse ( $\int L dt = 1\text{fb}^{-1}$ ) für die Signifikanzoptimierung mittels konsekutiver Schnitte.

		$Z \rightarrow \tau\tau$ +0 Jets	$Z \rightarrow \tau\tau$ +1 Jet	$Z \rightarrow \tau\tau$ +2 Jets	$Z \rightarrow \tau\tau$ +3 Jets	$Z \rightarrow \tau\tau$ +4 Jets	$Z \rightarrow \tau\tau$ +5 Jets
<b>Schnitt</b>		832930	167510	50708	14025	3532	947
1	$1 e$	$32760^{+80}_{-80}$	$9050^{+30}_{-30}$	$3077^{+20}_{-20}$	$929^{+11}_{-11}$	$243^{+5}_{-5}$	$68,6^{+2,6}_{-2,5}$
2	$1 \mu$	$2658^{+23}_{-23}$	$670^{+9}_{-9}$	$228^{+5}_{-5}$	$66,7^{+3,0}_{-2,9}$	$17,8^{+1,6}_{-1,4}$	$5,2^{+0,8}_{-0,7}$
3	$\geq 2 \text{ Jets}$	$275^{+8}_{-7}$	$192^{+5}_{-5}$	$195^{+5}_{-5}$	$65,6^{+3,0}_{-2,9}$	$17,8^{+1,6}_{-1,4}$	$5,2^{+0,8}_{-0,7}$
4	$e\text{Ladung} \cdot \mu\text{Ladung} < 0$	$274^{+8}_{-7}$	$189^{+5}_{-5}$	$193^{+5}_{-5}$	$65,1^{+3,0}_{-2,9}$	$17,8^{+1,6}_{-1,4}$	$5,2^{+0,8}_{-0,7}$
5	$\eta_{j1} \cdot \eta_{j2} < 0$	$128^{+5}_{-5}$	$86^{+3}_{-3}$	$81^{+3}_{-3}$	$27,3^{+2,0}_{-1,9}$	$9,5^{+1,2}_{-1,1}$	$2,4^{+0,6}_{-0,5}$
6	$E_t^{\text{miss}} > 35\text{GeV}$	$34,5^{+2,8}_{-2,6}$	$37,8^{+2,3}_{-2,2}$	$41,2^{+2,4}_{-2,3}$	$13,8^{+1,4}_{-1,3}$	$6,7^{+1,0}_{-0,9}$	$1,5^{+0,5}_{-0,4}$
7	$\cos(\Delta\phi_U) > -0,90$	$2,8^{+1,0}_{-0,7}$	$27,8^{+2,0}_{-1,9}$	$34,6^{+2,2}_{-2,1}$	$12,4^{+1,4}_{-1,2}$	$6,2^{+1,0}_{-0,9}$	$1,5^{+0,5}_{-0,4}$
8	$ \Delta\eta_{jj}  > 2,6$	$1,4^{+0,8}_{-0,5}$	$13,0^{+1,4}_{-1,3}$	$9,6^{+1,2}_{-1,1}$	$3,6^{+0,8}_{-0,7}$	$2,6^{+0,7}_{-0,5}$	$0,57^{+0,34}_{-0,22}$
9	$M_{jj} > 325$	$0,20^{+0,47}_{-0,17}$	$2,5^{+0,7}_{-0,6}$	$2,6^{+0,7}_{-0,6}$	$1,5^{+0,6}_{-0,4}$	$1,6^{+0,6}_{-0,4}$	$0,57^{+0,34}_{-0,22}$
10	$ \Delta\phi_{jj} $	$0,20^{+0,47}_{-0,17}$	$2,5^{+0,7}_{-0,6}$	$2,6^{+0,7}_{-0,6}$	$1,5^{+0,6}_{-0,4}$	$1,6^{+0,6}_{-0,4}$	$0,57^{+0,34}_{-0,22}$
11	$ \Delta\eta_{jl}  > 0,3$	$0,20^{+0,47}_{-0,17}$	$2,2^{+0,7}_{-0,5}$	$1,9^{+0,6}_{-0,5}$	$1,4^{+0,6}_{-0,4}$	$0,9^{+0,5}_{-0,3}$	$0,28^{+0,28}_{-0,15}$
12	Zentrales Jet Veto	$0,20^{+0,47}_{-0,17}$	$1,9^{+0,6}_{-0,5}$	$1,9^{+0,6}_{-0,5}$	$0,51^{+0,40}_{-0,24}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$
13	$x_i < 0,95$	$0,20^{+0,47}_{-0,17}$	$1,4^{+0,6}_{-0,4}$	$1,4^{+0,6}_{-0,4}$	$0,38^{+0,37}_{-0,21}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$
14	$x_i > 0,0$	$0,20^{+0,47}_{-0,17}$	$1,3^{+0,5}_{-0,4}$	$1,4^{+0,6}_{-0,4}$	$0,26^{+0,33}_{-0,16}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$
15	$M_{\tau\tau} < 140\text{GeV}$	$0^{+0,4}_{-0}$	$0,64^{+0,43}_{-0,27}$	$1,3^{+0,5}_{-0,4}$	$0,26^{+0,33}_{-0,16}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$
16	$M_{\tau\tau} > 110\text{GeV}$	$0^{+0,4}_{-0}$	$0,13^{+0,29}_{-0,11}$	$0,25^{+0,33}_{-0,16}$	$0^{+0,23}_{-0}$	$0^{+0,22}_{-0}$	$0^{+0,17}_{-0}$

**Tabelle A.4.:** Erwartete Anzahl Ereignisse ( $\int L dt = 1\text{fb}^{-1}$ ) für die Signifikanzoptimierung mit Hilfe konsekutiver Schnitte.



# Literaturverzeichnis

- [1] S. L. Glashow, "Partial Symmetries of Weak Interactions," Nucl. Phys. **22** (1961) 579-588.
- [2] S. Weinberg, "A Model of Leptons," Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264-1266.
- [3] A. Salam, "Elementary Particle Theorie," Almqvist and Wiksell, Stockholm (1968).
- [4] P. W. Higgs, "Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields," Phys. Lett. **12** (1964) 132-133.
- [5] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, T. W. B. Kibble, "Global Conservation Laws and Massless Particles," Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585-587.
- [6] P. W. Higgs, "Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons", Phys. Rev. **145** (1966) 1156-1163.
- [7] F. Englert, R. Brout, "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons", Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321-322.
- [8] R. Barate et al. [ LEP Working Group for Higgs boson searches and ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL Collaborations ], "Search for the standard model Higgs boson at LEP", Phys. Lett. **B565** (2003) 61-75. [hep-ex/0306033].
- [9] T. CDF, D. Collaborations, t. T. N. Phenomena and H. W. Group, "Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to 8.6 fb<sup>-1</sup> of Data", arXiv:1107.5518 [hep-ex].
- [10] LEP Electroweak Working Group webpage <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [11] The ATLAS Collaboration, "Combined Standard Model Higgs Boson Searches in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS Experiment at the LHC", ATLAS-CONF-2011-112 (2011).
- [12] The ATLAS Collaboration, "Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics", CERN-OPEN-2008-020 (2008) [arXiv:0901.0512 [hep-ex]].
- [13] M. Schumacher, "Suche nach neutralen Higgs-Bosonen mit dem OPAL-Detektor am LEP2," Dissertation, BONN-IR-99-19, Bonn (1999).
- [14] I. Rottländer, "Studie zum Entdeckungspotential für ein Higgs-Boson aus Vektorbosonfusion mit leptonischem Zerfall für das ATLAS-Experiment am LHC," Diplomarbeit, BONN-IB-2005-03, Bonn (2005).
- [15] D. Griffiths, "Introduction to Elementary Particles," WILEY-VCH (2008).
- [16] S. Dittmaier et al. [LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration], "Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables," [arXiv:1101.0593 [hep-ph]].
- [17] K. Nakamura et al. [Particle Data Group], Summary Tables, J. Phys. G **37**, 075021 (2010).

- [18] M. Schmitz, "Sensitivity of the ATLAS Experiment to discover the Decay  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$  of the Standard Model Higgs Boson produced in Vector Boson Fusion," Bonn (2011).
- [19] R. Gavin, Y. Li, F. Petriello, S. Quackenbush, "FEWZ 2.0: A Code for Hadronic Z Production at Next-to-Next-to-Leading Order," *Comput. Phys. Commun.* **182** (2011) 2388-2403. [arXiv:1011.3540 [hep-ph]].
- [20] G. Corcella et al., "HERWIG 6: An Event Generator for Hadron Emission Reactions with Interfering gluons (including supersymmetric processes)," *JHEP* **0101** (2001) 010 [arXiv:hep-ph/0011363].
- [21] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, A. D. Polosa, "ALPGEN, a Generator for hard Multiparton Processes in hadronic Collisions," *JHEP* **0307** (2003) 001 [hep-ph/0206293].
- [22] J. M. Butterworth and M. H. Seymour, "JIMMY4: Multiparton Interactions in Herwig for the LHC" (2004). <http://projects.hepforge.org/jimmy/>
- [23] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw, M. H. Seymour, "Multiparton Interactions in Photoproduction at HERA," *Z. Phys.* **C72** (1996) 637-646. [hep-ph/9601371].
- [24] S. Frixione, B. R. Webber, "The MC@NLO Event Generator," [hep-ph/0207182].
- [25] The ATLAS Collaboration, "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider," *JINST* **3** (2008) S08003.
- [26] H. Frauenfelder, E.M.Henley, "Subatomic Physics", Prentice Hall, second edition (1991).
- [27] The ATLAS Collaboration, "Observation of inclusive Electrons in the ATLAS Experiment at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", ATLAS-CONF-2010-073(2010).
- [28] The ATLAS Collaboration, "Muon Reconstruction Performance," ATLAS-CONF-2010-064 (2010).
- [29] The ATLAS Collaboration, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/MCPAnalysisGuidelinesRel16> Stand 21.01.2011.
- [30] The ATLAS Collaboration, "Reconstruction and Calibration of Missing Transverse Energy and Performance in Z and W events in ATLAS Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV", ATLAS-CONF-2011-080(2011).
- [31] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, O. Vitells, "Asymptotic Formulae for Likelihood-based Tests of new Physics," *Eur. Phys. J.* **C71** (2011) 1554. [arXiv:1007.1727 [physics.data-an]].
- [32] G. Cowan, "Statistical Data Analysis", Clarendon Press Oxford (1998).
- [33] R. J. Barlow, "Statistics - A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences", WILEY (1999).

# Danksagung

Die Erarbeitung meiner Bachelorarbeit war sehr interessant und lehrreich. Die Zeit zu haben, mich eingehend mit diesem Thema zu beschäftigen hat mir viel Freude bereitet. Dies verdanke ich auch der intensiven, offenen und hilfreichen Betreuung die ich durch Prof. Markus Schumacher und Dr. Stan Lai erfahren durfte, wofür ich mich ganz herzlich bedanke. Die vielen Gespräche haben mir in meinem Verständnis sehr weitergeholfen.

Mein Dank gilt im weiteren meinen Büromitbewohnern Nicole Utecht, Anna Kopp und Christian Schillo, sowie Holger von Radziewski die mich bei meinen vielen kleinen Fragen zwischendurch unterstützt haben. Bei der gesamten Arbeitsgruppe möchte ich mich für die offene Freundlichkeit und Hilfsbereitschaft bedanken und ebenso bei allen, die mir bei technischen Fragen oder durch Diskussionen weitergeholfen haben.

Für die konstruktive Korrektur meiner schriftlichen Arbeit danke ich im weiteren Nils Jancke und Flora Hofmann.

Ein besonderer Dank gilt Nils Jancke für viele wertvolle Hinweise, als Gesprächspartner in all meinen wirren Gedankengängen und für seine unschätzbar große Unterstützung innerhalb der letzten Zeit.