



GEORG-AUGUST-UNIVERSITÄT
GÖTTINGEN

Fakultät für
Physik 

Bachelorarbeit

II.Physik-UniGö-Bach2009/09

Rekonstruktion der Masse des Higgs-Bosons in Endzuständen mit einem leptonisch und einem hadronisch zerfallenden Tau-Lepton mit ATLAS am LHC

Reconstruction of the higgs boson mass in final states with leptonically and hadronically decaying tau leptons with ATLAS at the LHC

angefertigt am II. Physikalischen Institut für Kern- und Teilchenphysik
von Alexander Runde aus Hagen

Bearbeitungszeit: 6. April 2009 bis 13. Juli 2009

Betreuer/in: Dr. Ulrike Blumenschein

Erstgutachter/in: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Zweitgutachter/in: Prof. Dr. Ariane Frey

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Rekonstruktion der Masse des Higgs-Bosons in Endzuständen mit einem leptonisch und einem hadronisch zerfallenden τ -Lepton am ATLAS Experiment des Large Hadron Collider (LHC). Speziell wird die Produktion eines Higgs-Bosons in Vektor-Boson-Fusion (VBF) mit einer Masse von 120 GeV bei einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV betrachtet.

In dieser Arbeit wird insbesondere auf den Zerfallskanal $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \text{leptonisch-hadronisch (lep-had)}$ eingegangen. Im zweiten Teil dieser Arbeit untersucht der Autor den Einfluss der fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T und des Transversalimpulses des hadronisch zerfallenden τ -Leptons $p_T^{\tau, \text{had}}$ auf die rekonstruierte Masse des Higgs-Bosons.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2	Der Higgs-Mechanismus	4
2.2.1	Eichsymmetrie	4
2.2.2	Grundlagen des Higgs-Mechanismus	5
2.2.3	Eigenschaften des Higgs-Bosons	8
2.2.4	Das Higgs-Signal	11
2.3	Das Tau-Lepton	12
2.4	Wichtige Kenngrößen der Analyse	14
2.4.1	Kollineare Approximation	14
2.4.2	Transversale Masse	16
3	Der ATLAS Detektor und LHC	17
3.1	Magnet-System	18
3.2	Innerer Detektor	18
3.3	Kalorimeter	18
3.4	Myon-System	19
3.5	Trigger-System	19
4	Analyse des VBF-Higgs Signals	21
4.1	Sample	21
4.2	Rekonstruktion und Identifikation von Teilchen	21
4.2.1	Identifizierung und Rekonstruktion von Leptonen	22
4.2.2	Identifizierung und Rekonstruktion von Jets	25
4.2.3	Overlap-Removal	26
4.3	Schnittverlauf des VBF-Higgs-Signals	26
4.3.1	Trigger	26

4.3.2	Trigger-Lepton	27
4.3.3	Di-Lepton-Veto	28
4.3.4	Hadronisch zerfallendes Tau-Lepton	29
4.3.5	Fehlende transversale Energie	29
4.3.6	Kollineare Approximation	30
4.3.7	Transversale Masse	31
4.3.8	Anwesenheit von Jets	32
4.3.9	Jets in Vorwärtsrichtung	33
4.3.10	Zentralität der Leptonen	34
4.3.11	Separation der Jets	34
4.3.12	Di-Jet-Masse	35
4.3.13	Zentrales Jet-Veto	36
4.3.14	Massenfenster	37
4.4	Ergebnisse der VBF Analyse	38
4.4.1	Übersicht über den VBF Schnittverlauf	38
4.4.2	Entwicklung der kumulierten Effizienzen	38
4.4.3	Entwicklung der rekonstruierten Masse	39
4.4.4	Massenrekonstruktion aus Generatorvariablen	39
5	Studie zur Variation der Massenauflösung durch Auflösungsverluste	41
5.1	Motivation	41
5.2	Energieauflösung	41
5.3	Fehlende transversale Energie	42
5.3.1	Rauschen im Detektor	42
5.3.2	Skalierung mit totaler transversaler Energie	45
5.4	Transversalimpuls des Tau-Leptons	47
5.5	Studie zur Massenauflösung durch Fehlkalibration	49
5.5.1	Motivation	49
5.5.2	Theoretische Vorüberlegung	50
5.5.3	Ergebnisse	50

1 Einleitung

Das ultimative Verständnis der Natur ist eine der wichtigsten Aufgaben der modernen Naturwissenschaft. Die Weiterentwicklung der Quantenmechanik zu einer Feldtheorie im 20. Jahrhundert war die Geburtsstunde des Standardmodells der Teilchenphysik.

Mit der Konstruktion des LHC und seiner Fertigstellung 2009 werden neue Türen aufgestoßen. Eine direkte Suche nach dem Higgs-Boson, als letzter noch nicht nachgewiesener Teil des Standardmodells, ist dabei eine der wichtigsten Aufgaben der aktuellen Forschung. Der Autor untersucht in dieser Arbeit die Vektor-Boson-Fusion (VBF) im Di-Tau Kanal für ein Standardmodell Higgs-Boson im Bereich niedriger Massen von 120 GeV. Dabei werden folgende Fragestellungen und Aufgaben bearbeitet:

VBF-Higgs-Boson Analyse Erstes Ziel dieser Arbeit soll es sein, die Analyse des VBF-Higgs-Signals im Di-Tau Kanal in leptonisch-hadronischen Endzustände mit einem eigens entwickelten Analyseskelett nachzuvollziehen.

Studien zur Massenauflösung In einem zweiten Schritt soll das Verständnis über die Struktur des VBF-Higgs-Signals für Studien über die Auflösung des Massenspektrums unter verschiedenen Umständen benutzt werden. Hierzu wird der Autor verschiedene Unsicherheiten für die Messungen im Detektor beleuchten. Dabei sollen die Einwirkungen auf das Massenspektrum bei Auflösungsverlusten auf die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T und den Transversalimpuls des hadronisch zerfallenden τ -Leptons $p_T^{\tau,\text{had}}$ studiert werden. In einem zweiten Teil behandelt der Autor statistische Unsicherheiten auf $p_T^{\tau,\text{had}}$ durch Fehlkalibrationen der Kalorimeter.

2 Theorie

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Teilchen				Antiteilchen				
neutrale Leptonen				neutrale Leptonen				
geladene Leptonen				geladene Leptonen				
Quarks				Quarks				
t	b	τ	ν _τ	\bar{t}	\bar{b}	$\bar{\tau}$	$\bar{\nu}_{\tau}$	3.Generation
top	bottom	Tau	τ-Neutrino	Antitop	Antibottom	Antitau	Anti-τ-Neutrino	
c	s	μ	ν _μ	\bar{c}	\bar{s}	$\bar{\mu}$	$\bar{\nu}_{\mu}$	2.Generation
charm	strange	Myon	ν-Neutrino	Anticharm	Antistrange	Antimyon	Anti-ν-Neutrino	
u	d	e	ν _e	\bar{u}	\bar{d}	\bar{e}	$\bar{\nu}_e$	1.Generation
up	down	Elektron	e-Neutrino	Antiup	Antidown	Positron	Anti-e-Neutrino	

Abb. 2.1: Fermionen und ihre Generationen im Standardmodell: (**links**) Teilchen und die entsprechenden Antiteilchen (**rechts**).

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine der erfolgreichsten Theorien der modernen Wissenschaft. Mit dieser relativistischen Quantenfeldtheorie können die Wechselwirkungen zwischen Materieteilchen, den so genannten *Fermionen*, beschrieben werden. Die Wechselwirkungen im Standardmodell werden durch den Austausch von Vektor-Bosonen, den so genannten *Eichbosonen* beschrieben. Hiermit lassen sich alle bisher bekannten Wechselwirkungen, exklusive der Gravitation, beschreiben: Die *elektromagnetische* [1], die *schwache* [2][3][4] als auch die *starke Kraft* [5][6]. Die ersten beiden lassen sich nochmals unter dem Begriff der *elektroschwachen Wechselwirkung* zusammenfassen. Dem Standardmodell liegt die folgenden Symmetriegruppe zu Grunde:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y. \tag{2.1}$$

In der Wechselwirkung der starke Kraft werden 8 verschiedene masselose Gluonen ausgetauscht. Diese vermitteln die Wechselwirkungen der Farbladungen von Quarks im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD). Gluonen besitzen eine eigene Farbladung und nehmen deswegen ebenfalls an der Wechselwirkung der starken Kraft teil. Die Wechselwirkung der elektromagnetischen Kraft wird durch den Austausch von Photonen beschrieben. Jedoch nimmt das Photon nicht an der eigenen Wechselwirkung teil, da es keine Ladung besitzt. Die schwache Kraft wird durch den Austausch der drei schweren Eichbosonen W^\pm und Z^0 beschrieben. Die schwache Wechselwirkung ist 10^{11} -mal schwächer als die der elektromagnetischen und 10^{13} -mal schwächer als die der starken Kraft [7].

Die Fermionen des Standardmodells lassen sich in drei Generationen einteilen. Zu jeder Generation gehören zwei Leptonen (neutral und geladen) sowie zwei Quarks mit den Ladungen $\frac{2}{3}$ und $-\frac{1}{3}$ (Abbildung 2.1). Zu jedem Fermion existiert ebenfalls ein Antiteilchen. Der im nächsten Kapitel beschriebene Higgs-Mechanismus fügt dem Standardmodell noch ein weiteres Boson hinzu.

2.2 Der Higgs-Mechanismus

2.2.1 Eichsymmetrie

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine Eichtheorie. Das heißt, die zu Grunde liegende Lagrangedichte ist invariant unter lokalen Eichtransformationen [7]. Lokal eichinvariant bedeutet zum Beispiel, dass Transformationen der Form

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{iq\phi(x)}\psi(x) \quad (2.2)$$

die Lagrangedichte unverändert lassen. Dies ist jedoch nicht in vielen Fällen gegeben. Beispielsweise entsteht aus der Dirac-Lagrangedichte erst durch Forderung nach lokaler Eichinvarianz die Lagrangedichte der Quantenelektrodynamik (QED). Insbesondere muss dabei beachtet werden, dass eine Eichtransformation Zusatzterme in der Lagrangedichte erzeugt, die sich nicht mehr eliminieren lassen:

$$\partial_\mu(e^{iq\phi(x)}\psi(x)) = e^{iq\phi(x)} [\partial_\mu\psi(x) + iq\partial_\mu\phi(x)\psi(x)] \neq e^{iq\phi(x)}\partial_\mu(\psi(x)). \quad (2.3)$$

Deswegen muss die normale Ableitung ∂_μ durch eine kovariante Ableitung D_μ ersetzt werden. Diese Ableitung enthält im Gegensatz zur normalen Ableitung der Lagrangedichte die entsprechenden Transformationen und Eichfelder, um die In-

varianz unter Eichtransformationen zu gewährleisten. Die komplette eichinvariante Lagrangedichte der QED lautet dann wie folgt:

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) - q\bar{\psi}(x)\gamma^\mu A_\mu\psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (2.4)$$

2.2.2 Grundlagen des Higgs-Mechanismus

In den letzten Jahrzehnten hat das Standardmodell wertvolle Erkenntnisse über das Verständnis der Natur geliefert. Jedoch besitzen weder Fermionen und Eichbosonen in der entsprechenden Theorie eine Masse. Das Problem der fehlenden Massen konnte Peter Higgs durch die Einführung der *spontanen Symmetriebrechung* beheben [8]. Hierbei muss die Symmetriegruppe des Standardmodells so gebrochen werden, dass die Eichinvarianz nicht verletzt wird.

Im Bereich des Higgs-Sektors wird zuerst ein skalares komplexes Dublett der $SU(2)$ mit Hyperladung $Y = 1$ eingeführt:

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1(x) + i\phi_2(x) \\ \phi_3(x) + i\phi_4(x) \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

Zusätzlich wird der entsprechenden Lagrangedichte $\mathcal{L}(\phi)$ ein *Higgs-Potential* hinzugefügt. Dieses Potential besitzt die allgemeine Form

$$V(\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad \text{mit} \quad \mu^2, \lambda \in \mathbb{R}. \quad (2.6)$$

Gleichung 2.6 beschreibt das allgemeinste renormierbare Potential, welches invariant unter Phasenraumtransformationen in der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ist. Um jedoch die lokale Eichinvarianz der Lagrangedichte zu gewährleisten, muss zusätzlich die kovariante Ableitung D_μ eingeführt werden. Die Transformation der kovarianten Ableitung sorgt für lokale Eichinvarianz unter Transformationen in der Symmetriegruppe der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ und ist verantwortlich für die Kopplung des Higgs-Bosons an die massiven Eichbosonen (W^\pm, Z^0) der elektroschwachen Wechselwirkung. Speziell muss die kovariante Ableitung die folgende Form besitzen:

$$\hat{D}_\mu = \partial_\mu + ig \sum_{j=1}^3 L_j W_\mu^j + \frac{ig'}{2} Y B_\mu. \quad (2.7)$$

Dabei beschreiben die Variablen W_μ^i ($i=1,2,3$) die Eichfelder der $SU(2)_L$ und B_μ die Eichfelder der $U(1)$. Die Mischung aus den W_μ^i - und B_μ -Feldern erzeugt die Wech-

2 Theorie

selwirkung der W^\pm , Z^0 -Bosonen und dem Photon γ im Standardmodell. Insgesamt ergibt sich deshalb aus den vorherigen Überlegungen folgende Lagrangedichte:

$$\mathcal{L}(\phi) = (\hat{D}_\mu \phi)^\dagger (\hat{D}^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (2.8)$$

Das in der Lagrangedichte eingeführte Potential $V(\phi)$ hängt nur von der Wahl von μ^2 und λ ab. Es kann zwischen drei verschiedenen Fällen unterschieden werden, jedoch wird nur der theoretisch bevorzugte Fall betrachtet: $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$ (Abb. 2.2). Hier lässt sich neben dem trivialen Extremum bei $\phi = 0$ ein weiteres Minimum bei $\phi = \pm \sqrt{-\mu^2/2\lambda}$ berechnen. Dieses Minimum ist besonders wichtig, da dieses für die Symmetriebrechung der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ und damit für die Massen der Elementarteilchen verantwortlich ist. Der aus dem Minimum folgende Vakuums-Grundzustand ist ∞ -fach bezüglich der Rotationssymmetrie des Potentials entartet und besitzt dort den Wert $\phi_0 = v/\sqrt{2}$. Dabei ist v der *Vakuumerwartungswert* mit $v = 246$ GeV. In Verbindung mit dem Wert für das Minimum aus der Kurvendiskussion ergibt sich damit folgende Relation:

$$-\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}. \quad (2.9)$$

Mit Hilfe dieser Relation lässt sich das gewählte skalare Higgs-Dublett durch einen störungstheoretischen Ansatz entwickeln. Der Grundzustand muss dazu entsprechend gewählt werden. Es wird ausgenutzt, dass das in Gl. 2.6 gewählte Potential rotationssymmetrisch ist und damit $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$ und $\phi_3 = v$ eine erlaubte Wahl darstellt:

$$\phi_0(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Der Grundzustand ϕ_0 ist eichinvariant unter Transformationen der $U(1)_{EM}$ als Untergruppe der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Mit dieser Wahl des Grundzustandes lässt sich die störungstheoretische Entwicklung von $\phi(x)$ um $\phi_0(x)$ ausführen. Es ergibt sich folgende Form des Higgs-Dubletts:

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Auf Grund der speziellen Wahl des Higgs-Feld Grundzustandes existiert eine spontan gebrochene Symmetrie der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, wobei die Symmetriegruppe $U(1)_{EM}$

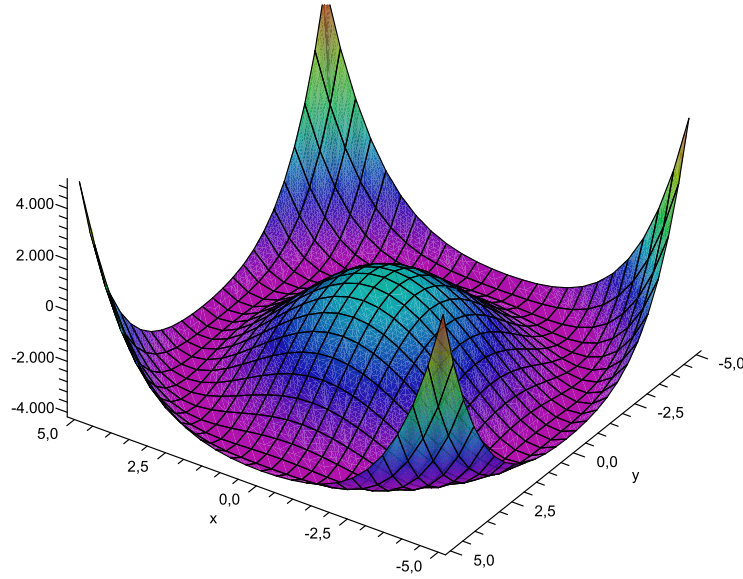


Abb. 2.2: Higgs-Potential für $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$. Das rotationssymmetrische Minimum des Potentials liegt hier bei $-\mu^2/2\lambda = v/2$.

unberührt und das Photon deshalb masselos bleibt. Drei der vier Freiheitsgrade ϕ_1 bis ϕ_4 werden innerhalb der elektroschwachen Theorie durch die Massen der Z^0 und W^\pm Bosonen kompensiert. Der letzte Freiheitsgrad wird durch das so genannte *Higgs-Boson* absorbiert. Nach der Symmetriebrechung und der Entwicklung um den Grundzustand, sieht die endgültige Lagrangedichte wie folgt aus:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & \underbrace{\frac{1}{2}\partial_\mu H\partial^\mu H}_{\text{kin.Term}} + \underbrace{\frac{1}{4}g^2v^2W_\mu^+W^{-\mu} + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)v^2Z_\mu Z^\mu - \lambda v^2 H^2}_{\text{Massenterme}} \\
 & - \underbrace{\lambda v H^3 - \frac{1}{4}v H^4}_{\text{Selbstkopplung}} + \underbrace{\mathcal{O}(HW^+W^-, HZ^0Z^0, HHW^+W^-, HHZ^0Z^0)}_{\text{Drei- \& Vierfachkopplung}}.
 \end{aligned} \tag{2.12}$$

Die Massen der Bosonen ergeben sich aus den Vorfaktoren der Kopplungen an die Eichfelder, also:

$$m_H = \sqrt{2\lambda v^2}, \quad m_{Z^0} = \frac{1}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}v, \quad m_{W^\pm} = \frac{1}{2}vg. \tag{2.13}$$

Der auftauchende Parameter λ , ein Maß für die Stärke der Kopplung des Higgs-Bosons, bleibt hierbei der einzige freie Parameter, des Higgs-Mechanismus. Die Massen der Fermionen tauchen dabei nicht explizit in Gl. 2.12 auf. Ihre Massen werden

durch die ad-hoc Einführung einer Yukawa-Kopplung an das Higgs-Feld ermöglicht. Die Lagrangedichte erhält dabei zusätzliche Terme, bei denen die Massen direkt abgelesen werden können:

$$m_f = \frac{1}{\sqrt{2}} g_f v. \quad (2.14)$$

Der neue Parameter g_f beschreibt die verschiedenen Kopplungen der Fermionen an das Higgs-Boson, wobei die Kopplungsstärke proportional zu m_f ist.

2.2.3 Eigenschaften des Higgs-Bosons

Kopplung des Higgs-Bosons an Elementarteilchen

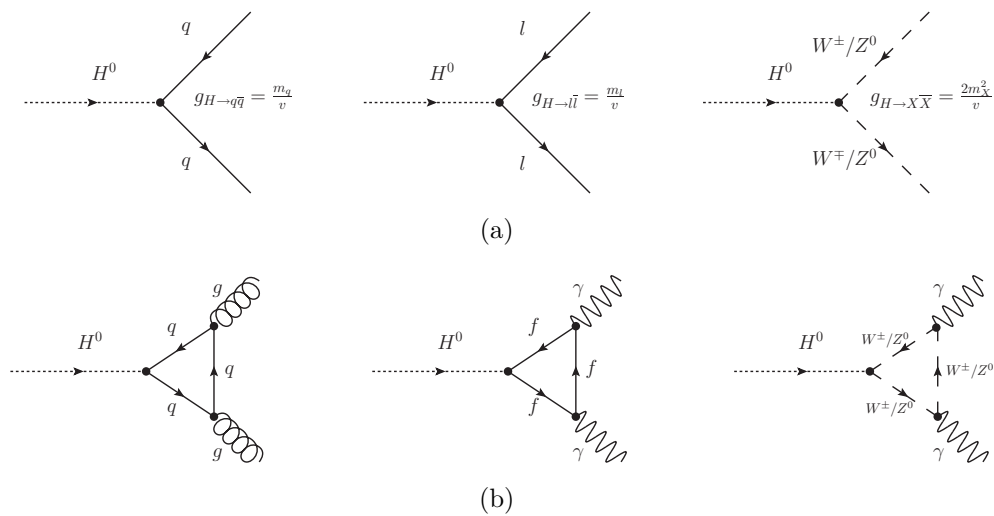


Abb. 2.3: (a) Kopplung des Higgs-Bosons an massive Teilchen: Quarks, Fermionen und Vektor-Bosonen. (b) Kopplung des Higgs-Bosons an masselose Elementarteilchen durch Quark-, Fermionen- und Vektor-Bosonen-Schleifen.

Die in Gl. 2.12 beschriebene Lagrangedichte zeigt die Vielfalt der Kopplungen des Higgs-Bosons an massive Teilchen. Da diese Kopplung verantwortlich für deren Massenaquisition ist (Abb. 2.3(a)), kann die Kopplung an masselose Gluonen und Photonen durch Fermionen-, Vektor-Boson- oder Quarkschleifen realisiert werden (Abb. 2.3(b)). Die Kopplung des Higgs-Bosons ist proportional zur Masse des Fermions und favorisiert deswegen beim Zerfall möglichst schwere Zerfallsprodukte.

Verzweungsverhältnisse, Zerfallsbreiten und Wirkungsquerschnitte

Für die Suche nach Higgs-Bosonen ist es wichtig zu wissen, welcher spezifische Prozess einen hohen Zerfalls-Wirkungsquerschnitt besitzt. Außerdem müssen die End-

zustände dieses Prozesses gut von bestehenden Untergründen trennbar sein. Für die Produktion eines Higgs-Bosons durch VBF mit $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, ergibt sich die folgende Rate für den Zerfall in Lepton-Paare [9]:

$$\Gamma_{H \rightarrow ff} = \frac{N_C m_f^2 m_H}{8\pi v^2}. \quad (2.15)$$

N_C ist der so genannte Farbfaktor. Im Bereich von Higgs-Massen über 180 GeV, zeigt sich eine Dominanz des Zerfalls in zwei W^\pm -Bosonen. Für Massen unter 135 GeV dominieren Zerfälle in Fermion-Paare, wobei hier auf Grund der stärkeren Kopplung des Higgs-Bosons an höhere Massen der Zerfallsprozess in $H \rightarrow b\bar{b}$ das größte Verzweigungsverhältnis besitzt (Abb. 2.4(a)). Hier muss jedoch der Farbfaktor N_C angepasst werden. Die nächst-wahrscheinlichen Zerfälle des Higgs-Bosons in $\tau^+\tau^-$ sowie $c\bar{c}$ und Gluon-Paare zusammen machen ungefähr 15% aller Ereignisse aus. Für Higgs-Bosonen mit einer Masse über 135 GeV dominiert der Zerfall in ein W^+W^- -Paar, gefolgt vom Zerfall $H \rightarrow Z^0Z^0$. Ab einer Higgs-Masse eines $t\bar{t}$ -Paares von ungefähr 342 GeV steigt das Verzweigungsverhältnis für diesen Prozess sehr schnell an [10]. Hier bleibt jedoch der W^+W^- -Kanal dominant [10].

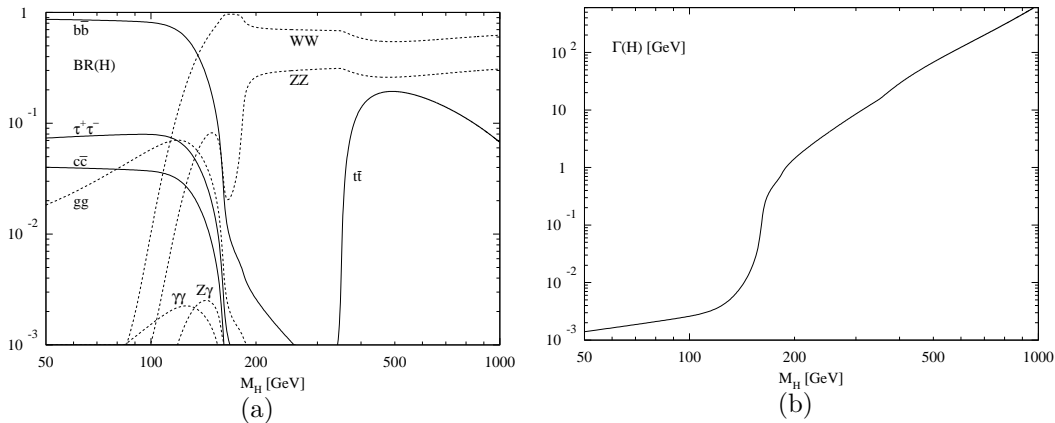


Abb. 2.4: (a) Verzweigungsverhältnisse für Higgs-Zerfälle (b) Zerfallsbreite des Higgs-Bosons als Funktion der Higgs-Masse [11].

Massengrenzen aus der Planckskala

Für die Masse des Higgs-Bosons existieren aus physikalischer Sicht natürliche Grenzen im Standardmodell [12][13]. Jedoch gibt es viele Möglichkeiten diese Grenzen unter den verschiedensten Voraussetzungen theoretisch zu motivieren. Beispielsweise können die Massengrenzen des Higgs-Bosons unter zwei Annahmen festgelegt wer-

den: Zum einen muss erfüllt sein, dass bis zur so genannten Planckskala, an der das Standardmodell zusammenbricht, keine 'neue Physik' existiert. Zweitens muss das elektroschwache Vakuum für eine Zeitspanne t , die größer ist, als das Alter des Universums, metastabil sein. Unter diesen Voraussetzungen lassen sich die Massengrenzen von $115 \text{ GeV} < m_H < 180 \text{ GeV}$ bestimmen.

Indirekte und direkte Massengrenzen aus Experimenten

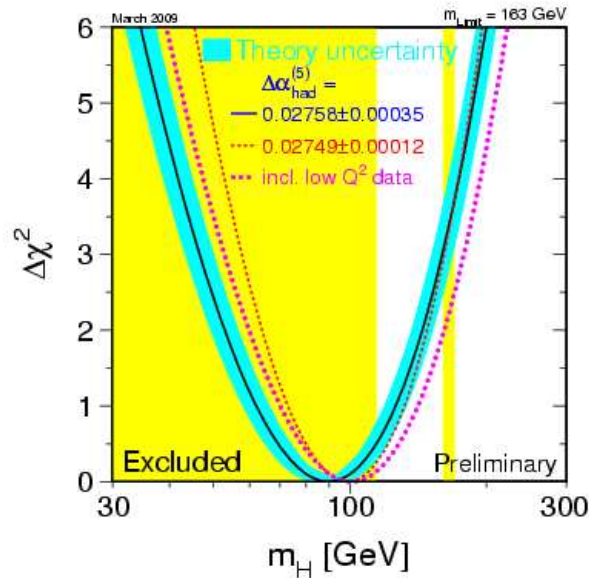


Abb. 2.5: Ergebnisse für den Ausschluss eines Standardmodell Higgs-Bosons aus der direkten Suche vom Large Electron Positron Collider II (LEP II) und Tevatron.

Neben den rein theoretischen Überlegungen sind auch indirekte experimentelle Grenzen bekannt. Hierzu wird die Higgs-Boson Masse aus Präzisionsmessungen der elektroschwachen Wechselwirkung extrahiert. Durch globale Fits ergibt sich hier eine Masse von $m_{\text{Higgs}} = 129_{-50}^{+70} \text{ GeV}$ [14]. Eine direkte Suche nach dem Higgs-Boson wurden am LEP II und dem Tevatron durchgeführt. Messungen aus LEP haben gezeigt, dass ein Higgsboson mit einer Masse $m_{\text{Higgs}} < 114.4 \text{ GeV}$ [15] ausgeschlossen werden kann, während ein Higgs-Bosons im Bereich 160 GeV bis 170 GeV, durch neue Daten vom Tevatron, ausgeschlossen wurde [16].

2.2.4 Das Higgs-Signal

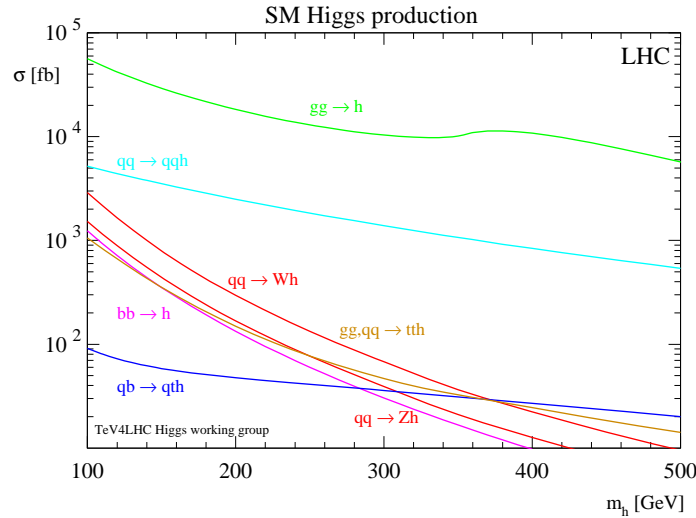


Abb. 2.6: Wirkungsquerschnitte für die Produktionen eines Higgs-Bosons in Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $s = \sqrt{14}$ TeV.

Produktion

Am LHC mit einer Schwerpunktsenergie von 10 - 14 TeV, können Higgs-Bosonen in verschiedenen Prozessen produziert werden. Dazu zählen Gluon-Gluon-Fusionen (gg-Fusion), Top-assoziierte Produktion, Higgs-Strahlung und die VBF (Abb. 2.7). Die führende Produktion für das Standardmodell Higgs-Boson am LHC ist durch die Fusion von zwei Gluonen gegeben, da dieser Prozess den höchsten Wirkungsquerschnitt besitzt (Abb. 2.6).

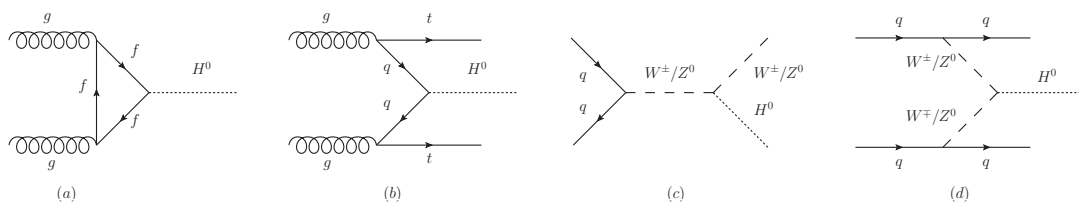


Abb. 2.7: Feynmangraphen für verschiedene Higgs-Produktionen: (a) gg-Fusion (b) Top-Produktion (c) Higgs-Strahlung und (d) Vektor-Boson Fusion.

Zerfall

Trotz des höheren Wirkungsquerschnitts der gg-Fusion bietet die VBF jedoch ein weitaus reineres Signal. Neben dem hohen Boost der auslaufenden Quarks wird durch

die fehlende Farbkohärenz der Austausch von Gluonen unterdrückt. Die entstehenden Jets können dann mit Hilfe eines zentralen Jet-Vetos in der Analyse zur Identifizierung des VBF-Higgs-Signals benutzt werden. Diese Jets werden auch *Tagging-Jets* genannt. Des Weiteren zerfällt das Higgs-Boson durch die spezielle Produktion in einem Bereich des Detektors, in dem das Signal der Zerfallsprodukte besser zu identifizieren ist [17]. In dieser Analyse wird der Prozess $\text{VBF} \rightarrow H \rightarrow \tau\tau$ untersucht.

Untergrund

Auch in der betrachteten Higgs-Produktion existieren nicht vernachlässigbare Untergründe. Diese sind am LHC auf Grund des hohen Wirkungsquerschnitts vor allem die Top-Paar Produktion (Abb. 2.8(d)). Das Top Quark zerfällt in fast allen Ereignissen in einen b-Jet und ein W^\pm -Boson. So entstehen W^\pm -Paare, die durch den Zerfall in ein τ -Lepton ein Higgs-Ereignis vortäuschen können. Die b-Jets werden als Tagging-Jets des betrachteten Prozesses fehlinterpretiert. Weitere Untergrundprozesse treten durch die Produktion von W^\pm -Bosonen und den Zerfall $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ auf (Abb. 2.8 a, b). Vor allem bei kleinen Higgsmassen um den Z^0 -Pol von 91 GeV, ist dies ein Problem. Insgesamt lässt sich zwischen QCD-Produktionen mit hohem Wirkungsquerschnitt (Abb. 2.8 c, d) und elektroschwacher Produktion mit kleinem Wirkungsquerschnitt unterscheiden (Abb. 2.8 a, b). Letztere sind dem VBF-Higgs-Signal im Di-Tau Kanal ähnlich, während Produktionen aus QCD Prozessen kaum Ähnlichkeit mit dem betrachteten Prozess besitzen.

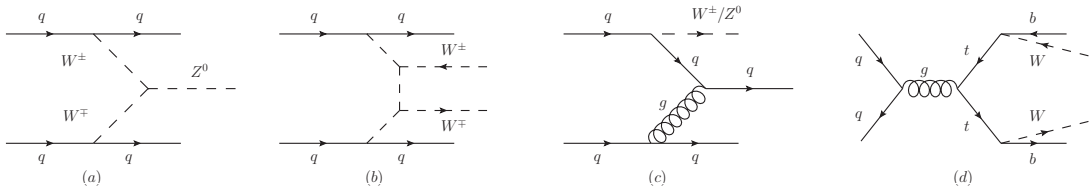


Abb. 2.8: Feynmangraphen für ausgesuchte Untergrundprozesse des VBF-Higgs-Signals im Di-Tau Kanal: (a) $Z^0 + \text{Jets}$ (b) $W^\pm + \text{Jets}$ (c) $W^\pm/Z^0 + \text{Jets}$ aus QCD Prozessen (d) Top-Paar-Produktion.

2.3 Das Tau-Lepton

Mit einer Masse von zirka 1777 MeV [10] ist das τ -Lepton das schwerste der drei Leptonen. Auf Grund seiner hohen Masse besitzt es ebenfalls eine sehr kurze Lebensdauer. Messungen zur Lebensdauer des τ -Leptons zeigen, dass diese den Wert

$\tau_\tau = 290.6 \pm 1.0 \cdot 10^{-15}$ s besitzt [18]. Auf Grund dessen lässt sich das τ -Lepton nicht direkt detektieren. Hinzu kommt, dass das τ -Lepton wegen seiner hohen Masse nicht nur in Elektronen oder Myonen zerfallen kann, sondern ebenfalls in eine Vielzahl von verschiedenen leichteren Hadronen [10].

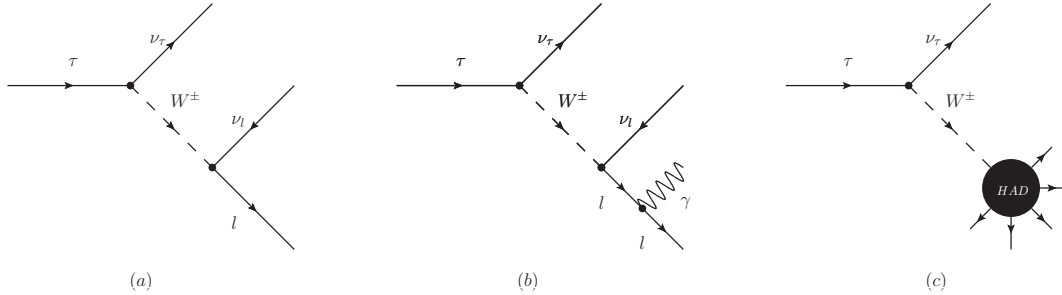


Abb. 2.9: Die verschiedenen Zerfallskanäle des τ -Leptons: (a) Rein leptonisch, (b) leptonisch radiativ und (c) hadronisch.

Leptonischer Zerfallsprozess

Das τ -Lepton kann in zwei unterschiedliche Weisen leptonisch zerfallen: Entweder normal leptonisch oder mit zusätzlicher Abstrahlung eines Photons. Insgesamt machen diese beiden Zerfallskanäle fast 35 % aller möglichen Zerfallsprozesse aus. Ihre Verzweungsverhältnisse können auf Grund ihrer einfachen Struktur analytisch mit Hilfe der elektroschwachen Theorie berechnet werden [7][19][20][21]. Die Zerfallsbreite ist für Elektronen und Myonen ähnlich, wobei die Breite für Elektronen auf Grund der leichteren Elektronenmasse ein wenig größer ist. Dies spiegelt sich in den Messungen der Verzweungsverhältnisse wider: Elektronen besitzen ein Verzweungsverhältnis von (17.85 ± 0.05) %, Myonen eines von (17.36 ± 0.05) % [10].

Hadronischer Zerfallsprozess

Der hadronische Zerfall ist auf Grund der auftretenden QCD Prozesse in den meisten Fällen nicht analytisch berechenbar. Dennoch lässt sich der hadronische Zerfall des τ -Leptons durch Spektralfunktionen darstellen [22]. Somit lassen sich Verzweungsverhältnisse für verschiedene Zerfallsprozesse näherungsweise berechnen. Die wichtigsten Zerfallsprozesse sind: $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-$ mit 11 %, $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^0$ mit 26 %, $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- 2\pi^0$ mit 11 % und $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^-$ mit 9 % aller Zerfälle [10]. Zur Identifikation des Zerfalls eines τ -Leptons werden Ereignisse nach der Anzahl der geladenen Zerfallsprodukte klassifiziert. Es existieren 1-, 3- und 5-prong Ereignisse

(1, 3 und 5 geladene Zerfallsprodukte). 5-prong Ereignisse sind jedoch seltener und machen weniger als 0.001 % aller Zerfälle aus.

Endzustände für Prozesse mit zwei τ -Leptonen

Im VBF-Higgs-Signal im Di-Tau Kanal können die aus den Zerfallsprozessen der τ -Leptonen resultierenden Endzustände in drei verschiedene Kategorien eingeteilt werden: Leptonisch-leptonisch, hadronisch-hadronisch und leptonisch-hadronisch. Jede dieser Kombinationen besitzt Vor- und Nachteile. Während der hadronisch-hadronische Zerfallskanal einen sehr hohen Untergrund aus QCD Prozessen besitzt, weist der leptonisch-leptonische Kanal nur einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt auf. Der in dieser Arbeit betrachtete leptonisch-hadronische Kanal besitzt eine gute Mischung aus mittlerem Wirkungsquerschnitt und Untergründen. Die entsprechenden Verzweigungsverhältnisse sind: leptonisch-leptonisch 12% [23], hadronisch-hadronisch 42% [24] und leptonisch-hadronisch 46% [25].

2.4 Wichtige Kenngrößen der Analyse

2.4.1 Kollineare Approximation

Beim Zerfall $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \text{lep-had}$ geht ein signifikanter Teil an Energie durch Neutrinos verloren. Dies führt dazu, dass die invariante Masse der sichtbaren Anteile der beiden τ -Leptonen eine breitere, verschobene Verteilung besitzt. Dennoch kann mit Hilfe der folgenden Annahmen eine gute Näherung für die korrekte invariante Masse erstellt werden.

Anteil der fehlenden transversalen Energie

Die gesamte fehlende transversale Energie \cancel{E}_T wird den Neutrinos der zerfallenden τ -Leptonen zugeschrieben, da im betrachteten Kanal hauptsächlich leichteren Quarks und Photonen auftauchen.

Massenverhältnisse

Die Masse der Zerfallsprodukte des τ -Leptons ist kleiner gleich der halben Higgs-Masse und kann damit vernachlässigt werden. Im betrachteten Prozess ist dies der Fall, da $m_\tau \ll m_H/2$.

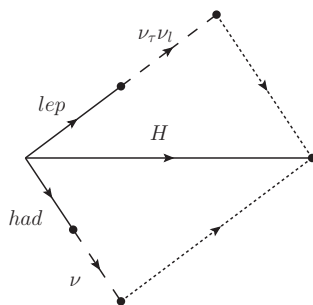


Abb. 2.10: Geometrische Darstellung und Veranschaulichung der kollinearen Approximation.

Kollimation und Kollinearität

Die Jets aus hadronischem Zerfall des τ -Leptons sind kollimiert. Dabei ist der Impuls des Neutrinos kollinear zum Impuls des sichtbaren Teils des τ -Jets. Bewegen sich die τ -Leptonen voneinander weg, ist dies jedoch nicht der Fall. Diese Ereignisse werden auch 'back-to-back' Ereignisse genannt. Zerfallen die beiden τ -Leptonen leptonisch-hadronisch, so ist deren invariante Masse gegeben durch

$$m_{lh} = \sqrt{2(E_h + E_{\nu h})(E_l + E_{\nu l})(1 - \cos \theta_{lh})}. \quad (2.16)$$

Die mitgenommenen Transversalimpulsanteile der Neutrinos aus dem leptonischen und hadronischen Zerfallsprozess der τ -Leptonen x_l und x_h sind dabei definiert als

$$x_l = \frac{E_l}{E_l + E_{l\nu}} \quad \text{und} \quad x_h = \frac{E_h}{E_h + E_{h\nu}}. \quad (2.17)$$

E_l und E_h sind die sichtbaren Energieanteile des leptonischen/hadronischen Zerfalls des τ -Leptons. Analog sind $E_{l\nu}$ und $E_{h\nu}$ die Energien der Neutrinos. Die Kombination aus Gl. 2.16 und Gl. 2.17 ergibt die folgende Relation:

$$m_{\tau\tau} = \frac{m_{lh}}{\sqrt{x_l x_h}}. \quad (2.18)$$

Die Impulse der Neutrinos $p_{l,\nu}$ und $p_{h,\nu}$ können in ihre Komponenten aufgespalten werden. Die x-Komponente wird folgend beschrieben:

$$p_{l,\nu} = \frac{p_x^l}{x^l} - p_x^l \quad \text{und} \quad p_{h,\nu} = \frac{p_x^h}{x^h} - p_x^h. \quad (2.19)$$

Analog lassen sich Gleichungen für die y-Komponente konstruieren. Nun lässt sich \cancel{E}_T als Summe der transversalen Energien der Neutrinoimpulse aus hadronischem und leptonischem Zerfall darstellen:

$$\cancel{E}_x = \frac{p_x^h}{x_h} - p_x^h + \frac{p_x^l}{x_l} - p_x^l \quad \text{und} \quad \cancel{E}_y = \frac{p_y^h}{x_h} - p_y^h + \frac{p_y^l}{x_l} - p_y^l \quad (2.20)$$

Daraus ergeben sich zwei Gleichungen für den Anteil des weggetragenen Transversalimpulses durch Neutrinos:

$$x_h = \frac{p_x^h p_y^l - p_y^h p_x^l}{p_x^h p_y^l + \cancel{E}_x p_y^l - p_y^h p_x^l - \cancel{E}_y p_x^l}, \quad (2.21)$$

$$x_l = \frac{p_x^h p_y^l - p_y^h p_x^l}{p_x^h p_y^l - \cancel{E}_x p_y^h - p_y^h p_x^l + \cancel{E}_y p_x^h}. \quad (2.22)$$

Abb. 2.10 zeigt eine geometrische Veranschaulichung der kollinearen Approximation.

2.4.2 Transversale Masse

Die Berechnung der transversalen Masse des Leptons und \cancel{E}_T ermöglicht in der späteren Analyse die Reduktion des Untergrundes (Kap. 4.3.7). Die transversale Masse ist wie folgt definiert [26]:

$$m_T = \sqrt{2p_T^{\text{lep}} E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\phi)}. \quad (2.23)$$

Hierbei ist $\Delta\phi$ der Winkel zwischen dem Lepton und der \cancel{E}_T in der Transversalebene.

3 Der ATLAS Detektor und LHC

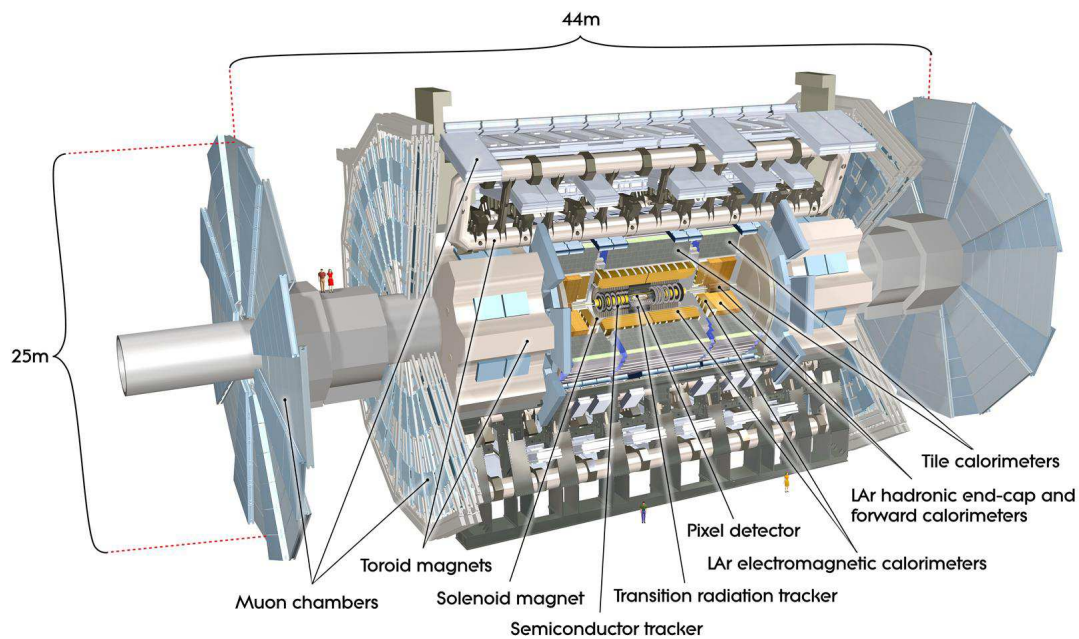


Abb. 3.1: Computergenerierte Ansicht des ATLAS-Detektors.

Der LHC ist der zur Zeit größte Hadron-Kollider der Welt. Mit einer Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV können Proton-Proton-Kollisionen an den vier Experimenten ATLAS, CMS, ALICE und LHCb detektiert werden. Der LHC Beschleuniger besitzt einen Umfang von 27 km und wird zu Beginn der Datenaufzeichnungen voraussichtlich mit einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV betrieben.

Der ATLAS Detektor besteht aus mehreren Untersystemen: Magnet-System, innerer Detektor, elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter, Myon- und Trigger-System. Der Detektor befindet sich 100 m unter der Oberfläche, ist 44 m lang, 25 m hoch und wiegt $6.4 \cdot 10^6$ kg.

3.1 Magnet-System

Das Magnet-System besteht aus einem zentralen Solenoiden (central solenoid), einem Zentraltoroid (barrel toroid) und zwei Endkappen Toroiden (end-cap toroid). Der zentrale Solenoid befindet sich zwischen dem inneren Detektor und dem elektromagnetischen Kalorimeter. Durch Supraleitung und eine hinreichende Kühlung auf bis zu 4.5 K erreicht der Solenoid bei einem Operationsstrom von 7.73 kA ein Magnetfeld von 2 T. Der Solenoid deckt den Bereich der Pseudorapidität von $|\eta| < 2.7$ ab [27]. Der Zentraltoroid ist außerhalb der Kalorimeter positioniert und versorgt das Myonen-System mit einem einstellbaren Magnetfeld. Der Zentralmagnet erreicht eine Krümmungsstärke von 2 - 6 Tm und deckt den Bereich von $0 \leq |\eta| \leq 1.3$ ab. Die Endkappen Toroide werden unter den selben Bedingungen betrieben und erreichen eine Krümmungsstärke von 4 - 8 Tm in einem Bereich von $1.6 \leq |\eta| \leq 2.7$.

3.2 Innerer Detektor

Der innere Detektor ist in drei Unterdetektoren aufgeteilt: Pixel-Detektor, Silicon Microstrip Tracker (SCT) und Transition Radiation Tracker (TRT). Im Pixel-Detektor und im SCT erzeugen durchfliegende Teilchen im Silizium Elektronen-Loch-Paare, die zu einem messbaren Strom führen. Der Pixel-Detektor selber besteht aus bis zu 1744 Pixelmodulen, wobei jedes Modul 47000 Pixel umfasst. Mit Hilfe dieser Module wird eine sehr gute Spurauflösung in der Nähe des Wechselwirkungspunkts des Detektors erreicht. Im Gegensatz zum Pixel-Detektor besteht der SCT aus langen schmalen Detektionsstreifen, jedoch ist das Funktionsprinzip das gleiche. Der TRT besteht aus langen Röhren, die mit einem Gas gefüllt sind. Beim Durchflug eines geladenen Teilchens wird das Gas ionisiert und die Ionen zur Anode innerhalb des Röhrens gezogen. Damit entsteht ein messbarer Strom. Zusätzlich strahlen die geladenen Teilchen Übergangsstrahlung ab. Somit kann zwischen Elektronen und Pionen unterschieden werden, da Elektronen schon ab einem Impuls von 1 GeV diese Strahlung erzeugen, während Pionen einen Impuls von 100 GeV benötigen.

3.3 Kalorimeter

Das Kalorimeter benutzt das Auftreten von elektromagnetischen und hadronischen Schauern zur Detektion von Teilchen. Die im Schauer entstehenden geladenen Teilchen erzeugen im Kalorimeter ein Signal.

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) nutzt das Auftreten von elektromagnetischen Schauern zur Detektion von Teilchen, welche auf ihrem Weg die Flüssigkeit des Kalorimeters ionisieren. Diese Ionen driften zur Kathode des Kalorimeters und erzeugen dadurch einen Strom. Das ECAL kann in jeder Hemisphäre einen inneren Bereich von $0 \leq |\eta| \leq 1.475$ abdecken und besteht aus flüssigen Argon und Blei als Absorber. An den Endkappen des Detektors wird der selbe ECAL-Typ benutzt, wobei hier der Bereich von $1.375 \leq |\eta| \leq 3.2$ abgedeckt wird [28].

Das hadronische Kalorimeter (HCAL) besteht aus drei Teilen: Plattenkalorimeter sowie Endkappen- und Vorwärts-Kalorimeter mit flüssigem Argon und einem Bleiabsorber. Letztere funktionieren ähnlich wie die ECALs. Das Plattenkalorimeter benutzt zur Detektion hadronische und elektromagnetische Schauer, jedoch findet die Detektion durch die Lumineszenz des Szintillators statt, die durch Photomultiplier gemessen wird. Das Plattenkalorimeter befindet sich hinter dem ECAL und deckt einen Bereich von $|\eta| < 1.7$ ab [29].

3.4 Myon-System

Das Myon-System besteht aus 4 Teilen: Monitored Drift Tubes (MDT), Cathod Strip Chambers (CSC), Resistive Plate Chambers (RPC) und Thin Gap Chambers (TGC). Die MDTs arbeiten ähnlich wie der TRT des inneren Detektors mit Hilfe von Gasionisation von durchfliegenden Myonen. Das CSC-System ist aus Vieldraht-Proporionalkammern konstruiert. Das TGC System ist dasselbe System wie bei den CSCs, jedoch ist hier die Zeitauflösung für den Trigger besser. Die RPCs werden auf Grund der schnellen Reaktionszeit und Zeitauflösung vor allem für Triggeroperationen genutzt.

3.5 Trigger-System

Durch die hohe Luminosität des LHC wird eine Ereignisrate von 40 MHz erwartet. Aus diesem Grund muss der benutzte Trigger schnell und effizient sein. Signale aus Kalorimeter und Muonsystem werden zum L1-Trigger (L1) geschickt. Der L1 sucht dabei nach interessanten Ereignissen und Objekten mit hohem E_T oder einem großen Anteil an \cancel{E}_T . Bis der L1 eine Selektion macht, werden die gesamten Daten eines Ereignisses in einer Speicherleitung gehalten. Wird das Ereignis durch den L1-Trigger als interessant markiert, wird es an den Level 2 Trigger (L2) mit einer Rate von 75 kHz übergeben. Der L2-Trigger und Eventfilter (EF) sind beide softwareba-

sierte Komponenten des Trigger-Systems. Der L2-Trigger verarbeitet die aus dem L1-Trigger gekennzeichneten Regionen, wobei alle relevanten Daten im Auslesepuffer gehalten werden. Im Gegensatz zum L1-Trigger benutzt der L2-Trigger die Informationen aus dem inneren Detektor, um die interessanten Regionen aus dem Ereignis besser zu lokalisieren. Nach dem L2-Trigger werden die Informationen an den EF mit einer Rate von 3.5 kHz weitergeleitet. Der EF reduziert den Datendurchsatz auf 200 Hz und benutzt dabei Rekonstruktionsalgorithmen, die denen der Offline-Analyse ähneln. Danach werden die Daten gespeichert. Nach Speicherung der Daten werden diese rekonstruiert und durch das GRID zur Offline-Analyse freigegeben.

4 Analyse des VBF-Higgs Signals

Ziel dieser Analyse ist es, das $\text{VBF} \rightarrow H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \text{lep-had}$ Signal von seinen auftretenden Untergründen zu trennen. Um dies zu erreichen, wurden in mehreren Studien unterschiedliche Schnitte entwickelt, welche die Charakteristika des VBF-Higgs-Signals im Di-Tau Kanal mit einbeziehen. Jeder dieser Schnitte ist dabei so konstruiert, das möglichst viele Untergrundereignisse verloren gehen, jedoch das Higgs-Signal kaum beeinflusst wird.

4.1 Sample

Die benutzten Monte-Carlo-Daten (Sample) wurden mit dem Ereignisgenerator *HERWIG 6.510* mit *Jimmy 4.1* erstellt. Hierbei handelt es sich um Ereignisse des Prozesses $\text{VBF} \rightarrow H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \text{lep-had}$ eines neutralen Higgs-Boson mit einer Masse von 120 GeV, produziert bei einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV. Die Zerfälle der zwei τ -Leptonen (leptonische/hadronische) wurden mit Hilfe des Programms *TAUOLA* simuliert. Die entsprechenden Photonabstrahlungen als Korrekturen höherer Ordnung werden durch die Monte Carlo Simulation *PHOTOS* übernommen. Die volle Detektorsimulation aus den generierten Daten wird mit *GEANT 4* durchgeführt, wobei für die Digitalisierung und Rekonstruktion die Version *r635* benutzt wird. Das benutzte Sample 'mc08.105334.HerwigVBFH120tautaulh.merge.AOD.e357_s462_r635_t53' besitzt 49954 Ereignisse [30][31], wobei hier keine Untergrundereignisse enthalten sind. Alle vorgestellten Schnitte wurden durch Studien von Untergrund-samples für das VBF-Higgs-Signal im Di-Tau Kanal optimiert.

4.2 Rekonstruktion und Identifikation von Teilchen

Die gespeicherten Daten aus dem Detektor werden auf ihrem Weg mit mehreren Verfahren rekonstruiert und den entsprechenden Teilchen zugeordnet. In diesem Kapitel sollen die wichtigsten allgemeinen Rekonstruktionsalgorithmen und Identifikationskriterien im Prozess $\text{VBF} \rightarrow H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \text{lep-had}$ erklärt werden.

4.2.1 Identifizierung und Rekonstruktion von Leptonen

Elektronen Zur Rekonstruktion von Elektronen wird in dieser Analyse ein kalorimeterabhängiger Rekonstruktionsalgorithmus benutzt. Innerhalb des Algorithmus werden elektromagnetische Energie-Anhäufungen mit einer Transversalenergie von mindestens 3 GeV in Betracht gezogen. Danach wird zur entsprechenden Anhäufung eine passende Spur aus dem inneren Detektor gesucht. Diese extrapolierte Spur muss dabei den Bereich $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.1$ des Energieclusters treffen. Des Weiteren muss das Verhältnis E/p des Clusters kleiner als 10 sein. Mit Hilfe dieses Algorithmus werden 93% aller wahren Elektronen mit $E_T > 20$ GeV und $|\eta| < 2.5$ als Elektronenkandidaten eingestuft. Zur Identifizierung von Ereignissen mit isolierten Elektronen wird für den Transversalimpuls der Elektronen mindestens $p_T > 15$ GeV gefordert. Des Weiteren muss die Pseudorapidität η auf einen Wert von $|\eta| < 2.7$ geschnitten werden, da hier die Spurdetektor aufhört. Um Elektronen von Jets zu unterscheiden wird ein so genannter *hohler Isolationskonus* der Form $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < R_{\text{Cone}}$ benutzt (R_{Cone} ist dabei der Kegelradius). Hierbei wird die räumliche Energiedeposition eines Objekts in η und ϕ Richtung des Detektor untersucht. Überschreitet die Verteilung der Energiedeposition eine vorgeschriebene Breite nicht, wird das entsprechende Objekt als Elektron rekonstruiert. Da die Verteilung abhängig vom Transversalimpuls des Elektrons ist, muss der entsprechende Konus hierdurch geteilt werden. In Fall von Elektronen wird dabei auf 'ElectronEtcone20/pT' < 0.1 geschnitten, welches einen hohlen Konus der Größe 0.1 beschreibt. Außerdem werden Standardmethoden zur Rekonstruktion von Elektronen benutzt. Hierbei wird zwischen harten, mittleren und weichen Schnitten unterschieden - wobei für die nachfolgende Analyse der von der ATLAS $e\gamma$ working group empfohlene schnittbasierte *electron_loose* [32] Schnitt benutzt wird.

Myonen Zur Rekonstruktion von Myonen existieren zwei große Familien von Algorithmen. In dieser Analyse wird die Familie der Staco-Algorithmen benutzt. Die Rekonstruktion von Myonen kann dabei durch mehrere Verfahren geschehen. Alleinstehende Myonen werden durch Spuren im Spektrometer und deren Extrapolation zum Strahlrohr rekonstruiert. Dabei werden Mehrfachstreuung und Energieverluste in den Kalorimetern in die Rekonstruktion mit einbezogen. Kombinierte Myonen werden durch Spurpaare im Myonen-Spektrometer und dem inneren Detektor identifiziert. Hierfür lässt sich die Qualität der Identifikation aus der Kombination von innerem und äußerem Detektor durch die Größe χ_{match}^2 errechnen (siehe [26] für wei-

tere Details). In dieser Analyse wird $\chi_{\text{match}}^2 < 100$ gewählt. Der entsprechende Fit der kombinierten Spuren wird in dieser Analyse als $\chi_{\text{fit}}^2 < 500$ gewählt. Des Weiteren lassen sich Myonen durch einen Spektrometer Tagging-Algorithmus rekonstruieren. Hier werden die Spuren des inneren Detektors sowie die Kinematik der so gefundenen Myonen für die Rekonstruktion benutzt. Zur weiteren Identifikation von Ereignissen mit isolierten Myonen ist ein Transversalimpuls von $p_T > 20$ GeV und eine Pseudorapidität $|\eta| < 2.7$ notwendig. Ebenso wie bei Elektronen wird auch bei Myonen 'MuonEtcone20/pT' < 0.1 (hohler Konus mit Größe 0.1) verlangt.

τ -Leptonen: Die Rekonstruktion von hadronischen τ -Lepton-Kandidaten wird in dieser Analyse mit dem TauRec Paket vollzogen. Zu Beginn der Rekonstruktion werden Energiedeposition aus dem Kalorimeter als Cluster gruppiert und mit Hilfe eines so genannten Sliding-Window Algorithmus rekonstruiert. Die gebildeten Cluster kommen dabei nur zustande, falls für diese $E_T > 15$ GeV erfüllt ist. Der Sliding-Window Algorithmus arbeitet dabei mit Kalorimeter-Anhäufungen (Calo-Tower), welche als Summe der Energien in allen Kalorimeterebenen auf einem Gitter $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 2\pi/64$ definiert sind. Ein Rekonstruktions-Cluster besteht dabei aus einem 5×5 Kern-CaloTower und drei Extra-CaloTowers an jeder Seite. Dem entsprechend ergibt sich eine Größe von ungefähr $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 1.1 \times 1.1$ für die gesamte Konstruktion. Jedoch wird die Energie für die Rekonstruktion nur aus den Kern-CaloTowers berechnet. Die so bestimmten hadronischen τ -Jets werden genau dann als rekonstruiert markiert, wenn sich der Cluster-Schwerpunkt innerhalb $\Delta R < 0.3$ der τ -Richtung befindet. Zur weiteren Identifikation von Ereignissen mit hadronisch zerfallenden τ -Leptonen wird ein sichtbarer hadronischer Transversalimpuls mit $p_T^{\text{vis}} > 20$ GeV sowie $|\eta| < 2.7$ verlangt. Des Weiteren lassen sich τ -Leptonen mit Hilfe einer Likelihood zur Trennung von Jets ('Likelihood' > 0) und einer Likelihood zur Trennung von Elektronen ('TauEtTauLikelihood' > 0), sowie ihrer Ladung und Spuranzahl (1 oder 3 Spuren) selektieren. Da τ -Leptonen auf Grund ihrer kurzen Lebenszeit von $3 \cdot 10^{-13}$ s [10] nicht den Detektor erreichen, sondern auf dem Weg dort hin hadronisch zerfallen können, muss durch einen Rekonstruktionsalgorithmus (zum Beispiel durch einen Spurabgleich) festgestellt werden, ob die entsprechenden im hadronischen Kalorimeter deponierten Energien wirklich von einem τ -Lepton stammen. So können Jets aus QCD Prozessen von denen aus Zerfällen mit τ -Leptonen unterschieden werden. Die erwartete Auflösung für hadronisch zerfallende τ -Leptonen ähnelt der Energieauflösung für Jets. Das liegt vor allem daran, dass die τ -Energie ebenso wie die Jet-Energie mit Hilfe des Cone-4 Algorith-

mus berechnet wird. Für den in der Analyse benutzt topologischen Zellen-Cluster Algorithmus ergibt sich für $\Delta R < 0.7$ folgende Parametrisierung in den Bereichen $0 < |\eta| < 0.5$ und $1.5 < |\eta| < 2.5$ [26]:

$$\underbrace{\left(\frac{\sigma}{E}\right) = \frac{63\%}{\sqrt{E}} \oplus 2.7\% \oplus \frac{4.2\%}{E}}_{0 < |\eta| < 0.5} \quad \text{und} \quad \underbrace{\left(\frac{\sigma}{E}\right) = \frac{107\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \oplus \frac{6.5\%}{E}}_{1.5 < |\eta| < 2.5} \quad (4.1)$$

Fehlende transversale Energie

Die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T entsteht durch Neutrinos, die nicht mit dem Detektor wechselwirken und damit einen fehlenden Beitrag in der Energiesumme ergeben. Die Bestimmung von \cancel{E}_T geschieht durch Zellen-basierte Rekonstruktion. Der Algorithmus beginnt dabei mit Kalorimeterzellen die nicht als 'Zellen mit elektronischem Rauschen' eingestuft wurden. Insgesamt errechnet sich die endgültige \cancel{E}_T durch:

$$\cancel{E}_{x,y}^{\text{Final}} = \cancel{E}_{x,y}^{\text{Kryostat}} + \cancel{E}_{x,y}^{\text{Kalorimeter}} + \cancel{E}_{x,y}^{\text{Myon}}. \quad (4.2)$$

Die einzelnen Terme sind dabei in die verschiedenen Anteile im Detektor aufgeteilt. Jeder dieser Anteile kann auf eine spezielle Weise parametrisiert werden [26]. Für den Kalorimeter-Term selektiert der Algorithmus genau die Zellen die zu rekonstruierten topologischen Cluster-Zellen gehören. So lassen sich vor allem die Einwirkungen von Untergrundrauschen vermindern. Der Myon-Term für die fehlende transversale Energie errechnet sich durch die Impulse der gemessenen Myonen im Bereich $|\eta| < 2.7$. Dabei werden im Bereich $|\eta| < 2.5$ nur Myonen für die Rekonstruktion benutzt, die zusammen aus dem Myonen-Spektrometer und Spuren aus dem inneren Detektor rekonstruiert wurden. Hiermit wird der Beitrag von falsch rekonstruierten Myonen wesentlich verkleinert. Für den oberen Bereich $2.5 < |\eta| < 2.7$ wird nur das Myonen-Spektrometer benutzt. Der Kryostat-Term betrachtet die Energieverluste des Kryostaten, der sich zwischen ECAL und dem HCAL befindet. Hier verlieren vor allem hadronische Schauer einen Teil ihrer Energie, die im späteren Verlauf zur falschen Rekonstruktion der \cancel{E}_T führen kann. In einem letzten Schritt wird die Kalibration von Zellen verbessert, die mit Objekten mit hohen p_T assoziiert sind. Hierbei werden Korrekturen für Jets, τ -Jets und Elektronen errechnet, sofern die \cancel{E}_T innerhalb dieser Objekte im Kalorimeter liegt. Die fehlende Jet-Energien werden in die kalibrierten Zellen innerhalb der Jets durch die Jet-Energie-Skalen bestimmt. Hingegen gehen τ - und leichte Jets mit verschiedenen Jet-Energie-Skala bestimmt. Außerdem müssen die Myonen-Energien aus den Myonen-Detektoren mit in die Kor-

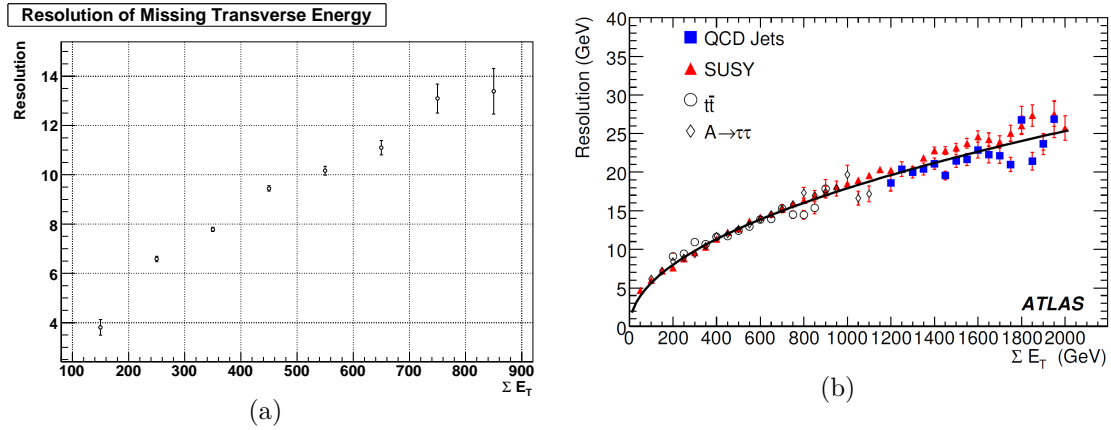


Abb. 4.1: (a) Auflösung für \cancel{E}_T der Elektronen als Funktion der Summe der Transversalenergien (b) Auflösung für \cancel{E}_T aus der ATLAS Detektorsimulation [26].

rektur einbezogen werden. Insgesamt wird die folgende Hierarchie benutzt: Elektronen, Photonen, Myonen, hadronisch zerfallende τ -Leptonen, b-Jets und leichte Jets. Die so rekalibrierten Zellen werden dann für die endgültige Rekonstruktion der \cancel{E}_T benutzt. Für die Parametrisierung der Auflösung für \cancel{E}_T kann folgende Funktion benutzt werden (Abb. 4.1(a)) [26]:

$$\sigma = 0.57 \cdot \sqrt{\Sigma E_T}. \quad (4.3)$$

4.2.2 Identifizierung und Rekonstruktion von Jets

Für die Rekonstruktion von Jets existieren viele Algorithmen und Techniken. In dieser Analyse werden Jets mit Hilfe von topologischen Zellen-Clustern aus den Kalorimeter-Signalen rekonstruiert. Hierbei werden so genannte dreidimensionale Energie-Anhäufungen benutzt und mit den entsprechenden Schauerentwicklungen eines in das Kalorimeter eingehenden Teilchens in Verbindung gebracht. Ausgangspunkt einer solchen Rekonstruktion ist eine Saatzelle, in der ein gewisser Energie-Grenzwert überschritten wird. Alle direkten Nachbarn dieser Zelle werden danach zu einem Cluster vereint, falls das Verhältnis aus Signal-zu-Untergrund (S/B) größer als 4 ist. Die nächsten Nachbarn können dabei auch in diesen Cluster eingehen, sofern sie dabei gleichzeitig eine genügend hohe Energiedeposition aufweisen. Nach dem Clustern wird ein Ring aus Zellen um den Cluster gelegt, falls diese eine Signal-

signifikanz von $S/B > 2$ besitzen. Sind die Cluster einmal initiiert, werden sie auf Signalmaxima untersucht. In dieser Analyse wird für die topologischen Zellen-Cluster Rekonstruktionen des Detektors ein Konus $\Delta R_{\text{Cone}} < 0.4$ benutzt. Die durch den Topo-Cluster-Algorithmus rekonstruierten Jets müssen zusätzlich einen Transversalimpuls von mindestens 20 GeV besitzen. Durch die Wahl des Transversalimpulses können vor allem QCD-Jets, die in der Regel kleinere Transversalimpulse besitzen, unterdrückt werden. Es wird außerdem $|\eta| < 4.8$ gefordert [26].

4.2.3 Overlap-Removal

Innerhalb der Identifikation und Rekonstruktion kann es passieren, dass Leptonen ebenfalls als Jets rekonstruiert werden (und umgekehrt). Sind also rekonstruiertes Lepton und Jet zu nahe beieinander, wird dieser als 'schlechter Jet' markiert und das Ereignis damit aus der Analyse entfernt. Zu diesem Zweck wird ein Konus aus dem Unterschied in der Pseudorapidität und der Winkeltrennung von rekonstruiertem Lepton und Jet errechnet. Je nach Härte dieser Forderung ergeben sich unterschiedliche Reinheiten und rekonstruierte Massen $m_{\tau\tau}$. Für die nachfolgende Analyse wird $\Delta R < 0.2$ benutzt. Da verschiedene Objekte mit unterschiedlichen Reinheiten rekonstruiert und identifiziert werden, wird folgende Hierarchie benutzt: Myonen, Elektronen, τ -Leptonen, Jets.

4.3 Schnittverlauf des VBF-Higgs-Signals

Tab. 4.1 zeigt den Schnittverlauf der VBF-Higgs-Analyse im Di-Tau Kanal. Zu jedem Schritt sind die spezifischen Schnitte der Analyse kurz beschrieben.

4.3.1 Trigger

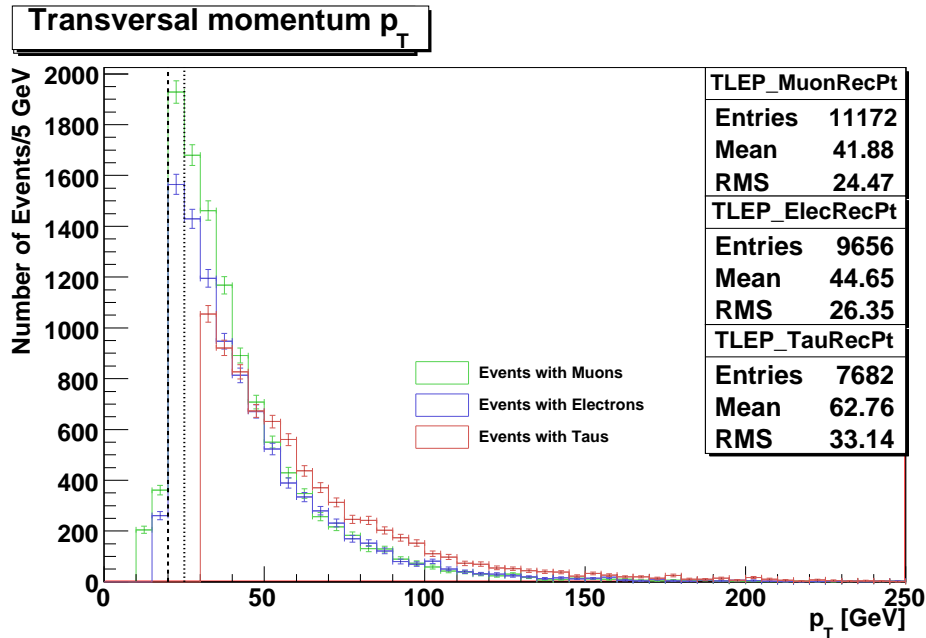
Da am LHC sehr viele Kollisionen pro Sekunde erzeugt werden, muss zuvor mit Hilfe von Triggern entschieden werden, ob das Ereignis gespeichert wird. Für die verschiedenen Objekte gibt es unterschiedliche Trigger, die verwendet werden. Da bei echten Daten diese Trigger als Komponente des Detektors in die Selektion eingehen, ist es sinnvoll auch diese Trigger mit in den VBF Schnittverlauf aufzunehmen. In dieser Analyse werden Eventfilter (EF) für Elektronen und Myonen benutzt. Elektronen werden mit 'EF_e20_loose' und Myonen mit 'EF_mu20' getriggert. Beide Eventfilter verlangen einen Transversalimpuls von mindestens 20 GeV. Der Elektronenfilter benutzt einen weichen Schnitt auf Elektronen ohne Isolation. Beide Eventfilter haben

Schnitt	Schnitte
Trigger	EF_e20_loose (e^\pm), EF_mu20 (μ^\pm)
Trigger Lepton	$p_T^e > 25$ GeV und $p_T^\mu > 20$ GeV
Di-Lepton-Veto	$N^e + N^\mu < 2$
Strenges hadronisches τ -Lepton	$N^\tau = 1$ und $C_{\text{lep}} + C_\tau = 0$
\cancel{E}_T	$\cancel{E}_T > 30$ GeV
Kollineare Approximation	$0 < x_l < 1$, $0 < x_h < 0.75$, $\cos \Delta\phi < -0.9$
Transversale Masse	$m_T^{l, \cancel{E}_T} < 30$ GeV
Anwesenheit von Jets	$N_j \geq 2$ und $p_T^{j1} > 40$ GeV
Jets im Vorwärtsbereich	$\eta_{j1} \times \eta_{j2} < 0$
Leptonen im Zentralbereich	$\min(\eta_{j1}, \eta_{j2}) < \eta_\tau, \eta_{\text{lep}} < \max(\eta_{j1}, \eta_{j2})$
Trennung der Jets	$\Delta\eta_{j12} > 4.4$
Di-Jet Masse	$m_{jj} > 700$ GeV
Zentrales Jet Veto	Veto falls $ \eta < 3.2$ für alle weiteren Jets
Massenfenster	$105 \text{ GeV} < m_H < 135 \text{ GeV}$

Tab. 4.1: Übersicht aus dem Schnittverlauf der VBF Analyse nach Referenz [17].

eine ähnliche Effizienz: Für rekonstruierte Elektronen ist die Effizienz $94.3 \pm 0.2\%$, für rekonstruierte Myonen $97.7 \pm 0.4\%$ [26].

4.3.2 Trigger-Lepton


 Abb. 4.2: Verteilung der Transversalimpulse von Elektronen, Myonen und τ -Leptonen nach dem Trigger.

Im ersten Schritt müssen die durch den Trigger selektierten Ereignisse verifiziert werden. Unter Umständen gibt es Leptonen, die zwar den Anforderungen des Triggers genügen, aber dennoch auf Grund von Fehlinterpretationen einen zu kleinen Transversalimpuls besitzen. Deswegen werden die getriggerten Elektronen und Myonen jeweils mit $p_T^e > 25$ GeV beziehungsweise $p_T^\mu > 20$ GeV selektiert (Abb. 4.2). Danach ist sichergestellt, dass auch wirklich die Ereignisse für die Analyse benutzt werden, bei denen der Transversalimpuls genügend groß ist. Die Forderung nach einem hohen Transversalimpuls ist dabei so gewählt, dass dabei möglichst viele Untergrundereignisse aus QCD-Multi-Jets gegenüber dem Signal eliminiert werden. Da viele Ereignisse schon korrekt durch den Trigger des Detektors identifiziert wurden, ist hier die Gesamteffizienz mit 76.2% entsprechend hoch. Zwischen Elektronen und Myonen gibt es jedoch einen großen Unterschied. Myonen wechselwirken nur schwach mit den Detektorkomponenten und werden mit hoher Wahrscheinlichkeit in den Myonen-Kammern nachgewiesen. Deswegen ergibt sich hier eine Effizienz von 94.9%. Elektronen hingegen werden in der Regel öfters falsch rekonstruiert. Zusammen mit dem Schnitt auf $p_T > 25$ GeV aus der Vorselektion ergibt sich hier eine weitaus niedrigere Effizienz von 60.3%.

4.3.3 Di-Lepton-Veto

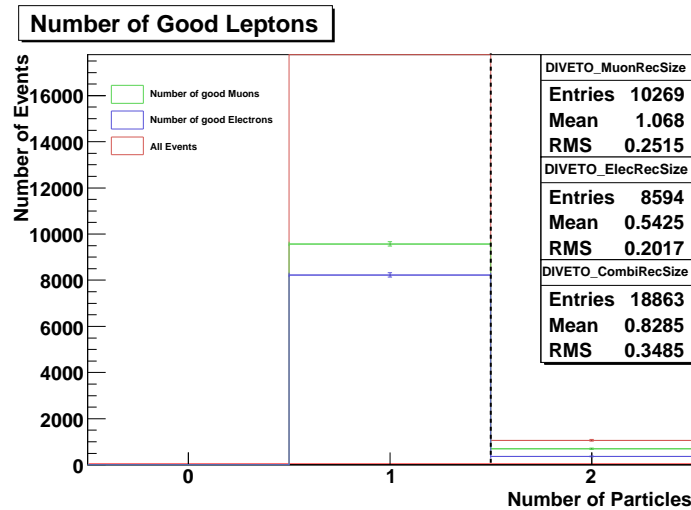


Abb. 4.3: Anzahl der im Detektor rekonstruierten Elektronen und Myonen $N^e + N^\mu$ nach dem Schnitt auf das Trigger-Lepton.

Im betrachteten Zerfallskanal $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{lep-had}$ kann das leptonisch zerfallende τ -Lepton entweder in ein Elektron oder in ein Myon zerfallen. Deswegen muss die

Summe aus der Anzahl gefundener isolierter Elektronen und Myonen $N^e + N^\mu < 2$ sein (Abb. 4.3). Insbesondere werden durch diesen Schnitt die Untergründe von $Z^0 \rightarrow ee(\mu\mu)$ und $tt \rightarrow e\mu$ unterdrückt.

4.3.4 Hadronisch zerfallendes Tau-Lepton

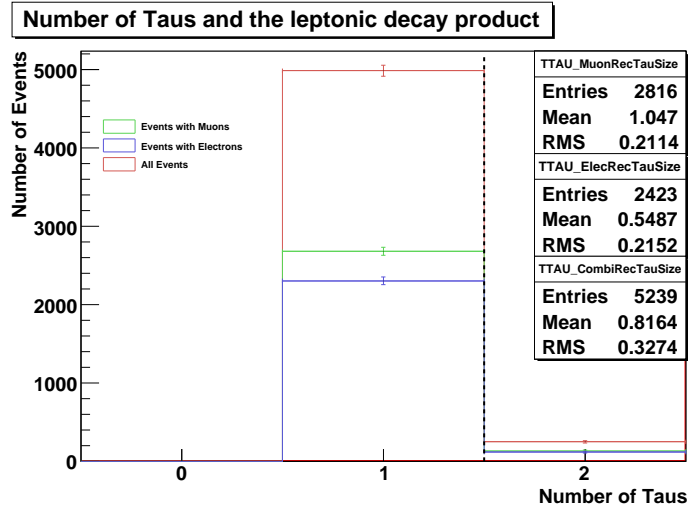


Abb. 4.4: Anzahl der hadronischen τ nach dem Schnitt auf das Di-Lepton-Veto.

Mit dem vorherigen Schnitt wird eine korrekte Behandlung des leptonisch zerfallenden τ -Leptonen sichergestellt. Bisher wurde jedoch noch nicht die hadronische Seite des Zerfallskanals behandelt. Nach der Vorselektion aus Kap. 4.2 sind die für die Analyse wichtigen hadronisch zerfallenden τ -Leptonen von anderen Objekten abgegrenzt. Analog zu der Überlegung beim Di-Lepton-Veto muss sich genau ein hadronisch zerfallendes τ -Lepton im Detektor befinden, also $N_{\text{had}}^\tau = 1$ (Abb. 4.3.4). Da im betrachteten Prozess ein neutrales Higgs-Boson produziert wird, ist es notwendig, dass die Ladung des getriggerten Leptons und das hadronischen τ -Lepton zueinander konjugiert sind, also $C_{\text{lep}} + C_{\text{had}}^\tau = 0$. Auf Grund des hohen p_T Schnitts in der Vorselektion besitzt dieser Schnitt eine niedrige Effizienz von 27.1%.

4.3.5 Fehlende transversale Energie

Wie in Kap. 2.3 beschrieben, entstehen beim Zerfall des τ -Leptons mehrere Neutrinos. Da diese nicht mit dem Detektor wechselwirken, ergibt sich ein fehlender Betrag in der transversalen Energiesumme. Diese fehlende Energie wird dabei den Neutrinos zugeschrieben und ist damit eine der wichtigsten Konstituenten der VBF-

Higgs-Analyse. In Kap. 5 wird die Auswirkung der Energieauflösung von \cancel{E}_T auf die rekonstruierte Masse ausführlich geschildert. \cancel{E}_T kann auch zur Reduktion von Untergründen benutzt werden. Speziell können dabei Prozesse ohne Neutrinos unterdrückt werden. Es wird hier $\cancel{E}_T > 30$ GeV verlangt (Abb. 4.5).

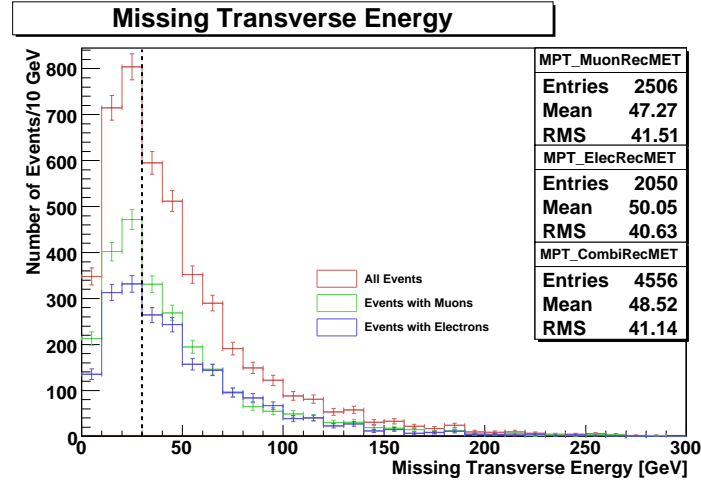


Abb. 4.5: Verteilung der fehlenden transversalen Energie nach dem Schnitt auf das hadronisch zerfallende τ -Lepton

4.3.6 Kollineare Approximation

Eines der wichtigsten Elemente der Analyse verkörpert die kollineare Approximation. Wie in Kap. 2.4.1 beschrieben, behandelt die kollineare Approximation die Fälle bei denen im Laborsystem die Zerfallsprodukte des τ -Leptons kollinear zu diesem sind. Diese Approximation lässt sich jedoch nur bei Ereignisse durchführen, bei denen die beiden τ -Leptonen nicht back-to-back sind. Aus diesem Grund wird $\cos \Delta\phi < -0.9$ gefordert. Wie zuvor gezeigt, lässt sich die Masse $m_{\tau\tau}$ durch Gl. 2.18 errechnen. Die darin vorkommenden Größen x_l und x_h , als Anteil weggetragenen Transversalimpulses der Neutrinos, lassen sich zur Unterdrückung von Untergründen und zur Identifikation des Signals benutzen. Alle Ereignisse mit Neutrinos beim Prozess $X \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{lep-had}$ besitzen dabei $0 < x_l < 1$. Wie in Abb. 4.6(b) zu sehen ist, existieren jedoch mathematische Lösungen außerhalb dieses Intervalls, die durch falsche Rekonstruktionen zustande kommen und deswegen unphysikalisch sind. Die mitgenommenen Transversalimpulse der Neutrinos im Fall des hadronisch zerfallenden τ -Leptons lässt sich ebenfalls dazu benutzen, Untergründe zu verkleinern. In dieser Analyse wird $0 < x_h < 0.75$ gefordert.

4.3 Schnittverlauf des VBF-Higgs-Signals

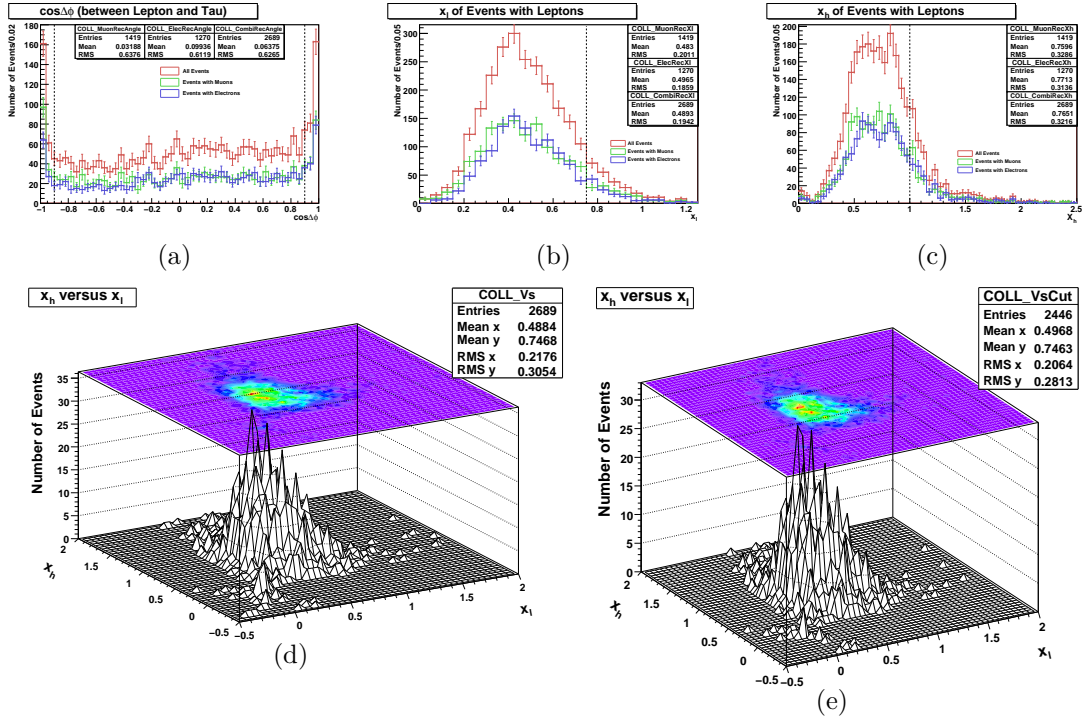


Abb. 4.6: Wichtige Größen in der koll. Appr. nach dem Schnitt auf \cancel{E}_T : (a) $\cos(\phi_{\text{Lepton}} - \phi_{\cancel{E}_T})$ (b) x_l und (c) x_h sowie (d) x_l vs. x_h vor und (e) nach koll. Appr.

4.3.7 Transversale Masse

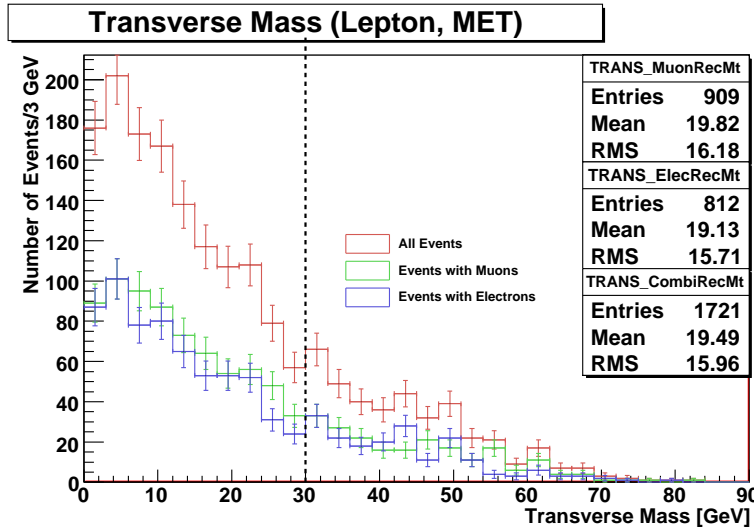


Abb. 4.7: Verteilung der transversalen Masse m_T .

Um nach der kollinearen Approximation weitere Untergründe aus W^\pm -Ereignissen zu unterdrücken, wird auf die so genannte transversale Masse geschnitten. Wie in Kap. 2.4.2 beschrieben, setzt diese sich aus dem Transversalimpuls des getriggerten Leptons, \cancel{E}_T und dem Winkel zwischen Lepton und \cancel{E}_T zusammen. Für die Reduktion von Untergründen aus W^\pm Ereignissen sollte hier auf $m_T < 30$ GeV geschnitten werden.

4.3.8 Anwesenheit von Jets

Um weitere Untergründe aus dem Signal zu entfernen, werden in der VBF die Charakteristika von Jets in die Analyse mit einbezogen. Im Prozess $VBF \rightarrow H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{lep-had}$ tauchen nur Ereignisse mit zwei oder mehr Jets auf. Aus diesem Grund wird $N_{\text{Jets}} \geq 2$ gewählt. Insbesondere werden durch diesen Schnitt Untergründe aus $t\bar{t} + \text{Jets}$ und $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{Jets}$ reduziert. Die auslaufenden Jets des betrachteten Prozesses tauschen auf Grund der fehlenden Farbkohärenz keine Gluonen aus. Damit sind Jets im Zentralbereich stark unterdrückt. So entstehen zwei Tagging-Jets, die mit ihrem hohen Transversalimpuls von den Jets aus QCD Prozessen zu unterscheiden sind. Deswegen wird hier $p_T^{j1} > 40$ GeV gefordert.

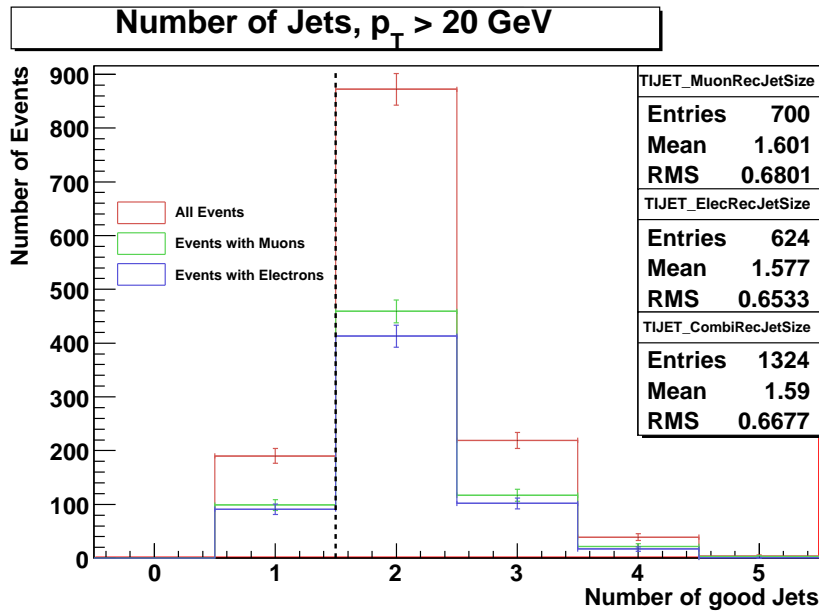


Abb. 4.8: Anzahl der Jets nach Schnitt auf die transversale Masse.

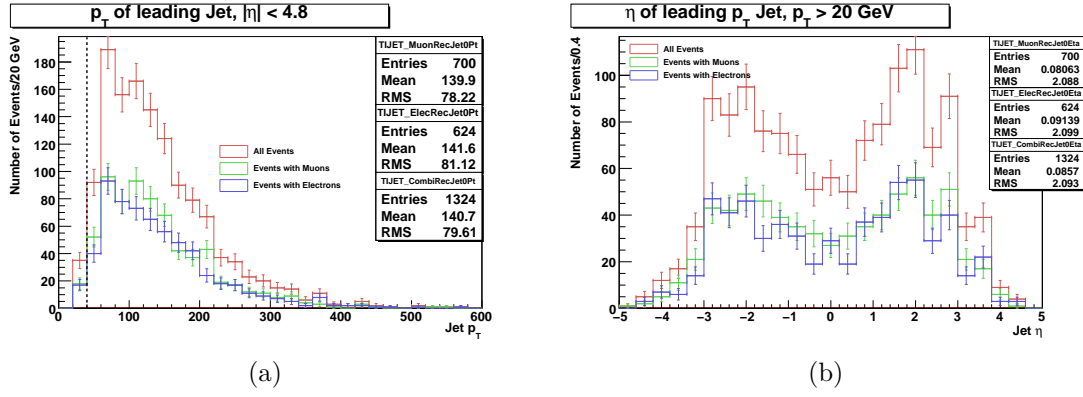


Abb. 4.9: Verteilungen nach Schnitt auf die transversale Masse: (a) Transversalimpulse und (b) η für Jets mit höchstem p_T .

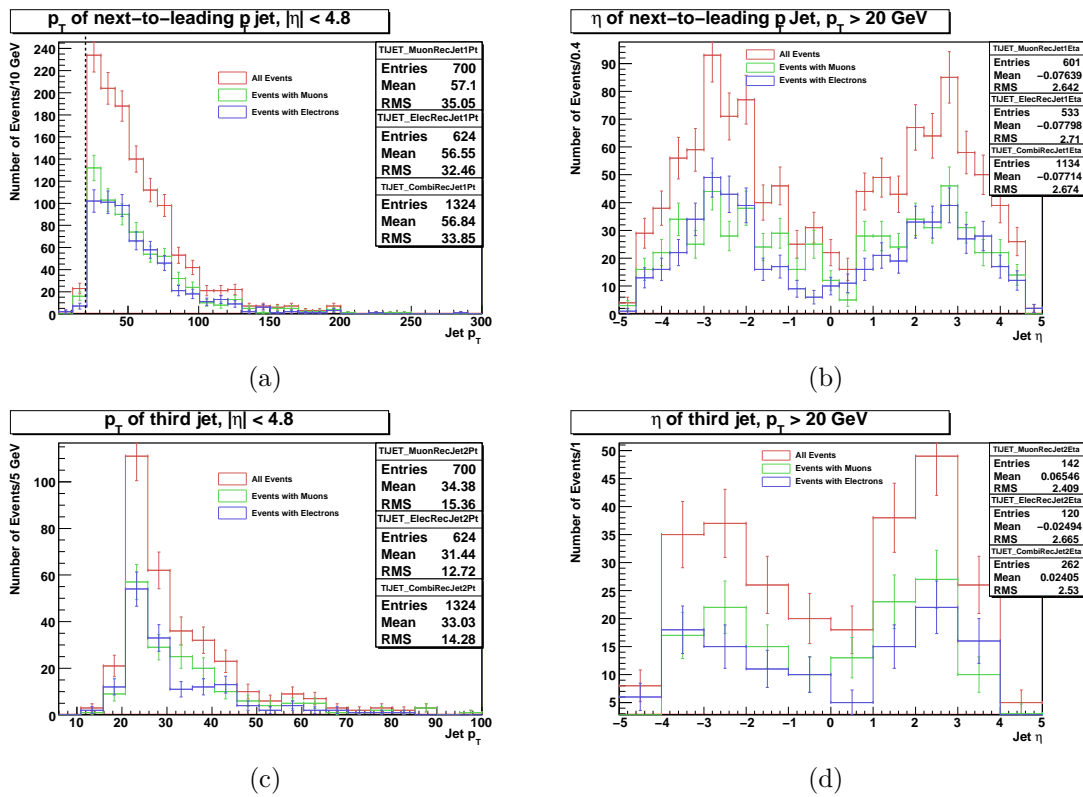


Abb. 4.10: Verteilungen nach Schnitt auf die transversale Masse: (a) Transversalimpulse und (b) η -Verteilung für Jets mit zweit-höchstem p_T , (c) Transversalimpulse und (d) η -Verteilung für alle weiteren Jets.

4.3.9 Jets in Vorwärtsrichtung

Wie zuvor angedeutet besitzt der Prozess der VBF in Di-Tau Zuständen eine charakteristische Jet-Struktur. In diesem Fall wird ausgenutzt, dass sich die Jets im

4 Analyse des VBF-Higgs Signals

Vorwärtsbereich des Detektors befinden. Diese Tagging-Jets sind dabei gut neben den Untergrundereignissen von $Z^0 \rightarrow ll + \text{Jets}$ und $t\bar{t} + \text{Jets}$ zu erkennen. Um zu fordern, dass sich die Jets nicht im Zentralbereich aufhalten, wird das Produkt $\eta_{j1} \times \eta_{j2}$ der Pseudorapiditäten der beiden Jets mit höchstem Transversalimpuls gebildet. Es werden Ereignisse aus den Hemisphären mit $\eta_{j1} \times \eta_{j2} < 0$ selektiert (Abb. 4.11(a)).

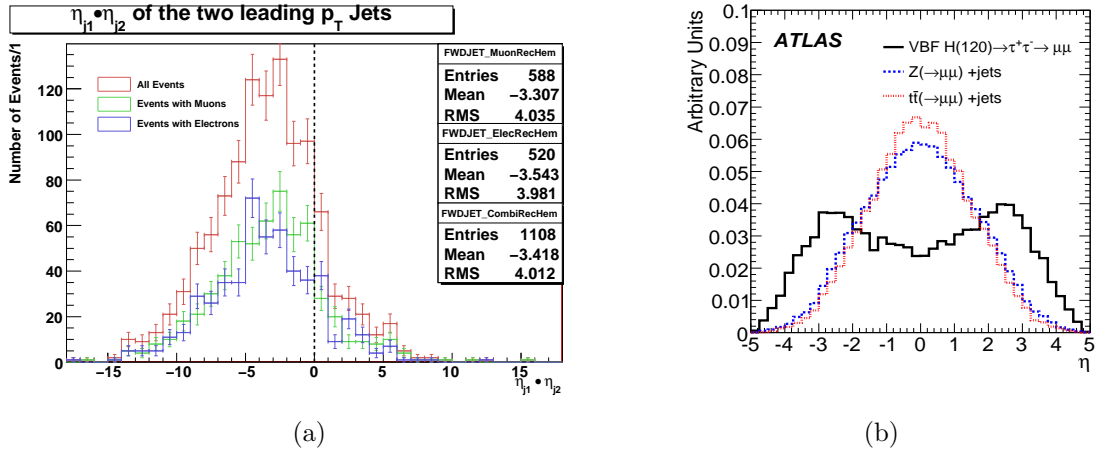


Abb. 4.11: (a) Verteilung $\eta_{j1} \times \eta_{j2}$ der beiden Jets mit höchstem Transversalimpuls und (b) η -Verteilung der Tagging-Jets des VBF-Signals und der Untergründe [17].

4.3.10 Zentralität der Leptonen

Im vorherigen Schritt konnte die Trennung der Jets in den verschiedenen Hemisphären des Detektors in die Analyse mit einbezogen werden. Beim Zerfall der beiden τ -Leptonen befindet sich das getriggerte Lepton auf Grund seines hohen Boosts zwischen den beiden Jets (siehe dazu Abb. 4.12). Dem entsprechend muss für die Pseudorapidität gefordert werden, dass $\min(\eta_{j1}, \eta_{j2}) < \eta_{\tau, \text{had}}, \eta_{\tau, \text{lep}} < \max(\eta_{j1}, \eta_{j2})$ gilt.

4.3.11 Separation der Jets

Für ein klares Signal ist es essentiell, dass die beiden Jets mit höchstem Transversalimpuls eine gute Ortstrennung in η Richtung besitzen. Dies ist vor allem in Hinblick auf Differenzierung von Untergrundsignalen ein wichtiges Merkmal. Ein guter Wert ist hier $\Delta\eta > 4.4$ (Abb. 4.13(a) & 4.13(b)).

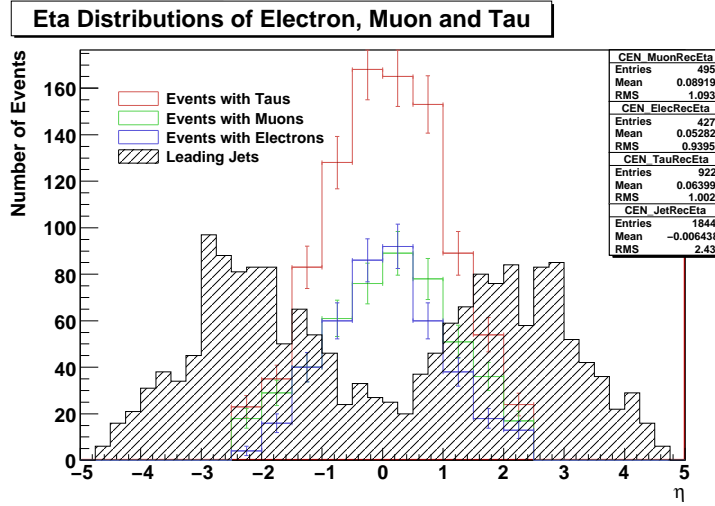


Abb. 4.12: Verteilung der unterschiedlichen Konstituenten der VBF: Elektronen, Myonen sowie τ -Leptonen, die zwischen den beiden Jets mit höchstem Transversalimpuls liegen.

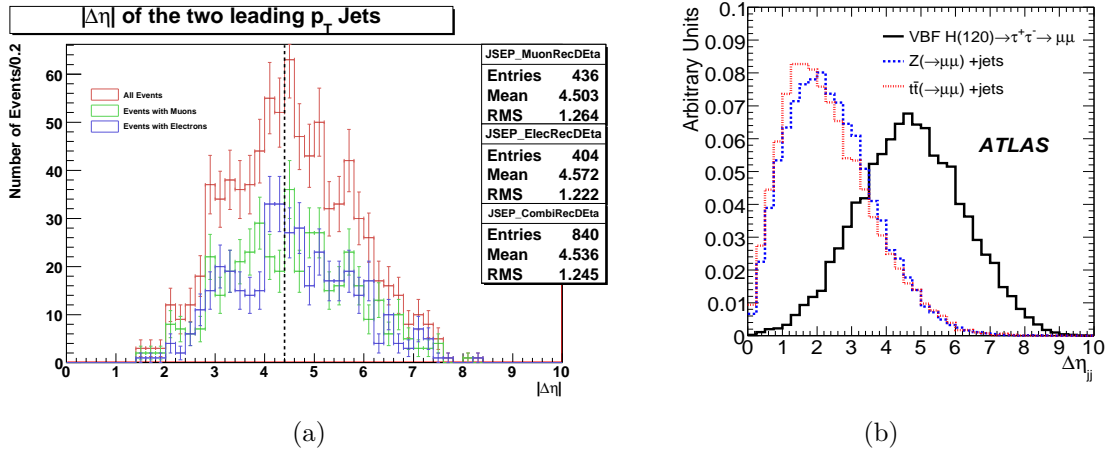


Abb. 4.13: (a) Trennung der beiden Jets mit höchsten Transversalimpuls (b) Vergleich der Trennung gegenüber verschiedenen Untergrundprozessen [17].

4.3.12 Di-Jet-Masse

Auch mit Hilfe der Masse der beiden Jets mit höchstem Transversalimpuls lässt sich der Untergrund weiter verkleinern. Die Untergrundprozesse von $Z^0 \rightarrow ll + \text{Jets}$ sowie $t\bar{t} \rightarrow ll + \text{Jets}$ besitzen Jets mit kleineren Di-Jet-Massen (siehe in Abb. 4.14(b)). Es werden Ereignisse mit $M_{j_1 j_2} > 700$ GeV selektiert.

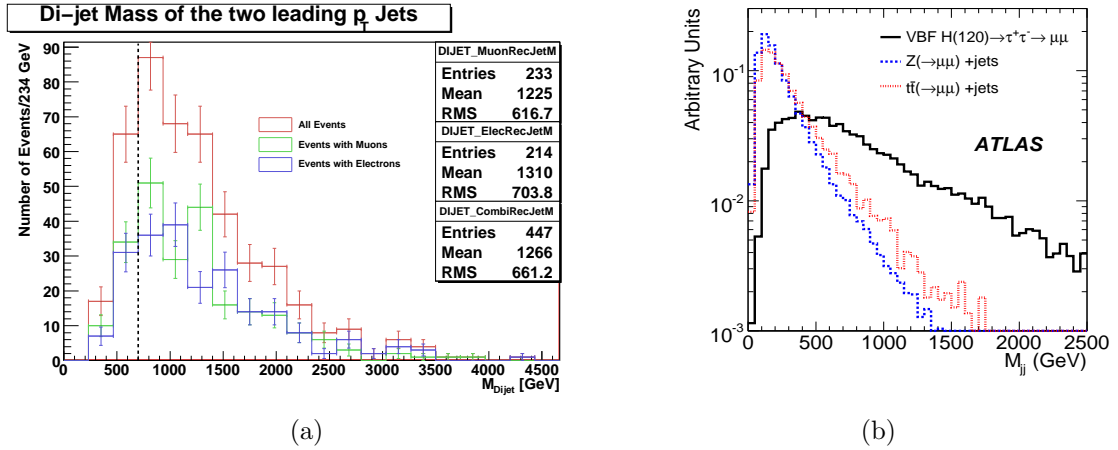


Abb. 4.14: (a) Verteilung der Di-Jet Masse innerhalb der VBF-Higgs-Boson Analyse nach Schnitt auf die Separation der Jets. (b) Vergleich mit weiteren Untergrundprozessen [17].

4.3.13 Zentrales Jet-Veto

In der VBF Higgs-Boson Produktion führt die fehlende Farbkohärenz der auslaufenden Quarks zur Unterdrückung von Gluon-Austausch. Diese fehlende Farbkohärenz ist jedoch auch in QCD-Prozessen für $Z^0 \rightarrow ll + \text{Jets}$ zu finden. Allerdings ist hier die Wahrscheinlichkeit weitaus höher, Jets aus Gluon-Abstrahlungen in der Zentralregion zu finden. So können viele Untergrundereignisse (in der Zentralregion) des Detektors entfernt werden, die nicht zum reinen Higgs-Signal gehören. Im Falle die-

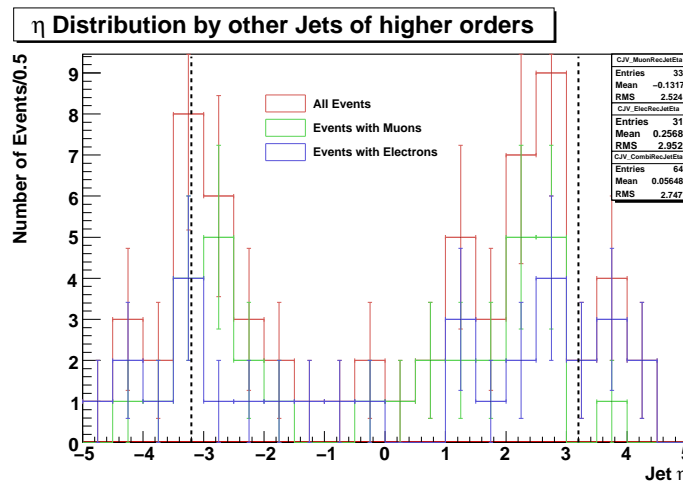


Abb. 4.15: Verteilung aller anderen Jets (die nicht zum Signal gehören) in η -Richtung nach dem Schnitt auf die Di-Jet-Masse

ses Prozesses werden alle Ereignisse mit Jets (außer den beiden Jets mit höchstem Transversalimpuls) im Bereich von $|\eta| < 3.2$ und Transversalimpuls $p_T^j > 20$ GeV ausgeschlossen.

4.3.14 Massenfenster

Mit Hilfe eines Massenfensters lässt sich die Breite des Signals für das Higgs-Boson verkleinern. Vor allem in den simulierten Daten, bei denen genau bekannt ist, welche Masse das Higgs-Boson besitzt, lassen sich somit falsch rekonstruierte Higgs-Ereignisse entfernen. Mit echten Daten können mit Hilfe des Massenfensters verschiedene Signalthypothesen betrachtet werden. Jede dieser Hypothesen besitzt ein anderes Massenfenster. In dieser Analyse wird das Massenfenster zwischen 105 GeV und 135 GeV gesetzt.

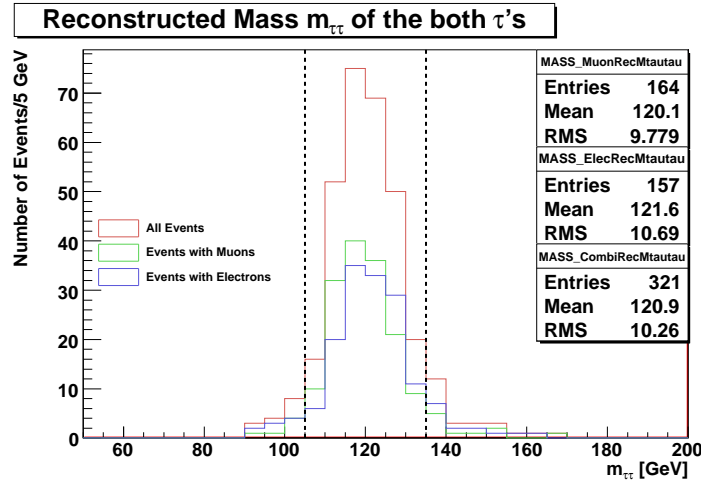


Abb. 4.16: Schnitt auf die rekonstruierte Masse $m_{\tau\tau}$

4.4 Ergebnisse der VBF Analyse

4.4.1 Übersicht über den VBF Schnittverlauf

Schnitt	Ereignisse (e/μ)	Effizienz (e/μ) [%]
Trigger	25587±160 (14634±121/10953±105)	51.22±0.22 (29.29±0.2/21.93±0.19)
Trigger Lepton	18863±138 (8594±93/10269±102)	73.72±0.28 (58.73±407/93.76±0.23)
Di-Lepton-Veto	16492±129 (7501±87/8991±95)	87.43±0.24 (87.28±0.36/87.55±0.33)
Strenges hadronisches τ -Lepton	4556±68 (2050±45.28/2506±51)	27.63±0.35 (27.33±0.51/27.87±0.47)
\cancel{E}_T	2689±52 (1270±36/1419±38)	59.02±0.73 (61.95±1.07/56.62±0.99)
Kollineare Approximation	1721±42 (812±29/909±31)	64±0.93 (63.94±1.35/64.06±1.27)
Transversale Masse	1324±37 (624±25/700±27)	76.93±1.02 (76.85±1.48/77.01±1.4)
Anwesenheit von Jets	1108±34 (520±22/588±25)	84±1.02 (83.33±1.49/84±1.39)
Jets im Vorwärtsbereich	922±31 (427±21/495±23)	83.21±1.12 (82.12±1.68/84.18±1.51)
Jets im Zentralbereich	840±29 (404±21/436±21)	91.11±0.94 (94.61±1.09/88.08±1.46)
Trennung der Jets	447±22 (214±15/233±16)	53.21±1.72 (52.97±2.48/53.44±2.39)
Di-Jet Masse	365±20 (176±14/189±14)	81.66±1.83 (82.24±2.61/81.12±2.56)
Zentrales Jet Veto	321±18 (157±13/164±13)	87.95±1.7 (89.2±2.34/86.77±2.46)
Massenfenster	282±17 (134±12/148±13)	87.85±1.82 (85.35±2.82/90.24±2.32)

Tab. 4.2: Übersicht aus dem Schnittverlauf der VBF Analyse.

In Tab. 4.2 sind alle Ergebnisse für den Schnittverlauf des Prozesses $VBF \rightarrow H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{lep-had}$ zusammengefasst. Die Effizienzen und deren Fehler aus statistischer Betrachtung errechnen sich wie folgt [33]:

$$\varepsilon = \frac{N_i}{N_{i-1}} \quad \text{und} \quad \sigma_\varepsilon = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{N_{i-1}}}. \quad (4.4)$$

4.4.2 Entwicklung der kumulierten Effizienzen

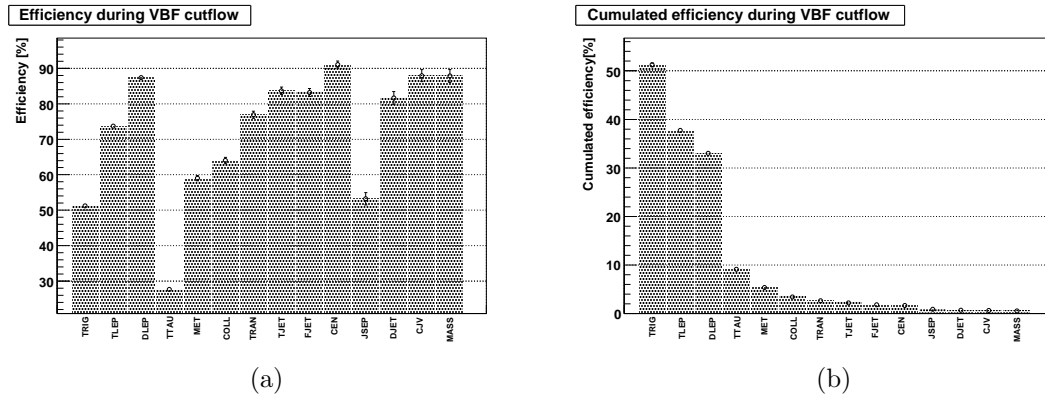


Abb. 4.17: Entwicklung zentraler Größen während des VBF Schnittverlaufes: (a) kumulierte Effizienz (b) Effizienz.

Die in Abb. 4.17(a) aufgetragene Entwicklung der kumulierten Effizienz während des VBF Schnittverlaufs zeigt erneut das Profil der Analyse. Die für die VBF wichtigsten Schnitte der kollinearen Approximation und \cancel{E}_T besitzen hierbei eine Effizienz von jeweils zirka 60%. Abb. 4.17(b) zeigt die Entwicklung der Akzeptanz im Verlauf der VBF Schnitte.

4.4.3 Entwicklung der rekonstruierten Masse

Abb. 4.18(a) zeigt die Entwicklung der rekonstruierten Masse $m_{\tau\tau}$. Insbesondere sind die Schnitte auf \cancel{E}_T und der kollinearen Approximation hervorzuheben. Der Schnitte auf \cancel{E}_T hebt die Masse von 116 auf 118 GeV an, während die Schnitte auf x_l , x_h und $\cos\delta\phi$ die rekonstruierte Masse auf zirka 120 GeV verschieben. Damit zeigt sich, dass diese beiden Schnitte unabdingbar für die Analyse des VBF-Higgs-Signals im Di-Tau Kanal sind.

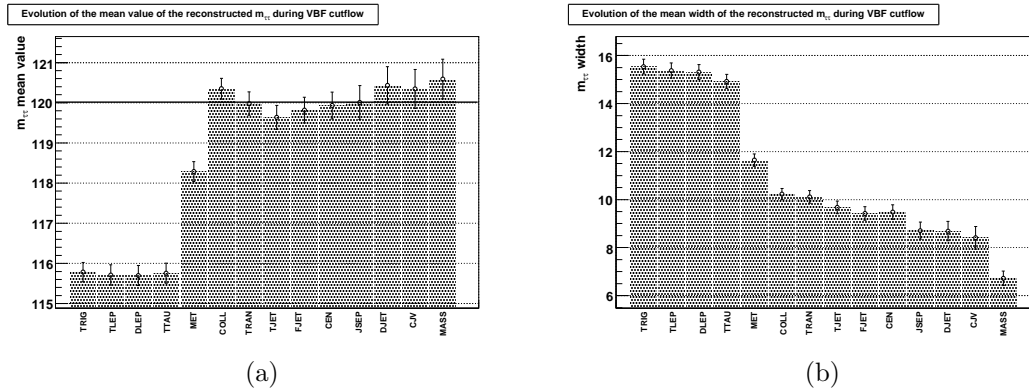


Abb. 4.18: Entwicklung der zentralen Größe der Masse $m_{\tau\tau}$: (a) Mittelwert und (b) Breite, jeweils bestimmt durch Fit einer Gauß-Verteilung.

4.4.4 Massenrekonstruktion aus Generatorvariablen

Abb. 4.20(a) zeigt die rekonstruierte Masse aus Generatorvariablen. Es fällt sofort auf, dass die Rekonstruktion der Masse für Myonen mittels der kollinearen Approximation einen Wert von zirka 150 GeV liefert. Eine kurze Studie hat dabei gezeigt, dass dieser Fehler auf die falsche Berechnung der fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T^μ zurückzuführen ist. Abb. 4.20(b) zeigt als Beispiel die Verteilungen für die Auflösung für \cancel{E}_x^μ . Auffällig ist die Abweichung der Verteilung hin zu einem Doppel-Peak, der sich durch den zuvor benannten Berechnungsfehler für \cancel{E}_T^μ erklären lässt. Eine richtige Berechnung für \cancel{E}_T ist dann gegeben, wenn die in Abb. 4.20(b) gezeigte Verteilung eine Gauß-Verteilung ist.

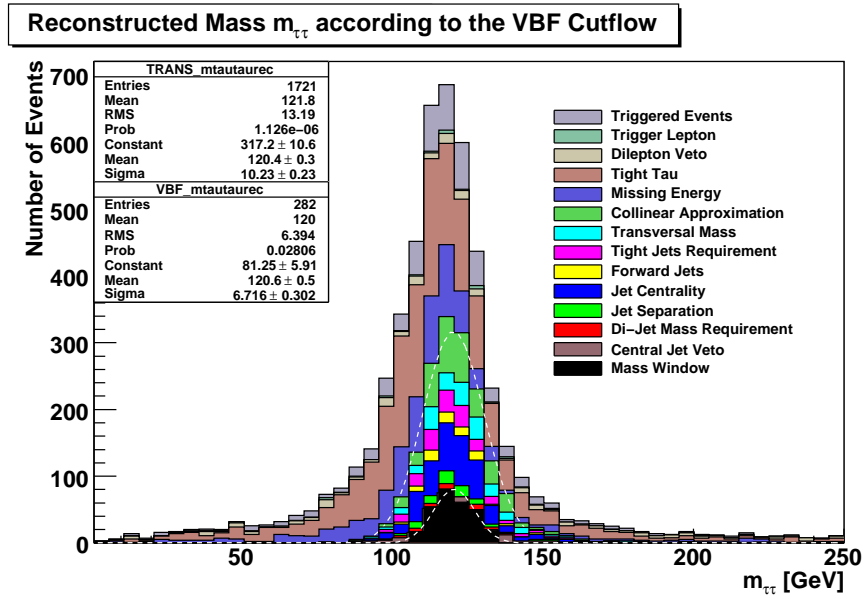


Abb. 4.19: Entwicklung der Masse $m_{\tau\tau}$ während des VBF Schnittverlaufs

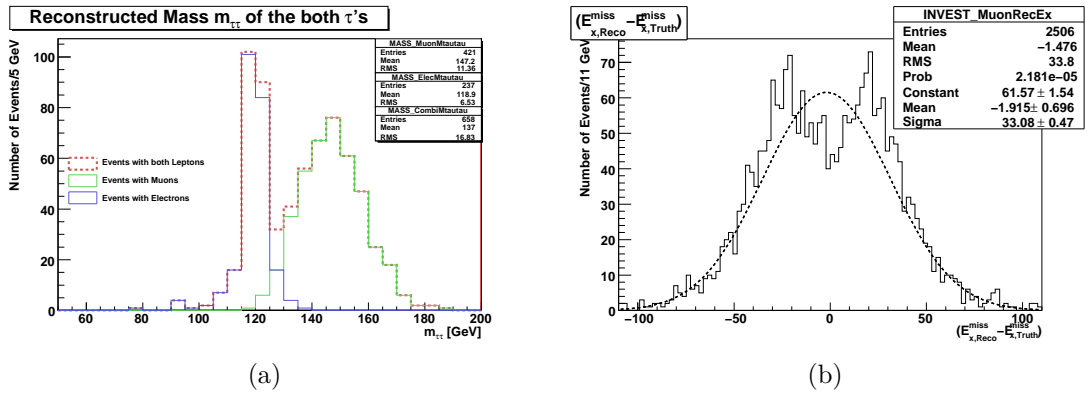


Abb. 4.20: (a) Rekonstruierte Masse aus Generatorvariablen (b) Energieauflösung $\sigma(E_T^{\mu})$ in x-Richtung.

5 Studie zur Variation der Massenauflösung durch Auflösungsverluste

5.1 Motivation

Beim Betrieb des LHC mit ATLAS ist es möglich, dass verschiedene Detektorkomponenten nicht korrekt funktionieren werden. Da sich viele dieser Komponenten inmitten des Detektors befinden, lassen sie sich nicht einfach austauschen. Da sich somit die Auflösung für die Messungen verschlechtert, wird sich dies auch auf die rekonstruierte Masse der beiden τ -Leptonen auswirken. Im folgenden sollen die Auswirkungen von Auflösungsverlusten auf zentrale Größen der VBF-Higgs-Boson-Analyse studiert werden. Hierzu werden sowohl \cancel{E}_T als auch der Transversalimpuls des rekonstruierten hadronischen τ -Leptons für diese Studie benutzt. Wegen des Fehlers der Rekonstruktion von $\cancel{E}_T^{\mu, \text{Truth}}$ werden für dieser Studie nur Ereignisse mit Elektronen betrachtet.

5.2 Energieauflösung

Die Energieauflösung für die fehlende Energie lässt sich aus den einzelnen Komponenten der fehlenden Energie in x- und y-Richtung berechnen. Dazu werden die Größen [26]

$$\Delta E_x = \tilde{\cancel{E}}_x^{\text{Truth}} - \cancel{E}_x^{\text{Truth}} \quad \text{und} \quad \Delta E_y = \tilde{\cancel{E}}_y^{\text{Truth}} - \cancel{E}_y^{\text{Truth}}, \quad (5.1)$$

in ein gemeinsames Histogramm gefüllt. Hierbei sind die Variablen $\tilde{\cancel{E}}$ die verschmierten Variablen. Die sich daraus ergebende Verteilung ist eine Gauß-Distribution mit Mittelwert nahe Null. Mit Hilfe des Fits einer Gauß-Funktion kann damit die Breite dieser Verteilung bestimmt werden. Die Breite ist dabei äquivalent zur Auflösung der fehlenden Energie. In dieser Studie werden die Verteilungen der fehlenden Energien

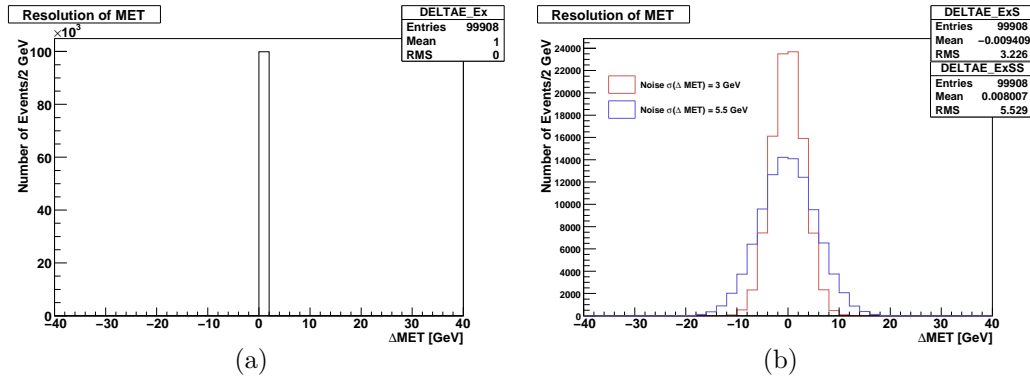


Abb. 5.1: (a) Verteilung von $\cancel{E}_{\text{Reco}} - \cancel{E}_{\text{Truth}}$: ohne Manipulation (b) mit einem Rauschen im Detektor

in x- und y-Richtung mit einer Gauß'schen Zufallsverteilung manipuliert. Dabei sind diese Verteilung so gewählt, dass sich mit jedem Schritt eine andere Auflösung für die fehlende transversale Energie ergibt. Für eine bessere Aussagekraft der Studie werden Generatorvariablen der fehlenden transversalen Energie benutzt und danach mit der Zufallsverteilung manipuliert. Der Grund dafür ist, dass die rekonstruierten Variablen durch die Detektorsimulation schon eine gewisse Auflösung besitzen. Als Beispiel für die Vorgehensweise des Autors soll hier die Verteilung fehlender transversaler Energie mit einem zusätzlichen Rauschen im Detektor gezeigt werden. Abb. 5.1(a) zeigt das unveränderte Histogramm für $\Delta \cancel{E}_T$, während Abb. 5.1(b) die selben Verteilungen für ein Rauschen mit unterschiedlichen Stärken zeigt. Insgesamt wird die Verteilung breiter, was zur Folge hat, dass die Auflösung ebenfalls einen größeren Wert annimmt.

5.3 Fehlende transversale Energie

Für die Studie sollen zwei verschiedene Skalierungen für die Auflösung der \cancel{E}_T in die Berechnung der Masse $m_{\tau\tau}$ eingehen. Zum einen soll ein Rauschen im Detektor simuliert werden. Zum Anderen soll eine Sampling-Term für $\cancel{E}_T \propto \sqrt{\Sigma E_T}$ betrachtet werden.

5.3.1 Rauschen im Detektor

Rauschen im Detektor wird bedingt durch viele Faktoren. Zum einen kann Elektronik im Detektor durch die elektromagnetischen Felder die Messungen stören, zum anderen kann aber auch kosmische Strahlung für solches Rauschen verantwortlich

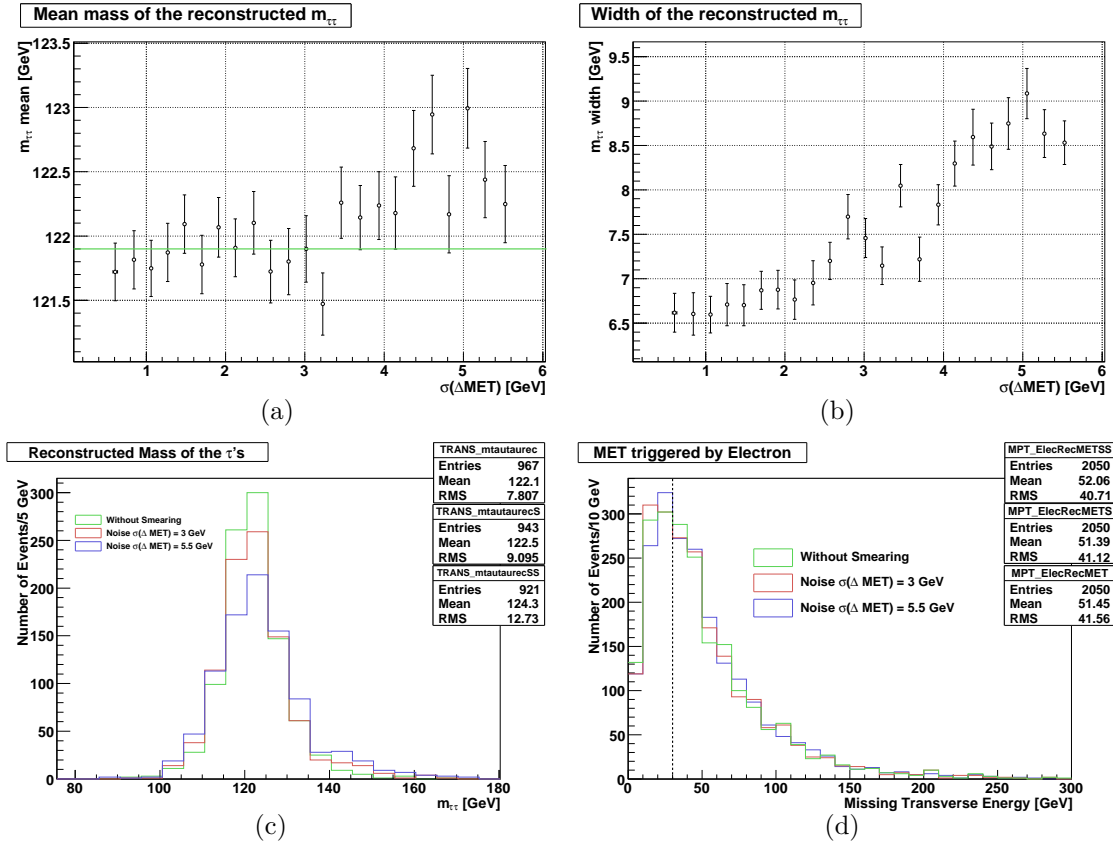


Abb. 5.2: Detektorrauschen mit Schnitt auf \cancel{E}_T nach kollinearer Approximation: (a) Entwicklung der Masse und (b) Entwicklung der Breite mit zunehmenden Auflösungsverlust. Vergleiche der Verteilungen für (c) die Masse $m_{\tau\tau}$ und (d) \cancel{E}_T für verschiedene Auflösungen.

sein. Natürlich existieren neben diesen auch noch weitere unzählige Beispiele für Rauschen im Detektor, die hier nicht weiter behandelt werden sollen. Um diese Art von Rauschen zu simulieren werden unterschiedliche Gauss-verteilte Zufallszahlen zur bestehenden Verteilung von \cancel{E}_x und \cancel{E}_y hinzugefügt (siehe beispielsweise Abb. 5.1(b)). Zur Parametrisierung des Auflösungsverlustes müssen die Gauss-verteilten Zahlen in ihrer Breite variiert werden. Dies kann auf unterschiedliche Weise geschehen. Der Autor hat sich dazu entschieden, die Breite der benutzten Gauß-Verteilung durch folgende Formel zu parametrisieren:

$$\sigma_{\text{Gauss}} = 0.57 \cdot n, \quad \text{mit} \quad n \in [0, 10]. \quad (5.2)$$

Die Zahl n ist dabei abhängig vom Iterationsschritt und berechnet sich durch $n = \text{Intervallgröße} / \text{Iterationsschritte} \cdot \text{Schritt}$. Abb. 5.2(a) zeigt die Entwicklung der

5 Studie zur Variation der Massenauflösung durch Auflösungsverluste

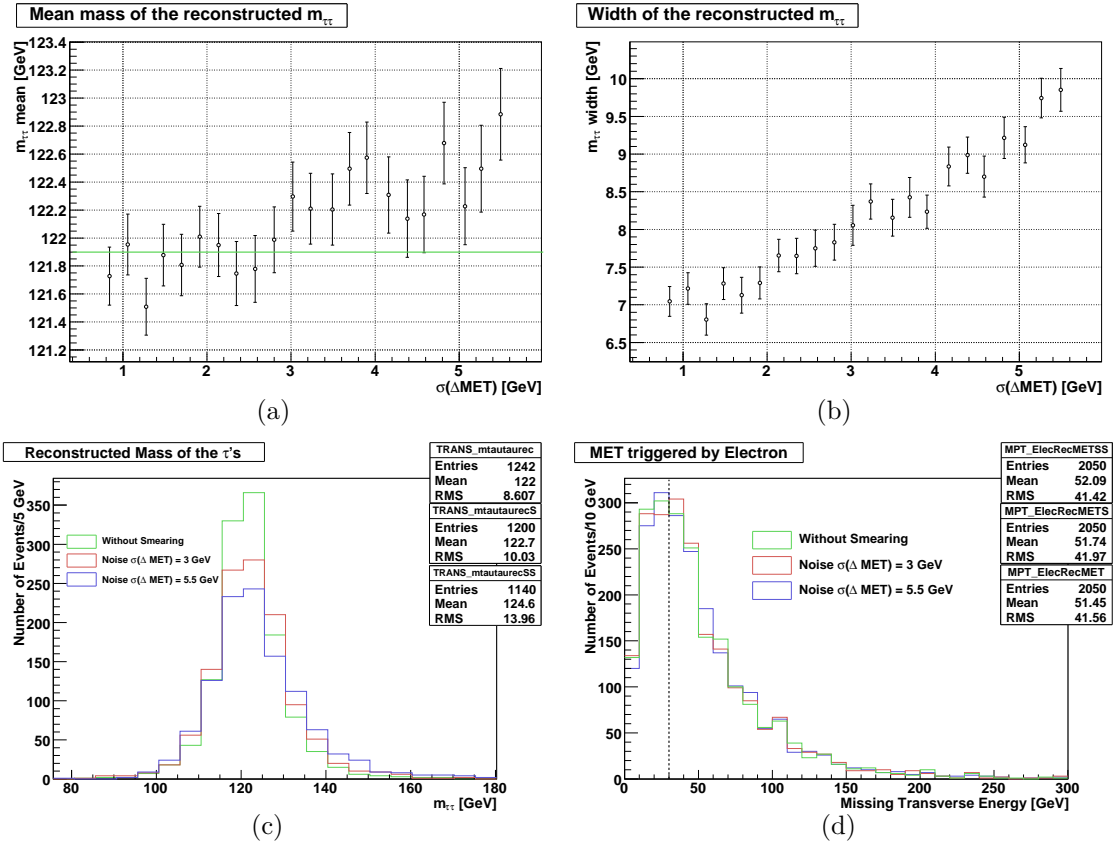


Abb. 5.3: Detektorrauschen ohne Schnitt auf \cancel{E}_T nach kollinearer Approximation: (a) Entwicklung der Masse und (b) Entwicklung der Breite mit zunehmendem Auflösungsverlust. Vergleiche der Verteilungen für (c) die Masse $m_{\tau\tau}$ und (d) \cancel{E}_T für verschiedene Auflösungen.

Masse mit steigendem Auflösungsverlust der fehlenden transversalen Energie. Deutlich zu sehen ist, dass ab einer Auflösung von 3.2 GeV ein leichter Anstieg der Masse $m_{\tau\tau}$ zu verzeichnen ist. Dieser Anstieg lässt sich mit Abb. 5.2(d) begründen. Zu sehen ist die Verteilung von \cancel{E}_T sowie der in dieser Analyse benutzte Schnitt von $\cancel{E}_T > 30$ GeV. Durch die Konstruktion der neuen Verteilungen in \cancel{E}_x und \cancel{E}_y werden mehr Ereignisse in die Analyse mit einbezogen. Insbesondere führen diese Ereignisse zu höheren Massen im Spektrum von $m_{\tau\tau}$ (Abb. 5.2(c)), wobei das Spektrum im Bereich unter 120 GeV nahezu unverändert bleibt. Grund dafür ist die spezielle Form der kollinearen Approximation aus Gl. 2.18: Für größere \cancel{E}_T ergeben sich kleinere Werte für x_l und x_h . Diese Konstellation führt dazu, dass die Masse $m_{\tau\tau}$ größer wird. Die Breite für $m_{\tau\tau}$ steigt dementsprechend auf Grund der höheren Massen stetig an (Abb. 5.2(b)). Die grüne Linie in den Abbildungen zeigt dabei die entsprechenden

Größen aus der normalen Rekonstruktion ohne Auflösungsverluste.

Ähnlich verhält es sich, wenn der Schnitt auf \cancel{E}_T ausgelassen wird. Im Gegensatz zur vorherigen Betrachtung ist jedoch der Anstieg Masse (Abb. 5.3(a)) und Breite (Abb. 5.3(b)) etwas deutlicher zu sehen. Ab einer Auflösung von 3 GeV erreicht die Masse einen Werte über 122 GeV. Die Breite der Verteilung steigt auf Grund des fehlenden Schnitts auf \cancel{E}_T schneller an.

Natürlich darf die Masse $m_{\tau\tau}$ nicht von der Auflösung σ abhängen. Zur Lösung dieses Problems gibt es mehrere Möglichkeiten:

- Zum einen lässt sich die Verschiebung durch eine parametrisierte Funktion ausgleichen. Hier wird die verschobene Masse durch Korrekturterme der Funktion so ausgeglichen, dass auf die korrekte Masse zurückgerechnet werden kann. Jedoch birgt dieser Methode die Gefahr, dass die Auflösung des rekonstruierten Massenspektrums wesentlich verschlechtert.
- Eine zweite Möglichkeit bietet die Entfaltungsmethode. Hier wird der Anstieg der Masse durch Auflösungsverluste mit einer Faltung von zwei oder mehreren Funktionen so parametrisiert, dass Auflösungsverluste keine Auswirkungen auf den Mittelwert der Masse haben können.

5.3.2 Skalierung mit totaler transversaler Energie

Die Auflösung der Kalorimeter kann durch Sampling-Term mit der Parametrisierung $\sigma \propto \sqrt{E_T}$ beschrieben werden. Auflösungsverluste dieser Art repräsentieren falsch kalibrierte oder tote Auslesezellen. Es wird analog zur Auflösung aus der ATLAS Detektorsimulation (Abb. 4.1(a)) die folgende Skalierung benutzt:

$$\sigma_{\text{Gauss}} = 0.57 \cdot n \cdot \sqrt{\Sigma E_T}, \quad \text{mit} \quad n \in [0, 1.5]. \quad (5.3)$$

Im Gegensatz zum Rauschen im Detektor kann ein Sampling-Term größere Auswirkungen auf die Masse und ihre Auflösung haben. Sowohl Masse (Abb. 5.4(a)) als auch Breite (Abb. 5.4(b)) steigen immer stärker an. Dies lässt sich wie beim Rauschen des Detektors mit Hilfe der kollinearen Approximation erklären, denn der höhere Anstieg im Vergleich zum Rauschen kommt hierbei durch die stärkere Skalierung der Auflösungsverluste. Insbesondere das ehemals deutlich zu erkennende Higgs-Signal ist bei starken Auflösungsverlusten kaum noch zu erkennen (Abb. 5.4(c)). Hinzu kommt, dass zu Beginn des ATLAS Experimentes am LHC mit den

5 Studie zur Variation der Massenauflösung durch Auflösungsverluste

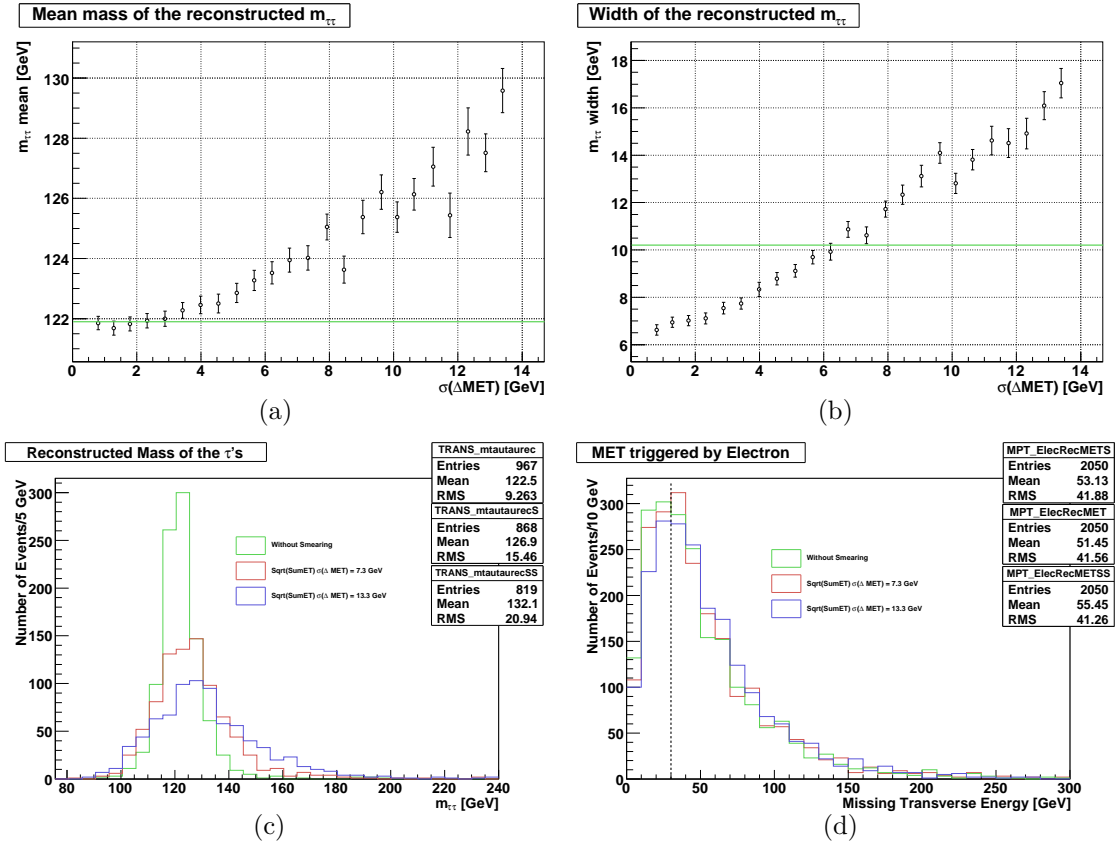


Abb. 5.4: ΣE_T skalierte Auflösungsverluste mit Schnitt auf \cancel{E}_T nach kollinearer Approximation: **(a)** Entwicklung der Masse und **(b)** Entwicklung der Breite mit zunehmenden Auflösungsverlusten. Vergleiche der Verteilungen für **(c)** die Masse $m_{\tau\tau}$ und **(d)** \cancel{E}_T für verschiedene Auflösungen.

ersten 200 pb^{-1} nur 0.074 Higgs-Ereignisse erwartet werden, während fast 270000 Ereignisse aus Prozessen mit $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ vorausgesagt werden [34]. Das starke Ansteigen der Masse lässt sich ebenfalls mit Hilfe der kollinearen Approximation begründen. Wie in Abb. 5.4(d) zu sehen, verschiebt sich die Verteilung für \cancel{E}_T sehr stark, weswegen mehr Ereignisse diesen Schnitt passieren können. Alle selektierten Ereignisse besitzen aus Konstruktion des Sampling-Terms größere fehlende transversale Energie, was dazu führt, dass x_l und x_h kleinere Werte annehmen. Diese Konstellation führt wiederum zu höheren Massen aus der kollinearen Approximation. Deswegen ist hier bei starken Auflösungsverlusten eine nahezu flache Verteilung zu sehen. Dies ist besonders kritisch, denn das Signal für ein Higgs-Boson mit 120 GeV lässt sich in diesen Fällen nicht mehr von Untergründen $Z^0 + \text{Jets}$ und $t\bar{t}$ trennen. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich, wenn auf den Schnitt \cancel{E}_T verzichtet wird. Sowohl Masse als

auch die Breite der Massenverteilung steigen stetig an. Da auch in diesem Fall die Masse $m_{\tau\tau}$ nicht von der Auflösung abhängen darf, kann durch eine Korrektur der Masse mit einer parametrisierende Funktion oder eine Entfaltungsmethode Abhilfe geschaffen werden.

Es zeigt sich, dass beim Vergleich der hier ermittelten Beziehung zwischen Higgs-Masse und \cancel{E}_T -Auslösung aus der ATLAS-Detektorsimulation die starken Abweichungen von $m_{\tau\tau}$ unter Umständen nicht die Wirklichkeit widerspiegeln. Eine einfache $\sqrt{\Sigma E_T}$ abhängige Auflösung ist vor allem deswegen nicht realistisch, weil die Hälfte der ΣE_T aus den Zerfallsprodukten der τ -Leptonen erzeugt wird. Die damit verknüpften Fluktuationen der fehlenden transversalen Energie sind mit den entgegengesetzten Fluktuationen der τ -Leptonen verknüpft. In einem realen Detektor könnten diese beiden Phänomene zu einer stabilen Higgs-Masse führen, da sich die Fluktuationen gegenseitig aufheben. Für einen realistisch Effekt wäre es also angebracht, die Energie der Tagging-Jets sowie die τ -Jets zu verschmieren und die fehlende transversale Energie entsprechend zu korrigieren.

Zusammenfassung Insgesamt lässt sich jedoch festhalten, dass die Größe \cancel{E}_T die Analyse im großen Maße bestimmt. Nicht nur die Auflösung sondern insbesondere der Mittelwert der Masse $m_{\tau\tau}$ steigt mit der verschlechterten Auflösung von \cancel{E}_T an. Dies ist vor allem kritisch, da sich das Higgs-Signal nicht mehr von den Untergründen von $Z^0 + \text{Jets}$, $W^\pm + \text{Jets}$ und $t\bar{t} + \text{Jets}$ so gut wie zuvor trennen lässt. Die Verschiebung des Mittelwerts der Masse $m_{\tau\tau}$ kann entweder durch eine parametrisierte Funktion oder Entfaltungsmethode korrigiert werden.

5.4 Transversalimpuls des Tau-Leptons

Die Auflösung der rekonstruierten Masse $m_{\tau\tau}$ soll nun auch für unterschiedlich stark verschmierte Transversalimpulse des hadronisch zerfallenden τ -Leptons untersucht werden (der Transversalimpuls des τ -Leptons wird hier aus der Transversalen Energie des τ -Jets rekonstruiert). Hierzu wird ähnlich wie in Kap. 5.3.1 vorgegangen, jedoch handelt es sich hierbei um die Auflösungen der τ -Jet-Energie. Des Weiteren unterscheidet sich diese Analyse von der vorherigen, da hier der rekonstruierte Transversalimpuls des hadronisch zerfallenden τ -Leptons verschmiert wird. Abb. 5.5 zeigt die Auswirkungen des Auflösungsverlustes für verschiedene Breiten der Gauß-Verteilung. Wie in Abb. 5.6(a) zu sehen, wird der Mittelwert der Masse bis hin zu mittleren Auflösungen nur sehr wenig beeinflusst. Ab einer Auflösung von zir-

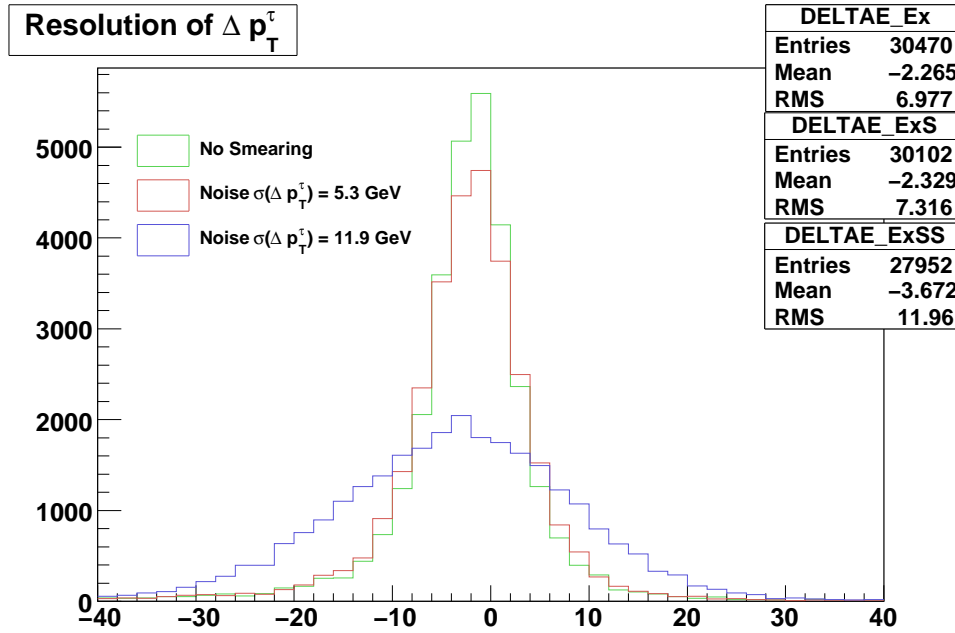


Abb. 5.5: $\tilde{p}_T^{\tau, \text{Truth}} - p_T^{\tau, \text{Truth}}$ für verschiedene Auflösungen der τ -Jet Energie.

ka 9 GeV steigt die Masse jedoch deutlich an. Im Gegensatz zum vorangegangenen Kapitel tauchen nun auch Massen im Spektrum unter 120 GeV auf (Abb. 5.6(a)). Dieses Verhalten lässt sich mit Hilfe der Vorselektion für τ -Leptonen erklären. Wie in Abb. 5.6(d) zu sehen, werden die Transversalimpulse der τ -Leptonen zu größeren Werten $p_T^{\tau, \text{had}}$ hin verschoben. Deswegen besitzen nun mehr Ereignisse den aus der Vorselektion geforderte Transversalimpuls $p_T^{\tau, \text{had}} > 20$ GeV. Insbesondere tauchen diese Ereignisse dabei im verbreiterten Massenspektrum auf. Die rekonstruierte Masse $m_{\tau\tau}$ startet dabei bei kleineren Werten von 120 GeV. Der Unterschied zur rekonstruierten Massen von 121.9 GeV aus der normalen Analyse ohne Auflösungsverluste lässt sich dadurch erklären, dass hier nur Ereignisse mit Elektronen betrachtet werden. Die Breite des Massenspektrums wird dabei mit jedem Schritt größer (Abb. 5.6(b)). Diese liegt daran, dass hier der rekonstruierte Transversalimpuls der hadronisch zerfallenden τ -Leptonen benutzt wird.

Allgemein kann folgender Schluss gezogen werden: Wenn die Auflösungsverluste der τ -Jet-Energiemessung durch Fluktuationen der Zellen-Energie-Messungen zustandekommen sollen, dann sollte auch in diesem Fall die \cancel{E}_T in entgegengesetzte Richtung korrigiert werden, um die Realität besser zu beschreiben. Diese Korrekturen müssen dabei besonders achtsam zu Beginn der Phase des LHC durchgeführt werden um eine korrekte Messungen für Jets sicher zu stellen.

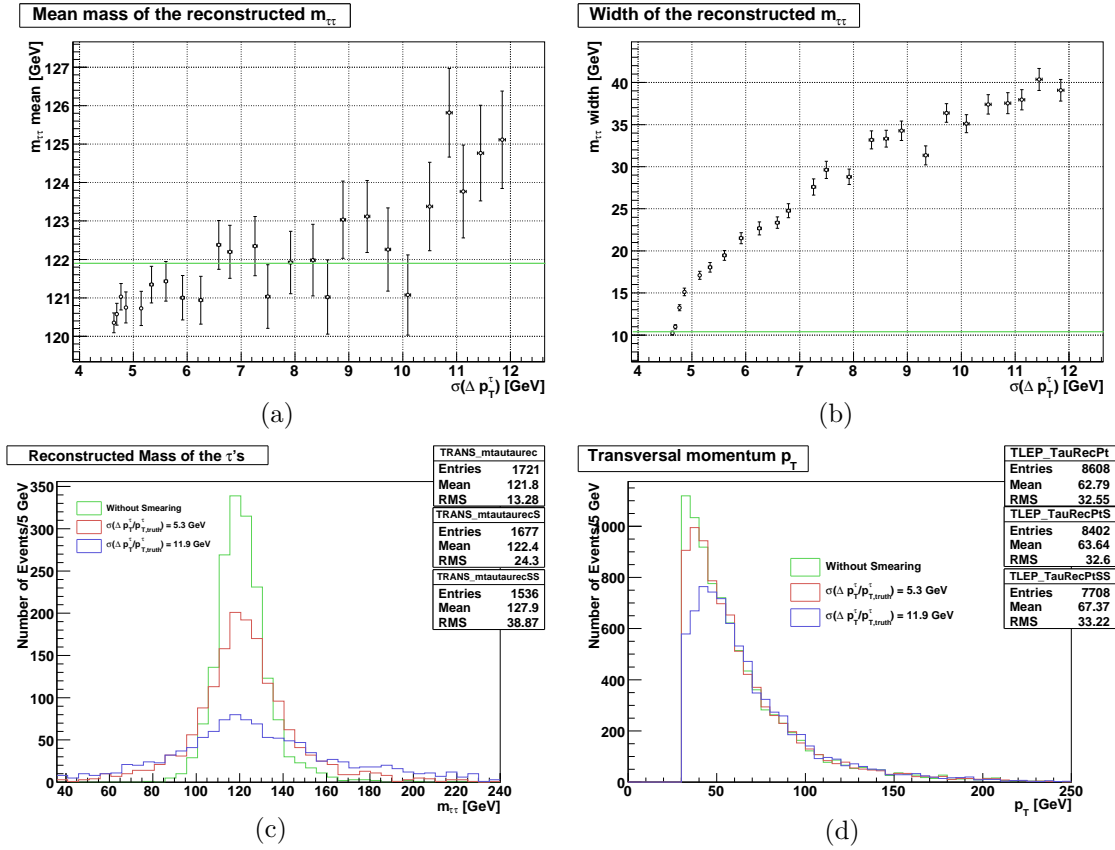


Abb. 5.6: Detektorrauschen für $p_T^{\tau, \text{had}}$ mit Schnitt auf \cancel{E}_T nach kollinearer Approximation: (a) Entwicklung der Masse und (b) Entwicklung der Breite mit zunehmender Auflösung. Vergleiche der Verteilungen für (c) die Masse $m_{\tau\tau}$ und (d) den Transversalimpuls des hadronisch zerfallenden τ -Leptonen.

5.5 Studie zur Massenauflösung durch Fehlkalibration der Tau-Leptonen

5.5.1 Motivation

Neben den untersuchten Auflösungsverlusten durch defekte Auslesezellen im Detektor kann es auch vorkommen, dass die gesamte Kalibration verschoben ist (verschobene Jet-Energie-Skala). Aus diesem Grund soll untersucht werden, in wie weit sich eine fehlerhafte Kalibration des $p_T^{\tau, \text{had}}$ auf den Mittelwert und die Breite von $m_{\tau\tau}$ auswirkt.

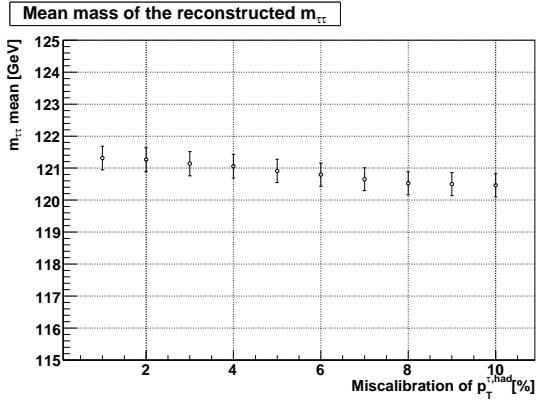
5.5.2 Theoretische Vorüberlegung

Da es sich beim Impuls um eine vektorielle Größe handelt, muss sie auch in der Analyse so behandelt werden. Durch eine tatsächliche Fehlkalibration des Transversalimpulses des hadronisch zerfallenden τ -Leptons $p_T^{\tau,\text{had}}$ muss jedoch auch die Korrektur der fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T mit einbezogen werden. Diese Korrektur beruht auf der Tatsache, dass die Energie der Kalorimeterzellen, die zur Berechnung der fehlenden transversalen Energie benutzt wird, mit der Standard ATLAS τ -Jet-Kalibration nachkalibriert werden [35], wenn sie sich innerhalb eines τ -Jets befinden. Da zum Beispiel bei einer größeren Fehlkalibration die fehlende transversale Energie in Gegenrichtung korrigiert wird, muss dies auch innerhalb der Analyse per Hand verkleinert werden. In dieser Studie wird der $p_T^{\tau,\text{had}}$ um jeweils $\pm 0 - 10\%$ verschoben.

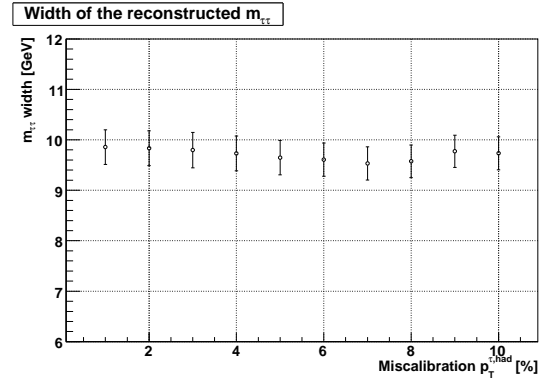
5.5.3 Ergebnisse

Ist die Fehlkalibration von $p_T^{\tau,\text{had}}$ größer, so ändert sich die rekonstruierte Masse der beiden τ -Leptonen um weniger als 1 GeV nach unten. Ein größerer $p_T^{\tau,\text{had}}$ hat zur Folge, dass \cancel{E}_T zu kleineren Werten hin korrigiert wird. In allen Fällen, bei denen die beiden τ -Leptonen nicht back-to-back sind, vergrößert sich der Anteil des weggetragenen Transversalimpulses durch Neutrinos x_h aus hadronischem τ -Zerfall. Die in Gl. 2.18 auftauchenden Größen E_h und $E_{h\nu}$ (Energien des hadronischen τ -Leptons und der dabei entstehenden Neutrinos) werden dabei so korrigiert, dass sich insgesamt die Größe m_{lh} nicht ändert. Insgesamt ergeben sich also kleinere Massen für $m_{\tau\tau}$ (Abb. 5.7(a)). Die Änderungen der Masse sind jedoch extrem klein, denn pro 1% Fehlkalibration ändert sich die Masse um nur zirka 0.1 GeV. Die Breite des Massenspektrums nimmt mit zunehmendem $p_T^{\tau,\text{had}}$ ab (Abb. 5.7(b)). Dies liegt vor allem daran, dass mit höherem $p_T^{\tau,\text{had}}$ mehr Ereignisse mit in die Analyse einbezogen werden - also diejenigen, die zuvor die Kriterien aus der Vorselektion nicht bestanden hätten. Die Breite wird Minimal bei einer Abweichung des $p_T^{\tau,\text{had}}$ von 7%. Für einen nach unten verschobenen $p_T^{\tau,\text{had}}$, ergibt sich in analoger Überlegung eine größere Masse $m_{\tau\tau}$, sowie eine größere Breite des Massenspektrums (Abb. 5.7(c) und 5.7(d)). Insgesamt verändert die Verschiebung der Jet-Energie-Skala die rekonstruierte Higgs-Masse kaum. Dies liegt vor allem daran, dass die fehlende transversale Energie automatisch rekaliibriert wird.

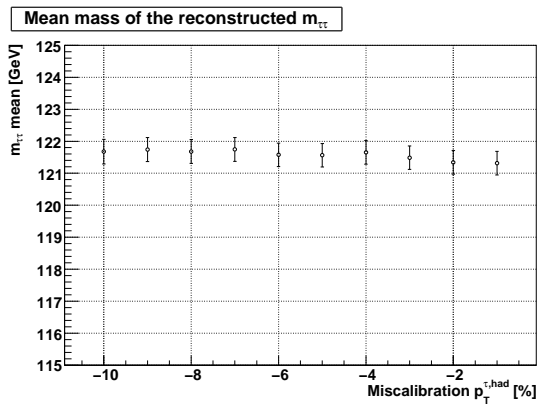
5.5 Studie zur Massenauflösung durch Fehlkalibration



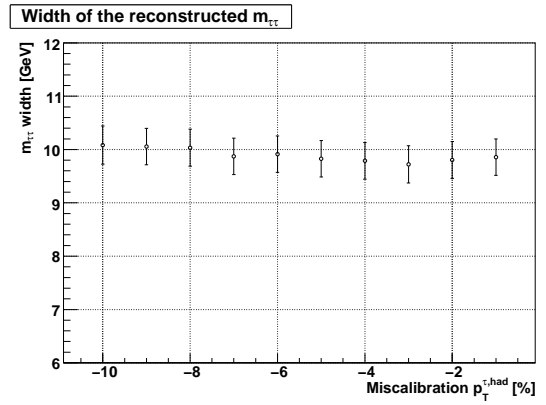
(a)



(b)



(c)



(d)

Abb. 5.7: Ergebnisse für Rekalibration von $p_T^{\tau, \text{had}}$: (a) Entwicklung der Masse und (b) Entwicklung der Breite kollinearer Approximation für positive Fehlkalibrationen. (c) Entwicklung der Masse und (d) Entwicklung der Breite kollinearer Approximation für negative Fehlkalibrationen.

Literaturverzeichnis

- [1] J. C. Maxwell. A dynamical theory of the electromagnetic field. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, 155:459–512, 1865.
- [2] S. Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, 1967.
- [3] A. Salam. Weak and electromagnetic interactions, in: Elementary particle theory. *Proceedings Of The Nobel Symposium*, 1968.
- [4] G. 't Hooft. Renormalizable lagrangians for massive Yang-Mills fields. *Nucl. Phys.*, B35:167–188, 1971.
- [5] D. J. Gross and F. Wilczek. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories. *Phys. Rev. Lett.*, 30:1343–1346, 1973.
- [6] H. D. Politzer. Reliable perturbative results for strong interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 30:1346–1349, 1973.
- [7] D. Griffith. *Introduction to Elementary Particles*. Wiley-VCH, 2008.
- [8] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of the gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508–509, 1964.
- [9] D. Y. Bardin, B. M. Vilensky, and P. K. Khristova. Calculation of the Higgs boson decay width into fermion pairs. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 53:152–158, 1991.
- [10] C. Amsler et al. Review of particle physics. *Phys. Lett.*, B667:1, 2008.
- [11] A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira. HDECAY: A program for Higgs boson decays in the standard model and its supersymmetric extension. *Comput. Phys. Commun.*, 108:56–74, 1998, hep-ph/9704448.
- [12] G. Altarelli and G. Isidori. Lower limit on the Higgs mass in the standard model: An Update. *Phys. Lett.*, B337:141–144, 1994.

- [13] N. Cabibbo, L. Maiani, G. Parisi, and R. Petronzio. Bounds on the Fermions and Higgs Boson Masses in Grand Unified Theories. *Nucl. Phys.*, B158:295–305, 1979.
- [14] Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model. 2008, 0811.4682.
- [15] The TEVNP Working Group. Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs- Boson Production with up to 2.4 fb^{-1} of data, 2008, 0804.3423.
- [16] Tevatron New Phenomena, Higgs Working group, for the CDF Collaboration, and DZero Collaboration. Combined cdf and dzero upper limits on standard model higgs-boson production with up to 4.2 fb^{-1} of data, 2009.
- [17] A. Ahmad et al. Search for the standard model higgs boson via vector boson fusion production process in the di-tau channels. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2009-055. ATL-COM-PHYS-2009-214, CERN, Geneva, Apr 2009.
- [18] M. Acciarri et al. Measurement of the lifetime of the τ lepton. *Phys. Lett.*, B479:67–78, 2000, hep-ex/0003023.
- [19] F. Halzen and A. D. Martin. *Quarks and Leptons: Introductory Course in Modern Particle Physics*. Wiley-VCH, 1984.
- [20] C. Berger. *Elementarteilchenphysik: Von den Grundlagen zu den modernen Experimenten*. Springer, 2004.
- [21] W. J. Marciano and A. Sirlin. Electroweak radiative corrections to tau decay. *Phys. Rev. Lett.*, 61:1815, 1988.
- [22] M. Perl. The tau lepton. *Reports on Progress in Physics*, 55:653–722, 1992.
- [23] T. Szymocha. Study of associated $bbh, h \rightarrow \tau\tau$ channel: lepton-lepton and lepton-hadron final state. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2006-010. ATL-COM-PHYS-2005-058, CERN, Geneva, 2005.
- [24] M. Duehrssen. Prospects for the measurement of higgs boson coupling parameters in the mass range from 110 - 190 gev. Technical Report ATL-PHYS-2003-030, CERN, Geneva, Jul 2003.

- [25] D. Cavalli and G. Negri. Extension of the study of a/h to $\tau\tau$ to lepton-hadron in the high ma region. Technical Report ATL-PHYS-2003-009, CERN, Geneva, May 2003.
- [26] G. Aad et al. Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics. Technical report, CERN, 2009, 0901.0512.
- [27] M. Benedikt et al. The ps complex produces the nominal lhc beam. Technical Report CERN-PS-2000-039-OP, CERN, Jul 2000.
- [28] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.
- [29] J. Abdallah et al. Design, construction and installation of the atlas hadronic barrel scintillator-tile calorimeter. Technical Report ATL-TILECAL-PUB-2008-001. ATL-COM-TILECAL-2007-019, CERN, Geneva, Nov 2007.
- [30] O. Jinnouchi. U.e. tuning parameters are for herwig 6.510 + jimmy 4.1. Website, 2008. From LXR Cross Referencer MC8_Herwig_Common.py.
- [31] S. Tsuno. Higgs via vbf with $h \rightarrow \tau\tau$ with 1 lep gef for lh channel. Website, 2008. From LXR Cross Referencer MC8.005334.HerwigVBFH120tautaulh.py.
- [32] F. Derue et al. Atlas electron reconstruction working group. Website, 2008. From <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/ElectronReconstruction>.
- [33] R. J. Barlow. *Statistics: A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences*. Wiley Blackwell, 1989.
- [34] ATLAS Higgs Sub Group 4. *Towards first LHC data in the context of $H \rightarrow \tau\tau(\mu\mu)$ studies*. Tanaka, J. and Schumacher, M., 2009.
- [35] P. Loch et al. Atlas jet and missing et working group. Website, 2008. From <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/JetEtMiss>.

Danksagung

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. Arnulf Quadt, Frau Prof. Dr. Ariane Frey und Frau Dr. Ulrike Blumenschein für die Möglichkeit dieses Thema innerhalb einer Bachelorarbeit bearbeiten zu dürfen. Die Betreuung während meiner Arbeitszeit war mehr als erstklassig und hat mich sehr schnell an mein Ziel gebracht. Ein weiterer Dank geht dabei an die Mitglieder der Higgs-Arbeitsgruppe, Katharina Fiekas und Despoina Evangelakou, die mir bei meinen Problemen immer sehr schnell und kompetent weitergeholfen haben.

Ein ganz besonderer Dank geht an meine Kommilitonen Henrike Fleischhack und Jannik Hofestädt, die sich neben mir auch durch das Gewirr eine Bachelorarbeit wühlen mussten und mir immer mit Tipps und Ratschlägen zur Seite gestanden haben.

Insbesondere möchte ich natürlich meinem Vater Walter und meiner Schwester Jana für ihre langjährige Unterstützung danken. Ein lieber Danke geht auch an meine Oma Anneliese Tittert, die immer ein offenes Ohr für mich hatte.

Außerdem bedanke ich mich bei allen Korrektur-Lesern dieser Arbeit und alle lieben Menschen, die ich bis jetzt vergessen haben sollte.

Diese Arbeit ist meiner verstorbenen Mutter Christel Runde gewidmet.

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

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

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

Göttingen, 17.7.2009

(Alexander Runde)