

Suche nach dem Higgs-Boson des Standardmodells im
Zerfallskanal $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ mit Schwerpunkt in der
Higgs-Strahlung mit dem ATLAS-Detektor

Diplomarbeit

Physikalisches Institut

Fakultät für Mathematik und Physik

Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

vorgelegt von
Dirk Sammel

November 2013

Betreuer:

Prof. Dr. Markus Schumacher

Erklärung

Ich versichere hiermit, dass die vorliegende Diplomarbeit selbstständig verfasst und keine weiteren als die angegebenen Hilfsmittel benutzt sowie die Stellen der Arbeit, die in anderen Werken dem Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, durch Angaben der Quellen sichtbar gemacht wurden.

.....
Datum/Unterschrift

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Theoretische Grundlagen	9
2.1	Standardmodell der Teilchenphysik	9
2.1.1	Quantenelektrodynamik	9
2.1.2	Quantenchromodynamik	11
2.1.3	Glashow-Weinberg-Salam-Modell	12
2.1.4	Higgs-Mechanismus	14
2.2	Das Higgs-Boson	16
2.2.1	Theoretische Eigenschaften	16
2.2.2	Higgs-Boson-Zerfälle	17
2.2.3	Einschränkung des Massenbereichs	17
2.2.4	Higgs-Boson-Produktion am LHC	18
2.2.5	Entdeckung eines Higgs-Bosons und Bestimmung seiner Eigenschaften	22
3	Signal- und Untergrundprozesse dieser Analyse	25
3.1	Monte Carlo-Generatoren	31
4	Das ATLAS-Experiment am LHC	33
4.1	Large Hadron Collider	33
4.2	ATLAS-Detektor	35
4.2.1	Koordinatensystem	35
4.2.2	Aufbau und Subdetektoren	35
4.2.3	Trigger	41
5	Standardanalyse	45
5.1	Verwendete Daten	45
5.2	Selektion von physikalischen Objekten	45
5.3	Trigger-Selektion	49
5.4	Vorselektion	50
5.5	Kategorisierung	54
5.5.1	VBF-Kategorie	56
5.5.2	BOOSTED-Kategorie	57
5.5.3	REST-Kategorie	57
6	Untergrundabschätzung	65
6.1	Korrekturen	65
6.2	Datenbasierte Untergrundabschätzung	66
6.2.1	Embedding	67
6.2.2	Fehlidentifizierte Leptonen	68
6.2.3	Normierung des $Z \rightarrow ll$ -Untergrundes	69
6.2.4	Normierung des $t\bar{t}$ -Untergrundes	69

7	Multivariate Analyse	77
7.1	Beschreibung der BDT-Methode	77
7.2	BDT-Training der Standardanalyse	79
8	Modifizierte Kategorisierung mit VH-Kategorie	89
8.1	Kategorisierung	89
8.2	Normierungsfaktoren	91
8.3	BDT-Training	101
9	Systematische Unsicherheiten	111
10	Erwartete Sensitivität der Standard- und der modifizierten Analyse	117
10.1	Ergebnisse	117
11	Zusammenfassung	121
A	Statistische Methode	123
A.1	Entdeckung	123
A.2	Bestimmung von Ausschlussgrenzen	124
B	Tabellen	127

Kapitel 1

Einleitung

Im Jahre 1964 schrieb Peter Higgs an einen Kollegen: “*This summer I have discovered something totally useless.*” [1]. Was Peter Higgs damals als nutzlos bezeichnete, ist heute allgemein unter seinem Namen bekannt: das *Higgs-Boson*. Dieses massive, skalare Teilchen tauchte bei der Arbeit an einem Mechanismus auf, der zunächst masselosen Teilchen durch die Wechselwirkung mit einem Feld eine Masse verleihen sollte. Dieser *Higgs-Mechanismus* konnte erfolgreich auf die elektroschwache Theorie angewandt werden und ermöglichte so erstmals eine theoretische Beschreibung der Teilchenmassen, insbesondere der der Eichbosonen, in einer eichinvarianten Theorie. Die Suche nach dem postulierten Higgs-Boson wurde für die nächsten Jahrzehnte eine der Hauptaufgaben der experimentellen Teilchenphysik. Es dauerte fast 50 Jahre bis im Juli 2012 die Entdeckung eines neuen Teilchens am *Large Hadron Collider* durch die Experimente ATLAS und CMS verkündet wurde, welches schließlich als ein Higgs-Boson bestätigt werden konnte [2].

Nach der Entdeckung folgt nun die Bestimmung der Eigenschaften dieses neuen Teilchens, damit eine Aussage getroffen werden kann, ob es sich um das Higgs-Boson des Standardmodells oder eines der Higgs-Bosonen einer erweiterten Theorie handelt. Dazu müssen der Spin, die CP-Quantenzahl und die Stärken der Kopplung an die anderen Teilchen bestimmt werden. Zudem muss auch jeder der vorhergesagten Zerfälle des Higgs-Bosons beobachtet werden. Bisher konnten nur die bosonischen Zerfälle nachgewiesen werden, weshalb die Erforschung der fermionischen Zerfälle eine wichtige Aufgabe darstellt, da durch die Beobachtung dieser Zerfälle gezeigt werden kann, dass der Higgs-Mechanismus auch für die Erzeugung der Fermion- und speziell der Leptonmassen verantwortlich ist.

In dieser Arbeit wurde der fermionische Zerfall des Higgs-Bosons in zwei Tau-Leptonen mit anschließendem leptonischem Zerfall der Taus $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ untersucht. Dazu wurden die Ereignisse in Kategorien aufgeteilt, um jeweils spezielle Kinematiken auszunutzen. Für jede der Kategorien wurde anschließend eine multivariate Analyse durchgeführt. Der Schwerpunkt dieser Arbeit lag dabei in der Untersuchung der Kategorie, die die Kinematik der Produktion des Higgs-Bosons durch *Higgs-Strahlung* ausnutzt. Um die Statistik dieser neuen Kategorie zu steigern, wurden Ereignisse aus den bisherigen Kategorien in die neue Kategorie übertragen. Das Ziel war die Bestimmung der Signifikanz eines Signals und oberer Ausschlussgrenzen der Signalstärke und ein Vergleich der Ergebnisse zwischen der bisherigen und der neuen Kategorisierung.

Zudem wurden in dieser Arbeit Studien zur Abschätzung des Top-Untergrundes unternommen. Dazu wurden Kontrollregionen mit einem hohen Anteil an Top-Untergrund-Ereignissen definiert, in denen Normalisierungsfaktoren für diesen Untergrund bestimmt werden konnten. Die Faktoren der verschiedenen Kontrollregionen konnten so auf ihre Konsistenz überprüft werden.

In Kapitel 2 findet sich ein Überblick über das Standardmodell der Teilchenphysik und das Higgs-Boson. In Kapitel 3 werden die für diese Analyse relevanten Signal- und Untergrundprozesse vorgestellt. Kapitel 4 enthält eine Vorstellung des ATLAS-Experimentes, in Kapitel 5 folgt eine Vorstellung der bisherigen Analyse mit Definition der Ereigniskategorisierung. Kapitel 6 behandelt die Abschätzung der Untergründe und stellt die dazu benutzten datenbasierten Methoden vor. In Kapitel 7 wird die in dieser Analyse verwendete multivariate Analyse mit *Boosted Decision Trees* beschrieben. In Kapitel 8 wird die Definition der neuen Kategorisierung vorgestellt. Kapitel 9 beschreibt die systematischen Unsicherheiten dieser Analyse. Kapitel 10 enthält die Ergebnisse der Hypothesentests für die

bisherige und die neue Kategorisierung. Die Zusammenfassung der Arbeit erfolgt schließlich in Kapitel 11.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Eigenschaften und Wechselwirkungen der Elementarteilchen. Die Teilchen werden dabei in Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$ und Eichbosonen mit Spin 1 unterteilt.

Bei den Fermionen unterscheidet man wiederum zwischen Leptonen und Quarks, die jeweils abhängig von der Masse in drei Familien eingeteilt werden. Diese Einteilung ist in Tabelle 2.1 zu sehen. In jeder Leptonfamilie gibt es ein Teilchen mit negativer Ladung und ein zugehöriges neutrales Neutrino. Bei den Quarks bestehen die Familien aus einem Teilchen mit Ladung $-\frac{1}{3}$ und einem Teilchen mit Ladung $+\frac{2}{3}$. Quarks besitzen zudem noch eine von drei Farbladungen (rot, grün oder blau).

Zu jedem Teilchen in Tabelle 2.1 existiert ein Antiteilchen, bei welchem das Vorzeichen der Ladung entgegengesetzt ist.

Die Eichbosonen sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Durch ihren Austausch findet eine Vermittlung der Wechselwirkungen zwischen den Teilchen statt. Die Gravitation wird nicht durch das Standardmodell beschrieben und ist im Vergleich zu den anderen Kräften bei den derzeit experimentell erreichbaren Energien zu schwach und vernachlässigbar. Die theoretische Beschreibung der Wechselwirkungen erfolgt durch Quantenfeldtheorien. Diese müssen zudem Eichtheorien sein, also einer lokalen Eichsymmetrie genügen. Daraus folgt, dass die zur Theorie gehörende Lagrangedichte invariant unter lokalen Eichtransformationen sein muss. Für die elektromagnetische Wechselwirkung ist diese Theorie die *Quantenelektrodynamik* (QED) mit masselosen Photonen als Austauscheteilchen. Die Beschreibung der schwachen Wechselwirkung durch die *Fermi-Wechselwirkung* [4] ist nur eine effektive Feldtheorie, also nicht renormierbar und nur bis zu einer bestimmten Energieskala zuverlässig. Erst im Zusammenschluss mit der elektromagnetischen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung ist eine vollständige Beschreibung durch das *Glashow-Weinberg-Salam-Modell* [5, 6, 7] möglich. Die Austauscheteilchen sind hier die zwei geladenen W-Bosonen und das neutrale Z-Boson. Experimentell konnte eine Masse dieser Bosonen nachgewiesen werden [8, 9, 10, 11], die allerdings erst durch Einführung des *Higgs-Mechanismus* [12, 13, 14, 15, 16, 17] theoretisch beschrieben werden kann. Die Quantenfeldtheorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung ist die *Quantenchromodynamik* (QCD) [18, 19]. Hier werden masselose Gluonen ausgetauscht, von denen insgesamt acht mit unterschiedlichen Farbladungen existieren.

Für die Zusammenfassung der folgenden theoretischen Grundlagen wurden [20] und [21] benutzt.

2.1.1 Quantenelektrodynamik

Für die Beschreibung der Wechselwirkungen in der Teilchenphysik wird der Lagrange-Formalismus für Felder verwendet. Die Lagrangedichte für ein freies Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen der Masse m ohne Wechselwirkung lautet:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma_{\mu}\partial^{\mu} - m) \psi \quad (2.1)$$

Leptonen			
Familie	Flavour	Ladung	Masse (MeV/c ²)
1.	e (Elektron)	-1	0.511
	ν_e (Elektron-Neutrino)	0	< 2 eV
2.	μ (Myon)	-1	105.658
	ν_μ (Myon-Neutrino)	0	< 0.19
3.	τ (Tau)	-1	1776.82
	ν_τ (Tau-Neutrino)	0	< 18.2
Quarks			
1.	d (Down)	-1/3	4.8
	u (Up)	+2/3	2.3
2.	s (Strange)	-1/3	95
	c (Charme)	+2/3	1275
3.	b (Bottom)	-1/3	4180
	t (Top)	+2/3	173070

Tabelle 2.1: Die Fermion-Familien und die jeweilige Ladung und Masse der Teilchen [3]

Eichbosonen			
Boson	Kraft	Ladung	Masse (GeV/c ²)
γ (Photon)	Elektromagnetisch	0	0
W^\pm (W-Boson)	Schwach	± 1	80.385
Z^0 (Z-Boson)	Schwach	0	91.188
g (Gluon)	Stark	0	0

Tabelle 2.2: Die Eichbosonen mit Ladung, Masse und der zugehörigen Wechselwirkung [3]

ψ ist hierbei ein 4-komponentiges Spinorfeld, das Fermionfeld.

Setzt man diese Lagrangedichte in die *Euler-Lagrange-Gleichung* [22]

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \psi)} \right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi} \quad (2.2)$$

ein, erhält man die *Dirac-Gleichung*, die relativistische Wellengleichung für ein freies Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi = 0 \quad (2.3)$$

Um die Ladungserhaltung zu gewährleisten, muss die Theorie nach dem *Noetherschen Theorem* [23] eine Symmetrie besitzen. Daraus resultiert die Forderung nach der Invarianz der Lagrangedichte unter Eichtransformationen.

Die Lagrangedichte (2.1) ist invariant unter der globalen Eichtransformation

$$\psi \rightarrow e^{iQ\alpha} \psi \quad (2.4)$$

Dabei ist der Phasenfaktor α eine reelle Konstante und Q der Ladungsoperator. Diese Transformationen werden durch die unitäre Gruppe $U(1)$ beschrieben.

Geht man zu einer orts- und zeitabhängigen Phase $\alpha = \alpha(x)$ über, spricht man von einer lokalen Eichtransformation. Dies führt aber zu einer Verletzung der geforderten Invarianz von (2.1), da man durch die Ableitung von α einen zusätzlichen Term erhält:

$$\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} - e (\bar{\psi} \gamma^\mu \psi) \partial_\mu \alpha \quad (2.5)$$

e ist dabei die Elementarladung. Dieser Term wird durch die Einführung der *kovarianten Ableitung*

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad (2.6)$$

entfernt, wobei das Eichfeld A_μ ein neues Vektorfeld mit Transformation

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \quad (2.7)$$

ist. Dieses Vektorfeld wird als Photonfeld bezeichnet und muss auch einen kinetischen Term in der Lagrangedichte besitzen. So erhält man als Lagrangedichte der Quantenelektrodynamik:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (2.8)$$

mit

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (2.9)$$

Die Elementarladung e ist hierbei die Kopplungsstärke der Wechselwirkung zwischen Fermionen und dem Photonfeld. Ein zusätzlicher Massenterm für das Photonfeld kann nicht eingeführt werden, ohne die Invarianz unter lokaler Eichtransformation zu brechen. Daraus folgt, dass das Photon masselos sein muss und die elektromagnetische Wechselwirkung eine unendliche Reichweite besitzt. Auch experimentell konnte bisher keine Masse für das Photon nachgewiesen werden.

2.1.2 Quantenchromodynamik

Die Lagrangedichte der QCD lässt sich analog zur QED schreiben als

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\psi \quad (2.10)$$

Da jedes Quark eine der drei Farbladungen r , b oder g besitzt, gibt es für jeden Quark-Flavour ein ψ der Form:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_r \\ \psi_b \\ \psi_g \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Die Farbladung hat dabei keinen Einfluss auf die Masse, die Quarks eines Flavours besitzen immer dieselbe Masse. Auch hier wird wieder die Invarianz der Lagrangedichte unter einer lokalen Eichtransformation gefordert. In der QCD hat diese Transformation die Form:

$$\psi \rightarrow e^{i\boldsymbol{\alpha}\boldsymbol{\lambda}}\psi \quad (2.12)$$

$\boldsymbol{\alpha} = \boldsymbol{\alpha}(x)$ und $\boldsymbol{\lambda}$ sind hierbei Vektoren mit acht Einträgen, $\alpha_1, \dots, \alpha_8$ sind reelle Zahlen und $\lambda_1, \dots, \lambda_8$ die 3×3 *Gell-Mann-Matrizen* [24]. Diesen Transformationen liegt die $SU(3)_C$ -Gruppe zugrunde. Das C steht für "Colour", da die erhaltene Größe der starken Wechselwirkung die Farbladung ist. Analog zur Vorhergehensweise in der Quantenelektrodynamik wird eine kovariante Ableitung definiert:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s\boldsymbol{\lambda}\mathbf{G}_\mu \quad (2.13)$$

Dieses mal müssen acht Eichfelder \mathbf{G}_μ eingeführt werden, die sich wie folgt transformieren:

$$\mathbf{G}_\mu \rightarrow \mathbf{G}_\mu - \frac{1}{g_s}\partial_\mu\boldsymbol{\alpha} - (\boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{G}_\mu) \quad (2.14)$$

g_s ist die Kopplungskonstante, analog zur elektrischen Ladung in der QED. Der zusätzliche Term $(\boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{G}_\mu)$ ist notwendig, da die $SU(3)_C$ im Gegensatz zur $U(1)$ nicht-abelsch ist.

Mit einem zusätzlichen kinematischen Term für die Eichfelder ergibt sich so für die Lagrangedichte:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi - g_s (\bar{\psi} \gamma^\mu \boldsymbol{\lambda} \psi) \mathbf{G}_\mu - \frac{1}{4} \mathbf{G}_{\mu\nu} \mathbf{G}^{\mu\nu} \quad (2.15)$$

mit

$$\mathbf{G}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{G}_\nu - \partial_\nu \mathbf{G}_\mu - g_s (\mathbf{G}_\mu \times \mathbf{G}_\nu) \quad (2.16)$$

Die acht Eichfelder \mathbf{G}_μ lassen sich als Gluonfelder interpretieren. Auch in der Lagrangedichte (2.15) kommt kein Massenterm für die Eichfelder vor, die Gluonen sind also wie das Photon masselos. Anders als in der QED hat dies jedoch keine unendliche Reichweite der starken Wechselwirkung zur Folge. Das Potential der Wechselwirkung steigt mit zunehmendem Abstand zwischen zwei Quarks, weshalb Quarks nur in gebundenen, farbneutralen Zuständen (Mesonen: Quark-Antiquark oder Baryonen: drei Quarks) existieren können. Dies wird als *Confinement* bezeichnet. Andererseits sinkt die Kopplungskonstante bei geringer werdendem Abstand zwischen den Quarks und sie verhalten sich wie freie Teilchen, was als *Asymptotische Freiheit* [18, 19] bekannt ist.

Im Vergleich mit (2.9) enthält (2.16) einen zusätzlichen Term, der dazu führt, dass auch Gluonen miteinander wechselwirken, da diese selbst eine Farbladung tragen.

2.1.3 Glashow-Weinberg-Salam-Modell

Das *Glashow-Weinberg-Salam-Modell* [5, 6, 7] vereinigt die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung. Die zugrundeliegende Symmetrie-Gruppe ist $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Das L deutet darauf hin, dass die Transformationen der $SU(2)$ nur auf links-chirale Fermionfelder wirken. Die Ladung dieser Gruppe ist der schwache Isospin \mathbf{I} . Das Y steht für die Hyperladung, die bei der elektroschwachen Wechselwirkung erhalten ist. Sie ist definiert durch die *Gell-Mann-Nishijima-Formel* [25, 26]:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.17)$$

Q ist die elektrische Ladung und I_3 die dritte Komponente des Isospins. Die Transformationen der $U(1)_Y$ wirken auf links- und rechts-chirale Felder. Die links-chiralen Felder bilden Dubletts bezüglich \mathbf{I} , die rechts-chiralen Felder Singulettts. Diese Multipletts sind in Tabelle 2.3 aufgeführt. Neutrinos werden im Rahmen des Standardmodells als masselos betrachtet und kommen deswegen nur als links-chirale Felder vor. Durch die Beobachtung von Umwandlungen zwischen Neutrinos verschiedener Familien, sogenannte *Neutrinooszillationen*, folgt jedoch, dass zumindest zwei der Neutrinos eine von Null verschiedene Masse besitzen müssen [27, 28, 29]. Die Oszillationen können durch die *Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix* [27] beschrieben werden.

Die Quarks eines Dubletts können durch Wechselwirkung mit einem W-Boson ineinander übergehen. d' , s' und b' sind dabei Quark-Mischungen, deren Anteile durch die *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix* [30, 31] beschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Die V_{ij} geben dabei die Wahrscheinlichkeiten an, mit denen ein Quark i durch Wechselwirkung mit einem W-Boson in ein Quark j übergehen kann.

Für das Transformationsverhalten der Felder ergibt sich:

	Q	I_3	Y
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$ $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$ $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0 -1	+1/2 -1/2	-1 -1
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$ $\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$ $\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	+2/3 -1/3	+1/2 -1/2	+1/3 +1/3
e_R μ_R τ_R	-1	0	-2
u_R c_R t_R	+2/3	0	+4/3
d_R s_R b_R	-1/3	0	-2/3

Tabelle 2.3: Die Multipletts der elektroschwachen Wechselwirkung. Q ist die elektrische Ladung, I_3 die dritte Komponente des Isospins und Y die Hyperladung.

$$\psi_L \rightarrow e^{i\alpha\tau+i\beta Y} \psi_L \quad (2.19)$$

$$\psi_R \rightarrow e^{i\beta Y} \psi_R \quad (2.20)$$

$\alpha = \alpha(x)$ und τ sind Vektoren mit drei Einträgen, wobei $\alpha_1, \dots, \alpha_3$ reelle Zahlen sind und τ_1, \dots, τ_3 die 2×2 Pauli-Matrizen. $\beta = \beta(x)$ ist eine reelle Zahl.

Auch hier muss eine kovariante Ableitung mit diesmal vier neuen Eichfeldern eingeführt werden:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_w \tau \mathbf{W}_\mu + i \frac{g'}{2} Y B_\mu \quad (2.21)$$

g_w und g' sind die jeweiligen Kopplungskonstanten. Aus diesen Eichfeldern lassen sich nun die physikalischen Felder ableiten. Für die W-Bosonen gilt:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (2.22)$$

Aus orthogonalen Linearkombinationen der zwei übrigen Eichfelder erhält man schließlich das Photon und das Z^0 :

$$\begin{aligned} A_\mu &= B_\mu \cos \theta_w + W_\mu^3 \sin \theta_w \\ Z_\mu &= -B_\mu \sin \theta_w + W_\mu^3 \cos \theta_w \end{aligned} \quad (2.23)$$

Für die Stärke der Kopplungen an das Photon g_e und an das Z^0 g_z ergibt sich:

$$\begin{aligned} g_e &= g_w \sin \theta_w = g' \cos \theta_w \\ g_z &= \frac{g_e}{\sin \theta_w \cos \theta_w} \end{aligned} \quad (2.24)$$

θ_w ist der schwache Mischungswinkel. (2.23) und (2.24) ergeben aus der Forderung, dass Photonen gleich an links- und rechtschirale Felder und nicht an Neutrinos koppeln sollen.

Die Lagrangedichte inklusive der kinetischen Terme lautet:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \bar{\psi}_L \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g_w \tau \mathbf{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \psi_L \\ &+ \bar{\psi}_R \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \psi_R - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.25)$$

mit

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.26)$$

$$\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu - g_w \mathbf{W}_\mu \times \mathbf{W}_\nu. \quad (2.27)$$

Das Kreuzprodukt rührt aus der nicht-abelschen Natur der $SU(2)$ her. In (2.25) sind keine Massenterme für Fermionen und die Eichbosonen enthalten. Experimentell konnten diese Massen aber nachgewiesen werden. Durch eine Einführung von Massentermen für Fermionen der Form $-m\bar{\psi}\psi$ wie in der QED und QCD würde die geforderte Eichsymmetrie wieder gebrochen werden, die Theorie wäre nicht mehr renormierbar und die Unitarität wäre verletzt. Dadurch erhielte man eine effektive Theorie und es könnten keine Präzisionsmessungen bei hohen Energien durchgeführt werden. Bei einer renormierbaren Theorie können auftretende Divergenzen bei der Berechnung von Prozessen durch eine geeignete Parameterwahl behoben werden. Bei einer unrenormierbaren Theorie würden unendlich viele solcher Parameter benötigt werden. Um diese Massen auch durch eine eichinvariante Theorie beschreiben zu können, muss der *Higgs-Mechanismus* [12, 13, 14, 15, 16, 17] eingeführt werden.

2.1.4 Higgs-Mechanismus

Für den Higgs-Mechanismus wird das *Higgsfeld* ϕ , ein Isospin-Dublett komplexer Skalarfelder mit Hyperladung $Y = 1$, eingeführt:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

Die obere Komponente besitzt dabei Ladung $Q = +1$ und die untere Komponente ist neutral mit $Q = 0$. Die zugehörige Lagrangedichte für skalare Felder mit Selbstwechselwirkung ist

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) - V(\phi) \quad (2.29)$$

mit

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (2.30)$$

Die Form des Potentials V ist durch die Forderung nach Eichinvarianz und Renormierbarkeit festgelegt. μ und λ sind reelle Konstanten. μ ist über die Beziehung $\frac{1}{2}m^2 = \mu^2$ mit der Masse der Felder verknüpft, λ ist die Kopplungsstärke der 4-Felder-Wechselwirkung.

Durch die Benutzung der kovarianten Ableitung (2.21) und die Hinzunahme der kinetischen Terme der Eichbosonen erhält man die eichinvariante Form:

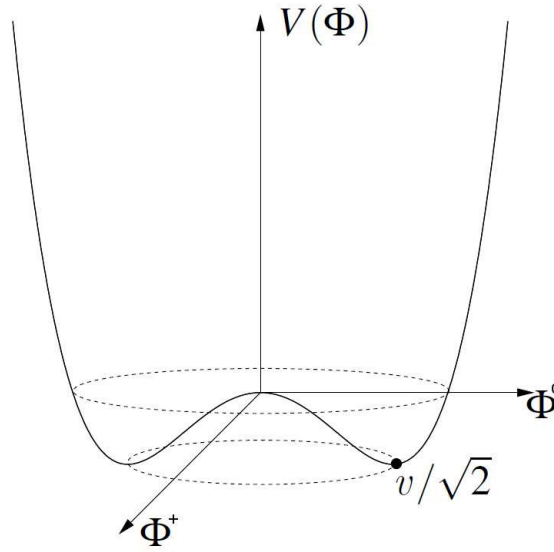
$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi) - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.31)$$

Mit $\mu^2 > 0$ würde die Lagrangedichte (2.31) ein System aus vier skalaren Teilchen mit Masse $m = \sqrt{2\mu}$ und Wechselwirkung mit weiterhin masselosen Eichbosonen beschreiben. Durch die Wahl von $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$ liegt das Minimum des Higgs-Potentials $V(\phi_0)$ nicht bei einem verschwindenden Feldwert und es muss gelten:

$$\phi_0^\dagger \phi_0 = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^4 \phi_j^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (2.32)$$

Eine mögliche Wahl des Minimums ist:

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \phi_2 = \phi_4 = 0 \\ \phi_3 &= \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = v \end{aligned} \quad (2.33)$$

Abbildung 2.1: Das Higgs-Potential $V(\phi)$ mit dem Grundzustand ϕ_0 [32]

Man erhält damit einen neutralen Grundzustand mit Isospinkomponente $I_3 = -\frac{1}{2}$:

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

Dies wird als *spontane Symmetriebrechung* bezeichnet: das System wird in einen Zustand niedrigerer Symmetrie gebracht, indem ein expliziter Grundzustand gewählt wird. v wird dabei als *Vakuumenerwartungswert* bezeichnet. Das Higgs-Potential mit diesem Grundzustand ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

Diese Wahl des Minimums lässt die $U(1)_{em}$ -Symmetrie ungebrochen, wodurch das zugehörige Eichboson, das Photon, masselos bleibt.

Für störungstheoretische Berechnungen werden Fluktuationen um diesen Grundzustand ausgeführt:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\frac{\tau G(x)}{v}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

mit reellen Feldern G_1, G_2, G_3 und h . Die Felder G_1, G_2, G_3 führen dabei zu skalaren masselosen *Goldstone-Bosonen*, die immer bei der spontanen Brechung einer kontinuierlichen Symmetrie auftreten [33, 34]. Da die Lagrangedichte (2.31) eichinvariant ist, kann die *unitäre Eichung* durchgeführt werden:

$$\phi(x) \rightarrow e^{-i\frac{\tau G(x)}{v}} \phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

Nach dieser Eichung und Einsetzen von (2.36) in die Lagrangedichte (2.31) treten die Goldstone-Bosonen nicht mehr auf. Die durch sie gewonnenen Freiheitsgrade wurden in die longitudinale Polarisation der Eichbosonen absorbiert, die nun auch Massenterme in der Lagrangedichte besitzen:

$$\begin{aligned} M_W &= \frac{1}{2} v g_w \\ M_Z &= \frac{1}{2} v \sqrt{g_w^2 + g'^2} \end{aligned} \quad (2.37)$$

Um auch Fermionen eine Masse zu verleihen, müssen zu (2.31) zusätzliche Yukawa-Terme hinzugefügt werden, die eine Kopplung der Fermionen an das Higgsfeld darstellen. Für die Leptonen der ersten Familie lauten diese:

$$\mathcal{L} = -g_e (\bar{\nu}_e, \bar{e}) \phi e_R + h.c. \quad (2.38)$$

ϕ ist dabei das Dublett (2.36), *h.c.* steht für den hermitisch konjugierten Term. Für Quarks muss ein zusätzlicher Term hinzugefügt werden, um auch den Quarks mit $I_3 = \frac{1}{2}$ eine Masse zu geben. Dazu muss das ladungskonjugierte Higgs-Dublett ϕ_c konstruiert werden:

$$\phi_c(x) = -i\tau_2 \phi^*(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h(x) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

Die Terme der ersten Familie lauten dann:

$$\mathcal{L} = -g_d (\bar{u}, \bar{d}) \phi d_R - g_u (\bar{u}, \bar{d}) \phi_c u_R + h.c. \quad (2.40)$$

Die Terme der anderen Familien ergeben sich analog. Die Masse für das jeweilige Fermion f ist:

$$m_f = \frac{1}{\sqrt{2}} v g_f \quad (2.41)$$

mit der Kopplungsstärke g_f .

Auch für das nach der Eichung weiter vorhandene Feld $h(x)$ tritt ein Massenterm auf:

$$m_h = v\sqrt{2\lambda} \quad (2.42)$$

Die Konsequenz daraus ist die Existenz eines zusätzlichen massiven Teilchens, das *Higgs-Boson*, das in Kapitel 2.2 genauer behandelt wird.

Durch den Higgs-Mechanismus können die Massen der Fermionen und Eichbosonen zwar in die Theorie eingeführt, aber nicht vorhergesagt werden, weshalb eine experimentelle Bestimmung notwendig ist. Bis auf die Masse des Higgs-Bosons m_h konnten so bisher alle freien Parameter des Standardmodells vermessen werden.

2.2 Das Higgs-Boson

Um einen experimentellen Nachweis für die Realisierung des Higgs-Mechanismus in der Natur zu erbringen, spielte die Suche nach dem Higgs-Boson seit dessen Postulierung eine große Rolle in der Teilchenphysik. Dieses Kapitel soll die theoretischen Eigenschaften des Higgs-Bosons, die Produktionsmechanismen am LHC und die Suche und Entdeckung zusammenfassen.

2.2.1 Theoretische Eigenschaften

Die Eigenschaften des Higgs-Bosons werden durch die Theorie vorhergesagt bzw. im Fall der Masse eingeschränkt. Es muss sowohl elektrisch- als auch farbneutral sein und einen Spin $S=0$ besitzen. Zudem ist es CP-gerade, das heißt, dass es unter Ladungskonjugation (C) und Paritätstransformation (P) einen positiven Eigenwert besitzt.

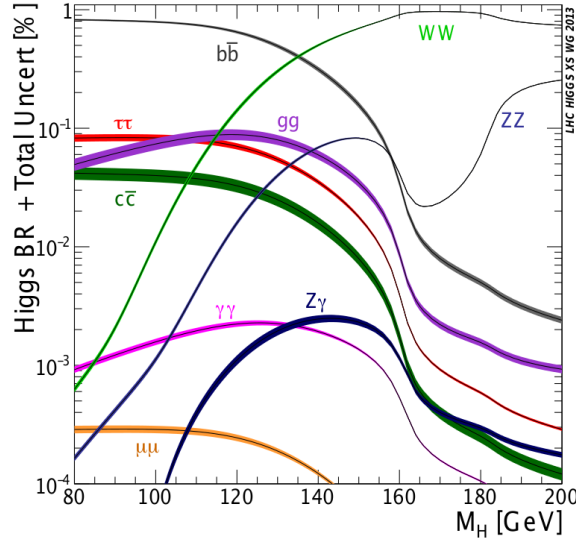


Abbildung 2.2: Verzweigungsverhältnisse der Higgs-Boson-Zerfallskanäle [42]

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis (%)
$b\bar{b}$	57.7
WW	21.5
gg	8.57
$\tau\tau$	6.32
$c\bar{c}$	2.91
ZZ	2.64
$\gamma\gamma$	0.23
$Z\gamma$	0.15
$\mu\mu$	0.02

Tabelle 2.4: Verzweigungsverhältnisse der Higgs-Boson-Zerfälle für eine Masse $m_h = 125$ GeV [42]

2.2.2 Higgs-Boson-Zerfälle

Die Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle des Higgs-Bosons in Abhängigkeit der Masse sind in Abbildung 2.2 zu sehen. Die bosonischen Zerfälle sind dabei $H \rightarrow WW$, $H \rightarrow ZZ$, $H \rightarrow gg$, $H \rightarrow Z\gamma$ und $H \rightarrow \gamma\gamma$, wobei die beiden letztgenannten Zerfälle über eine Quark- oder W-Boson-Schleife ablaufen. Die fermionischen Zerfälle sind $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, $H \rightarrow c\bar{c}$, $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ und $H \rightarrow e^+e^-$, der wegen seines niedrigen Verzweigungsverhältnisses nicht in der Abbildung aufgeführt wird. Bis zu einer Masse von ca. 100 GeV dominieren die fermionischen Zerfälle $H \rightarrow b\bar{b}$ und $H \rightarrow \tau^+\tau^-$. Der Zerfall $H \rightarrow b\bar{b}$ besitzt bis zu einer Higgs-Boson-Masse von ca. $m_h = 135$ GeV das höchste Verzweigungsverhältnis, anschließend dominiert der Zerfall $H \rightarrow WW$.

In Tabelle 2.4 sind die Verzweigungsverhältnisse für eine Higgs-Boson-Masse von $m_h = 125$ GeV angegeben. Klar dominierend ist der fermionische Zerfall $H \rightarrow b\bar{b}$ mit einem Verzweigungsverhältnis von 57.7% gefolgt von dem bosonischen Zerfall $H \rightarrow WW$ mit 21.5%. Der in dieser Arbeit betrachtete Zerfall $H \rightarrow \tau\tau$ besitzt ein Verzweigungsverhältnis von 6.32%.

2.2.3 Einschränkung des Massenbereichs

Für die Masse gibt es theoretische Einschränkungen. Durch das Higgs-Boson können die Divergenzen bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Streuung longitudinal polarisierter W-Bosonen aufgehoben werden, womit die Verletzung der Unitarität verhindert wird. Die Bedingung an die Masse des Higgs-Bosons ist hierbei $m_h \lesssim 850$ GeV [35]. Zudem können abhängig von der Energieskala Λ ,

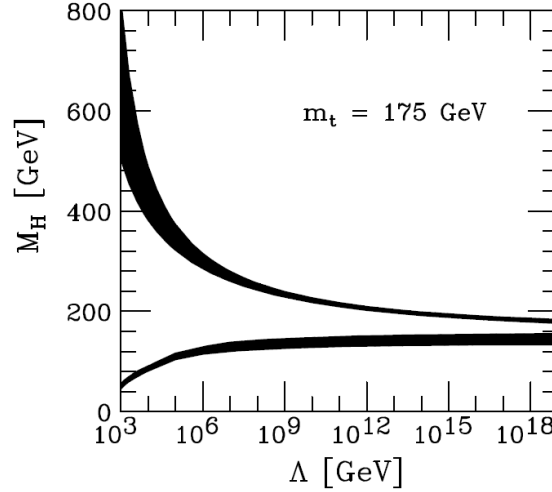


Abbildung 2.3: Obere und untere Grenzen für die Masse des Higgs-Bosons in Abhängigkeit der Energieskala Λ . Für die Top-Quark-Masse wurde der Wert $m_t = 175$ GeV angenommen. [36]

bis zu der das Standardmodell gültig ist, untere und obere Grenzen für die Masse angegeben werden. Diese sind in Abbildung 2.3 zu sehen. Die obere Grenze wird durch das Auftreten eines *Landau-Pols* [37, 38, 39] bestimmt, die untere durch die Forderung nach *Vakuum-Stabilität* [40, 41]. Falls das Standardmodell bis zu der Planck-Skala $\Lambda_{Pl} \approx 10^{19}$ GeV gültig ist, wäre die Bedingung an die Higgs-Boson-Masse $160 \text{ GeV} \lesssim m_h \lesssim 170 \text{ GeV}$. Ein größerer Massenbereich von $50 \text{ GeV} \lesssim m_h \lesssim 800 \text{ GeV}$ wäre möglich, falls das Standardmodell nur bis zur TeV-Skala gültig ist. Umgekehrt kann durch eine Entdeckung des Higgs-Bosons und die Bestimmung seiner Masse eine Vorhersage für die Gültigkeit des Standardmodells getroffen werden.

Experimentell konnten vor der Konstruktion des LHC durch direkte und indirekte Messungen nur Ausschlussgrenzen für die Masse des Higgs-Bosons aufgestellt werden. So wurde am *Large Electron-Positron Collider* (LEP) am CERN eine Masse $m_h \leq 114.4 \text{ GeV}$ mit einem Vertrauensniveau von 95 % ausgeschlossen, was in Abbildung 2.4 zu sehen ist [44]. Durch den *Tevatron*-Beschleuniger am Fermilab konnten die Massenbereiche $100 \text{ GeV} \leq m_h \leq 103 \text{ GeV}$ und $147 \text{ GeV} \leq m_h \leq 180 \text{ GeV}$ mit einem Vertrauensniveau von 95 % ausgeschlossen werden [45]. Dies ist in Abbildung 2.5 zusehen.

Da die Existenz des Higgs-Bosons auch Effekte auf andere Parameter des Standardmodells wie z.B. die Masse der W- und Z-Bosonen hätte, können durch deren Messung auch Ausschlussgrenzen für die Higgs-Boson-Masse gewonnen werden. Ein χ^2 -Test bezüglich der Vorhersagen des Standardmodells für elektroschwache Parameter für verschiedene Higgs-Boson-Massen und Ergebnissen aus Präzisionsmessungen ergab eine obere Ausschlussgrenze von 152 GeV mit einem Vertrauensniveau von 95 % [46]. Dies ist in Abbildung 2.6 zu sehen. Die gelben Bereiche wurden dabei durch direkte Suchen ausgeschlossen.

2.2.4 Higgs-Boson-Produktion am LHC

Die Wirkungsquerschnitte der Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons am LHC sind in Abbildung 2.7 und die entsprechenden Feynman-Diagramme in Abbildung 2.8 zu sehen. In Abbildung 2.9 ist das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweungsverhältnis zu sehen.

Bei der Vektorbosonfusion $pp \rightarrow qqH$ (VBFH) strahlen die beteiligten Quarks jeweils ein Vektorboson ab. Diese fusionieren dann zu einem Higgs-Boson. Im Endzustand treten hier neben den Zerfallsprodukten des Higgs-Bosons noch mindestens zwei Jets auf. Bei der Gluonfusion $pp \rightarrow H$ (ggH) wird durch die einlaufenden Gluonen eine Quarkschleife erzeugt, über die das Higgs-Boson produziert wird. Dies ist vorwiegend eine Topschleife, da die Kopplung an das Higgs-Boson proportional zur Masse des Quarks ist. Hier treten nur in Diagrammen höherer Ordnung zusätzliche Quarks oder Gluonen auf, die Jets bilden. Bei der Produktion durch Higgs-Strahlung $pp \rightarrow WH/ZH$ (VH) wird durch die einlaufenden Quarks ein Vektorboson erzeugt, von welchem ein Higgs-Boson abgestrahlt wird. Bei der

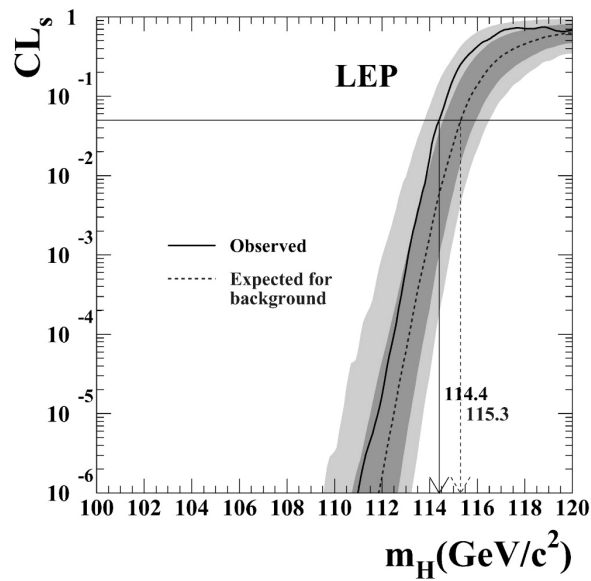


Abbildung 2.4: LEP: Untere Ausschlussgrenze der Higgs-Boson-Masse $m_h = 114.4 \text{ GeV}$ bei einem Vertrauensniveau von 95 % [44]

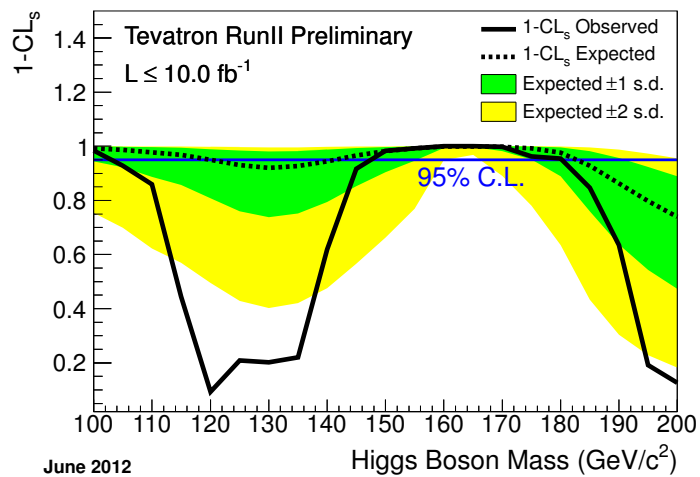


Abbildung 2.5: Tevatron: Ausschlussgrenzen der Higgs-Boson-Masse bei einem Vertrauensniveau von 95 % [45]

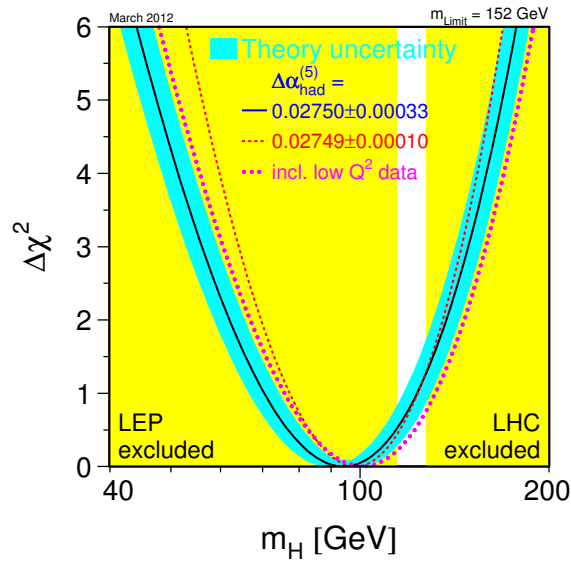


Abbildung 2.6: $\Delta\chi^2$ -Kurve (schwarz) (mit $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$) für die Anpassung zwischen Parametern des Standardmodells und Ergebnissen aus Präzisionsmessungen in Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse. Die gelben Bereiche wurden durch direkte Suchen ausgeschlossen. [46]

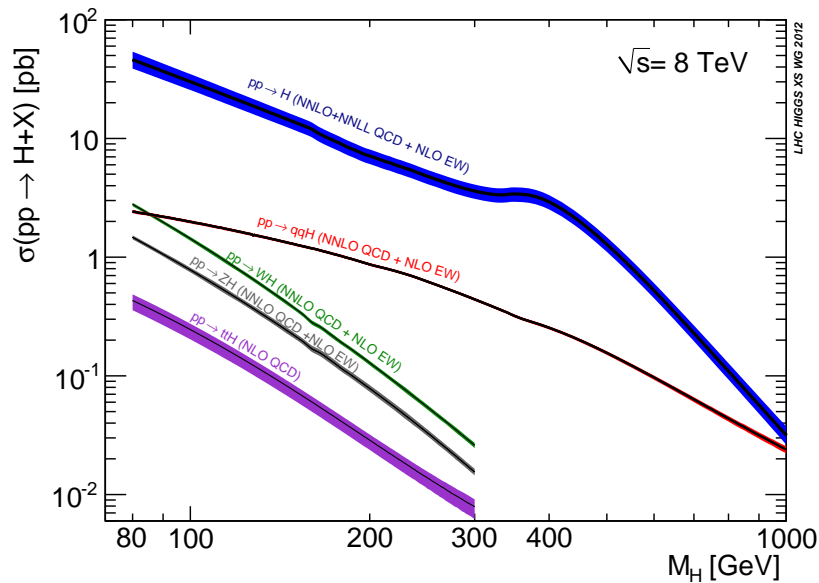


Abbildung 2.7: Wirkungsquerschnitte der Higgs-Boson-Produktion am LHC für eine Schwerpunktsenergie von 8 TeV [43]

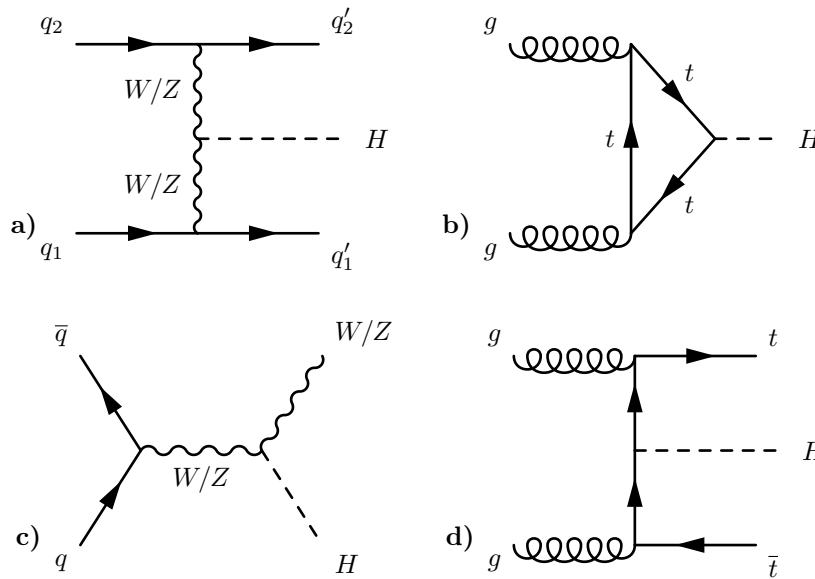


Abbildung 2.8: Signalprozesse: a) Vektorbosonfusion b) Gluonfusion c) Higgs-Strahlung d) assoziierte Produktion mit Top-Quarks

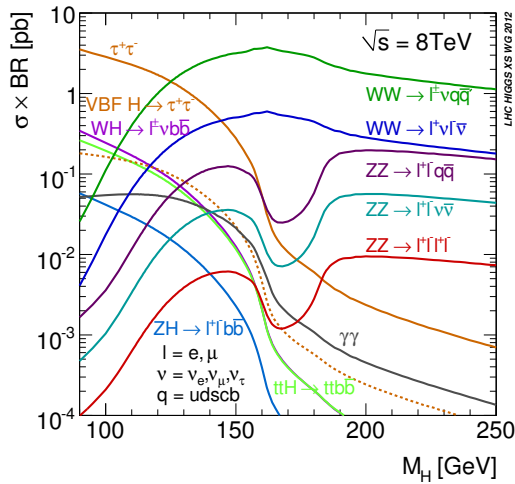


Abbildung 2.9: Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweungsverhältnis [43]

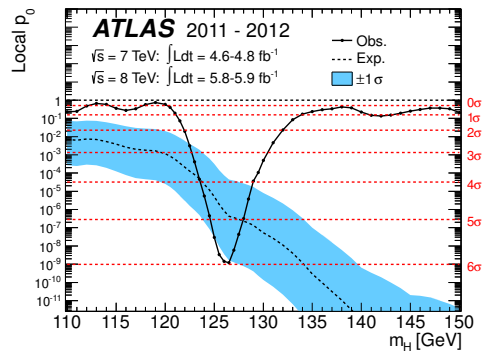


Abbildung 2.10: ATLAS: Lokaler p_0 -Wert und Signifikanz in Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse. Gestrichelte Kurve: Erwartung mit Fehlerband, durchgezogene Kurve: Beobachtung [49]

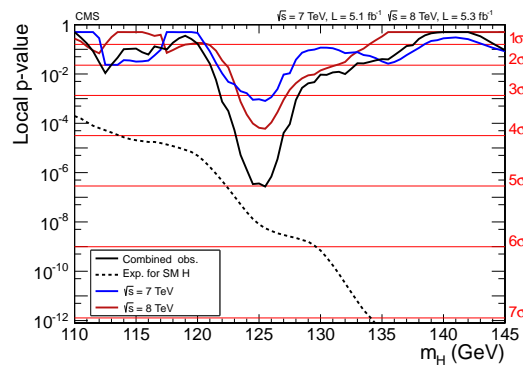


Abbildung 2.11: CMS: Lokaler p_0 -Wert und Signifikanz in Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse. Gestrichelte Kurve: Erwartung, durchgezogene Kurve: Beobachtung [50]

assoziierten Produktion mit Top-Quarks $pp \rightarrow ttH$ werden durch zwei einlaufende Gluonen ein Top-Quark-Paar und ein Higgs-Boson erzeugt.

Bei einer Masse des Higgs-Bosons von ca. 126 GeV besitzt die Produktion durch Gluonfusion mit 18.97 pb den höchsten Wirkungsquerschnitt. Dies ist mehr als das zehnfache des Wirkungsquerschnitts der Vektorbosonfusion: 1.568 pb. Die Produktion durch Higgs-Strahlung hat insgesamt einen Wirkungsquerschnitt von 1.091 pb. Den niedrigsten Wirkungsquerschnitt besitzt die assoziierte Produktion mit Top-Quarks mit 0.1262 pb, weshalb dieser Produktionsmechanismus bei dieser Analyse nicht berücksichtigt wurde. Diese Zahlen wurden [42] entnommen. Obwohl die Produktion durch Gluonfusion den höchsten Wirkungsquerschnitt besitzt, kann die jeweilige Kinematik der Endzustände der anderen Produktionsmechanismen zur Unterdrückung der diversen Untergrundprozesse genutzt werden.

2.2.5 Entdeckung eines Higgs-Bosons und Bestimmung seiner Eigenschaften

Am 4. Juli 2012 wurde schließlich durch die Experimente ATLAS und CMS die Entdeckung eines neuen Bosons mit einer Masse von $m_h = 126.5$ GeV bzw. $m_h = 125.3$ GeV mit einer lokalen Signifikanz von jeweils 5.0σ bekannt gegeben [47, 48]. Nach weiterer Analyse der Daten wurden Ende Juli aktualisierte Ergebnisse vorgestellt. So ergab die Analyse durch das ATLAS-Experiment eine Masse von $m_h = 126.0 \pm 0.4$ (stat) ± 0.4 (sys) GeV mit einer lokalen Signifikanz von 5.9σ (Abbildung 2.10) und die Analyse durch das CMS-Experiment eine Masse von $m_h = 125.3 \pm 0.4$ (stat) ± 0.5 (syst) GeV mit einer lokalen Signifikanz von 5.0σ (Abbildung 2.11) [49, 50].

Weitere Analysen ergaben, dass die Daten auf ein CP-gerades Teilchen mit Spin $S=0$ hindeuten.

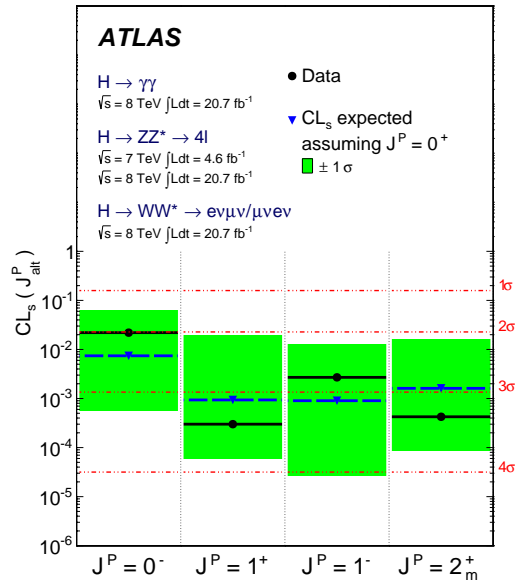


Abbildung 2.12: Vertrauensniveau und Signifikanz für verschiedene Spin-CP-Hypothesen. Blau: Erwartung mit Fehlerband, Schwarz: Beobachtung [51]

Alternative Modelle konnten mit einem Vertrauensniveau von über 97.8% ausgeschlossen werden (Abbildung 2.12) [51]. Auch die bisherigen Messungen der Kopplungsstärken in den Zerfallskanälen $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ$ und $H \rightarrow WW$ stimmen mit den theoretischen Vorhersagen für ein Higgs-Boson des Standard Modells überein (Abbildung 2.13) [52]. So wurde am 14. März 2013 verkündet, dass es sich bei dem beobachteten Teilchen um ein Higgs-Boson handelt [2].

Infolgedessen wurden François Englert und Peter Higgs am 08. Oktober 2013 für die Entwicklung des Higgs-Mechanismus mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet [53].

Bis zur Abgabe dieser Arbeit konnte noch kein direkter Nachweis, d.h. in Form der Beobachtung eines Zerfalls, für die Kopplung des Higgs-Bosons an Fermionen erbracht werden. Indirekt konnte die Kopplung an Fermionen durch die Beobachtung des Zerfalls $H \rightarrow \gamma\gamma$ nachgewiesen werden, da dieser auch über eine Quark-Schleife abläuft. Das höchste Verzweungsverhältnis beim Zerfall in Fermionen besitzt $H \rightarrow b\bar{b}$. Da b-Quarks hadronisieren, ist die Analyse dieses Kanals aufgrund der hohen

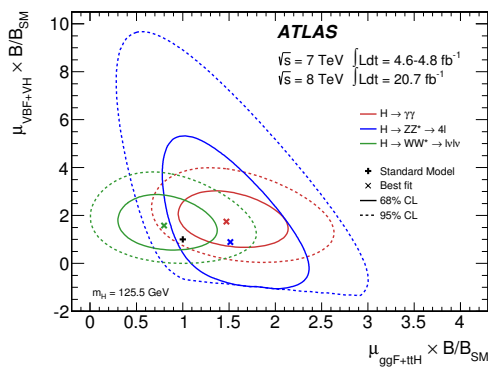


Abbildung 2.13: Likelihood-Konturen für die Zerfälle $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ$ und $H \rightarrow WW$ in der Ebene der Signalstärke multipliziert mit einem Skalierungsfaktor der Verzweungsverhältnisse B/B_{SM} [52]

Jetaktivität eines Proton-Proton-Beschleunigers sehr anspruchsvoll. Daher ist der in dieser Arbeit untersuchte Zerfall $H \rightarrow \tau\tau$ trotz seines niedrigeren Verzweigungsverhältnisses vielversprechender, da hier aufgrund der auftretenden Leptonen die effizienteren Lepton-Trigger genutzt werden können.

Kapitel 3

Signal- und Untergrundprozesse dieser Analyse

Der Schwerpunkt dieser Arbeit war die Untersuchung der Higgs-Boson-Produktion durch Higgs-Strahlung $pp \rightarrow WH/ZH$ mit anschließendem hadronischen Zerfall des Vektorbosons und Zerfall des Higgs-Bosons in zwei τ -Leptonen $H \rightarrow \tau\tau$.

Im diesem Kanal werden durch die möglichen Zerfälle der τ -Leptonen drei Unterkanäle definiert: doppelt leptonic, bei dem beide τ -Leptonen leptonic in Elektronen und Myonen zerfallen, vollhadronisch, bei dem beide τ -Leptonen in Quarks zerfallen und es anschließend zur Hadronisierung kommt, und semileptonisch, bei dem eines der τ -Leptonen leptonic und das andere hadronisch zerfällt. Die Wahrscheinlichkeit für den leptonicen Zerfall eines Tau-Leptons beträgt 35 %, die Wahrscheinlichkeit für den hadronischen Zerfall 65 %. Somit ist die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall in den doppelt leptonicen Kanal 12 %, für den vollhadronischen Kanal 42 % und für den semileptonischen 46 % [3]. Der vollhadronische und semileptonische Zerfall haben die höheren Verzweungsverhältnisse, allerdings bilden hier QCD-Multijet-Ereignisse einen großen Untergrund. Im semileptonischen Kanal kann durch das Lepton ein Lepton-Trigger genutzt werden. Lepton-Trigger besitzen im Vergleich mit hadronischen Triggern eine höhere Effizienz. Auch beim doppelt leptonicen Zerfall stehen Lepton-Trigger zur Verfügung. Hier spielt zudem der QCD-Multijet-Untergrund eine kleinere Rolle und wegen der fehlenden Transversalenergie durch die vier Neutrinos können Untergründe unterdrückt werden.

In dieser Arbeit wurde nur der doppelt leptonicen Zerfall $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ betrachtet. Somit besitzt dieser Kanal als Signatur zwei Leptonen, fehlende Transversalenergie durch die vier Neutrinos und zwei Jets wegen des hadronischen Zerfalls des Vektorbosons.

Der Wirkungsquerschnitt der Higgs-Boson-Produktion wird von der Produktion anderer Teilchen um mehrere Größenordnungen übertroffen. Diese Teilchen können wiederum so zerfallen, dass die Endzustände denen der Signalprozesse ähneln und diese Ereignisse somit während der Signalselektion nicht entfernt werden. Einen Überblick über die Wirkungsquerschnitte am LHC bietet Abbildung 3.1.

Im Folgenden werden die relevanten Untergrundprozesse aufgeführt. Dabei kann zwischen *reduziblen* und *irreduziblen* Untergründen unterschieden werden.

Bei reduzierbaren Untergründen unterscheidet sich der Endzustand von dem des Signalprozesses. Durch Fehlidentifikation der Objekte im Endzustand und die endliche Auflösung der fehlenden Transversalenergie können diese Untergrundereignisse allerdings dennoch als Signalereignis erkannt werden.

Irreduzible Untergründe besitzen den gleichen Endzustand wie der Signalprozess, die Unterdrückung dieser Untergründe ist daher schwerer. Sie unterscheiden sich durch ihre Kinematik vom Signalprozess und weisen keine Resonanz bei der Higgs-Boson-Masse in der Verteilung der invarianten Masse des τ -Systems $M_{\tau\tau}$ auf.

Z-Boson-Produktion in Assoziation mit Jets

Das Z-Boson oder ein virtuelles Photon γ^* kann in zwei Leptonen zerfallen, wobei der Zerfall in zwei Tau-Leptonen $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ den einzigen irreduziblen Untergrund dieser Analyse darstellt, da der Endzustand derselbe wie bei dem in dieser Analyse betrachteten Zerfall des Higgs-Bosons

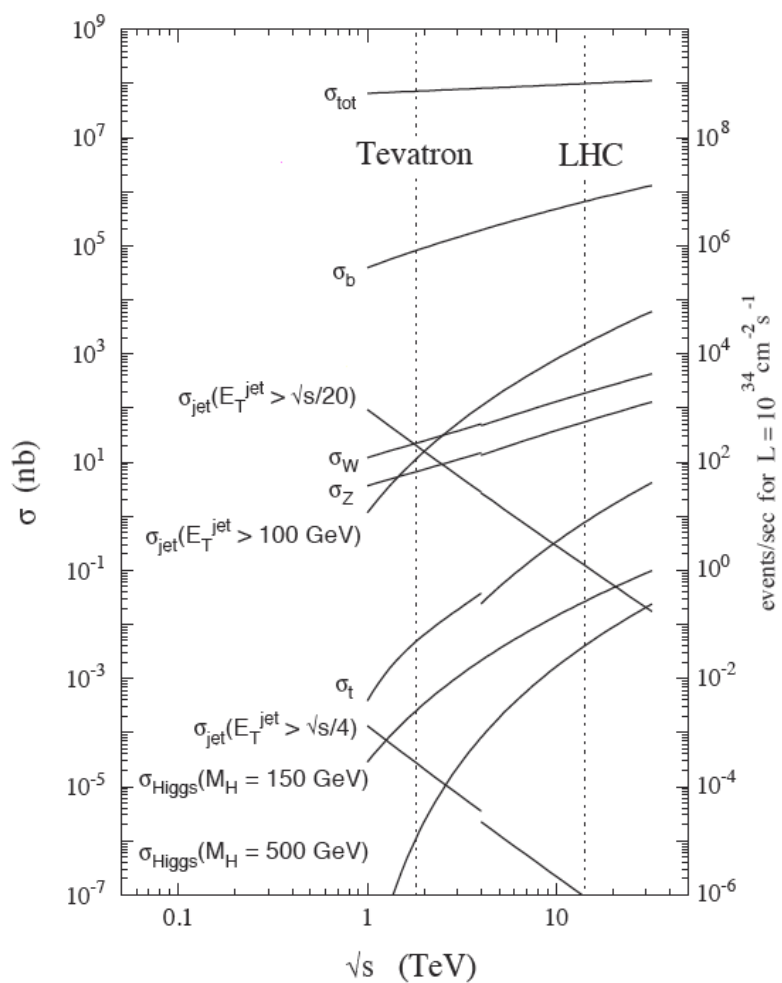


Abbildung 3.1: Wirkungsquerschnitte am LHC [54]

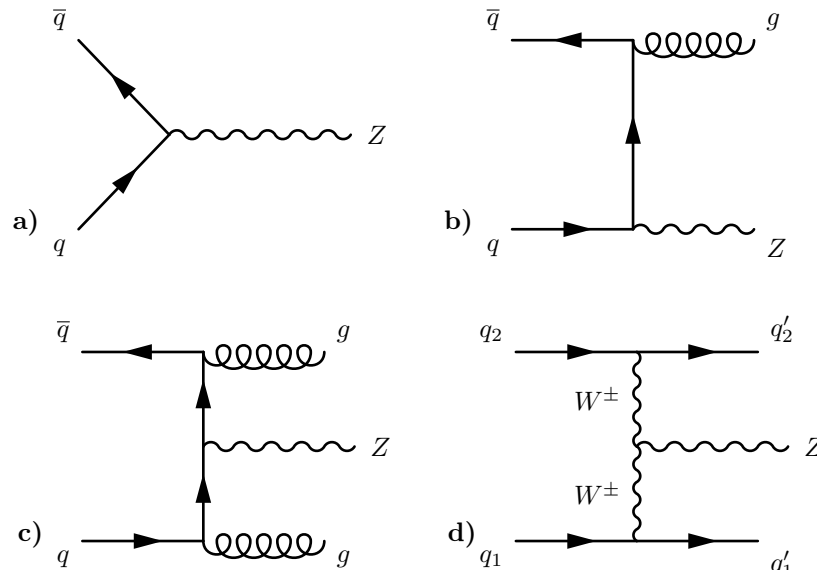


Abbildung 3.2: Produktion eines Z-Bosons mit a) null Jets b) einem Jet c)+d) zwei Jets

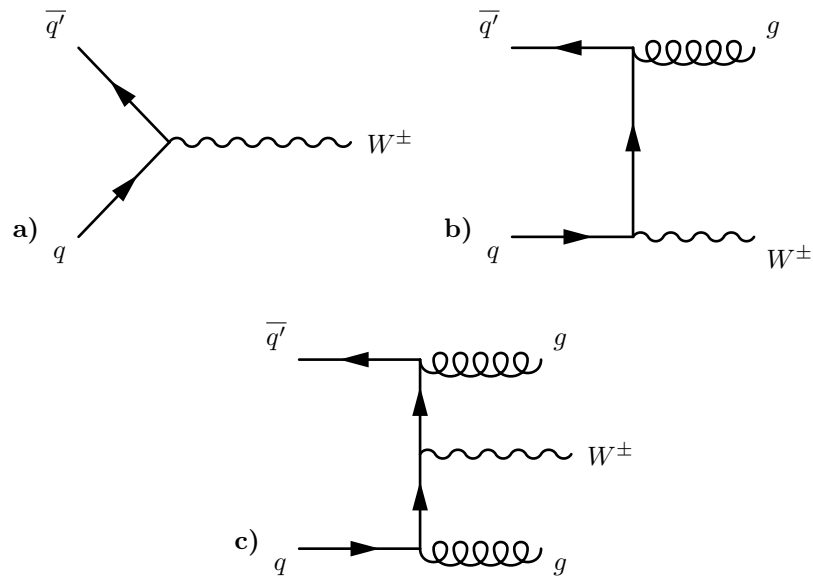


Abbildung 3.3: Produktion eines W-Bosons mit a) null Jets b) einem Jet c) zwei Jets

ist. Somit ist dieser Untergrund der relevanteste dieser Analyse. Bei den Zerfällen $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ und $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ treten keine Neutrinos und somit keine fehlende Transversalenergie wie im Signalprozess auf, was eine Möglichkeit zur Unterdrückung dieses Untergrundes darstellt. In Diagrammen höherer Ordnung können zudem wie auch bei Signalprozessen Jets auftreten. Einige Beispiele für diese Prozesse sind in Abbildung 3.2 zu sehen.

W-Boson-Produktion in Assoziation mit Jets

Ein weiterer Untergrund bildet der Zerfall eines W-Bosons in ein Lepton und ein Neutrino. Wird ein zusätzlich auftretender Jet als Lepton fehlidentifiziert, erhält man so im Endzustand zwei Leptonen und fehlende transversale Energie, was dem Endzustand des Higgs-Boson-Zerfalls entspricht. Dieser Untergrund wird durch die in 6.2.2 beschriebene Untergrundabschätzung abgedeckt. In Abbildung 3.3 sind Feynman-Diagramme für diesen Prozess zu sehen.

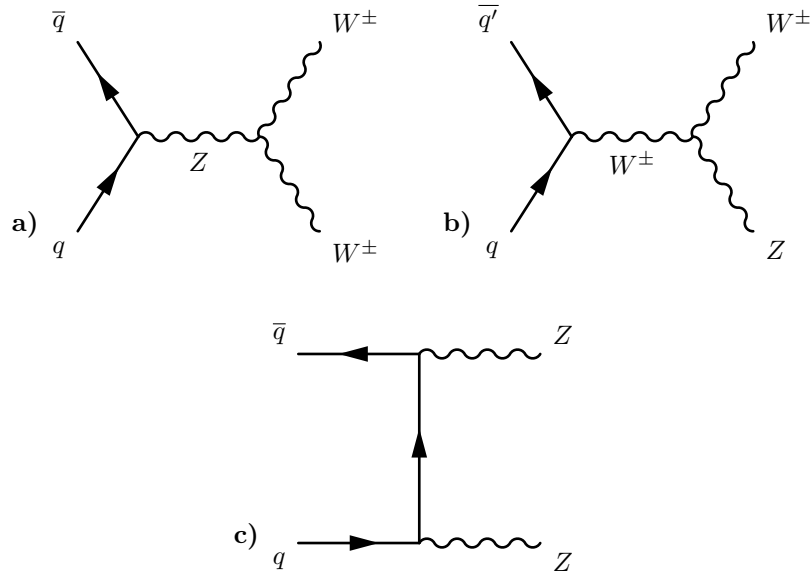


Abbildung 3.4: Di-Boson-Produktion

Di-Boson-Produktion

Bei Di-Boson-Prozessen wird ein Paar von Eichbosonen erzeugt: WW , WZ oder ZZ . Diese können jeweils leptonic oder hadronisch zerfallen und so zu einem Endzustand mit Leptonen und Jets führen. Der relevanteste Zerfall für diese Analyse ist dabei $WW \rightarrow l\nu l\nu$, da dabei zwei Leptonen und fehlende Transversalenergie im Endzustand zu finden sind. In Abbildung 3.4 sind Beispiele für Di-Boson-Produktion zu sehen.

Einzelne Top-Quark-Produktion

Einzelne Top-Quarks können im s-Kanal, t-Kanal oder mit assoziiertem W-Boson produziert werden. Diese Prozesse sind in Abbildung 3.5 dargestellt. Anschließend können leptonic Zerfälle über W-Bosonen auftreten oder Jets fehlidentifiziert werden.

Top-Quark-Paar-Produktion

Ein Top-Quark-Paar zerfällt meistens in zwei b-Quarks und zwei W-Bosonen. Bei anschließendem leptonic Zerfall der W-Bosonen erhält man im Endzustand zwei Leptonen, fehlende transversale Energie und zwei Jets wegen der b-Quarks, weswegen auch dies ein relevanter Untergrund dieser Analyse ist. Dieser Untergrund ist besonders bei der Produktion des Higgs-Bosons durch die Vektorbosonfusion, bei der zwei Jets auftreten, relevant. In Abbildung 3.6 sind Feynman-Diagramme der Produktion von Top-Quark-Paaren zu sehen.

Multijets

Durch QCD-Prozesse mit auslaufenden Gluonen oder Quarks treten Ereignisse mit vielen Jets auf, da jedes Gluon in ein Quark-Antiquark-Paar zerfällt. Durch eine fehlerhafte Rekonstruktion dieser Jets kann es zu fehlender Transversalenergie im Endzustand kommen. Zudem können einige der Jets als Leptonen fehlidentifiziert werden. Dieser Untergrund ist besonders bei der Higgs-Boson-Produktion durch Gluon-Gluon-Fusion relevant. Beispiele für solche Prozesse sind in Abbildung 3.7 zu sehen.

Als weiterer Untergrundprozess wurde der Zerfall des Higgs-Bosons in zwei W-Bosonen $H \rightarrow WW$ berücksichtigt, da bei leptonic Zerfall der W-Bosonen zwei Leptonen und fehlende transversale Energie im Endzustand auftreten.

Die Abschätzung der Untergründe in dieser Analyse ist in Kapitel 6 zu finden, die Möglichkeiten zur Unterscheidung von Signal- und Untergrundprozessen in Kapitel 5.5. Für die Analyse wurden

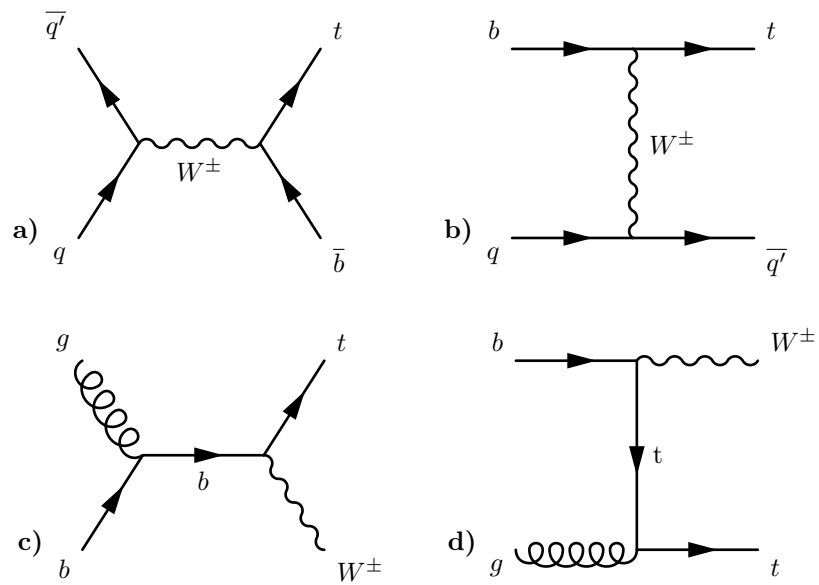


Abbildung 3.5: Produktion einzelner Top-Quarks im a) s-Kanal b) t-Kanal oder mit c)+d) assoziiertem W-Boson

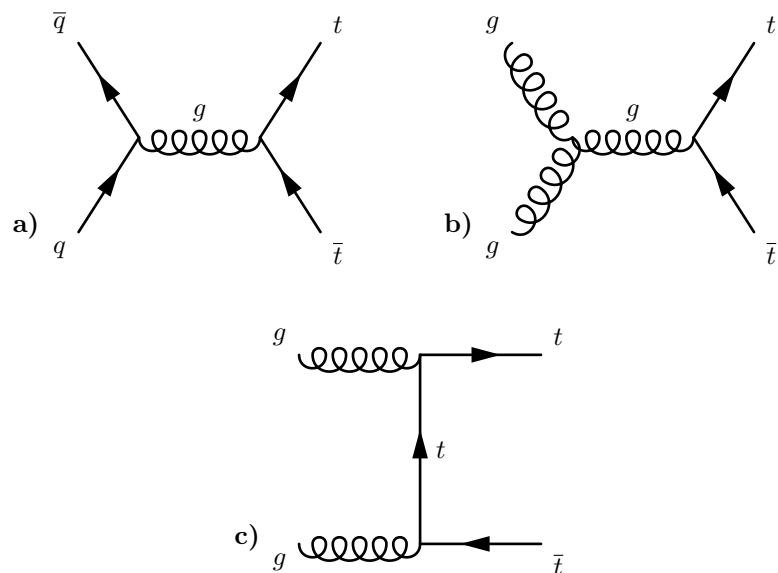


Abbildung 3.6: Produktion von Top-Quark-Paaren

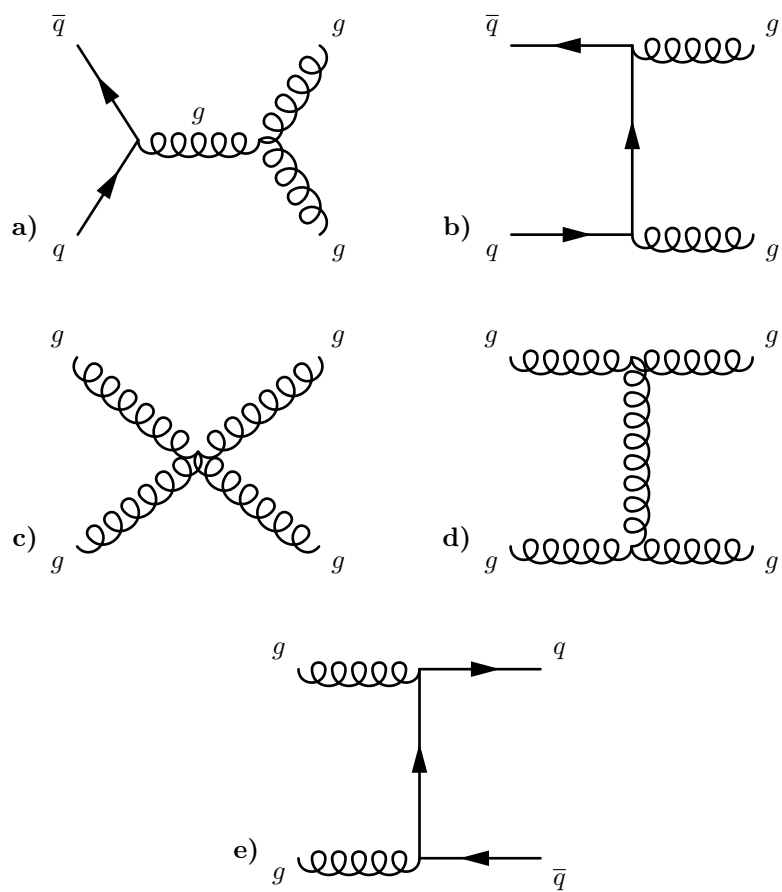


Abbildung 3.7: Multijet-Produktion

die verschiedenen Signal- und Untergrundprozesse mit der Monte Carlo-Methode [55] erzeugt. Im Folgenden werden die benutzten Generatoren aufgeführt.

3.1 Monte Carlo-Generatoren

Die Ereignisse der ggH, VBFH und VH Produktionen wurden durch den Monte Carlo-Generator PYTHIA [85] simuliert. Für ggH und VBFH wurde für die Generierung von QCD *next-to-leading order* (NLO) Prozessen zusätzlich POWHEG [86, 87, 88, 89, 90] benutzt.

Für die Z + Jets und W + Jets-Ereignisse wurde ALPGEN [91] benutzt. Die $t\bar{t}$ -Ereignisse wurden mit MC@NLO [92, 93] erzeugt, Diboson-Ereignisse mit HERWIG [94], $W\gamma^*$ mit MadGraph [95], Ereignisse mit einem einzelnen Top-Quark durch MC@NLO [96] (in Assoziation mit einem W-Boson) und AcerMC (s/t-Kanal) [97]. Durch HERWIG wurden in allen Untergrundprozessen die Partonschauer und die Hadronisierung simuliert, die Simulation von “Underlying Events” erfolgte durch JIMMY [98]. Als Partonverteilungsfunktionen wurden für POWHEG und MC@NLO CT10 [99] und für PYTHIA und ALPGEN CTEQ6L1 [100] benutzt. Als Detektorsimulation wurde GEANT4 [101] verwendet.

Kapitel 4

Das ATLAS-Experiment am LHC

4.1 Large Hadron Collider

Der *Large Hadron Collider* (LHC) befindet sich auf dem Forschungsgelände des *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* (CERN) bei Genf. Mit einem Umfang von 26.7 km ist er der größte Ringbeschleuniger der Welt. Er befindet sich in einem Tunnel in 45 bis 170 Meter Tiefe, in welchem sich bis zum Jahr 2000 der Large Electron-Positron Collider (LEP) befand. Entlang des Beschleunigers befinden sich die Experimente ATLAS, CMS, LHCb, ALICE, LHCf und TOTEM. Eine Skizze des Beschleunigers mit Lage der Hauptexperimente ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

Der LHC ist ein Synchrotron-Beschleuniger, in dem Protonen oder Blei-Ionen in zwei Strahlröhren gegenläufig zur Kollision gebracht werden. Die Strahlen werden dabei durch 1232 supraleitende Dipolmagnete auf einer Kreisbahn gehalten und durch 392 supraleitende Quadrupolmagnete fokussiert. Das von den Dipolmagneten erzeugte Magnetfeld besitzt eine Flussdichte von bis zu 8.33 T.

Ein Protonenstrahl besteht aus bis zu 2808 Paketen mit jeweils 10^{11} Protonen, der zeitliche Abstand zwischen zwei Paketen beträgt bis zu 25 ns. Die Protonen werden zuerst in dem Linearbeschleuniger LINAC auf eine Energie von 50 MeV gebracht, bevor sie in den drei Ringbeschleunigern *Proton Synchrotron Booster* (PSB), *Proton Synchrotron* (PS) und *Super Proton Synchrotron* (SPS) eine Energie von 450 GeV erreichen. Anschließend werden die Strahlen in den LHC eingeleitet, in welchem sie auf ihre finale Energie beschleunigt werden [57].

Der LHC ist für eine instantane Luminosität von bis zu $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ und einer Strahlenergie von bis zu 7 TeV konzipiert, was zu einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ bei Kollision der Strahlen führt. Vor einer Betriebspause für die Umrüstung auf maximale Energie und Luminosität von Februar 2013 bis voraussichtlich im Frühjahr 2015 wurde der LHC in den Jahren 2010 bis 2012 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ und von 2012 bis Februar 2013 bei $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ betrieben. Dabei wurde eine instantane Luminosität von $7.73 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreicht. Die integrierte Luminosität für Proton-Proton Kollisionen bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ beträgt 5.61 fb^{-1} und bei $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ 23.3 fb^{-1} . Bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ konnte ein zeitlicher Abstand zwischen den Protonenpaketen von 50 ns erreicht werden, dies wurde Ende 2012 bei $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ auf 25 ns reduziert. Für Blei-Blei-Kollisionen wurde bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ eine integrierte Luminosität von 175.69 ub^{-1} erreicht [58]. Der zeitliche Verlauf der integrierten Luminosität ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Bei der Kollision zweier Protonpakete kommt es zum *Pile-Up*, das heißt es, findet mehr als nur eine Wechselwirkung pro Kollision statt. In Abbildung 4.3 ist die maximale Anzahl an Wechselwirkungen pro Kollision für die verschiedenen Jahre und Monate zu sehen.

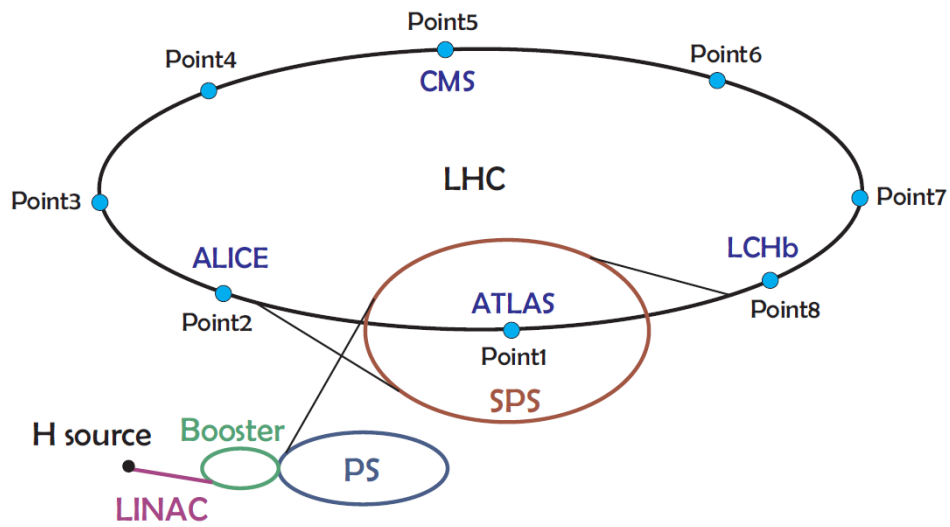


Abbildung 4.1: Skizze des LHC mit Lage der Hauptexperimente und der Vorbeschleuniger [56]

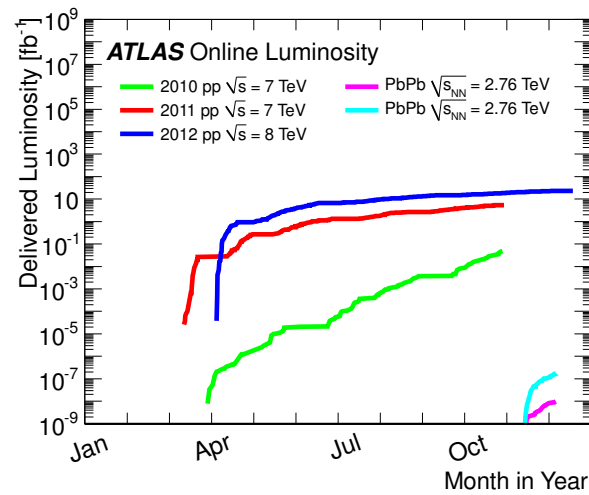


Abbildung 4.2: Zeitlicher Verlauf der integrierten Luminosität [58]

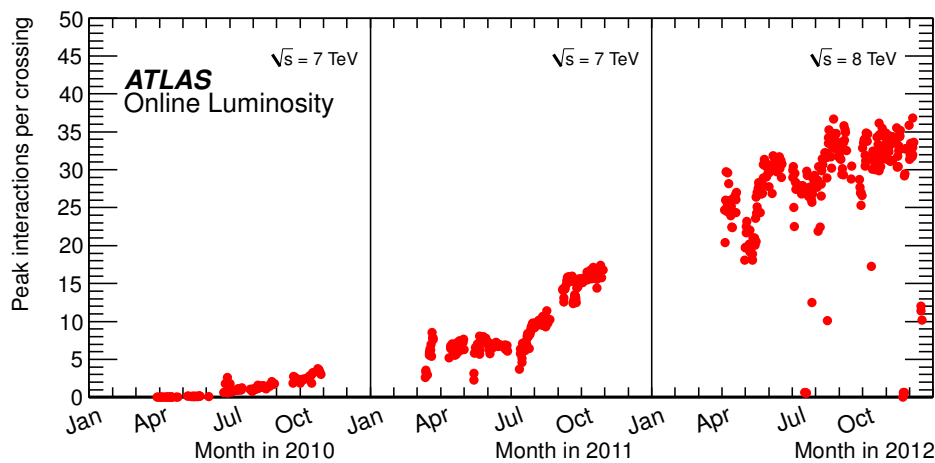


Abbildung 4.3: Zeitlicher Verlauf der maximalen Anzahl an Wechselwirkungen pro Kollision [58]

4.2 ATLAS-Detektor

Eines der Experimente am LHC ist ATLAS. Der zugehörige Detektor besitzt eine Länge von 44 Metern, eine Höhe von 25 Metern und wiegt ungefähr 7000 Tonnen. Durch die Konzeption des ATLAS-Detektors und die hohe Luminosität des LHC können Gebiete neuer Physik erschlossen und auch bereits bekannte Phänomene der QCD, Elektroschwachen Wechselwirkung und Flavor-Physik mit höherer Genauigkeit vermessen werden.

Einen hohen Stellenwert auf der Suche nach neuer Physik nehmen dabei das Higgs-Boson des Standardmodells und die postulierten Teilchen der supersymmetrischen Erweiterungen des Standardmodells ein, aber auch Signaturen von neuen schweren Eichbosonen, zusätzlichen Raumdimensionen und Schwarzen Mikro-Löchern könnten mit ATLAS gefunden werden. Viele dieser Prozesse besitzen einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt, was die hohe Luminosität und Interaktionsrate des LHC nötig macht. Bei einer Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ wird der LHC 10^9 Ereignisse pro Sekunde produzieren können. Aus dieser hohen Rate folgt jedoch, dass jeder Ereigniskandidat aufgrund des Pile-Ups von inelastischen Ereignissen begleitet wird. Die Verteilung der mittleren Anzahl an Ereignissen pro Kollision ist in Abbildung 4.4 zu sehen. 2011 betrug das Mittel der Ereignisse pro Kollision 9.1, 2012 waren es 20.7.

Auch übersteigt der Wirkungsquerschnitt für QCD-Jetproduktionen bei Proton-Proton Kollisionen bei weitem die Wirkungsquerschnitte für seltene Prozesse neuer Physik. Daher werden an den ATLAS-Detektor hohe Anforderungen gestellt, um Teilchen zuverlässig identifizieren zu können. Der Detektor muss eine schnelle und strahlungsresistente Elektronik, eine hohe Granularität und eine möglichst große räumliche Abdeckung besitzen [59].

4.2.1 Koordinatensystem

Der Ursprung des in dieser Arbeit verwendeten Koordinatensystems befindet sich am Wechselwirkungspunkt. Die positive x -Achse zeigt vom Wechselwirkungspunkt in die Mitte des Beschleunigerings und die positive y -Achse nach oben. Die positive z -Achse zeigt entlang der Strahlröhre und ist so ausgerichtet, dass ein rechtshändiges Koordinatensystem entsteht. Der Polarwinkel θ ist der Winkel zwischen der z -Achse und dem Richtungsvektor des Teilchens, der Azimutalwinkel ϕ ist der Winkel zwischen der x -Achse und der Projektion des Richtungsvektors auf die x - y -Ebene.

Die Rapidität y ist definiert als

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (4.1)$$

und die Pseudorapidität η als

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (4.2)$$

Die Pseudorapidität ist somit eine Näherung der Rapidität für $E \gg m$ und für masselose Teilchen gilt $y = \eta$. Durch die Lorentzinvarianz von Unterschieden in der Pseudorapidität $\Delta\eta$ ist diese Größe von Nutzen in der experimentellen Teilchenphysik.

Transversale Größen wie p_T oder E_T^{miss} beziehen sich auf die x - y -Ebene.

Der Abstand in der (η, ϕ) -Ebene zwischen zwei Objekten ist definiert als

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}. \quad (4.3)$$

4.2.2 Aufbau und Subdetektoren

Der ATLAS-Detektor ist zylindersymmetrisch um die Strahlachse gebaut und besitzt eine Vorwärts-Rückwärts-Symmetrie bezüglich des Wechselwirkungspunktes. Die einzelnen Detektorbestandteile sind zwiebelschalenförmig um die Strahlachse angeordnet, im Vorwärts- und Rückwärtsbereich befinden sich Endkappen. Zu den Bestandteilen gehören ein *Pixeldetektor*, ein *Semiconductor Tracker* (SCT),

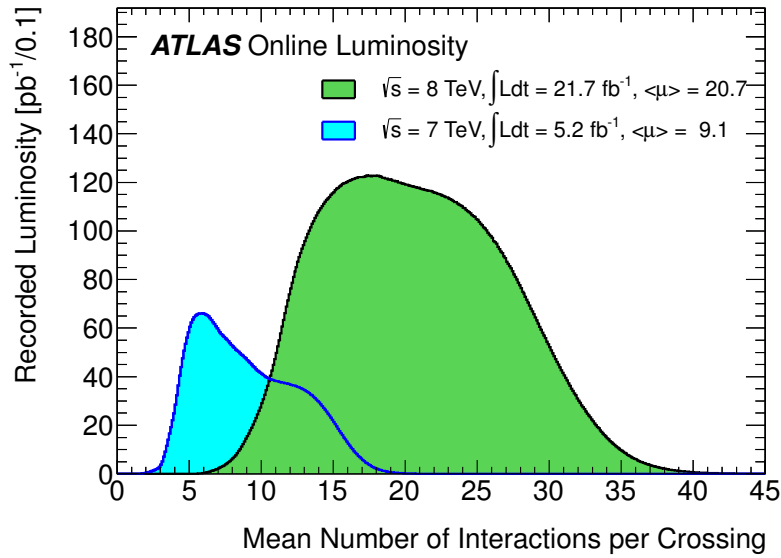


Abbildung 4.4: Die mittlere Anzahl an Wechselwirkungen pro Kollision [58]

ein *Transition Radiation Tracker* (TRT). Diese bilden den Spurdetektor, der von einem Solenoid-Magneten umschlossen wird. Im Anschluss folgen ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter. Die äußerste Komponente bilden das Myon-Spektrometer und Toroid-Magnete. Dieser Aufbau ist in Abbildung 4.5 zu sehen.

Spurdetektor

Der Spurdetektor, bestehend aus Pixeldetektor, SCT und TRT, ist verantwortlich für die Rekonstruktion von Spuren und Vertizes und für die Transversalimpulsmessung von geladenen Teilchen. Er besitzt eine Länge von 6.2 Metern und einen Durchmesser von 2.1 Metern und befindet sich in einem von dem umliegenden Solenoid-Magneten erzeugten Feld mit einer Flussdichte von 2 Tesla.

Der Pixeldetektor besteht aus drei Lagen im Zentralbereich und zwei Endkappen mit jeweils drei Lagen. Bei den Pixelsensoren handelt es sich um Silizium-Halbleiter mit einer Größe von $50 \times 400 \mu \text{ m}^2$. Insgesamt besitzt der Pixeldetektor 1744 Module mit je 46080 Pixeln, dies ergibt ungefähr 80.4 Millionen Auslesekanäle. Der Pixeldetektor deckt einen Bereich von $|\eta| < 2.5$ ab. Ein Teilchen durchquert in der Regel drei Lagen des Pixeldetektors.

Der SCT besteht aus vier Lagen von Silizium-Halbleiterstreifen im Zentralbereich und aus neun Lagen an den Endkappen. Die Streifen haben eine Länge von 12.8 cm und bestehen aus vier Halbleitersensoren. Die Sensoren der Vorder- und Rückseite der Streifen sind um einen Winkel von 40 mrad verdreht, wodurch auch die z -Koordinaten einer Teilchenspur gemessen werden kann. Der SCT besteht aus 4088 Modulen. Die Anzahl der Auslesekanäle des SCT beträgt ungefähr 6.3 Millionen. Auch der SCT deckt einen Bereich von $|\eta| < 2.5$ ab, eine Teilchenspur durchquert bis zu acht Lagen.

Der TRT besteht aus mit Gas gefüllten Röhren, die einen Durchmesser von 4 mm haben. Im Zentralbereich sind parallel zur Strahlachse Röhren mit einer Länge von 144 cm in 73 Lagen angebracht, in den Endkappen beträgt die Länge 37 cm und die Anzahl der Lagen 160. Dort sind die Röhren radial zur Strahlachse. Der TRT besitzt insgesamt 351000 Auslesekanäle und deckt einen Bereich von $|\eta| < 2.0$ ab. Ein Teilchen durchquert mindestens 36 Röhren. Der TRT nutzt die Übergangsstrahlung, die auftritt, wenn ein geladenes Teilchen die Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlicher Permittivität durchquert. Die Intensität der Strahlung ist dabei linear abhängig von dem Lorentz-Faktor $\gamma = \frac{E}{mc^2}$. Daher ist durch den TRT eine zuverlässige Identifikation von Elektronen möglich, da diese als leichteste geladene Teilchen das stärkste Signal erzeugen. Insbesondere ist so eine Unterscheidung zu den schwereren geladenen Pionen möglich.

Die geforderte Impulsauflösung des Spurdetektors beträgt $\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$ mit p_T in GeV. ($a \oplus b$ steht dabei für $\sqrt{a^2 + b^2}$) In Abbildung 4.7 sind die Auflösungen der Spurparameter zu sehen.

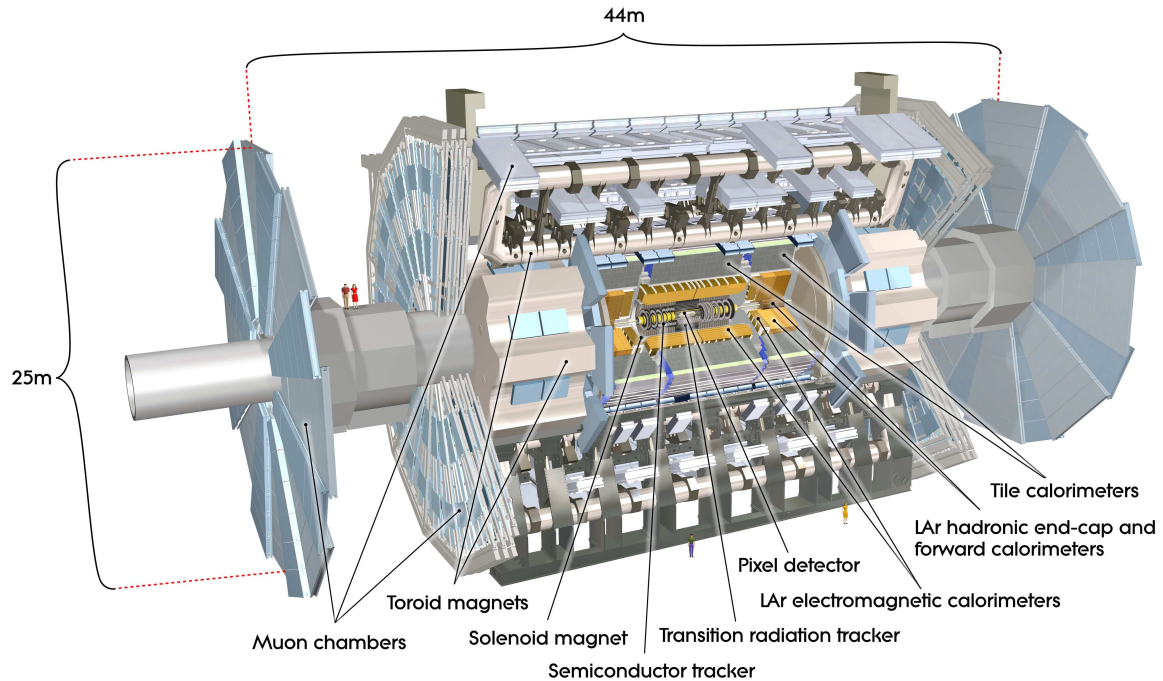


Abbildung 4.5: Aufbau des ATLAS-Detektors [59]

Abbildung 4.6 zeigt die verschiedenen Bestandteile des Spurdetektors [59].

Kalorimeter

Im Anschluss an den Spurdetektor folgen zuerst ein elektromagnetisches (EM) und dann ein hadronisches Kalorimeter, im Vorwärtsbereich befindet sich ein *Forward Calorimeter* (FCal), das Komponenten für die Detektion elektromagnetischer und hadronischer Schauer enthält. Die Kalorimeter decken einen Bereich von $|\eta| < 4.9$ ab. Das EM-Kalorimeter ist für die Detektion elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen konzipiert, das hadronische Kalorimeter dagegen für stark wechselwirkende Teilchen.

Durch die hohe Granularität der ersten von insgesamt drei Schichten des EM-Kalorimeters können Elektronen und Photonen sehr präzise vermessen werden. Die Anordnung und Granularität der Schichten sind in Abbildung 4.10 dargestellt. Das hadronische Kalorimeter besitzt eine niedrigere Granularität und eignet sich für die Messung von fehlender Energie und die Rekonstruktion von Jets. Um die elektromagnetischen und hadronischen Schauer vollständig zu absorbieren, muss die Tiefe der Kalorimeter eine ausreichende Anzahl an Strahlungslängen (X_0) bzw. hadronischen Wechselwirkungslängen (λ) aufweisen, damit die Schauer präzise vermessen werden können und diese nicht in das Myon-Spektrometer gelangen. Daher beträgt die Tiefe des EM-Kalorimeters im Zentralbereich über $22 X_0$ und in den Endkappen über $24 X_0$ und die Tiefe des hadronischen Kalorimeters im Zentralbereich ungefähr 9.7λ und in den Endkappen 10λ . In Abbildung 4.11 ist die Anordnung der Kalorimeter im Detektor zu sehen.

Im Zentralbereich deckt das EM-Kalorimeter einen Bereich von $|\eta| < 1.475$, in den Endkappen jeweils einen Bereich von $1.375 < |\eta| < 3.2$. Das Kalorimeter besitzt eine "Akkordeon-Geometrie" (siehe Abbildung 4.10), bei der sich Absorber und aktives Material schichtweise abwechseln. Als Absorber wird Blei verwendet, das aktive Material ist flüssiges Argon (LAr). Durch diese Form wird eine lückenlose Abdeckung des Azimutalwinkels ϕ erreicht. Das EM-Kalorimeter besitzt 173312 Auslesekanäle. Die geforderte Energieauflösung des EM-Kalorimeters beträgt $\sigma_E/E = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$ mit E in GeV, die gemessene Auflösung ist in Abbildung 4.8 zu sehen.

Das hadronische Kalorimeter besteht aus drei Teilen:

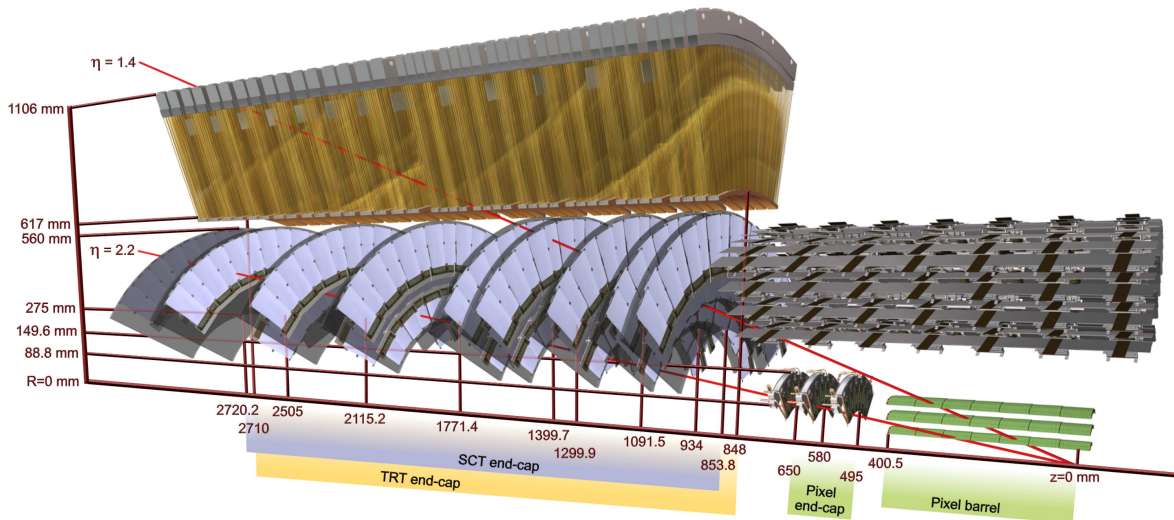
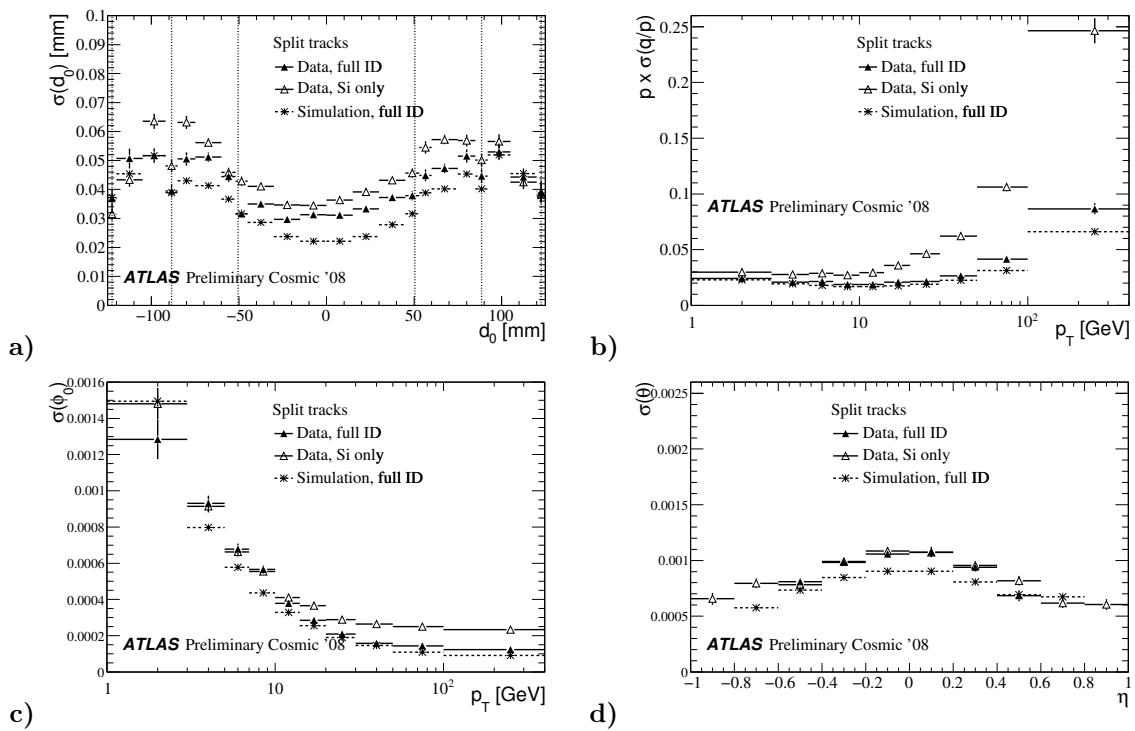


Abbildung 4.6: Bestandteile des Spurdetektors mit Abständen zum Wechselwirkungspunkt [59]

Abbildung 4.7: Auflösung der Spurparameter a) d_0 b) p_T c) ϕ und d) θ . Zu sehen ist der Vergleich zwischen einer Simulation des gesamten Spurdetektors und der Beobachtung von kosmischen Myonen, einmal mit dem gesamten Spurdetektor und einmal ohne den TRT. [60]

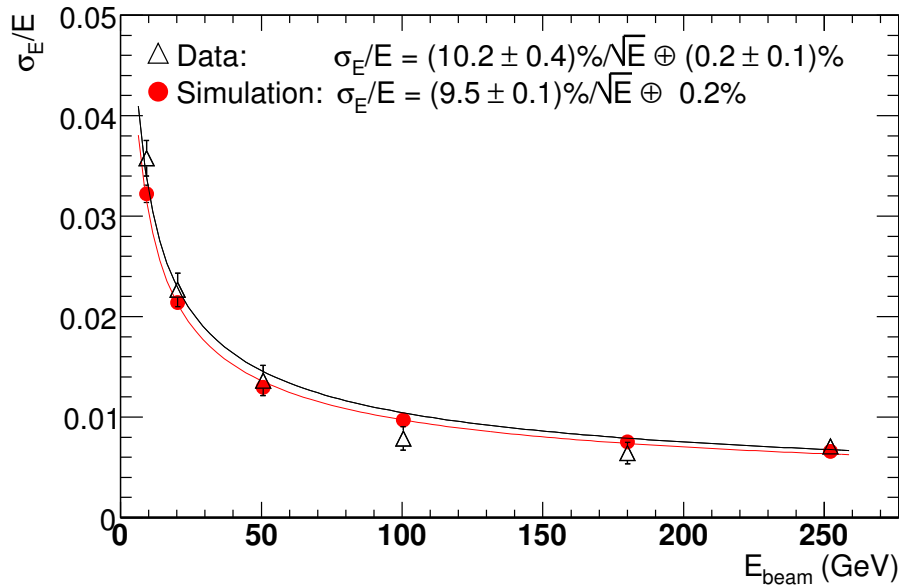


Abbildung 4.8: Energieauflösung des EM-Kalorimeters, Vergleich zwischen Simulation und Messung mit Teststrahlen [61]

Ein *Tile-Kalorimeter* deckt im Zentralbereich einen Bereich von $|\eta| < 1.0$ ab und in den Endkappen $0.8 < |\eta| < 1.7$. Hier wechseln sich Schichten aus Stahl als Absorbermaterial und aus Szintillatorplatten als aktives Material ab. Das Tile-Kalorimeter besteht aus insgesamt 64 Modulen und besitzt 9852 Auslesekanäle. Die Anforderung an die Energieauflösung von Jets beträgt $\sigma_E/E = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$ mit E in GeV, in Abbildung 4.9 ist die gemessene Auflösung zu sehen.

Ein hadronisches LAr-Kalorimeter befindet sich direkt hinter dem elektromagnetischen Endkappenkalorimeter und deckt einen Bereich von $1.5 < |\eta| < 3.2$ ab. Es wechseln sich Schichten aus Kupfer als Absorbermaterial und LAr als aktives Material ab. Dieses Kalorimeter besitzt 5632 Auslesekanäle. Der Bereich von $3.1 < |\eta| < 4.9$ wird von dem *Forward Calorimeter* (FCal) abgedeckt. Das FCal besteht aus drei Modulen, wobei das erste als Absorbermaterial Kupfer und die beiden anderen Wolfram verwenden. Als aktives Material wird jeweils LAr eingesetzt. Das Kupfermodul misst hauptsächlich elektromagnetische Schauer, die Wolframmodule die Energie hadronischer Wechselwirkungen. Das FCal besitzt insgesamt 3524 Auslesekanäle. Die geforderte Energieauflösung des FCal beträgt $\sigma_E/E = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$ mit E in GeV [59].

Myon-System

Die äußerste Schicht im ATLAS-Detektor bildet das Myon-Spektrometer, dessen Aufbau in Abbildung 4.13 zu sehen ist.

Im Zentralbereich $|\eta| < 1.4$ werden die Myonen von einem großen Toroid-Magneten abgelenkt, im Endkappenbereich $1.6 < |\eta| < 2.7$ befinden sich zwei kleinere Toroid-Magnete. Die Magnete enthalten jeweils acht Spulen, die im Endkappenbereich radial und im Zentralbereich symmetrisch um die Strahlachse angeordnet sind. Im Bereich $1.4 < |\eta| < 1.6$ findet die Ablenkung der Myonen durch eine Überlagerung der Magnetfelder statt. Die Stärke der Ablenkung wird durch das Feldintegral $\int B dl$ beschrieben. Im Zentralbereich beträgt es zwischen 1.5 und 5.5 Tm und im Endkappenbereich zwischen 1 und 7.5 Tm.

Im Zentralbereich befinden sich in drei zylindrischen Lagen Kammern um die Strahlachse, im Endkappenbereich sind ebenfalls Kammern in drei Lagen orthogonal zur Strahlachse installiert. Die Messung erfolgt durch 354000 Driftröhren, die einen Bereich von $|\eta| < 2.7$ abdecken und eine Auflösung der z -Komponente von $35 \mu\text{m}$ besitzen. Die innerste Schicht deckt dabei jedoch nur einen Bereich von

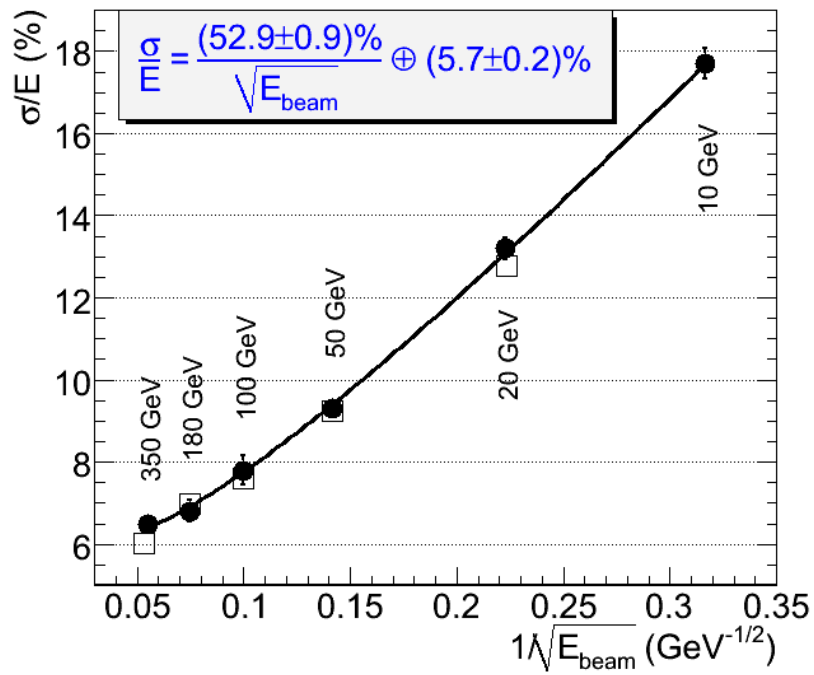


Abbildung 4.9: Energieauflösung des Tile-Kalorimeters, Vergleich zwischen Simulation (Quadrate) und Messung mit Pion-Teststrahlen (Punkte) [62]

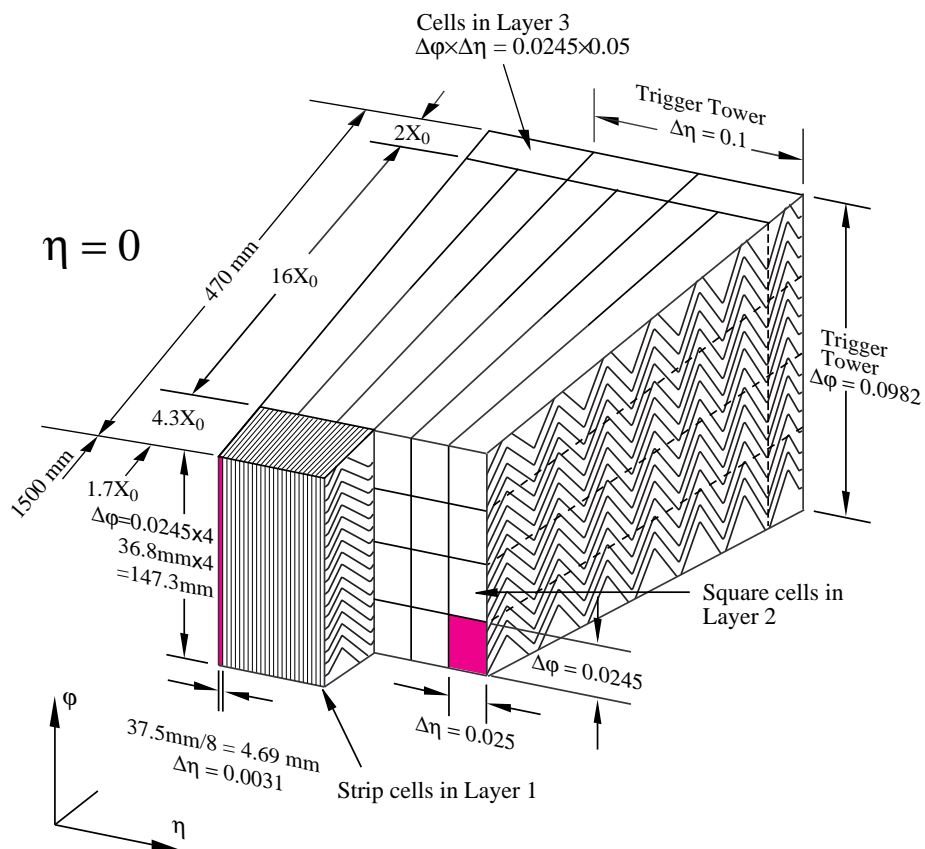


Abbildung 4.10: Der Aufbau des EM-Kalorimeters [59]

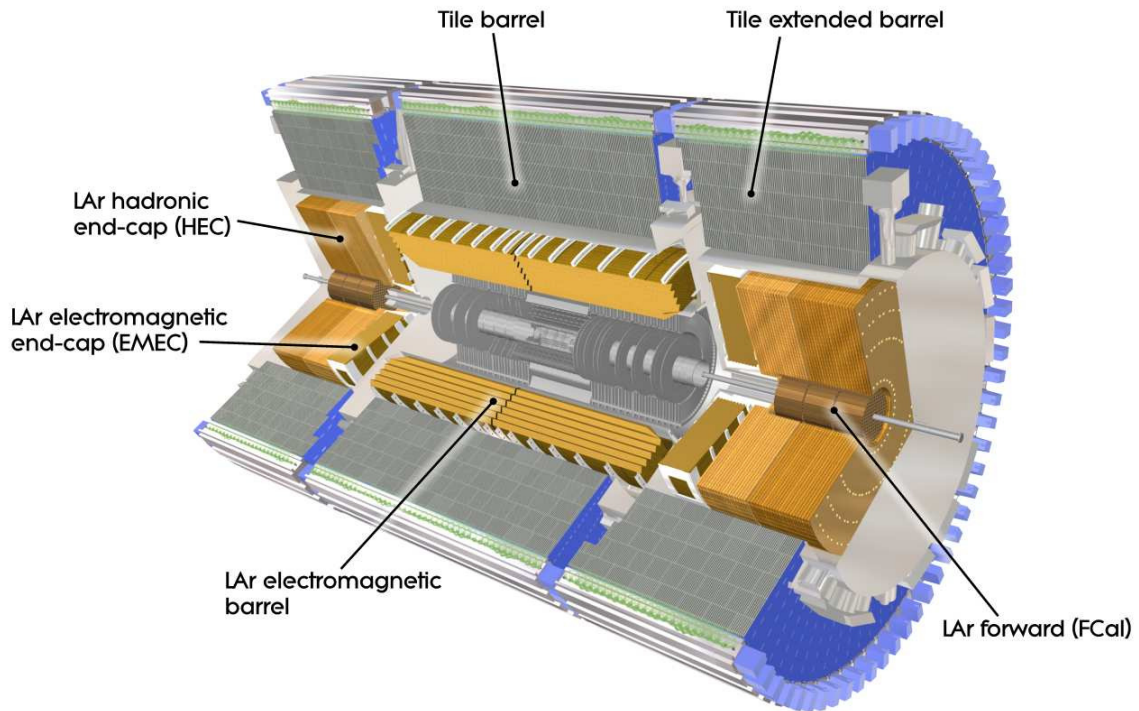


Abbildung 4.11: Überblick über das Kalorimetersystem [59]

$|\eta| < 2.0$, für $2.0 < |\eta| < 2.7$ werden 32 Kathodenstreifenkammern mit einer höheren Granularität und 31000 Auslesekanälen verwendet. Deren Auflösung des Radius R beträgt $40 \mu\text{m}$ und des Azimuthalwinkels ϕ 5 mm. Die Anforderung an die Auflösung des Transversalimpulses des Myon-Spektrometers beträgt $\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ für einen Transversalimpuls $p_T = 1 \text{ TeV}$. Abbildung 4.12 zeigt die p_T -Auflösung in Daten und Simulation.

Ein Triggersystem aus 606 *Resistive Plate Chambers* (RPC) mit 373000 Auslesekanälen im Zentralbereich und 3588 *Thin Gap Chambers* (TGC) mit 318000 Auslesekanälen im Endkappenbereich deckt den Bereich $|\eta| < 2.4$ ab. Die Auflösung der RPCs der z -Komponente beträgt 10 mm, des Azimuthalwinkels ϕ 10 mm und die Zeitauflösung 1.5 ns. Die TGCs besitzen eine Auflösung des Radius R von 2-6 mm, des Azimuthalwinkels ϕ von 3-7 mm und der Zeit von 4 ns. Durch dieses System kann ein Trigger auf p_T -Schwellenwerte definiert und die Muon-Koordinate orthogonal zu den Driftröhren und Kathodenstreifenkammern bestimmt werden. Die Zeitauflösung ist zudem ausreichend, um Strahlüberkreuzungen (*Bunch-Crossings*) zu identifizieren.

Für eine gute Rekonstruktion der Myonen muss die relative Position der Kammern zueinander und die Flußdichte der Magnetfelder genau bekannt sein. Die Position der Kammern wird durch ungefähr 12000 optische Sensoren überwacht, die Ermittlung der Flußdichte erfolgt durch ungefähr 1800 Hall-Sensoren [59].

4.2.3 Trigger

Die Kollisionsrate beträgt derzeit ungefähr 20 MHz und soll weiter auf 40 Mhz gesteigert werden. Die derzeitigen Technologien und Ressourcen beschränken die Datenaufnahme allerdings auf eine Größenordnung von einigen 100 Hz. Daher müssen schon auf Detektorebene die für verschiedene Analysen potentiell interessanten Ereignisse selektiert werden. Dies geschieht durch eine 3-stufige Triggerkette. Die erste Stufe, der Level-1 Trigger, ist hierbei in die Hardware integriert, wogegen die beiden anderen Stufen, der Level-2 Trigger und der Ereignisfilter, durch Software realisiert werden.

Der Level-1 (L1) Trigger sucht nach Objekten mit einem hohen Transversalimpuls, nach hoher feh-

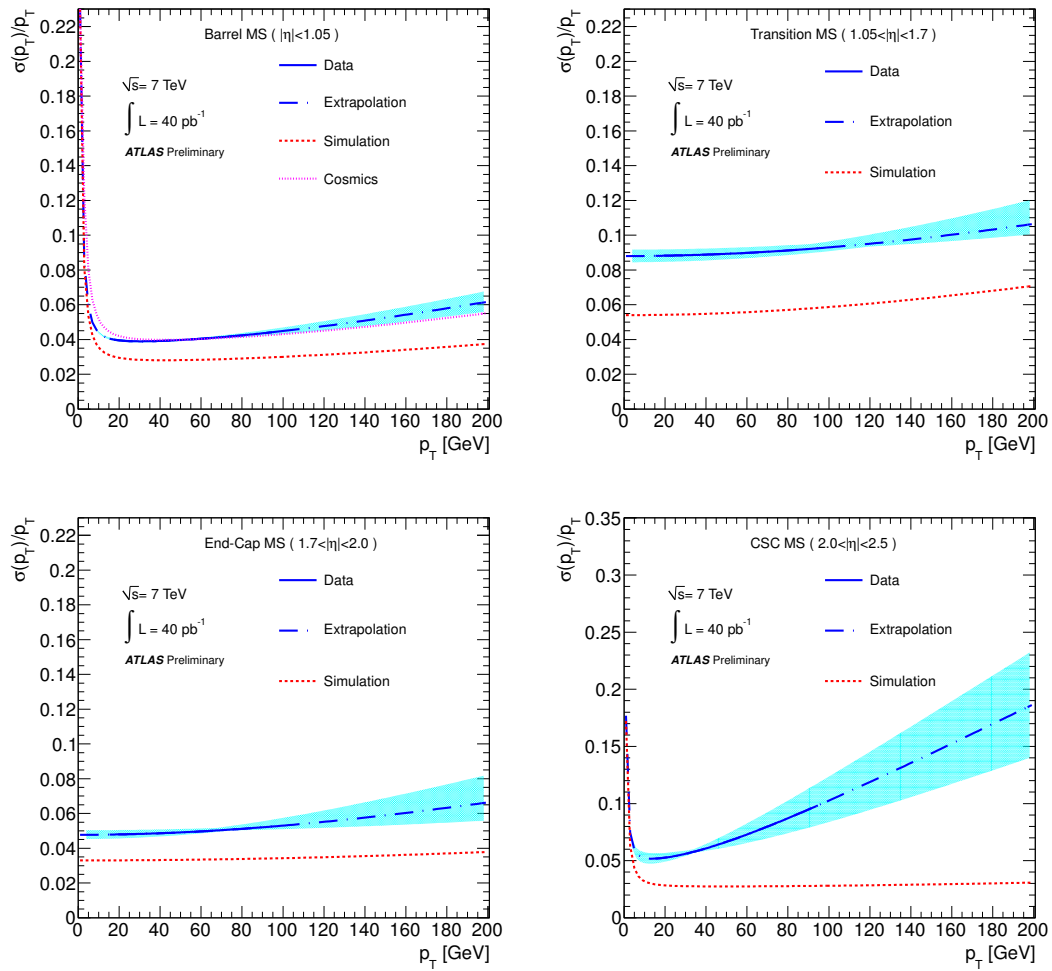


Abbildung 4.12: Die p_T -Auflösung des Myon-Spektrometers für verschiedene η -Bereiche. Zu sehen sind Daten, deren Extrapolation in höhere p_T -Bereiche und eine Monte Carlo-Simulation [63]

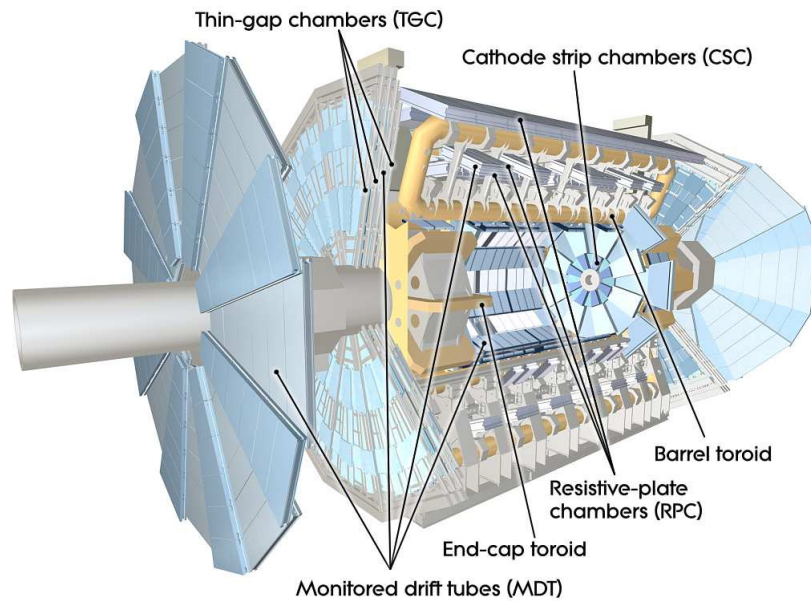


Abbildung 4.13: Das Myon-System und die Toroid-Magnete [59]

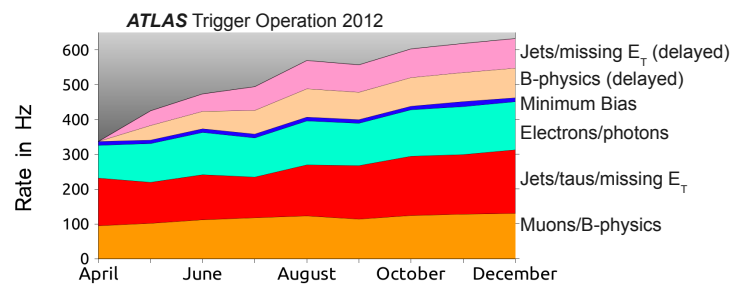


Abbildung 4.14: Die aufgenommene Datenrate 2012 mit Verteilung auf die Trigger-Menüs [64]

lender Energie und nach hoher transversaler Energie. Dazu wird nicht die volle Detektorinformation genutzt, sondern nur die aus den Triggerkammern des Myonspektrometers und aus den Kalorimetern, weshalb für die Objekte mit hohem transversalen Impuls p_T nur Myonen in Frage kommen. Die Triggerinformationen werden von dem zentralen Trigger-Prozessor verarbeitet, der die interessanten Ereignisse selektiert und an die nächsten Triggerstufen weitergibt. Dies reduziert die Datenrate auf ca. 75 kHz, wobei die Dauer pro Ereignis weniger als $2.5 \mu\text{s}$ beträgt. Gleichzeitig werden für jedes Ereignis sogenannte *Regions-of-Interests* (ROI) definiert. Dies sind Kegel um Objekte mit einem hohen Transversalimpuls.

Der Level-2 (L2) Trigger nutzt nun die vollständige Detektorinformation in dem von den ROIs definierten (η, ϕ) -Bereich und wendet weitere Selektionskriterien an, wobei die Datenrate weiter auf 3.5 kHz reduziert wird. Dieser Schritt dauert durchschnittlich 40 ms pro Ereignis.

Der letzte Schritt in der Triggerkette ist der Ereignisfilter. Er verwendet dieselben Rekonstruktionsalgorithmen wie die Offline-Analyse und die vollständige Detektorinformation, allerdings erfolgt keine Kalibration der Objekte, da dies zu lange dauern würde. Dies reduziert die Datenrate auf einige 100 Hz und dauert ca. 4 Sekunden pro Ereignis. Schließlich beträgt die Datenmenge für jedes Ereignis ungefähr 1.3 MByte. Die Datenrate für 2012 und die Verteilung auf sogenannte Trigger-Menüs ist in Abbildung 4.14 zu sehen. Der bei der Konzeption des Experiments angestrebte Wert lag bei 200 Hz, dieser konnte also übertroffen werden [59].

Kapitel 5

Standardanalyse

In diesem Kapitel sollen die verschiedenen Bestandteile der Analyse beschrieben werden. Dies umfasst die Kriterien für die in der Analyse verwendeten physikalischen Objekte, die verwendeten Trigger und die Einteilung der Ereignisse in Kategorien.

In den Abbildungen dieses Kapitels sind stets die datenbasierten Untergrundabschätzungen, die in Kapitel 6 erläutert werden, zu sehen. Der abgebildete Fehler ist immer der statistische Fehler. Bis zu Schnitt 17 wurden dabei keine Normierungsfaktoren angewandt, daher sind in diesen Abbildungen teilweise Diskrepanzen zwischen Daten und Modell zu sehen.

5.1 Verwendete Daten

Die in dieser Analyse verwendeten Daten wurden 2012 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ aufgenommen, die integrierte Luminosität beträgt $\int \mathcal{L} dt = 20.28 \pm 0.57 \text{ fb}^{-1}$.

5.2 Selektion von physikalischen Objekten

Die für die Analyse notwendigen physikalischen Objekte wie Elektronen, Myonen und Jets werden aus den Detektorinformationen rekonstruiert. Dabei werden Algorithmen und Qualitätskriterien angewandt, die sicherstellen, dass die Rate der Fehlidentifikationen bei einer großen Nachweiswahrscheinlichkeit möglichst gering ist. Für die Analyse werden an diese Objekte dann nochmals zusätzliche Anforderungen gestellt, die im Folgenden zusammengefasst werden.

Elektronen

Die Rekonstruktion von Elektronen erfolgt durch Informationen aus dem Kalorimeter und aus dem Spurdetektor. Elektronen müssen den *medium*-Identifikationskriterien [65] genügen. Dafür wird die Form des elektromagnetischen Schauers in der ersten und zweiten Lage des EM-Kalorimeters und ein eventueller Energieinhalt im hadronischen Kalorimeter genutzt. Zusätzlich werden die Anzahl der Treffer im Spurdetektor, der transversale Abstand der Spur zum Primärvertex und $\Delta\eta$ zwischen der extrapolierten Spur und des Energieinhalts im Kalorimeter berücksichtigt [65]. Der Transversalimpuls der Elektronen muss größer als 15 GeV sein und sie müssen in der Region $|\eta| < 2.47$ liegen, da dieser Bereich noch von dem Pixeldetektor und dem SCT abgedeckt wird. Elektronen in der Übergangsregion zwischen dem Zentral- und Endkappenbereich des Kalorimeters $1.37 < |\eta| < 1.52$ werden nicht berücksichtigt, da in diesem Bereich die Trigger-Effizienz niedrig ist. Bei einem als Elektron fehlidentifizierten Jet aus einem Multijet-Ereignis tritt in der näheren Umgebung noch weitere Detektoraktivität auf. Daher werden Isolationskriterien angewandt. Die zusätzliche transversale Energie im Kalorimeter innerhalb eines Radius von $\Delta R \leq 0.2$ um die Richtung des Elektrons muss weniger als 9% des Transversalimpulses des Elektrons betragen und die Summe der Transversalimpulse der Spuren mit $p_T > 1 \text{ GeV}$ innerhalb $\Delta R \leq 0.4$ muss weniger als 17% des Transversalimpulses des Elektrons sein.

In Abbildung 5.1 ist die Trigger-Effizienz in Abhängigkeit der Pseudorapidität zu sehen, in Abbildung

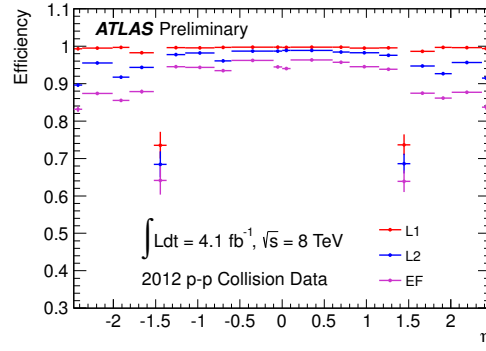


Abbildung 5.1: Effizienzen der Elektron-Trigger in Abhängigkeit der Pseudorapidiät η [66]

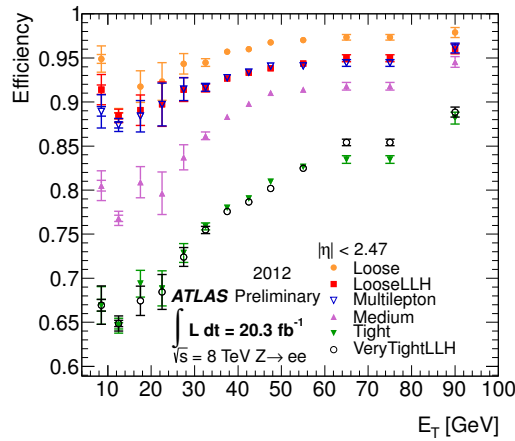


Abbildung 5.2: Elektron-Identifikationseffizienzen in Abhängigkeit der transversalen Energie E_T für die jeweiligen Identifikationskriterien [67]

5.2 die Identifikationseffizienz im Abhängigkeit der transversalen Energie und in Abbildung 5.3 die Auflösung der Elektron-Energie in Abhängigkeit der Pseudorapidiät.

Myonen

Myonen werden mittels des STACO-Algorithmus [69] rekonstruiert. Dieser liefert *combined* und *segment-tagged* Myonen. Für *combined* Myonen wird eine Spur im Spurdetektor und eine im Myon-Spektrometer rekonstruiert und die Fitgüte dieser Spuren geprüft. Für *segment-tagged* Myonen wird eine rekonstruierte Spur aus dem Spurdetektor bis in das Myon-Spektrometer extrapoliert. Dieser Spur müssen Treffer in Myon-Kammern zugeordnet werden können. Die Myonen müssen den *tight*-Identifikationskriterien [69] genügen und einen Transversalimpuls von mindestens 10 GeV besitzen. Für die Region im Detektor wird $|\eta| < 2.5$ gefordert, da dies der Bereich ist, der durch den Pixeldetektor und den SCT abgedeckt wird. Auch die Myonen müssen isoliert sein. Die zusätzliche transversale Energie im Kalorimeter in einem Radius von $\Delta R \leq 0.2$ um die Myon-Spur muss weniger als 9% des Transversalimpulses betragen und die Summe der Transversalimpulse der Spuren mit $p_T > 1$ GeV innerhalb von $\Delta R \leq 0.4$ weniger als 18% des Transversalimpulses. Um kosmische Myonen zu reduzieren, fordert man, dass der Abstand zwischen der z -Koordinate des am nächsten zur Strahlachse gelegenen Punktes der Myonspur und dem Primärvertex weniger als 1 cm beträgt.

In Abbildung 5.4 ist die Rekonstruktionseffizienz für *combined* und *segment-tagged* Myonen zu sehen.

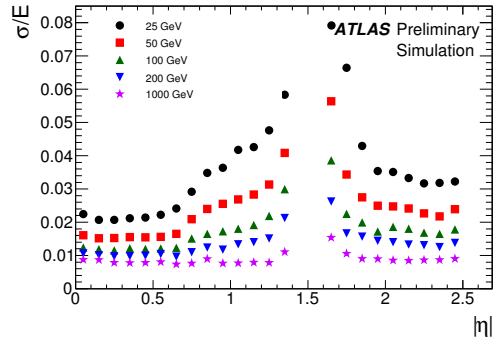


Abbildung 5.3: Auflösung der Elektronenergie in Abhängigkeit der Pseudorapidität η für unterschiedliche Energien [68]

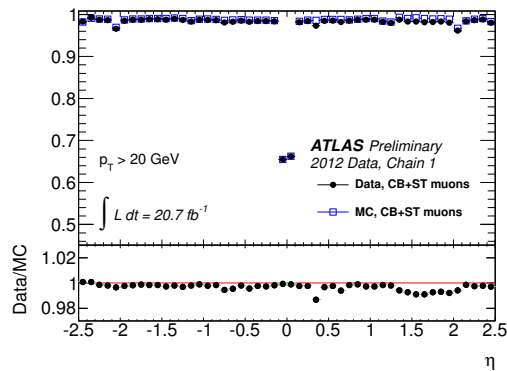


Abbildung 5.4: Myon-Rekonstruktionseffizienz für *combined* und *segment-tagged* Myonen mit $p_T > 20 \text{ GeV}$ in Abhängigkeit der Pseudorapidität η [70]

Jets

Für die Jet-Rekonstruktion wird der anti- k_t Algorithmus [71] mit dem Parameter $R = 0.4$ benutzt. Dieser Algorithmus wird auf Kalorimetereinträge angewandt. Die Kalibration erfolgt durch das LCW+JES-Schema [72]. Dies wird genauer in Kapitel 6.1 beschrieben. Diese Art der Rekonstruktion und Kalibration wird als “AntiKt4LCTopo” [73] bezeichnet. Für die Analyse werden Jets mit $p_T > 20$ GeV und $|\eta| < 4.5$ selektiert. Um Jets zu reduzieren, die aus einer Strahlüberkreuzung stammen, wird eine Anforderung an die *Jet vertex fraction* (JVF) gestellt. Die JVF ist definiert als das Verhältnis aus der Summe der Transversalimpulse derjenigen Spuren im Jet, die dem Primärvertex zugeordnet wurden, und der Summe der Transversalimpulse der Spuren im Jets, die irgendeinem Vertex des Ereignisses zugeordnet wurden. Für Jets mit $p_T < 50$ GeV und $|\eta| < 2.4$ muss $|JVF| > 0.5$ gelten.

Hadronisch zerfallende Tau-Leptonen

Hadronisch zerfallende Tau-Leptonen werden durch den JetBDTSigMedium-Algorithmus [74] identifiziert, müssen eine Transversalenergie größer 20 GeV besitzen und in der Region $|\eta| < 2.47$ liegen. Dieser Bereich wird durch den Pixeldetektor und den SCT abgedeckt. Sie müssen aus einer oder drei Spuren bestehen und die Summe der Ladungen der Spuren muss ± 1 sein. Als Tau fehlidentifizierte Myonen und Elektronen werden jeweils durch die oben angegebene Definition von Myonen und durch den BDT-Algorithmus EleBDTMedium [75] unterdrückt.

Fehlende Transversalenergie

Die fehlende transversale Energie E_T^{miss} wird aus der in den Kalorimetern gemessenen Energie und den Transversalimpulsen der Myonen berechnet [76]. Für die Komponenten aus den Kalorimetern gilt:

$$E_{T,x}^{miss,kalo} = - \sum_i^N E_i \sin \theta_i \cos \phi_i \quad (5.1)$$

$$E_{T,y}^{miss,kalo} = - \sum_i^N E_i \sin \theta_i \sin \phi_i \quad (5.2)$$

E_i ist die Energie, θ_i der Polarwinkel und ϕ_i der Azimuthalwinkel der jeweiligen Kalorimeterzelle, N ist die Anzahl der Zellen. Die Energie der Zelle wird in Abhängigkeit des ihr zugeordneten Teilchens (e, μ, Jet) kalibriert. Die Teilchen müssen sich hierbei in der Region $|\eta| < 4.5$ befinden.

Der Myon-Term ist definiert als die negative Summe der Transversalimpulse:

$$E_{T,x}^{miss,myon} = - \sum_{\text{Myonen}} p_x \quad (5.3)$$

$$E_{T,y}^{miss,myon} = - \sum_{\text{Myonen}} p_y \quad (5.4)$$

Dabei muss zwischen isolierten und nicht-isolierten Myonen unterschieden werden. Für isolierte Myonen wird der Transversalimpuls aus der kombinierten Messung des Spurdetektors und des Myon-Spektrometers bestimmt. In diesem Fall wird der Energieverlust der Myonen im Kalorimeter nicht zu $E_T^{miss,kalo}$ gezählt.

Falls das Myon nicht-isoliert ist, kann die im Kalorimeter deponierte Energie nicht von der nahen Jet-Energie getrennt werden. In diesem Fall wird der Transversalimpuls des Myons nach dem Energieverlust im Kalorimeter durch die Messung des Myon-Spektrometers bestimmt.

Die Auflösung der fehlenden Transversalenergie $\sigma_{E_T^{miss}}$ folgt näherungsweise der Funktion

$$\sigma_{E_T^{miss}} = \alpha \sqrt{\sum E_T} \quad (5.5)$$

wobei $\sum E_T$ die Summe der gemessenen transversalen Energie ist. α ist ein Parameter, der durch einen Fit bestimmt wird. Die Auflösung wird mit Ereignissen aus inelastischer Proton-Proton-Streuung (*Minimum Bias*) und leptonischen Z- und W-Zerfällen bestimmt. In Abbildung 5.5 ist die Auflösung für

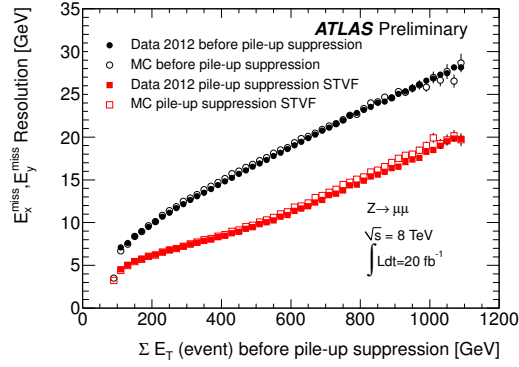


Abbildung 5.5: Auflösung der Komponenten der fehlenden Transversalenergie für den Prozess $Z \rightarrow \mu\mu$ für Daten und Monte Carlo-Simulation vor und nach Pile Up-Unterdrückung [77]

$Z \rightarrow \mu\mu$ in Daten und Monte Carlo-Simulationen vor und nach der in [77] beschriebenen Unterdrückung des Pile-Up zu sehen.

Überlappende Objekte

Es kann vorkommen, dass mehrere physikalische Objekte durch dieselbe Signatur im Detektor rekonstruiert werden, z.B. als ein Elektron und ein Jet. Um diese mehrfache Verwendung einer Signatur zu vermeiden, wird eines von zwei Objekten entfernt falls $\Delta R < 0.2$. Falls ein hadronischer Tauzerfallskandidat, ein Elektron oder ein Muon mit einem Jet überlappt, wird immer der Jet entfernt. Bei Überlapp eines hadronischen Tauzerfallskandidaten mit einem Elektron oder Muon wird der Tauzerfallskandidat entfernt und bei einem Überlapp von einem Elektron und einem Muon wird das Elektron entfernt. Somit ist die Reihenfolge der Objektentfernung: Jet, τ , Elektron, Muon.

5.3 Trigger-Selektion

Je nach Endzustand und p_T der Leptonen werden unterschiedliche Trigger verwendet, die durch Effizienzstudien ausgewählt wurden. Die jeweiligen Bedingungen an die Leptonen werden dabei auf der Stufe des Ereignisfilters (EF) gestellt. Diese Bedingungen sind:

$\mu\mu$: In diesem Fall wird der Trigger EF_mu18_tight_mu8_EFFS benutzt. Es muss ein Myon mit einem Transversalimpuls $p_T > 18$ GeV gefunden werden, das dem Identifikationskriterium *tight* genügt. Anschließend wird der Ereignisfilter nach einem zusätzlichen Muon mit einem Transversalimpuls $p_T > 8$ GeV durchsucht. Dabei wird in allen Regionen gesucht und nicht nur in den ROIs. Dies wird als *Event Filter Full Scan* (EFFS) bezeichnet.

ee : In diesem Endzustand wird zuerst der EF_e24vhi_medium1-Trigger geprüft. Hierzu muss eines der Elektronen einen Transversalimpuls $p_T > 24$ GeV besitzen und das *vhi_medium1*-Kriterium erfüllen. *v* bedeutet hierbei eine Bedingung an η , *h* einen Schnitt auf der Stufe des L1-Triggers auf die Ausdehnung der von dem Elektron deponierten Energie in das hadronische Kalorimeter und *i* die Forderung nach Isolation des Elektrons auf Stufe des L1-Triggers. *medium1* steht für das Identifikationskriterium *medium++*, welches die Form der Schauer, die Übereinstimmung zwischen Spuren und Kalorimeterninhalten und Anforderungen an Treffer im Pixeldetektor und TRT berücksichtigt. Falls die Elektronen den Anforderungen dieses Triggers nicht entsprechen, wird der Trigger EF_2e12Tvh_loose1 benutzt. Dazu müssen beide Elektronen einen Transversalimpuls $p_T > 12$ GeV besitzen. *T* steht für eine Forderung an die im elektromagnetischen Kalorimeter deponierte Energie und *loose1* für das Identifikationskriterium *loose++*, das die Form der Schauer, Anforderungen an die Treffer im Pixeldetektor und im SCT und Übereinstimmung zwischen Spuren und Kalorimeterinhalten berücksichtigt.

$e\mu$: Der Trigger `EF_e24vhi_medium1` wird zuerst überprüft. Dazu muss das Elektron einen Transversalimpuls $p_T > 24$ GeV besitzen und das `vhi_medium1`-Kriterium erfüllen. Ansonsten wird der `EF_e12Tvh_medium1_mu8`-Trigger benutzt, für den das Myon einen Transversalimpuls $p_T > 8$ GeV und das Elektron einen Transversalimpuls $p_T > 12$ GeV besitzen muss. Das Elektron muss zudem das `Tvh_medium1`-Identifikationskriterium erfüllen.

5.4 Vorselektion

Vor der Aufteilung in Kategorien werden bereits Schnitte angewandt, die die Qualität der aufgenommenen Daten und generelle Forderungen an den Endzustand sicherstellen. Die Selektion der Daten besteht dabei aus:

1. GRL: Ereignisse aus Daten müssen in der “Good-Runs-List” (GRL) enthalten sein. Die GRL beinhaltet nur die Ereignisse, bei deren Aufnahme alle Subdetektoren einwandfrei funktionierten.

Zwei Leptonen: Das Ereignis muss exakt zwei Leptonen beinhalten.

2. “Jet Cleaning”: Schnitte auf Jet-Eigenschaften stellen sicher, dass Effekte wie Hardwareprobleme, Strahl-Untergründe oder Schauer kosmischer Strahlung, die zu Energieablagerung in den Kalorimetern führen, unterdrückt werden. Als Kriterium wurde hierbei `LooseMinus` benutzt [106].

3. “Event Cleaning”: Ereignisse werden entfernt, falls bei einem LAr-Kalorimeter ein extremes Rauschen festgestellt wurde, ein Modul des Tile-Kalorimeters fehlerhaft war oder Teile des Detektors noch nicht bereit waren und das Ereignis daher nicht komplett aufgenommen wurde [107].

4. “HotTileVeto”: Während der Perioden B1 und B2 der Datennahme war eine Zelle des Tile-Kalorimeters fehlerhaft. Die Ereignisse dieser Perioden werden entfernt, falls ein Jet in einer (η, ϕ) -Region nahe dieser Zelle rekonstruiert wurde.

Für alle Ereignisse muss Folgendes gelten:

5. Trigger: Einer der in Kapitel 5.3 aufgeführten Trigger `EF_mu18_tight_mu8_EFFS`, `EF_e24vhi_medium1`, `EF_2e12Tvh_loose1` oder `EF_e12Tvh_medium1_mu8` muss ausgelöst worden sein.

6. Primärvertex: Das Ereignis muss einen Primärvertex besitzen, dem mindestens vier Spuren zugeordnet werden können.

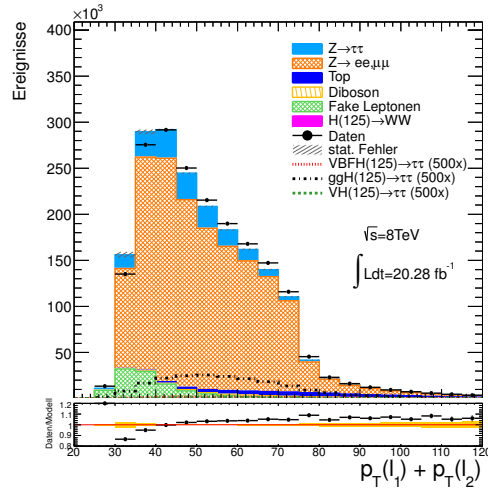
7. Tau-Veto: Ereignisse, in denen ein hadronisch zerfallendes Tau-Lepton identifiziert wurde, werden entfernt.

8. Leptonenladung: Die zwei Leptonen müssen entgegengesetzte Ladungen besitzen.

9. Triggermatching: Die rekonstruierten Leptonen müssen mit den Leptonen übereinstimmen, die den Trigger im Detektor ausgelöst haben. Aus technischen Gründen konnte dies nur für den $\mu\mu$ -Endzustand durchgeführt werden. In den ee - und $e\mu$ -Endzuständen wurden stattdessen die Transversalimpulse der Leptonen überprüft. Für den `EF_e24vhi_medium1`-Trigger muss eines der rekonstruierten Elektronen einen Transversalimpuls $p_T > 26$ GeV besitzen. Im Falle des `EF_e12Tvh_medium1_mu8`-Triggers muss das Muon einen Transversalimpuls $p_T > 10$ GeV und das Elektron einen Transversalimpuls $p_T > 15$ GeV besitzen. In den Abbildungen 5.7 und 5.8 sind einige Verteilungen nach diesem Schnitt zu sehen.

10. m_{ll} : Für die invariante Masse der Endzustände ee und $\mu\mu$ muss $30 \text{ GeV} < m_{ll} < 75 \text{ GeV}$ gelten, für die des Endzustandes $e\mu$ $30 \text{ GeV} < m_{ll} < 100 \text{ GeV}$. Der Schnitt auf m_{ll} in den Endzuständen ee und $\mu\mu$ ist enger, weil dadurch der $Z/\gamma^* \rightarrow ll$ -Untergrund reduziert werden kann.

11. $\sum p_T$: Für die Summe der Transversalimpulse der Leptonen muss gelten: $p_T(l_1) + p_T(l_2) > 35 \text{ GeV}$. Dadurch wird der Fake-Untergrund reduziert. In Abbildung 5.6 ist die Verteilung vor diesem Schnitt zu sehen.

Abbildung 5.6: $\sum p_T$ -Verteilung nach Schnitt 10

Prozess	Anzahl
ggH ($m_H = 125$ GeV)	464.72 ± 1.44
VBFH ($m_H = 125$ GeV)	43.94 ± 0.14
VH ($m_H = 125$ GeV)	28.37 ± 0.08
$t\bar{t}$	138185.00 ± 145.68
$Z \rightarrow ee, \mu\mu$	$1.76 \times 10^7 \pm 9194.54$
$Z \rightarrow \tau\tau$	184720.00 ± 116.73
Diboson	47589.40 ± 107.84
$H \rightarrow WW$ ($m_H = 125$ GeV)	1488.69 ± 4.30
Fake-Leptonen	169394.00 ± 955.24
Daten	$1.85 \times 10^7 \pm 4298.89$

Tabelle 5.1: Ereigniszahlen nach Schnitt 9 mit statistischem Fehler

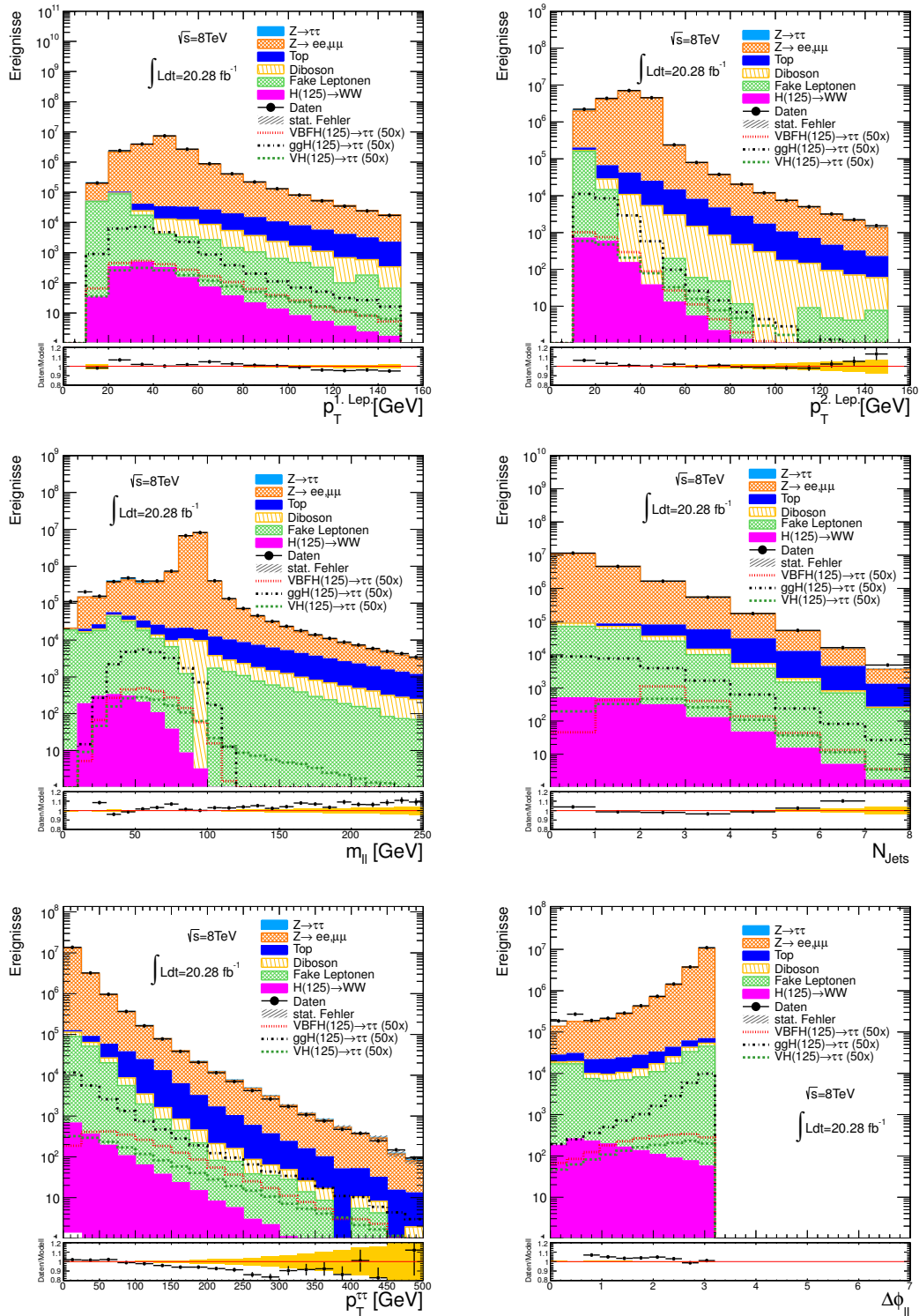


Abbildung 5.7: Verteilungen in der Vorselektion nach Schritt 9: links Oben: höchster Transversalimpuls der Leptonen, rechts Oben: zweithöchster Transversalimpuls der Leptonen, links Mitte: invariante Masse des Leptonen-Systems, rechts Mitte: Anzahl der Jets, links Unten: Transversalimpuls des $\tau\tau$ -Systems, rechts Unten: Azimutalwinkel zwischen den Leptonen

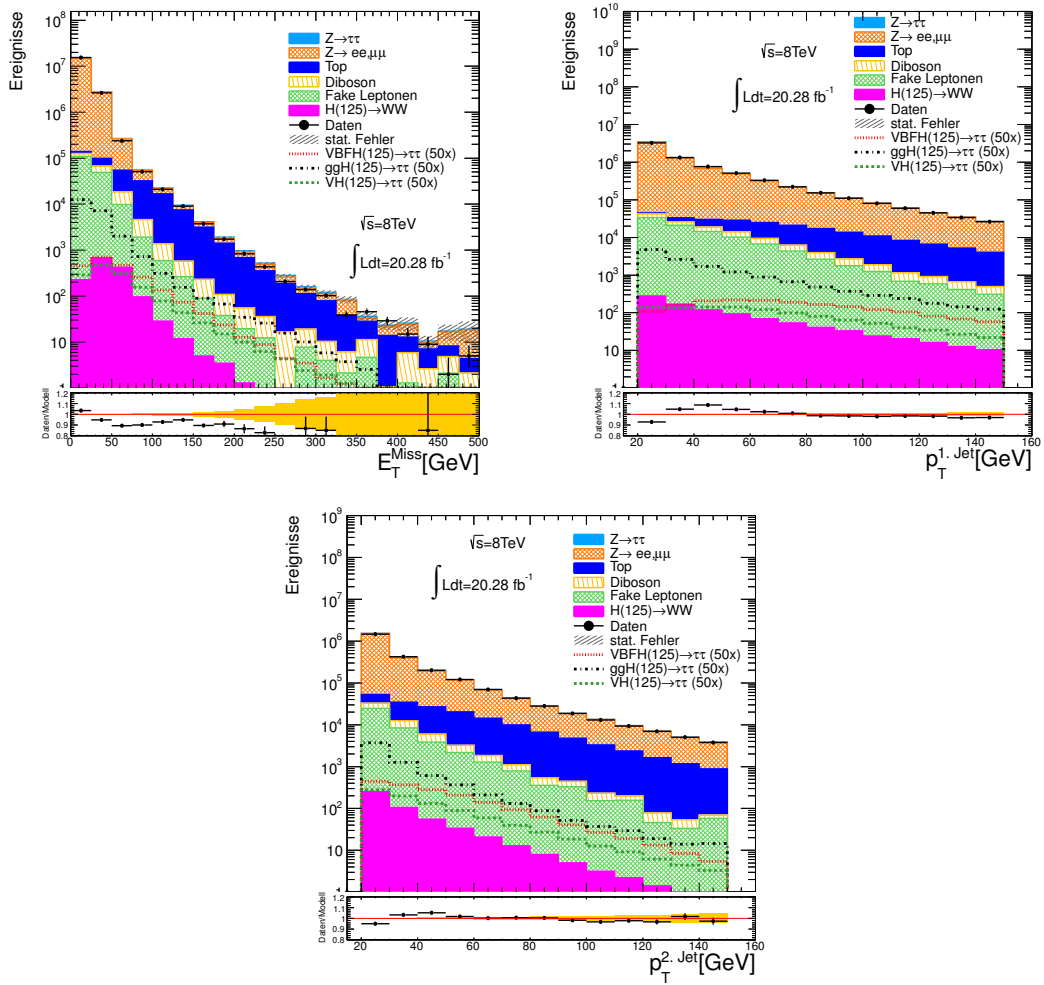


Abbildung 5.8: Verteilungen in der Vorselektion nach Schnitt 9: links Oben: fehlende Transversalenergie, rechts Oben: höchster Transversalimpuls der Jets, Unten: zweithöchster Transversalimpuls der Jets

5.5 Kategorisierung

Die aufgenommenen Ereignisse wurden in drei Kategorien aufgeteilt, um die jeweils speziellen kinematischen Eigenschaften der Endzustände auszunutzen und somit die Sensitivität zu erhöhen: **VBF**, **BOOSTED** und **REST**. Die Kategorien sind dabei orthogonal zueinander definiert, sodass Ereignisse nicht mehrmals verwendet werden und die Kategorien anschließend in einem Hypothesentest kombiniert werden können.

Die folgenden Schnitte werden in den Kategorien **VBF** und **BOOSTED** benutzt:

12. $p_T(\text{jet}_1)$: Es muss mindestens ein Jet mit einem Transversalimpuls $p_T > 40$ GeV in dem Ereignis vorhanden sein.
13. E_T^{miss} : Die fehlende transversale Energie muss für die ee - und $\mu\mu$ -Endzustände mindestens 40 GeV betragen, für den $e\mu$ -Endzustand mindestens 20 GeV. Dadurch können die Drell-Yan-Untergründe unterdrückt werden, da bei diesen keine Neutrinos und dadurch, von Fehlmessungen abgesehen, keine fehlende Transversalenergie im Endzustand vorkommt. In Abbildung 5.9 ist die Verteilung vor diesem Schnitt zu sehen.
14. **HPTO- E_T^{miss}** : “HPTO” steht für “High p_T Objects”, also Objekte, die einen hohen Transversalimpuls besitzen. Bei diesem Schnitt wird die fehlende transversale Energie anhand der Leptonen und der Jets mit $p_T > 25$ GeV berechnet:

$$\text{HPTO-}E_{x,y}^{\text{miss}} = -p_{x,y}(l_1) - p_{x,y}(l_2) - \sum_{\text{Jets}} p_{x,y}(\text{Jet}) \quad (5.6)$$

$$\text{HPTO-}E_T^{\text{miss}} = \sqrt{\text{HPTO-}E_x^{\text{miss}2} + \text{HPTO-}E_y^{\text{miss}2}} \quad (5.7)$$

Es muss gelten: $\text{HPTO-}E_T^{\text{miss}} > 40$ GeV. Dieser Schnitt wird nur auf ee - und $\mu\mu$ -Ereignisse angewandt und reduziert den Drell-Yan-Untergrund noch weiter. In Abbildung 5.10 ist die Verteilung vor diesem Schnitt zu sehen.

15. x_1, x_2 : Die Grundlage dieses Schnittes ist die *Kollineare Näherung* [108]. Es wird angenommen, dass die Neutrinos aus dem Tau-Zerfall in dieselbe Richtung wie die Leptonen aus dem Zerfall fliegen und die fehlende Energie des Ereignisses einzig von den Neutrinos stammt. Für den Anteil des sichtbaren Transversalimpulses der Zerfallsprodukte vom gesamten Transversalimpuls gilt dann jeweils:

$$x_{1,2} = \frac{|\vec{p}_{l_{1,2}}|}{|\vec{p}_{\tau_{1,2}}|} \quad (5.8)$$

Der Schnitt erfolgt auf $0.1 < x_{1,2} < 1.0$. In Tabelle B.1 in Anhang B sind die Ereigniszahlen bis zu diesem Schnitt zu sehen.

16. $\Delta\phi_u$: Für die Winkeldifferenz zwischen den beiden Leptonen muss gelten: $\Delta\phi_u < 2.5$. Dadurch können Drell-Yan-Prozesse unterdrückt werden, da die dort auftretenden Leptonen in entgegengesetzte Richtungen fliegen. Dieser Schnitt ist auch für die Orthogonalität gegenüber der REST-Kategorie zuständig. Die normierte Verteilung der Signale nach Schnitt 15 ist in Abbildung 5.11 zu sehen.
17. **b-Tag-Veto**: Ereignisse, in denen mindestens ein b-Jet gefunden wurde, werden entfernt. Ein Jet wird als b-Jet klassifiziert, falls der MV1-Algorithmus [82] einen Wert größer 0.795 ergibt, was einer Effizienz von 70% für $t\bar{t}$ -Ereignisse entspricht. Dieser Algorithmus wird auf alle Jets im Ereignis mit $p_T > 25$ GeV und $|\eta| < 2.5$ angewandt. Dies reduziert besonders den $t\bar{t}$ -Untergrund.

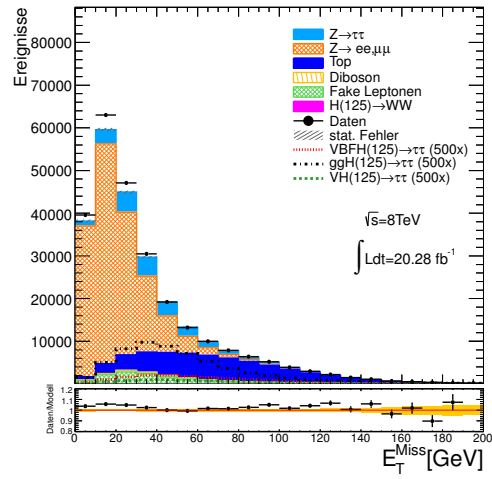


Abbildung 5.9: E_T^{miss} -Verteilung nach Schnitt 12

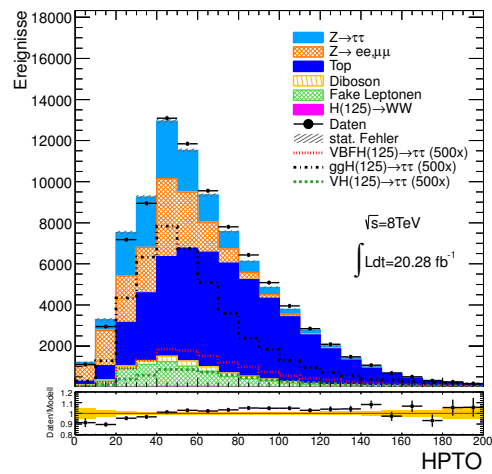
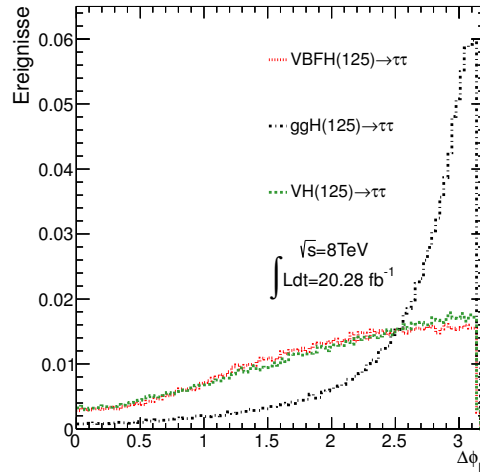
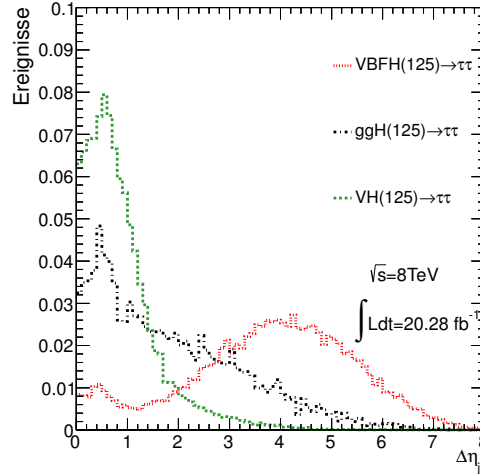


Abbildung 5.10: HPTO- E_T^{miss} -Verteilung nach Schnitt 13

Abbildung 5.11: Normierte $\Delta\phi_{ll}$ -Verteilung der Signalprozesse nach Schnitt 15Abbildung 5.12: Normierte $\Delta\eta_{jj}$ -Verteilung der Signalprozesse nach Schnitt 18a.

5.5.1 VBF-Kategorie

Die VBF-Kategorie nutzt die Kinematik der Higgs-Boson-Produktion durch die Vektorbosonfusion aus, weshalb Ereignisse dieser Kategorie mindestens zwei Jets besitzen müssen. Für diese Kategorie muss zusätzlich zu den bereits aufgeführten Schnitten gelten:

18a. $p_T(jet_2)$: Mindestens ein zusätzlicher Jet mit $p_T > 30 \text{ GeV}$.

19a. $\Delta\eta_{jj}$: Der Betrag der Pseudorapidity zwischen den Jets muss mindestens 2.2 sein, da die Quarks nach der Abstrahlung der Vektorbosonen in entgegengesetzte Richtung nahe der Strahlachse weiterfliegen. Dadurch können der Untergrund der Z-Boson-Produktion mit zwei assoziierten Jets wie in Abbildung 3.2 c) unterdrückt werden. Untergrundereignisse wie in Abbildung 3.2 d), bei denen das Z-Boson durch elektroschwache Wechselwirkung produziert wird, werden durch diesen Schnitt weniger unterdrückt, diese spielen aber durch ihren geringen Wirkungsquerschnitt für diese Analyse nur eine geringe Rolle. Die normierte Verteilung der Signale nach Schnitt 18a. ist in Abbildung 5.12 zu sehen.

In den Abbildungen 5.13 und 5.14 sind einige Verteilungen in der VBF-Kategorie zu sehen. In Tabelle B.2 in Anhang B sind die Auswirkungen der jeweiligen Schnitte der VBF-Kategorie aufgeführt.

5.5.2 BOOSTED-Kategorie

In dieser Kategorie werden Ereignisse betrachtet, bei denen das rekonstruierte Higgs-Boson einen hohen Transversalimpuls besitzt. Dadurch kann eine gute Auflösung der MMC-Masse [102, 103] erreicht werden, wodurch die Unterscheidung zu dem $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund verbessert wird. Für diese Kategorie ist besonders die Produktion des Higgs-Bosons durch Gluon-Gluon-Fusion mit mindestens einem Jet relevant.

18b. VBF-Veto: Ereignisse aus der VBF-Kategorie werden durch einen Schnitt auf $\Delta\eta_{jj} < 2.2$ ausgeschlossen.

19b. p_T^H : Für den Transversalimpuls des Higgs-Boson-Kandidaten muss gelten: $p_T^H > 100$ GeV. p_T^H ist dabei der Transversalimpuls der vektoriellen Summe der beiden Leptonen und der fehlenden Transversalenergie.

In den Abbildungen 5.15 und 5.16 sind einige Verteilungen in der BOOSTED-Kategorie zu sehen. In Tabelle B.3 in Anhang B sind die Auswirkungen der jeweiligen Schnitte der BOOSTED-Kategorie aufgeführt.

5.5.3 REST-Kategorie

Die REST-Kategorie enthält schließlich die Ereignisse, die nicht den Kriterien der anderen Kategorien entsprechen. Die Orthogonalität wird durch einen Schnitt auf $\Delta\phi_u$ hergestellt. Es werden keine Anforderungen an Jets gestellt. In dieser Kategorie werden nur die Endzustände $e\mu$ und μe betrachtet.

12c. $\Delta\phi_u$: Um Ereignisse aus den anderen Kategorien auszuschließen, wird $\Delta\phi_u > 2.5$ gefordert.

13c. $\Delta\phi(l_1, E_T^{miss})$: Für den Azimutalwinkel zwischen dem Lepton mit dem größeren Transversalimpuls und der fehlenden transversalen Energie muss gelten: $\Delta\phi(l_1, E_T^{miss}) > 1.5$. Die fehlerhafte Rekonstruktion von Jets aus QCD-Multijet-Ereignissen führt zu einer großen fehlenden Transversalenergie, die nahe an dem Jet mit dem größten Transversalimpuls liegt. Die als Leptonen fehlidentifizierten Jets können durch diesen Schnitt reduziert werden.

14c. MMC-Masse: Der MMC-Algorithmus [102, 103] muss einen physikalisch sinnvollen Wert für die Masse geliefert haben: $m_{MMC} > 0$ GeV. Eine Beschreibung des Algorithmus erfolgt in Kapitel 7.2.

15c. b-Tag-Veto: Ereignisse, in denen mindestens ein b-Jet gefunden wurde, werden entfernt.

In den Abbildungen 5.17 und 5.18 sind einige Verteilungen in der REST-Kategorie zu sehen. In Tabelle B.4 in Anhang B sind die Auswirkungen der jeweiligen Schnitte der REST-Kategorie aufgeführt und in Tabelle 5.2 die Ereigniszahlen nach dem jeweils letzten Schnitt.

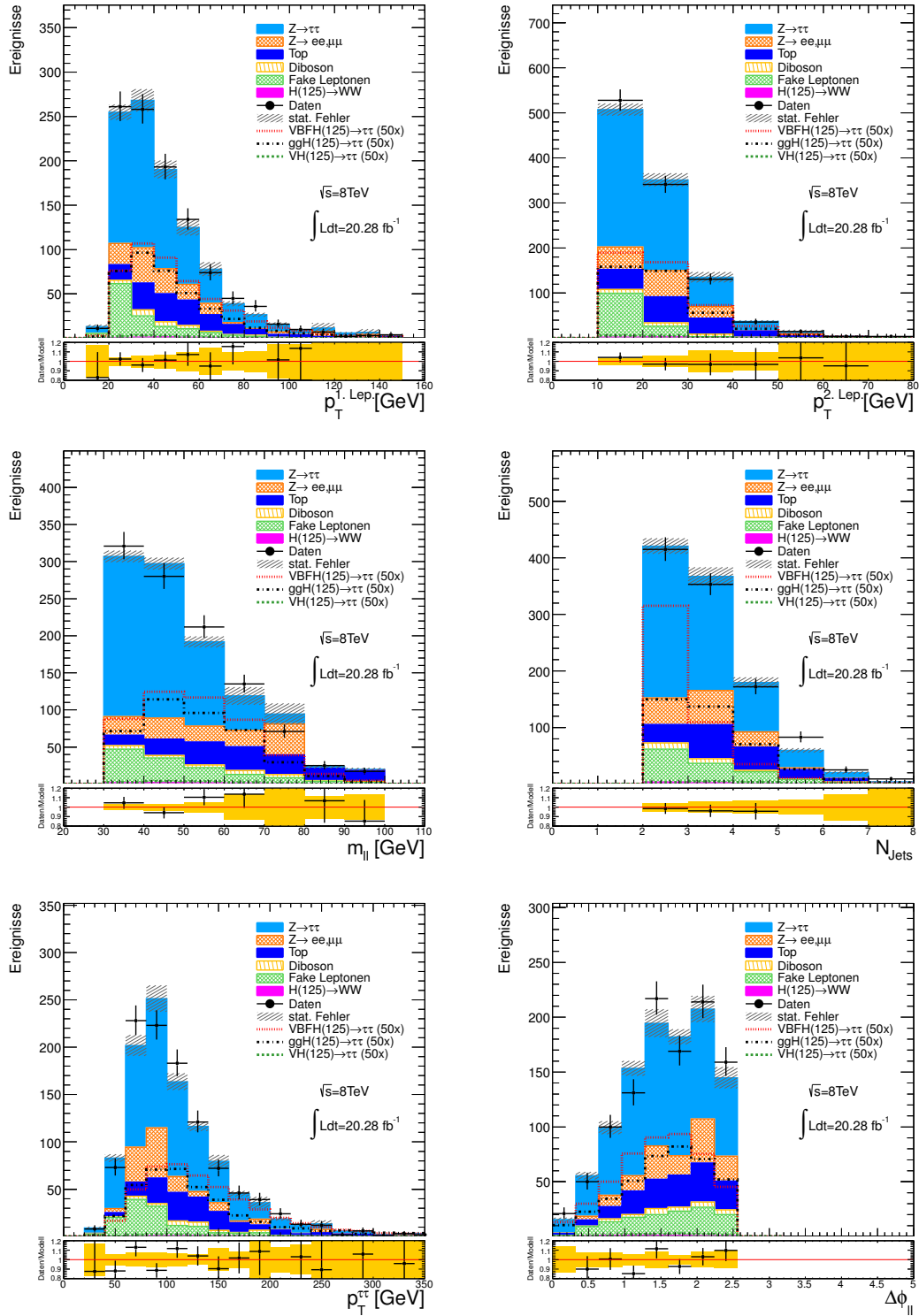


Abbildung 5.13: Verteilungen in der VBF-Kategorie nach Schnitt 19a: links Oben: höchster Transversalimpuls der Leptonen, rechts Oben: zweithöchster Transversalimpuls der Leptonen, links Mitte: invariante Masse des Leptonen-Systems, rechts Mitte: Anzahl der Jets, links Unten: Transversalimpuls des $\tau\tau$ -Systems, rechts Unten: Azimutalwinkel zwischen den Leptonen

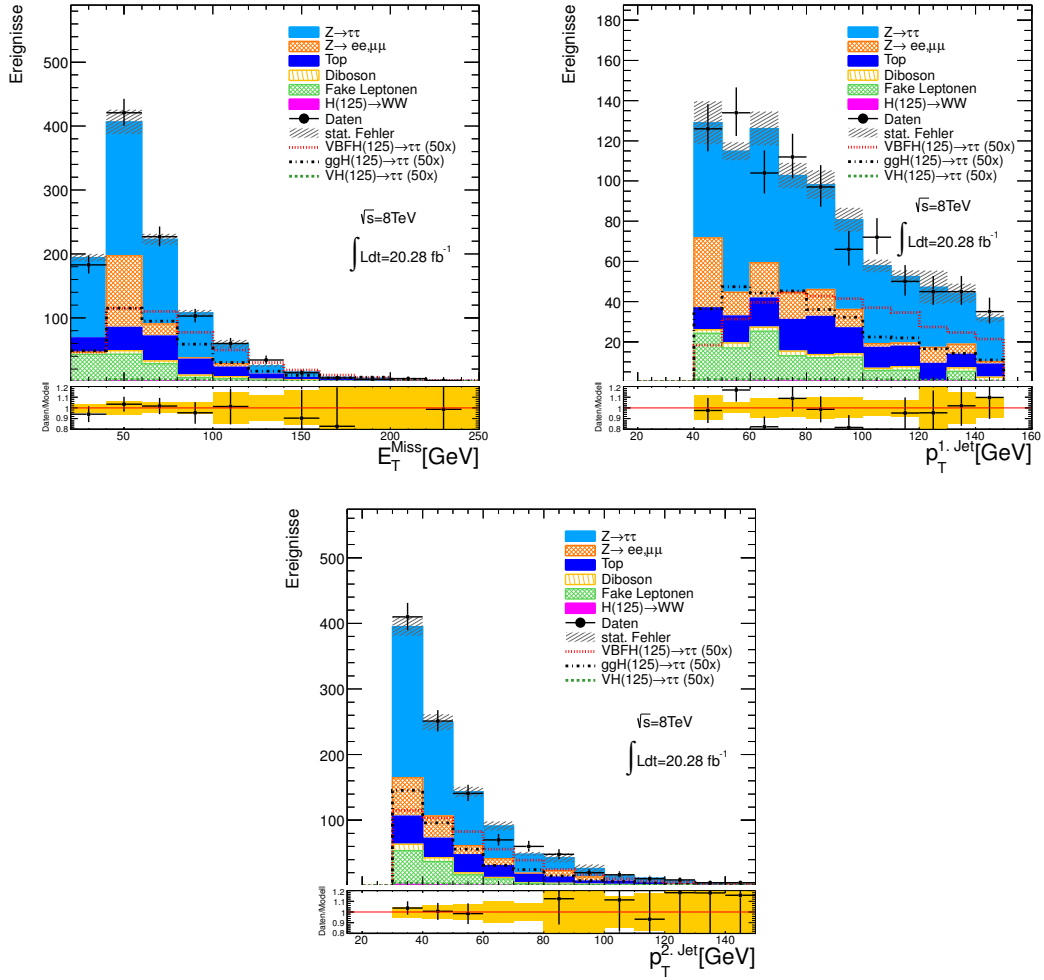


Abbildung 5.14: Verteilungen in der VBF-Kategorie nach Schnitt 19a: links Oben: fehlende Transversalenergie, rechts Oben: höchster Transversalimpuls der Jets, Unten: zweithöchster Transversalimpuls der Jets

Prozess	VBF	BOOSTED	REST
ggH ($m_H = 125 \text{ GeV}$)	7.93 ± 0.19	20.24 ± 0.30	113.08 ± 0.71
VBFH ($m_H = 125 \text{ GeV}$)	9.46 ± 0.06	3.93 ± 0.04	2.9 ± 0.03
VH ($m_H = 125 \text{ GeV}$)	0.26 ± 0.01	3.99 ± 0.03	1.89 ± 0.02
$t\bar{t}$	158.28 ± 4.84	403.99 ± 8.64	424.16 ± 9.10
$Z \rightarrow ee, \mu\mu$	138.67 ± 18.11	283.11 ± 28.41	1215.25 ± 71.29
$Z \rightarrow \tau\tau$	601.03 ± 7.77	2206.79 ± 16.11	52858.40 ± 62.63
Diboson	23.00 ± 2.33	80.11 ± 4.31	1385.93 ± 20.20
$H \rightarrow WW$ ($m_H = 125 \text{ GeV}$)	7.55 ± 0.24	13.16 ± 0.40	41.92 ± 0.73
Fake-Leptonen	124.27 ± 8.72	204.60 ± 15.44	9233.04 ± 50.34
Daten	1061 ± 32.57	3164 ± 56.24	65392 ± 255.71

Tabelle 5.2: Ereigniszahlen der VBF-, BOOSTED- und REST-Kategorien mit statistischem Fehler

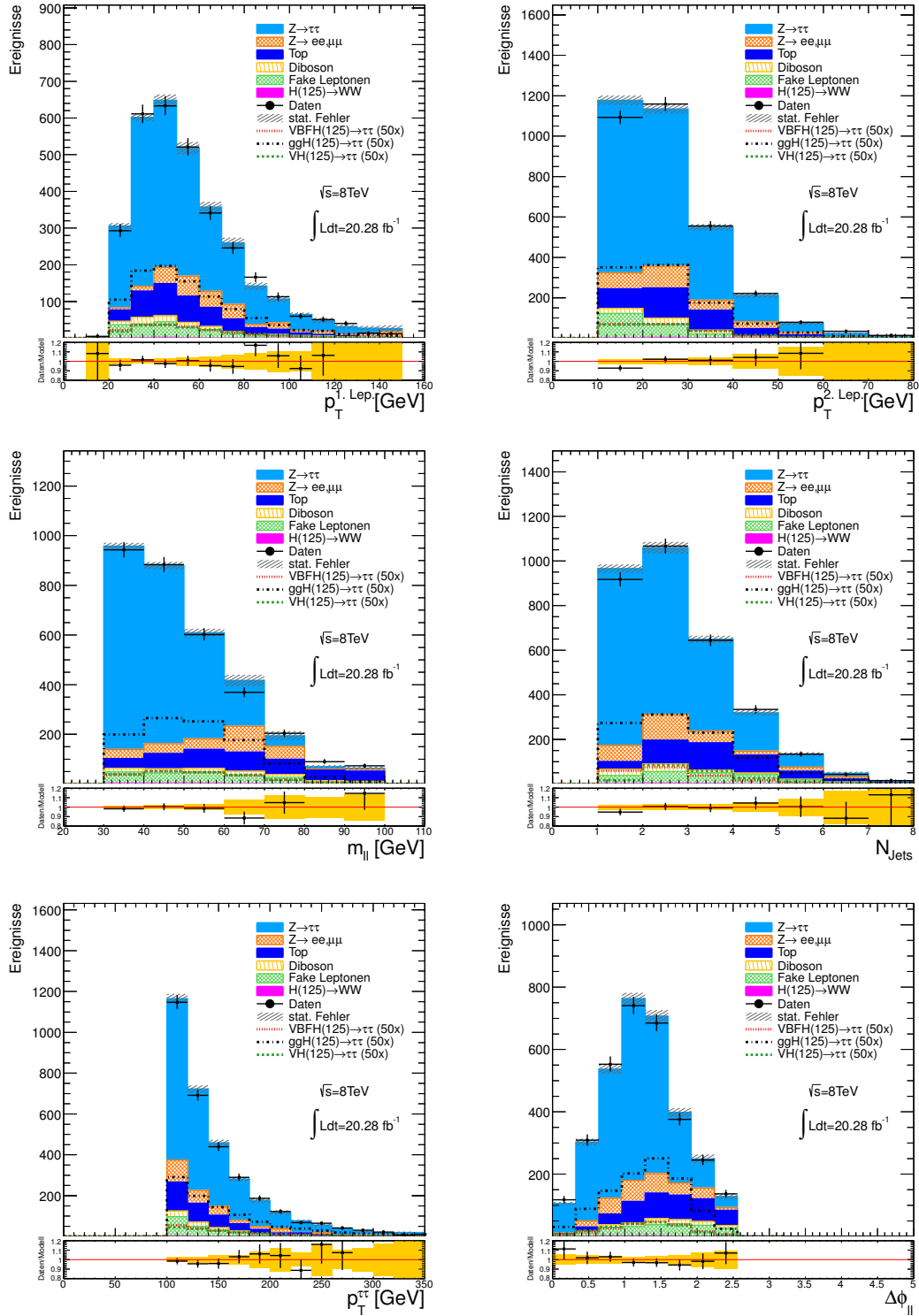


Abbildung 5.15: Verteilungen in der BOOSTED-Kategorie nach Schnitt 19b: links Oben: höchster Transversalimpuls der Leptonen, rechts Oben: zweithöchster Transversalimpuls der Leptonen, links Mitte: invariante Masse des Leptonen-Systems, rechts Mitte: Anzahl der Jets, links Unten: Transversalimpuls des $\tau\tau$ -Systems, rechts Unten: Azimutalwinkel zwischen den Leptonen

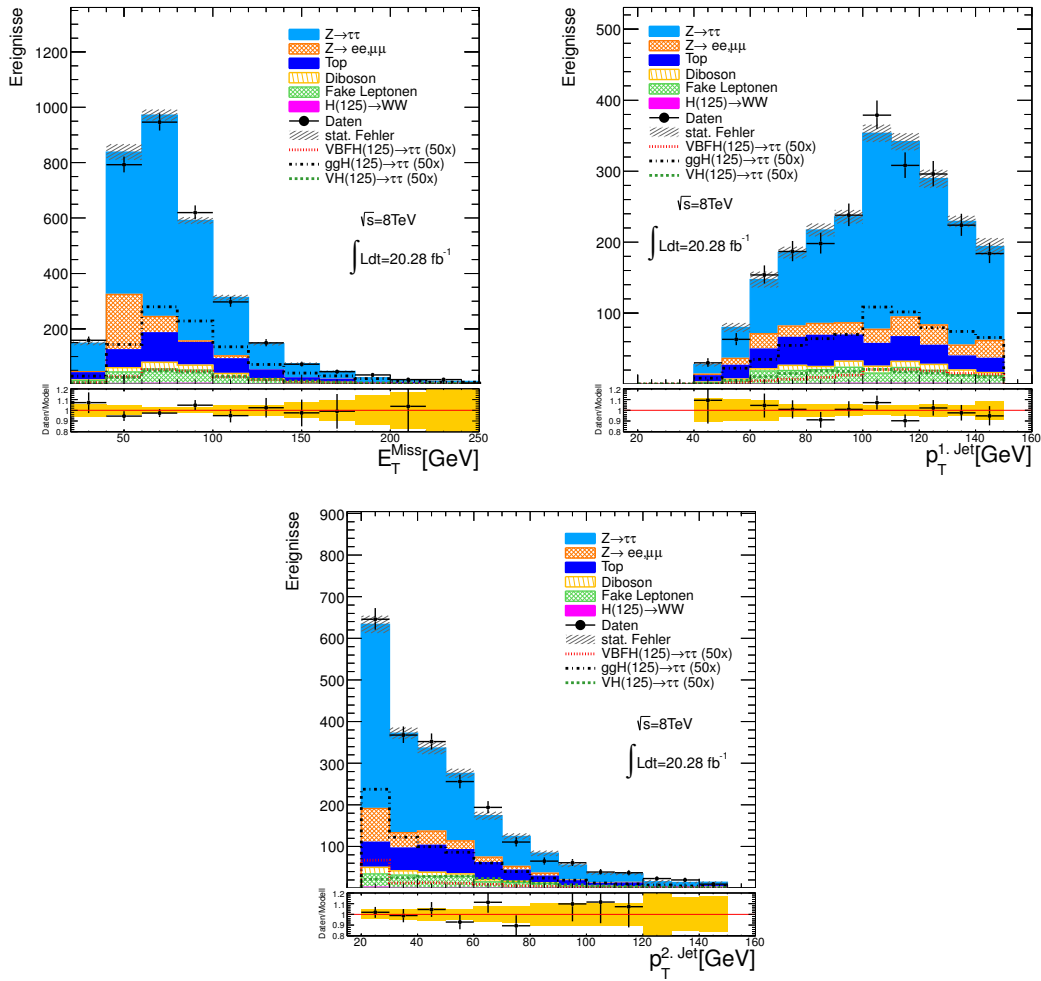


Abbildung 5.16: Verteilungen in der BOOSTED-Kategorie nach Schnitt 19b: links Oben: fehlende Transversalenergie, rechts Oben: höchster Transversalimpuls der Jets, Unten: zweithöchster Transversalimpuls der Jets

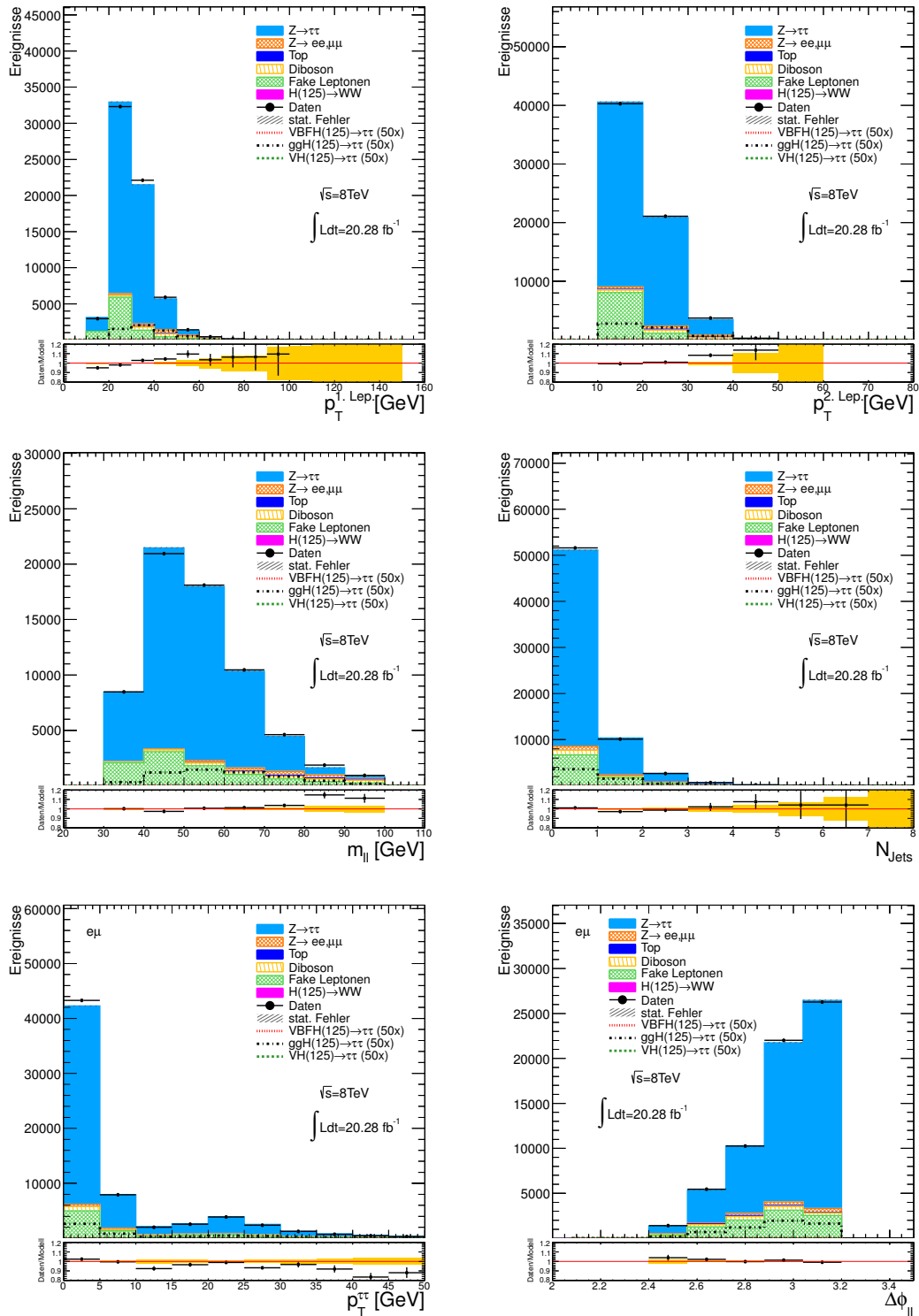


Abbildung 5.17: Verteilungen in der REST-Kategorie nach Schnitt 15c: links Oben: höchster Transversalimpuls der Leptonen, rechts Oben: zweithöchster Transversalimpuls der Leptonen, links Mitte: invariante Masse des Leptonen-Systems, rechts Mitte: Anzahl der Jets, links Unten: Transversalimpuls des $\tau\tau$ -Systems, rechts Unten: Azimuthalwinkel zwischen den Leptonen

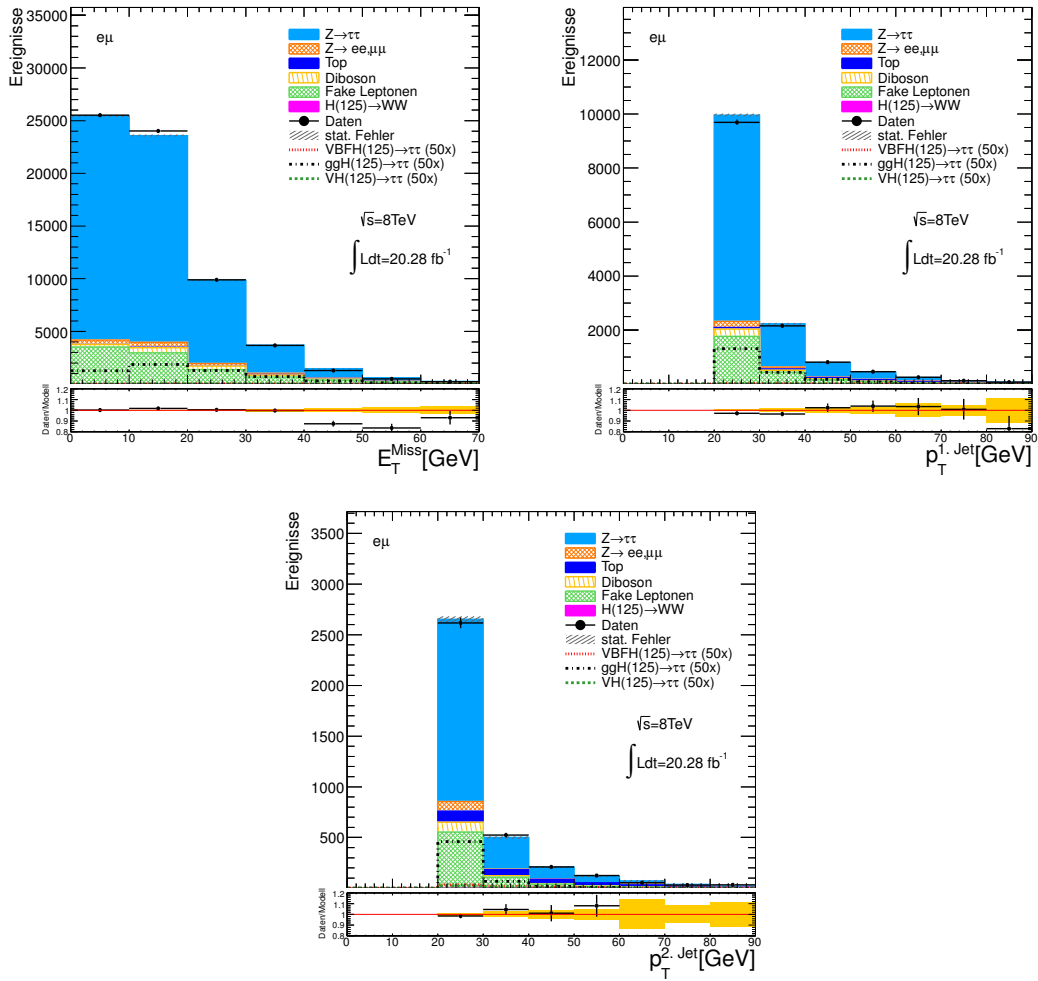


Abbildung 5.18: Verteilungen in der REST-Kategorie nach Schnitt 15c: links Oben: fehlende Transversalenergie, rechts Oben: höchster Transversalimpuls der Jets, Unten: zweithöchster Transversalimpuls der Jets

Kapitel 6

Untergrundabschätzung

Die durch Monte Carlo-Generatoren erzeugten Ereignisse durchlaufen die Detektorsimulation GEANT4 [101], die die Wechselwirkung der Zerfallsprodukte mit der jeweiligen Detektorkomponente nachbildet. Trotz dieser detaillierten Simulation müssen verschiedene Verteilungen durch einen Vergleich mit Daten abgestimmt werden.

Für einige Untergrundprozesse erfolgt zudem eine Abschätzung durch Methoden, die aus Daten gewonnene Informationen berücksichtigen. In diesem Kapitel werden die Korrekturen und die datenbasierten Untergrundabschätzungen vorgestellt. Die Methode zur Abschätzung des $t\bar{t}$ -Untergrundes wurde dabei im Rahmen dieser Arbeit entwickelt, die anderen Methoden wurden der derzeit bei ATLAS durchgeführten Analyse entnommen.

6.1 Korrekturen

Die Effizienzen der Trigger, der Rekonstruktion und Identifikation der Physik-Objekte unterscheiden sich für Daten und Monte Carlo-Simulation, da der Detektor bei der Simulation nicht perfekt nachgebildet werden kann. Bei der Rekonstruktion werden aus Detektorinformationen Objektkandidaten mit hoher Effizienz, aber geringer Reinheit zusammengesetzt, bei der Identifikation werden an diese Kandidaten dann verschiedene Qualitätskriterien gestellt. Auf die Objekte aus den Monte Carlo-Simulationen werden daher Korrekturen angewandt, um eine noch bessere Übereinstimmung zu erreichen.

Elektronen

Um die Unterschiede der Rekonstruktions-, Identifikations- und Triggereffizienzen zwischen Daten und Simulation auszugleichen, wird ein Skalenfaktor in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_T und der Pseudorapidität η auf die Elektronen aus Monte Carlo-Ereignissen angewandt. Dazu werden die Effizienzen in Daten und Simulation jeweils durch eine *Tag-and-Probe*-Methode in $Z \rightarrow ee$ -Zerfällen bestimmt und daraus der Skalierungsfaktor berechnet [78]. Dabei werden an das *Tag*-Elektron strenge Bedingungen und an das *Probe*-Elektron schwächere Bedingungen gestellt. Bei der Rekonstruktion/Identifikation eines *Tag*-Elektrons bzw. bei einer Auslösung des entsprechenden Triggers ist dann mit hoher Wahrscheinlichkeit ein zweites Elektron in dem Ereignis vorhanden. Die Effizienz wird dann aus dem Anteil der rekonstruierten/identifizierten *Probe*-Elektronen bzw. der Anzahl der Triggerauslösungen berechnet.

Um die Kalibration der Kalorimeterzellen zu korrigieren, werden zudem Skalierungsfaktoren in Abhängigkeit von η auf die Elektronenergie in den Daten angewandt, wozu auch $Z \rightarrow ee$ -Zerfälle benutzt werden. [79].

Myonen

Auch Myonen aus der Simulation werden reskaliert, um die Effizienzunterschiede zwischen Daten und Monte Carlo zu korrigieren. Hier wird ebenfalls eine *Tag-and-Probe*-Methode in $Z \rightarrow \mu\mu$ -Zerfällen aus Daten und Simulation durchgeführt und daraus jeweils die Effizienzen bestimmt [80]. Zudem wird die

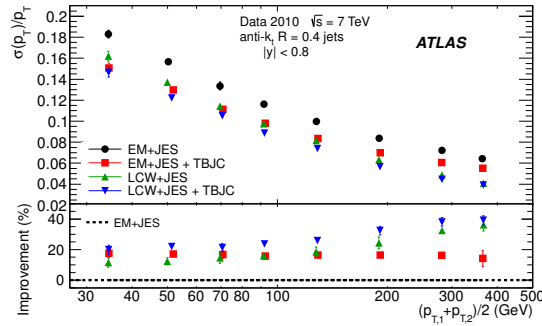


Abbildung 6.1: Auflösung des Jet-Transversalimpulses für u.a. das LCW+JES-Kalibrationsschema (grüne Dreiecke) [72]

Auflösung des Transversalimpulses p_T korrigiert. Dies geschieht durch einen Vergleich der invarianten Masse des Myon-Systems aus Z-Boson-Zerfällen in Daten und Simulation [80].

Jets

Die Energiedepositionen von Hadronen in den Kalorimetern werden kalibriert. Dies wird für Monte Carlo und Daten gemacht. Dabei werden sogenannte “Cluster” vor der Rekonstruktion des Jets kalibriert. Die Cluster werden aus Kalorimeterzellen gebildet, deren Energieeintrag ein Vielfaches des quadratischen Mittels des Kalorimeter-Rauschens ist. Für die erste Zelle des Clusters ist dies mindestens das Vierfache und für die weiteren Nachbarzellen mindestens das Doppelte des Rauschens. Diese Hinzunahme von Zellen wird iterativ fortgesetzt, bis der Energieeintrag zu gering ist. Die Kalibration der Cluster erfolgt dann anhand bestimmter Eigenschaften wie z.B. die Isolation des Clusters oder die Tiefe im Kalorimeter. Die Kalibrationsgewichte wurden dabei durch Simulationen von geladenen und neutralen Pionen bestimmt. Die Jets werden schließlich anhand dieser kalibrierten Cluster rekonstruiert und eine finale Korrektur auf die Jet-Energie wird angewandt. In Abbildung 6.1 ist die Auflösung der Jet-Transversalimpulse zu sehen. Monte Carlo-Simulationen stimmen mit der gemessenen Auflösung für p_T -Werte zwischen 30 und 500 GeV innerhalb von 10 % überein [72].

Pile-Up

Der Pile-Up, das Auftreten zusätzlicher Proton-Proton-Wechselwirkungen, wird vor der Datennahme simuliert, um den Pile-Up ungefähr abzuschätzen. Nach der Datennahme wird die simulierte Verteilung an die gemessene angepasst. Die Gewichtungsfaktoren dazu ergeben sich aus den Verteilungen der durchschnittlichen Anzahl an Wechselwirkungen pro Kollision in Daten und Simulation. Auf jedes simulierte Ereignis wird dann je nach durchschnittlicher Anzahl an Wechselwirkungen der entsprechende Gewichtungsfaktor angewandt [81].

b-Tagging

Zur Selektion von Jets aus b-Quarks (“b-Jets”) wird der MV1-Algorithmus [82] verwendet. Der in dieser Analyse gewählte Arbeitspunkt liegt bei 0.7892. Dies entspricht einer Selektionseffizienz von 70 %. Die dabei erreichte Reinheit von b-Jets beträgt 92.28 %. Diese Werte wurden mit simulierten $t\bar{t}$ -Ereignissen bestimmt [83]. Auch hier wird wieder ein Skalierungsfaktor appliziert, um die Effizienz an Daten anzupassen.

6.2 Datenbasierte Untergrundabschätzung

Um die verschiedenen Untergründe zuverlässiger abschätzen zu können, werden die Monte Carlo-Simulationen durch verschiedene Methoden mit datenbasierten Ergebnissen kombiniert. Dies geschieht in dieser Analyse für die Untergründe aus $Z/\gamma^* \rightarrow ll$ (+ Jets), Top, QCD-Prozesse und als Leptonen

fehlidentifizierte Jets. Für den Untergrund $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ (+ Jets) wird die *Embedding-Methode* [84] angewandt, bei der nur die τ -Zerfälle aus der Simulation stammen und der Rest des Ereignisses aus Daten. Die verschiedenen Methoden werden im Folgenden vorgestellt.

Generatorstudie mit POWHEG

Wie schon in 3.1 aufgeführt, wurden die $Z + \text{Jets}$ -Ereignisse mit ALPGEN simuliert. Eine Generatorstudie mit POWHEG ergab eine bessere Übereinstimmung mit Daten bezüglich der m_{ll} -Verteilung im Bereich der Z -Masse. Daher wurden die Ereignisse der $Z+\text{Jet}$ -Untergründe um 5.7% nach oben skaliert.

6.2.1 Embedding

Die Embedding-Methode [84] wird zur Abschätzung des $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ -Untergrundes genutzt. Dabei werden nur die τ -Zerfälle simuliert, der Rest des Ereignisses wie z.B. Jets, Pile-Up, fehlende Transversalenergie stammt aus Daten. Die Abschätzung dieses Untergrundes ist besonders wichtig, da er der größte dieser Analyse und irreduzibel ist. Da die Masseverteilungen von $H \rightarrow \tau\tau$ und $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ überlappen, kann dieser Untergrund nicht durch Auswahl einer speziellen Region aus Daten abgeschätzt werden, da immer auch Signal enthalten wäre. Eine Alternative bietet der Prozess $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$. Bis auf die unterschiedliche Masse der Zerfallsprodukte besitzt dieser die gleiche Kinematik und Jetzusammensetzung wie $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$. Durch die schwache Kopplung des Higgs-Bosons an Myonen können $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse quasi signalfrei aus Daten selektiert werden. Diese Myonen müssen Transversalimpulse von $p_T^{\mu 1} > 20 \text{ GeV}$ und $p_T^{\mu 2} > 15 \text{ GeV}$ besitzen und die Spuren müssen isoliert sein: die Summe aller Transversalimpulse der Spuren innerhalb von $\Delta R < 0.2$ um das Myon muss kleiner als 20% des Myon-Transversalimpulses sein. Zudem muss die invariante Di-Muon-Masse $m_{\mu\mu} > 40 \text{ GeV}$ betragen und die Myonen müssen aus einem gemeinsamen Vertex stammen.

Durch die selektierten Myonen kann das Z -Boson rekonstruiert und ein Zerfall in Taus simuliert werden. Um den Unterschied in der Leptonmasse zu berücksichtigen, gilt für die 4er-Impulse der Taus

$$p_\tau = \sqrt{E_\mu^2 - m_\tau^2} \quad (6.1)$$

Der weitere Zerfall der Taus wird durch TAUOLA [104] und PHOTOS (für Photonabstrahlung) [105] simuliert. Dieser Monte Carlo-Zerfall durchläuft schließlich eine vollständige Detektorsimulation und Rekonstruktion, wobei das Kalorimeter-Rauschen deaktiviert ist, um bei der späteren Kombination mit dem Daten-Ereignis eine Doppelzählung zu verhindern.

Um die Myonen durch die simulierten Taus zu ersetzen, werden die Myon-Spuren des Z -Boson-Zerfalls aus dem Daten-Ereignis entfernt. Mit der originalen $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ -Kinematik wird zudem ein zweites Ereignis simuliert und für jede Kalorimeterzelle die simulierte Myon-Energie in dem Daten-Ereignis abgezogen. Anschließend werden die Einträge im Myon-Spektrometer, die Spuren und Kalorimetereinträge aus der $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ -Simulation in das Daten-Ereignis übertragen. Dieses Hybrid-Ereignis durchläuft dann eine Rekonstruktion unter Einbezug der simulierten Spuren und Spektrometer- und Kalorimetereinträge.

So erhält man schließlich ein Ereignis, bei dem die Taus ausschließlich aus dem Z -Boson-Zerfall stammen und der Rest des Ereignisses komplett aus Daten gewonnen wird. Die Normierung auf die erwartete Ereignisanzahl erfolgt nach Schnitt 11 durch die mit ALPGEN simulierten $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse. Der Normierungsfaktor wird dabei für jeden Endzustand ee , $\mu\mu$, $e\mu$ und μe des $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ -Zerfalls aus dem Verhältnis der Ereignisanzahlen der Embedding-Methode N_{emb} und der ALPGEN-Simulation N_{MC} gewonnen: $\alpha = N_{MC}/N_{emb}$. Die verwendeten Normierungsfaktoren sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Bei dieser Methode müssen noch Korrekturen angewandt werden, um sicherzustellen, dass die eingebetteten, simulierten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfälle das kinematische Spektrum wahrer Zerfälle wiedergeben.

Die Trigger- und Rekonstruktionseffizienzen der Myonen beeinflussen das kinematische Spektrum der eingebetteten τ -Leptonen. Daher werden die selektierten Myonen aus dem Datenereignis anhand der reziproken Trigger- und Rekonstruktionseffizienzen gewichtet, um die η - und ϕ -Verteilungen der Zerfallsprodukte der simulierten Taus zu korrigieren. Dies geschieht in Abhängigkeit von p_T und η .

Kanal	Normierungsfaktor
ee	0.22
$\mu\mu$	0.15
$e\mu$	0.18
μe	0.19

Tabelle 6.1: Faktoren für die Normierung der Embedding-Ereignisse durch simulierte $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse

Auch die Zerfallsprodukte der τ -Leptonen müssen korrigiert werden. Für Ereignisse aus Daten und Monte Carlo-Simulationen wird an Elektron- und Myonkandidaten die Forderung nach einem Treffer in der b-Lage des Pixeldetektors gestellt, falls ein solcher erwartet wird. In den Embedding-Ereignissen wird diese Forderung gestellt, obwohl in diesen Ereignissen kein Treffer erwartet wird. Um dies zu korrigieren, werden die Elektron- und Myonkandidaten mit der reziproken Effizienz der Forderung nach einem Treffer bei der Erwartung keines Treffers in Abhängigkeit von η und ϕ gewichtet.

Bei der Embedding-Methode werden keine Trigger simuliert, weshalb diese nachgebildet werden müssen. Dazu werden die Schnitte aus der Analyse auf die rekonstruierten Leptonen des Embedding-Ereignisses angewandt und je nach Lepton die entsprechenden Trigger-Effizienzen appliziert. Um die Unterschiede zwischen dieser Trigger-Nachbildung und der üblichen Verwendung der Trigger in der Analyse zu korrigieren, werden die rekonstruierten Leptonen gewichtet. Dieses Gewicht ergibt sich aus dem Verhältnis der Effizienz dieser beiden Trigger-Methoden in Monte Carlo $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen in Abhängigkeit der Transversalimpulse der beiden Leptonen für den jeweiligen Endzustand ee , $\mu\mu$, $e\mu$ oder μe .

6.2.2 Fehlidentifizierte Leptonen

Diese Untergrundabschätzung berücksichtigt diejenigen Untergrundereignisse, in denen mindestens ein Lepton enthalten ist, das nicht aus einem leptonischen τ -Zerfall oder einem Vektorbosonzerfall stammt. Diese Ereignisse stammen größtenteils aus den Prozessen der QCD-Multijet-Produktion, W-Boson-Produktion mit assoziierten Jets und semileptonischen Zerfällen des $t\bar{t}$ -Untergrundes.

Die Normierung der fehlidentifizierten Leptonen, im Folgenden auch “Fake-Leptonen” genannt, und die Form der Verteilungen dieses Untergrundes stammen aus einer speziellen Kontrollregion.

In dieser Kontrollregion werden genau ein isoliertes und ein “anti”-isoliertes Lepton gefordert. Für das anti-isolierte Lepton wird dabei die Bedingung der Energie-Isolation entfernt und die Transversalimpuls-Isolation umgekehrt. Anschließend erfolgt die Entfernung von überlappenden Objekten. Zusätzlich zu dem bereits erklärten Vorgehen wird bei einem Überlapp eines anti-isolierten Leptons mit einem Jet in einem Bereich $\Delta R < 0.4$ das Lepton entfernt.

Im ee -Endzustand wird der Trigger `EF_e24vhi_medium1` benutzt, falls das isolierte Elektron einen Transversalimpuls größer 26 GeV besitzt, ansonsten der Trigger `EF_2e12Tvh_loose1`. Für $\mu\mu$ werden dieselben Trigger wie im nominellen Fall benutzt. Für $e\mu$ ist die Vorgehensweise wie im nominellen Fall, falls das Elektron isoliert ist. Falls das Elektron anti-isoliert ist, wird der $e\mu$ -Trigger `EF_e12Tvh_medium1_mu8` verwendet und das Ereignis mit der Myon-Effizienz gewichtet, um den Verlust im Vergleich zum nominellen Fall zu kompensieren.

In dieser Region werden die Prozesse ohne Fake-Leptonen (Di-Boson, $Z \rightarrow ll$, $Z \rightarrow \tau\tau$, Top-Zerfälle mit zwei Leptonen im Endzustand, $H \rightarrow WW$) von den Daten abgezogen und die verbleibenden Ereignisse als “Fake-Untergrund” bezeichnet. Für die Normierung wird anschließend die Verteilung des zweithöchsten Transversalimpulses der Leptonen aus der Kontrollregion an die Verteilung in der nominellen Region binweise angepasst. Dazu wird eine χ^2 -Minimierung durchgeführt:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(N_{MC,i} + fN_{fake,i} - N_{daten,i})^2}{\sigma_{MC,i}^2 + f^2\sigma_{fake,i}^2 + \sigma_{daten,i}^2} \quad (6.2)$$

Hierbei bezeichnet $i = 1, \dots, N$ den jeweiligen Bin, N_{MC} die Anzahl der Untergründe ohne Fake-Untergrund, N_{fake} die Anzahl des Fake-Untergrunds und N_{daten} die Anzahl der Daten. Die σ sind

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	μe
VBF & BOOSTED	0.56 ± 0.07	0.47 ± 0.04	0.13 ± 0.01	0.12 ± 0.01
REST	-	-	0.17 ± 0.01	0.13 ± 0.01

Tabelle 6.2: Fake-Faktoren der VBF-, BOOSTED- und REST-Kategorie in den verschiedenen Endzuständen mit statistischem Fehler

	ee	$\mu\mu$
VBF	0.97 ± 0.11	0.91 ± 0.08
BOOSTED	1.07 ± 0.08	0.88 ± 0.05

Tabelle 6.3: $Z \rightarrow ll$ -Faktoren der VBF- und BOOSTED-Kategorie in den beiden Endzuständen mit statistischem Fehler

die jeweiligen statistischen Fehler und f der ‘‘Fake-Faktor’’, der während dieser Minimierung angepasst wird. Dies geschieht nach Schnitt 9, so dass der Signalanteil vernachlässigt werden kann. Die Faktoren sind in Tabelle 6.2 aufgeführt. Zur Bestimmung des ‘‘Fake-Untergrundes’’ in einer bestimmten Verteilung wird dann die Form der Verteilung aus der oben definierten Kontrollregion genommen und der ‘‘Fake-Faktor’’ f angewandt. Die Annahmen hierbei sind, dass der Faktor die gesamte Selektion über auch bei späteren Schnitten gültig bleibt und dass die Formen der Verteilungen des ‘‘Fake-Untergrundes’’ in der Kontroll- und Signalregion übereinstimmen. Bei Benutzung dieser Methode müssen die simulierten Ereignisse aus W^+ Jets und semileptonischen Top-Zerfällen nicht mehr berücksichtigt werden.

6.2.3 Normierung des $Z \rightarrow ll$ -Untergrundes

Für eine bessere Beschreibung des $Z/\gamma^* \rightarrow ll$ -Untergrundes durch die Monte Carlo-Simulation wird eine Normierung auf Daten durchgeführt. Dazu wird ein Korrekturfaktor in einer Kontrollregion mit einer hohen Reinheit dieses Untergrundes berechnet. Diese Region wird durch die Bedingung $80 \text{ GeV} < m_{ll} < 100 \text{ GeV}$ definiert. Der Korrekturfaktor f_{Zll} berechnet sich dann mit

$$f_{Zll} = \frac{N_{\text{Daten}} - N_{\text{andere}}}{N_{Zll}} \quad (6.3)$$

Dabei sind N_{Daten} die Anzahl der Daten, N_{andere} die Anzahl der Untergründe ohne $Z/\gamma^* \rightarrow ll$ und N_{Zll} die Anzahl des simulierten $Z/\gamma^* \rightarrow ll$ -Untergrundes in der Kontrollregion. Für den $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund wurde dabei die Embedding-Methode benutzt und die fehlidentifizierten Leptonen wurden durch die in 6.2.2 aufgeführte Methode abgeschätzt, die restlichen Untergründe entstammen der Simulation. Dieser Faktor wird jeweils für $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ und $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ in allen Kategorien am Ende der Selektion bestimmt.

In Abbildung 6.2 sind die zur Berechnung der $Z \rightarrow ll$ -Faktoren benutzten Verteilungen in der Kontrollregion zu sehen und in Tabelle 6.3 sind die Faktoren aufgeführt.

6.2.4 Normierung des $t\bar{t}$ -Untergrundes

Auch für die Normierung des $t\bar{t}$ -Untergrundes werden Korrekturfaktoren in geeigneten Kontrollregionen am Ende der Selektion der verschiedenen Kategorien bestimmt. Die Untersuchungen zur Bestimmung dieser Faktoren und die Definition der Kontrollregionen erfolgte dabei im Rahmen dieser Arbeit. Zur Definition der ersten untersuchten Region muss mindestens ein b-Tagged Jet identifiziert worden sein. Die m_{ll} -Verteilungen in dieser Kontrollregion für die verschiedenen Kategorien sind in Abbildung 6.3 zu sehen. Der Abfall der Verteilung bei $m_{ll} = 75 \text{ GeV}$ ist durch das unterschiedliche m_{ll} -Kriterium

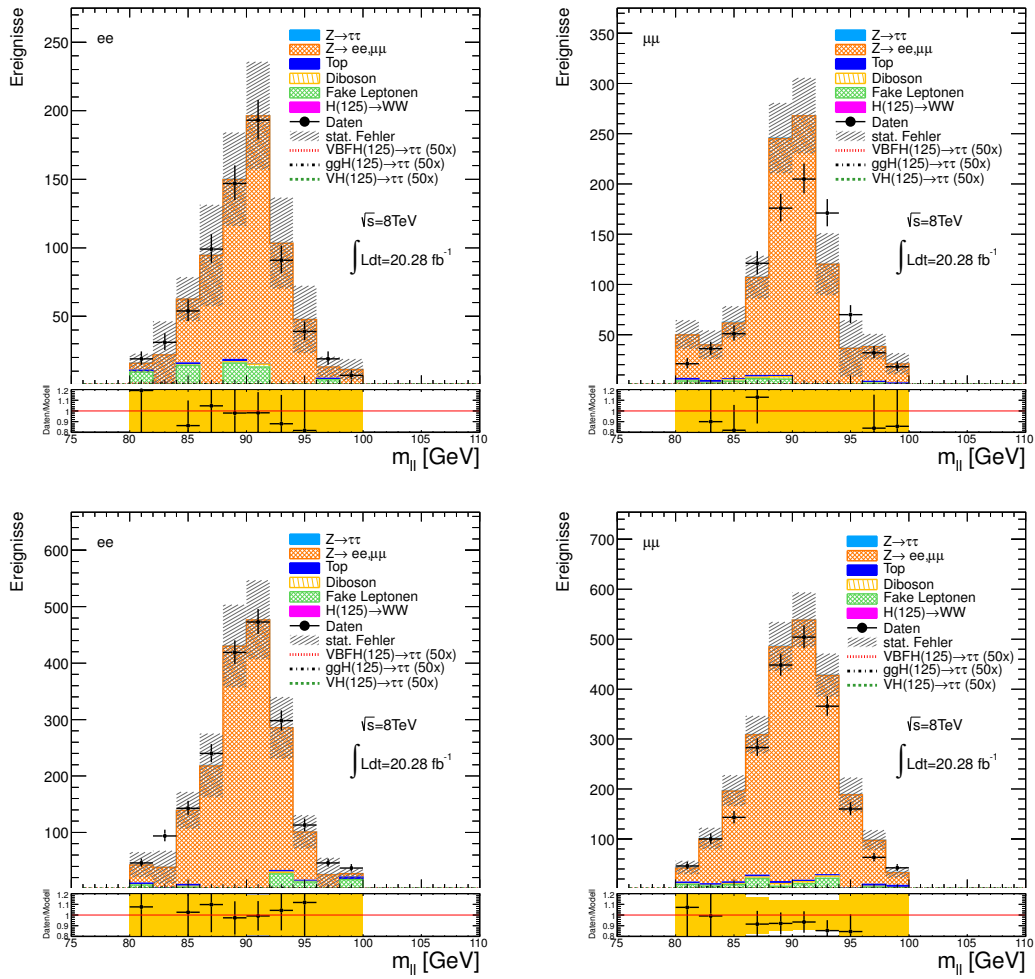


Abbildung 6.2: Die m_{ll} -Verteilungen in der $Z \rightarrow ll$ -Kontrollregion für die Endzustände ee und $\mu\mu$. Oben: VBF-Kategorie nach Schnitt 19a. Unten: BOOSTED-Kategorie nach Schnitt 19b.

Untergrund	VBF	BOOSTED	REST
$t\bar{t}$	633.33 ± 9.75	2027.89 ± 17.37	1274.69 ± 13.52
$Z \rightarrow ee, \mu\mu$	3.76 ± 0.74	6.90 ± 1.19	0.36 ± 0.33
$Z \rightarrow \tau\tau$	65.49 ± 2.62	208.24 ± 4.99	184.51 ± 3.93
Diboson	0.79 ± 0.39	6.20 ± 1.17	9.13 ± 1.86
$H \rightarrow WW$ ($m_H = 125$ GeV)	0.46 ± 0.05	1.13 ± 0.12	0.40 ± 0.06
Fake-Leptonen	46.51 ± 6.07	185.68 ± 12.88	208.66 ± 8.66
Summe Untergründe	750.43 ± 11.81	2436.04 ± 22.26	1677.75 ± 16.64
$t\bar{t}$ -Anteil	84 %	83 %	76 %
Daten	688 ± 26.22	2438 ± 12.88	1754 ± 41.88

Tabelle 6.4: Anzahl der Untergründe und Daten in der b-Tagged Kontrollregion mit statistischem Fehler

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	μe	inklusiv	$t\bar{t}$ -Anteil
VBF	0.60 ± 0.11	0.93 ± 0.11	0.98 ± 0.07	0.92 ± 0.08	0.90 ± 0.04	84 %
BOOSTED	0.97 ± 0.08	0.95 ± 0.06	1.02 ± 0.04	1.05 ± 0.05	1.00 ± 0.03	83 %
REST	-	-	1.08 ± 0.05	1.07 ± 0.05	1.05 ± 0.04	76 %

Tabelle 6.5: Die in der b-Tagged-Jet-Kontrollregion bestimmten Top-Faktoren mit statistischem Fehler

an die Endzustände $ee, \mu\mu$ und $e\mu, \mu e$ zu erklären. In der REST-Kategorie ist dies nicht zu sehen, da dort nur die $e\mu$ und μe -Endzustände betrachtet werden. In Abbildung 6.4 sind die m_{ll} -Verteilungen der BOOSTED-Kategorie für die verschiedenen Endzustände zu sehen. Die Anzahl der Untergründe und Daten ist in Tabelle 6.4 aufgeführt.

Der Anteil der $t\bar{t}$ -Ereignisse in dieser Kontrollregion beträgt für die VBF-, BOOSTED- und REST-Kategorie jeweils 84 %, 83 % und 76 %. Die Berechnung des Faktors erfolgt durch

$$f_{Top} = \frac{N_{Daten} - N_{andere}}{N_{Top}} \quad (6.4)$$

N_{Daten} ist die Anzahl der Daten, N_{andere} die Anzahl der Untergründe ohne den $t\bar{t}$ -Untergrund und N_{Top} die Anzahl des simulierten $t\bar{t}$ -Untergrundes in der Kontrollregion. Der Faktor wurde für die VBF- und BOOSTED-Kategorie am Ende der Selektion bestimmt. Da in der REST-Kategorie nur der $e\mu$ -Endzustand betrachtet wird, spielt dieser Faktor dort keine Rolle. Für den $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund wurde dabei die Embedding-Methode benutzt und die fehlidentifizierten Leptonen wurden durch die in Kapitel 6.2.2 aufgeführte Methode abgeschätzt, die restlichen Untergründe entstammen der Simulation, wobei die $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ - und $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ -Untergründe mit dem entsprechenden Korrekturfaktor normiert wurden.

Die Korrekturfaktoren sind in Tabelle 6.5 aufgeführt. Die Korrekturen wurden für die vier Endzustände $ee, \mu\mu, e\mu$ und μe und für den inklusiven Endzustand bestimmt. Da die Faktoren in den jeweiligen Kategorien bis auf ee in der VBF-Kategorie innerhalb des Fehlers übereinstimmen, wurden in der Analyse die Faktoren aus dem inklusiven Endzustand benutzt.

Eine andere Möglichkeit zur Definition einer Kontrollregion ist $m_{ll} > 100$ GeV. Auch in dieser Kontrollregion wurden die Normierungsfaktoren bestimmt, um die Gültigkeit der in der b-Tagged-Region bestimmten Faktoren zu überprüfen. In Abbildung 6.5 sind die m_{ll} -Verteilungen in dieser Kontrollregion zu sehen und in Abbildung 6.6 die m_{ll} -Verteilungen der BOOSTED-Kategorie für die verschiedenen Endzustände. Die Anzahl der Untergründe und Daten ist in Tabelle 6.6 aufgeführt.

Der Anteil der $t\bar{t}$ -Ereignisse in dieser Kontrollregion beträgt für die VBF-, BOOSTED- und REST-Kategorie jeweils 87 %, 85 % und 56 %. In der REST-Kategorie erhält man in dieser Kontrollregion einen großen Anteil an Fake-Leptonen und Diboson-Ereignissen. Die in dieser Region bestimmten Faktoren sind in 6.7 aufgeführt. Bis auf die BOOSTED-Kategorie stimmen diese mit den in der b-Tagged Jet-Kontrollregion bestimmten Faktoren innerhalb der Fehler überein.

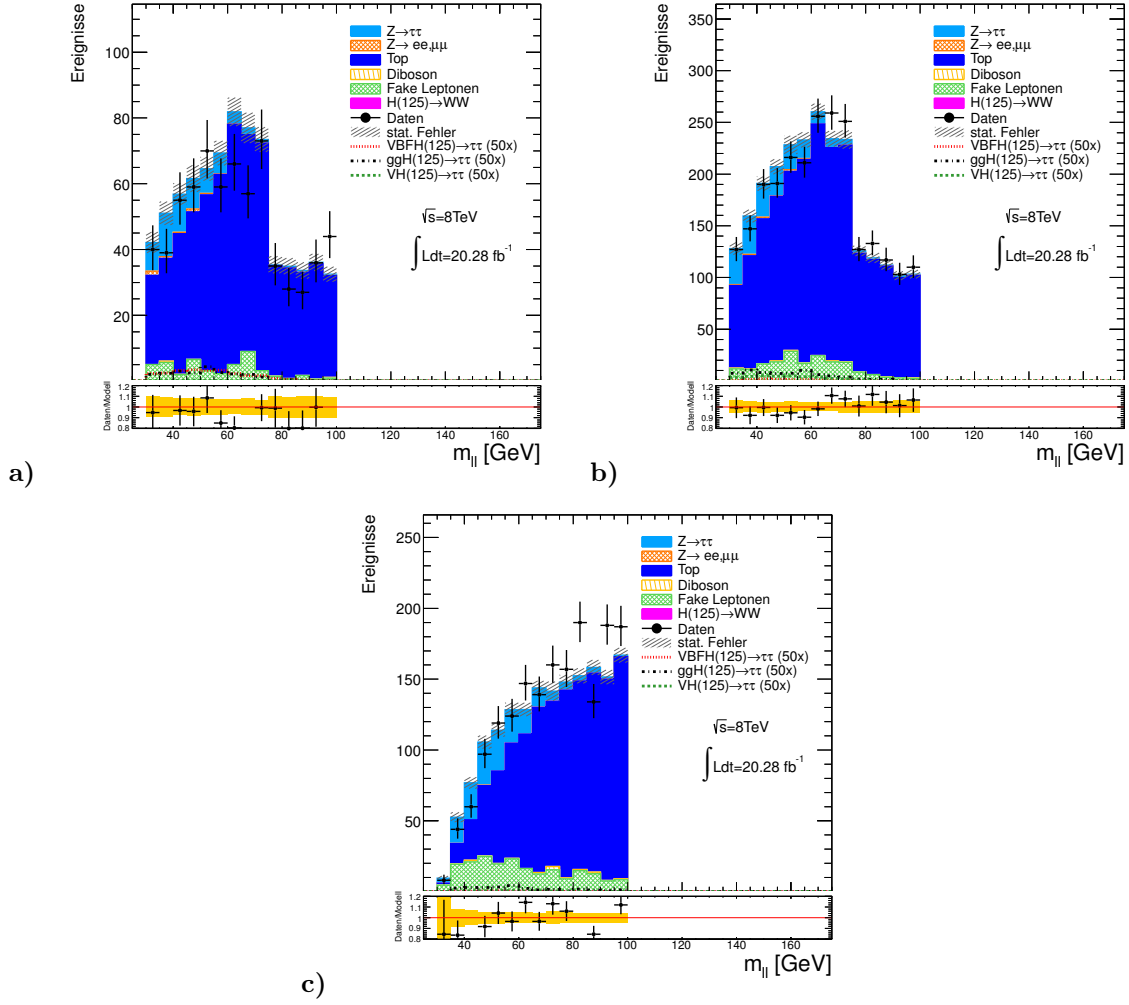


Abbildung 6.3: m_{ll} -Verteilung in der Kontrollregion mit mindestens einem b-Tagged Jet in den Kategorien a) VBF b) BOOSTED und c) REST

Untergrund	VBF	BOOSTED	REST
$t\bar{t}$	895.57 ± 11.71	2481.14 ± 19.31	3965.12 ± 24.36
$Z \rightarrow ee, \mu\mu$	75.07 ± 245.4	32.24 ± 1.19	93.47 ± 21.15
$Z \rightarrow \tau\tau$	8.77 ± 1.1	37.79 ± 2.39	394.24 ± 7.72
Diboson	14.54 ± 1.89	78.09 ± 4.37	1577.77 ± 20.5
$H \rightarrow WW$ ($m_H = 125$ GeV)	0.04 ± 0.03	0.01 ± 0.01	0.30 ± 0.07
Fake-Leptonen	33.04 ± 4.04	83.33 ± 8.43	1009.04 ± 20.73
Summe Untergründe	1027.05 ± 22.53	2925.78 ± 40.36	7039.95 ± 53.02
$t\bar{t}$ -Anteil	87 %	85 %	56 %
Daten	947 ± 30.77	3284 ± 57.30	7295 ± 85.41

Tabelle 6.6: Anzahl der Untergründe und Daten in der $m_{ll} > 100$ GeV-Kontrollregion mit statistischem Fehler

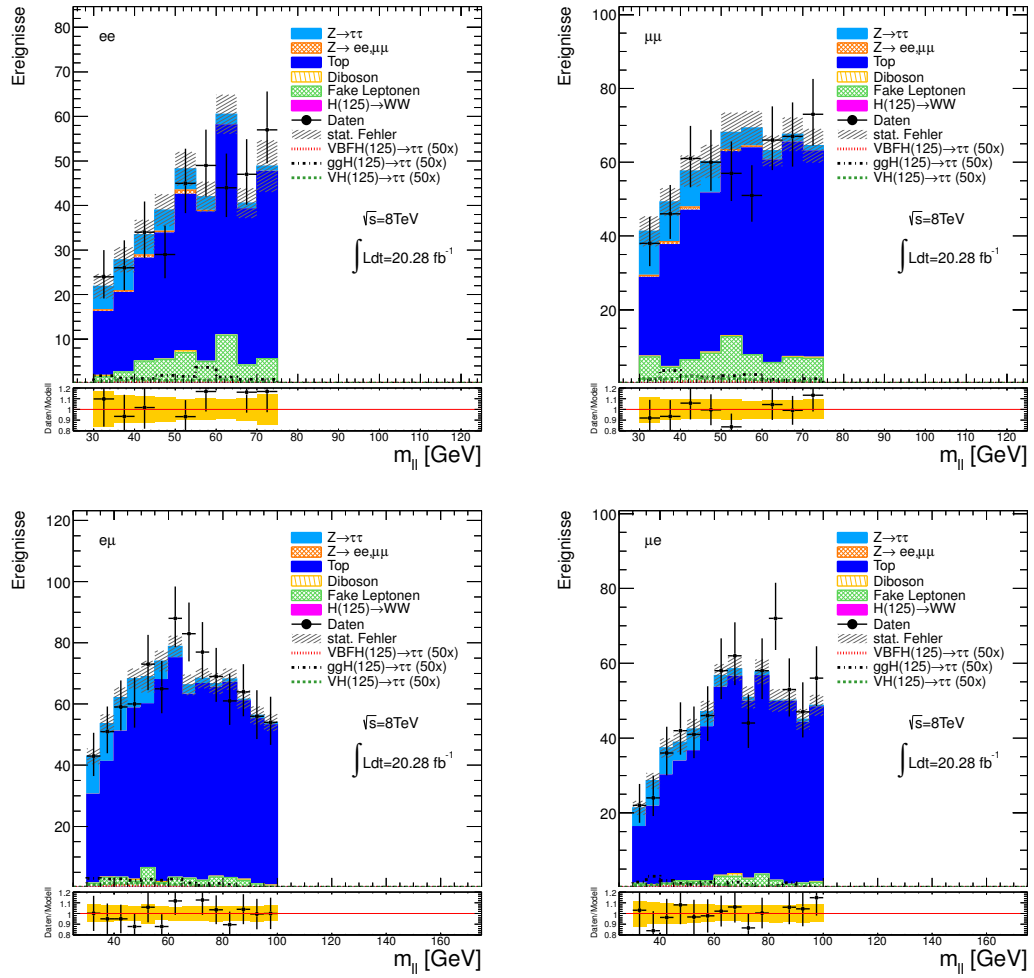


Abbildung 6.4: m_{ll} -Verteilung in der Kontrollregion mit mindestens einem b-Tagged Jet in der BOOSTED-Kategorie für die verschiedenen Endzustände

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	μe	inklusiv	$t\bar{t}$ -Anteil
VBF	0.99 ± 0.10	0.80 ± 0.11	0.89 ± 0.06	0.98 ± 0.07	0.91 ± 0.04	87 %
BOOSTED	1.07 ± 0.07	1.12 ± 0.06	1.17 ± 0.04	1.20 ± 0.05	1.14 ± 0.03	85 %
REST	-	-	1.09 ± 0.03	1.03 ± 0.03	1.06 ± 0.02	56 %

Tabelle 6.7: Die in der $m_{ll} > 100\text{GeV}$ -Kontrollregion bestimmten Top-Faktoren mit statistischem Fehler

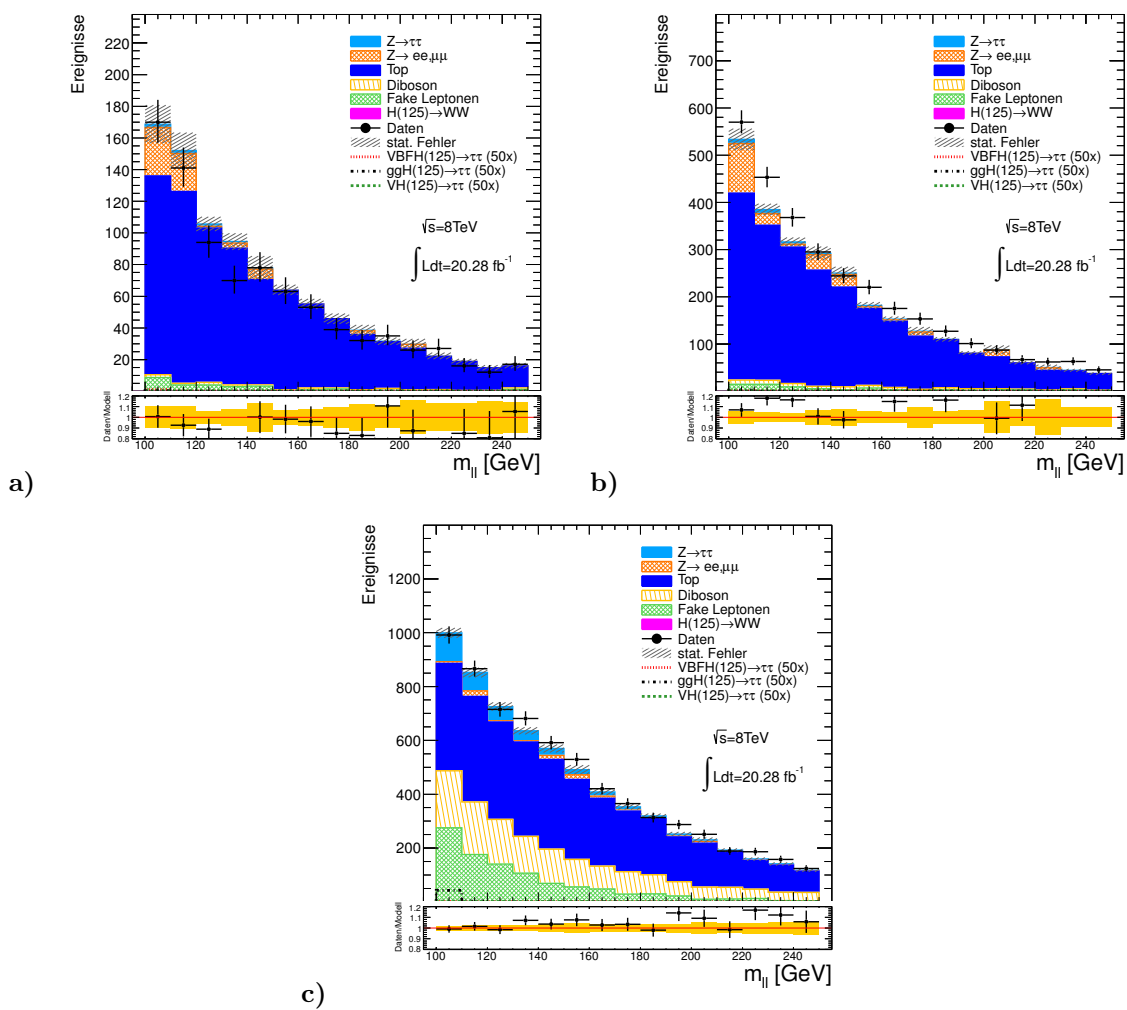


Abbildung 6.5: m_{ll} -Verteilung in der Kontrollregion mit $m_{ll} > 100$ GeV in den Kategorien a) VBF b) BOOSTED und c) REST

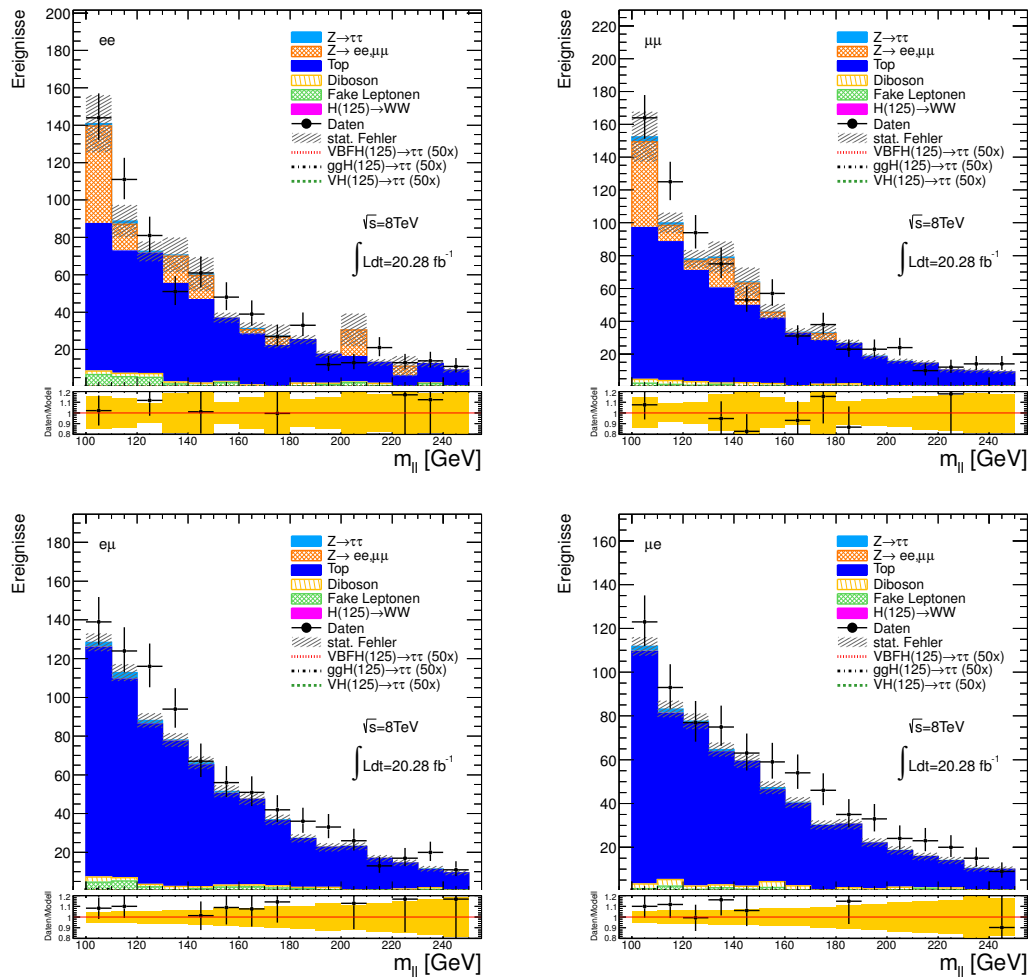


Abbildung 6.6: m_{ll} -Verteilung in der Kontrollregion mit $m_{ll} > 100 \text{ GeV}$ in der BOOSTED-Kategorie für die verschiedenen Endzustände

Kapitel 7

Multivariate Analyse

Mit den Ereignissen aus den verschiedenen Kategorien wird jeweils eine multivariate Analyse (MVA) durchgeführt. Bei einer multivariaten Analyse wird die Trennung von Signal und Untergrund durch die gleichzeitige Betrachtung mehrerer Variablen erreicht. Dabei können, im Gegensatz zu einer schnittbasierten Analyse, bei der immer nur eine Variable betrachtet wird, die Korrelationen zwischen den Variablen berücksichtigt und genutzt werden. Zudem werden bei schnittbasierten Analysen Ereignisse durch die Schnitte entfernt, multivariate Analysen klassifizieren die Ereignisse als Signal oder Untergrund und belassen sie in der Ereignismenge.

In dieser Analyse wurde die Methode der *Boosted Decision Trees* (BDT) [109, 110] benutzt. Dabei wurde *Gradient Boosting* [111, 112] verwendet. Die Implementation dieser Methoden erfolgte durch das in ROOT enthaltene *TMVA* (Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT) [113].

7.1 Beschreibung der BDT-Methode

Generelle Methode mit einem Entscheidungsbaum

Die Signal- und Untergrundereignisse werden jeweils in Trainings- und Testmengen derselben Größe aufgeteilt. Die Trainingsmenge wird für die Auswahl der Variablen und Schrittwerte durch den Entscheidungsbaum genutzt. Dabei werden auf die Ereignisse der Menge Schnitte auf die Variablen angewendet, die dem Entscheidungsbaum zur Verfügung gestellt wurden. Anfangs wird die Variable und der Schrittwert gesucht, der die beste Aufteilung der Trainingsmenge in Untergrund und Signal liefert. Die Beurteilung der Aufteilung geschieht dabei durch den *Gini-Index* [114]. Dieser ist definiert als $G = \frac{2sb}{(s+b)^2}$, wobei s die Anzahl der Signalereignisse und b die Anzahl der Untergrundereignisse ist. Durch die Anwendung eines Schnittes wird die Trainingsmenge in zwei neue Mengen aufgeteilt, der Entscheidungsbaum “verzweigt” sich. Es wird nun die Variable und der Schrittwert gewählt, nach deren Anwendung die Summe der Gini-Indizes der beiden neuen Mengen am größten ist. Diese Prozedur wird anschließend jeweils auf die beiden neuen Mengen angewandt, bis ein festgelegtes Kriterium erreicht ist: eine maximale Anzahl an Verzweigungen oder eine minimale Anzahl an Ereignissen in einem “Blatt” am Ende des Baums. Die Blätter werden schließlich je nach Zusammensetzung der Ereignisse als Signal- oder Untergrundblatt klassifiziert. Das Ergebnis des Trainings wird anschließend auf die Ereignisse der Testmenge angewandt. Die beiden BDT-Verteilungen werden dann verglichen, um sicherzustellen, dass das Training nicht zu sehr durch die spezifischen Eigenschaften der Trainingsmenge beeinflusst wurde und so auch auf andere Ereignisse angewandt werden kann. Dieser Vergleich geschieht anhand des *Kolmogorov-Smirnov-Tests* [115, 116]. Falls die Verteilungen sehr voneinander abweichen, spricht man von *Übertraining*, da das Training so sehr auf die Trainingsmenge spezialisiert wurde, dass auch eventuelle statistische Fluktuationen mittrainiert wurden.

Gradient Boosting

Beim “Boosting” durchläuft ein Ereignis mehrere Entscheidungsbäume, deren Antworten gewichtet zur einer “Gesamtantwort” aufsummiert werden. Durch das Boosting können so statistische Schwankungen in der Trainingsmenge stabilisiert werden. In dieser Analyse wurde *Gradient Boosting* [111] benutzt.

Es wird eine Funktion $F(\vec{x})$ gesucht, mit der eine Verlustfunktion $L(y, F)$ minimiert wird und damit für ein Ereignis eine Klassifizierung möglichst nahe an dem wahren Wert y liefert. \vec{x} ist hierbei der Vektor der Variablenwerte eines Ereignisses und $y \in \{-1, 1\}$ die Einordnung des Ereignisses in der Trainingsmenge als Untergrund (-1) oder Signal (+1). TMVA verwendet als Verlustfunktion

$$L(y, F) = \ln \left(1 + e^{-2yF(\vec{x})} \right) \quad (7.1)$$

Ein Ansatz für $F(\vec{x})$ ist eine gewichtete Summe über die Antworten von Entscheidungsbäumen für ein Ereignis \vec{x} :

$$F(\vec{x}; \{\beta_m, \vec{a}_m\}_1^M) = \sum_{m=1}^M \beta_m h(\vec{x}; \vec{a}_m) \quad (7.2)$$

M ist die Anzahl der Bäume, $h(\vec{x}; \vec{a}_m)$ die Antwort eines Entscheidungsbaumes, β_m das jeweilige Gewicht und \vec{a}_m die Parameter des Entscheidungsbaums, also die Schnittvariable und der Schnittwert. Bei einer endlichen Ereignismenge $\{y_i, \vec{x}_i\}_1^N$ wie in dieser Analyse muss ein Weg gefunden werden, damit auch andere Werte von \vec{x} als die in der Trainingsmenge enthaltenen gewählt werden können. Dazu werden schrittweise für $m = 1, 2, \dots, M$ die Parameter gesucht, die die Summe der Verlustfunktionen minimieren:

$$(\beta_m, \vec{a}_m) = \arg \min_{\beta, \vec{a}} \sum_{i=1}^N L(y_i, F_{m-1}(\vec{x}_i) + \beta h(\vec{x}_i; \vec{a})) \quad (7.3)$$

mit

$$\arg \min_x f(x) = x_{min} \Leftrightarrow \min f(x) = f(x_{min}) \quad (7.4)$$

Die gesuchte Funktion kann dann schrittweise berechnet werden:

$$F_m(\vec{x}) = F_{m-1}(\vec{x}) + \beta_m h(\vec{x}; \vec{a}_m) \quad (7.5)$$

Diese Minimierung ist je nach Verlustfunktion jedoch nicht trivial. Stattdessen erfolgt folgende Minimierung:

$$\vec{a}_m = \arg \min_{\vec{a}, \beta} \sum_{i=1}^N [-g_m(\vec{x}_i) - \beta h(\vec{x}_i; \vec{a})]^2 \quad (7.6)$$

mit

$$-g_m(\vec{x}_i) = - \left[\frac{\partial L(y_i, F(\vec{x}_i))}{\partial F(\vec{x}_i)} \right]_{F(\vec{x})=F_{m-1}(\vec{x})} \quad (7.7)$$

$-g_m(\vec{x}_i)$ ist hierbei der bestmögliche Schritt in Richtung $F_{m-1}(\vec{x})$. Durch die Minimierung 7.6 werden die Parameter des jeweiligen Entscheidungsbaumes so gewählt, dass dessen Antwort für ein Ereignis \vec{x} nahe an $-g_m(\vec{x}_i)$ ist. Die Gewichte ρ_m der Antwort der einzelnen Bäume können nun durch die Minimierung der Summe der Verlustfunktionen gewonnen werden:

$$\rho_m = \arg \min_{\rho} \sum_{i=1}^N L(y_i, F_{m-1}(\vec{x}_i) + \rho h(\vec{x}_i; \vec{a}_m)) \quad (7.8)$$

Für die gesuchte Funktion folgt damit:

$$F_0 = \arg \min_{\rho} \sum_{i=1}^N L(y_i; \rho) \quad (7.9)$$

$$F_m(\vec{x}) = F_{m-1}(\vec{x}) + \rho_m h(\vec{x}; \vec{a}_m) \quad (7.10)$$

Dies wird nun bis zu einem gewählten Wert $m = M$ gemacht. Somit gehen die einzelnen Antworten der Bäume $h(\vec{x}; \vec{a}_m)$ jeweils mit dem Gewicht ρ_m in die gesuchte Antwort der Funktion $F_M(\vec{x})$ für

ein Ereignis \vec{x} ein.

Will man also nun die Klassifizierung eines Ereignisses \vec{x} erhalten, so bestimmt man zuerst das von \vec{x} unabhängige F_0 aus (7.10). Anschließend bestimmt man $F_1(\vec{x}) = F_0 + \rho_1 h(\vec{x}; \vec{a}_1)$. Dazu wird das Ereignis durch den Entscheidungsbaum $h(\vec{x}; \vec{a}_1)$ klassifiziert, dessen Parameter \vec{a}_1 durch (7.6) bestimmt werden. Das Gewicht ρ_1 , mit der die Antwort dieses Baumes zu der Gesamtantwort hinzugezählt wird, wird durch (7.8) berechnet. Diese Prozedur wiederholt man nun für $m = 2, \dots, M$ und erhält so die Gesamtantwort $F_M(\vec{x})$ für das Ereignis \vec{x} .

Um die Stabilität der Methode zu erhöhen wird zum einen eine Lernrate $0 < \nu < 1$ eingeführt und zum anderen *Stochastic gradient boosting* [112] verwendet. Die Lernrate modifiziert 7.10 in folgender Form:

$$F_m(\vec{x}) = F_{m-1}(\vec{x}) + \nu \rho_m h(\vec{x}; \vec{a}_m) \quad (7.11)$$

Dadurch wird der Beitrag der Antworten der einzelnen Bäume zur Gesamtantwort abgeschwächt. Durch eine niedrige Lernrate wird allerdings die Laufzeit des Algorithmus erhöht.

Beim *Stochastic gradient boosting* erhält ein Entscheidungsbaum nicht alle Ereignisse aus der Trainingsmenge, sondern nur einen zufällig ausgewählten Bruchteil f . Dadurch werden statistische Schwankungen in der Trainingsmenge reduziert und durch die geringere Anzahl an trainierten Ereignissen je Baum verringert sich die Laufzeit des Algorithmus.

Erhöhung der Statistik

Die Ereignisse, die für das Training verwendet wurden, sollten später nicht mehr in der Analyse benutzt werden, damit eventuelle statistische Fluktuationen nicht überbewertet werden. Daher wurde die sogenannte ‘‘Cross-Evaluation’’ durchgeführt. Dazu wurde die Gesamtmenge der Ereignisse in zwei Teile A und B aufteilt, wobei die Aufteilung zufällig erfolgte. Anschließend wurde mit beiden Teilen ein BDT-Training durchgeführt und mit dem jeweils anderen Teil auf Übertraining getestet. Dies resultierte in zwei BDTs, BDT_A und BDT_B . Bei der Anwendung der Gewichte in der Analyse wurde dann BDT_A auf die Ereignisse aus Teil B und BDT_B auf die Ereignisse aus Teil A angewandt. Die Daten-Ereignisse wurden anhand ihrer jeweiligen ‘‘EventNumber’’ aufgeteilt, je nachdem, ob diese Zahl gerade oder ungerade ist. Dadurch konnten alle Ereignisse genutzt und eine höhere Statistik erreicht werden.

7.2 BDT-Training der Standardanalyse

Das Training der VBF-, BOOSTED- und REST-Kategorie wurden der derzeit bei ATLAS angefertigten Analyse entnommen. Im Folgenden werden die im jeweiligen Training verwendeten Variablen beschrieben. Diese Variablen wurden durch Studien der Trennkraft des Trainings ausgewählt.

VBF-Kategorie

ΔR_{ll} : Der Abstand der beiden Leptonen in der (η, ϕ) -Ebene

m_{jj} : Die invariante Masse der beiden Jets mit den höchsten Transversalimpulsen

$\Delta \eta_{jj}$: Die Differenz der Pseudorapiditäten der zwei Jets mit den höchsten Transversalimpulsen

$\min(\Delta \eta_{LL, Jets})$: Die minimale Differenz der Pseudorapidität zwischen dem Leptonen-System und den Jets des Ereignisses

$l_1 \times l_2$ η -Zentralität: Das Produkt der η -Zentralitäten der beiden Leptonen. Die η -Zentralität ist definiert als

$$C(\eta, \eta_1, \eta_2) = \exp \left[\frac{-1}{(\eta_1 - \eta_2)^2} \left(\eta - \frac{\eta_1 + \eta_2}{2} \right)^2 \right]. \quad (7.12)$$

η ist die Pseudorapidität des Leptons, η_1 und η_2 sind die Pseudorapiditäten der beiden Jets mit den höchsten Transversalimpulsen.

$\Delta\eta_{j_3, JJ}$: Die Differenz der Pseudorapiditäten des Systems der zwei Jets mit den höchsten Transversalimpulsen und des Jets mit dem dritthöchstem Transversalimpuls, falls ein dritter Jet im Ereignis vorhanden sein sollte. Falls dies nicht der Fall ist, wird der Wert auf -0.5 gesetzt.

m_{MMC} : Die invariante $\tau\tau$ -Masse des Higgs-Boson-Kandidaten, die durch den MMC-Algorithmus [102, 103] bestimmt wird. Dieser schätzt den vollständigen Zerfall des Higgs-Bosons inklusive der Neutrinos ab. Dazu werden kinematische Bedingungen genutzt, die Impulse der Neutrinos und damit die Masse des Higgs-Bosons zu bestimmen und je nach Wahrscheinlichkeit zu gewichten. Dies wird für alle möglichen Impulse gemacht und schließlich das Maximum der resultierenden Massen-Verteilung als MMC-Masse definiert.

Die Verteilungen der in der VBF-Kategorie verwendeten Variablen sind in den Abbildungen 7.1 und 7.2 zu sehen.

In der Verteilung der MMC-Masse sind (wie auch in der BOOSTED- und REST-Kategorie) keine Daten zu sehen. Da die derzeit bei ATLAS durchgeführte Analyse zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht veröffentlicht war, wurden die Verteilungen, die am sensitivsten auf ein Signal sind, die MMC-Masse und die Antworten der Boosted Decision Trees, "blind" gelassen, d.h. sie werden ohne Daten gezeigt.

BOOSTED-Kategorie

m_{MMC} : Die invariante $\tau\tau$ -Masse des Higgs-Boson-Kandidaten, die durch den MMC-Algorithmus [102, 103] bestimmt wird.

$m_{\tau\tau, j_1}$: Die invariante Masse des τ -Leptonen-Systems aus kollinearer Näherung und des Jets mit höchstem Transversalimpuls

$E_{miss}^T - \phi$ -**Zentralität**: Diese Variable beschreibt die Position der fehlenden Transversalenergie relativ zu den Leptonen. Dazu wird der Richtungsvektor der fehlenden Transversalenergie auf die Ebene der beiden Leptonen projiziert und die Komponenten der Projektion auf die Einheitsvektoren der Leptonen summiert. Falls sich die fehlende Transversalenergie genau zwischen den Leptonen befindet, ergibt dies einen Wert von $\sqrt{2}$, falls sie in die Richtung eines Leptons zeigt einen Wert von 1 und falls die fehlende Transversalenergie außerhalb der beiden Leptonen liegt einen Wert < 1

m_{ll} : Die invariante Masse der zwei Leptonen

$\Delta\phi_{ll}$: Die Differenz des Azimuthalwinkels ϕ zwischen den beiden Leptonen

Sphärizität: Diese Variable beschreibt die Isotropie des Energieflusses. Sie basiert auf dem Impulstensor

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_i p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_i |\vec{p}_i|^2} \quad (7.13)$$

wobei über die beiden Leptonen und alle Jets summiert wird. Die Sphärizität ist dann eine Funktion der beiden größten Eigenwerte:

$$S = \frac{3}{2} (\lambda_2 + \lambda_3) \quad (7.14)$$

$p_T(j_1)$: Der größte Transversalimpuls der Jets

$E_{miss}^T/p_T(l_2)$: Das Verhältnis der fehlenden Transversalenergie zum niedrigeren Transversalimpuls der beiden Leptonen

Die Verteilungen der in der BOOSTED-Kategorie verwendeten Variablen sind in den Abbildungen 7.3 und 7.4 zu sehen.

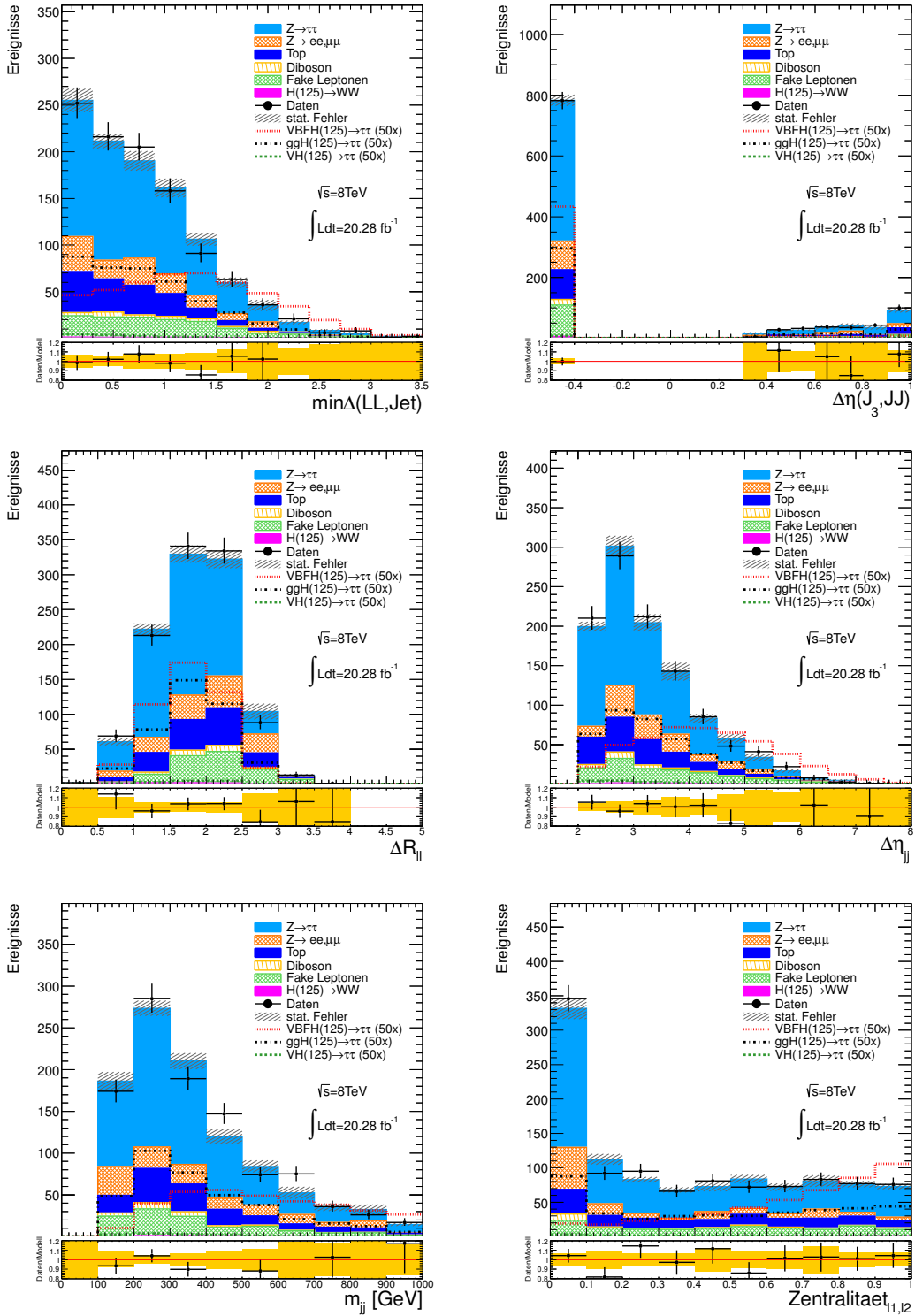


Abbildung 7.1: Verteilungen der Trainingsvariablen der VBF-Kategorie nach Schnitt 19a.: links Oben: $\min\Delta$ zwischen dem Leptonensystem und den Jets, rechts Oben: Pseudorapidität zwischen dem 2-Jet-System und einem eventuellen dritten Jet, links Mitte: ΔR zwischen den Leptonen, rechts Mitte: Pseudorapidität zwischen den Jets, links Unten: invariante Masse der Jets, rechts Unten: Produkt der η -Zentralitäten der Leptonen

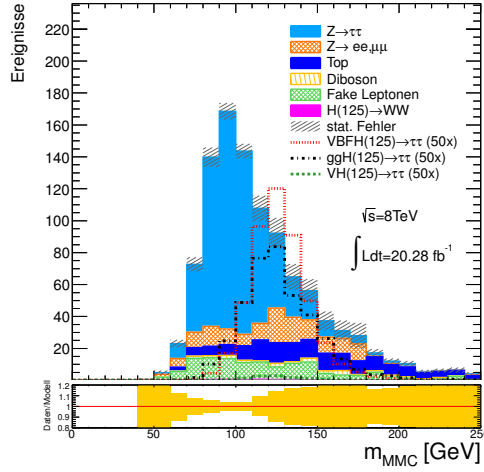


Abbildung 7.2: Verteilungen der Trainingsvariablen der VBF-Kategorie nach Schnitt 19a.: MMC-Masse

REST-Kategorie

m_{MMC} : Die invariante $\tau\tau$ -Masse des Higgs-Boson-Kandidaten, die durch den MMC-Algorithmus [102, 103] bestimmt wird.

ΔR_{ll} : Der Abstand der beiden Leptonen in der (η, ϕ) -Ebene

$E_{miss}^T - \phi$ -Zentralität: siehe Beschreibung bei der BOOSTED-Kategorie

m_{ll} : Die invariante Masse der zwei Leptonen

$\Delta\phi_{ll}$: Die Differenz des Azimuthalwinkels ϕ zwischen den beiden Leptonen

$m_T^{l_1}$: Die transversale Masse des Leptons mit höchstem Transversalimpuls und der fehlenden Transversalenergie

$p_T(l_1)/p_T(l_2)$: Das Verhältnis des höchsten Lepton-Transversalimpulses zum zweithöchsten Lepton-Transversalimpuls

H_T : Die Summe der Transversalimpulse der beiden Leptonen und der fehlenden Transversalenergie

Die Verteilungen der in der REST-Kategorie verwendeten Variablen sind in den Abbildungen 7.5 und 7.6 zu sehen.

In Abbildung 7.7 sind die Verteilungen der Antworten der Boosted Decision Trees zu sehen. Wie bereits erklärt, wurden diese Abbildungen “blind” gelassen, es sind also keine Daten zu sehen.

Man sieht, dass die Untergrund-Ereignisse jeweils bei negativen Werten und die Signal-Ereignisse bei positiven Werten liegen. Die beste Trennung wird dabei in der VBF-Kategorie erzielt. In der BOOSTED-Kategorie zeigt die Verteilung der Untergrund-Ereignisse allerdings auch bei positiven Werten eine Erhöhung. In der REST-Kategorie sind die Signal-Ereignisse relativ flach verteilt und sie steigen nur wenig bei positiven Werten an.

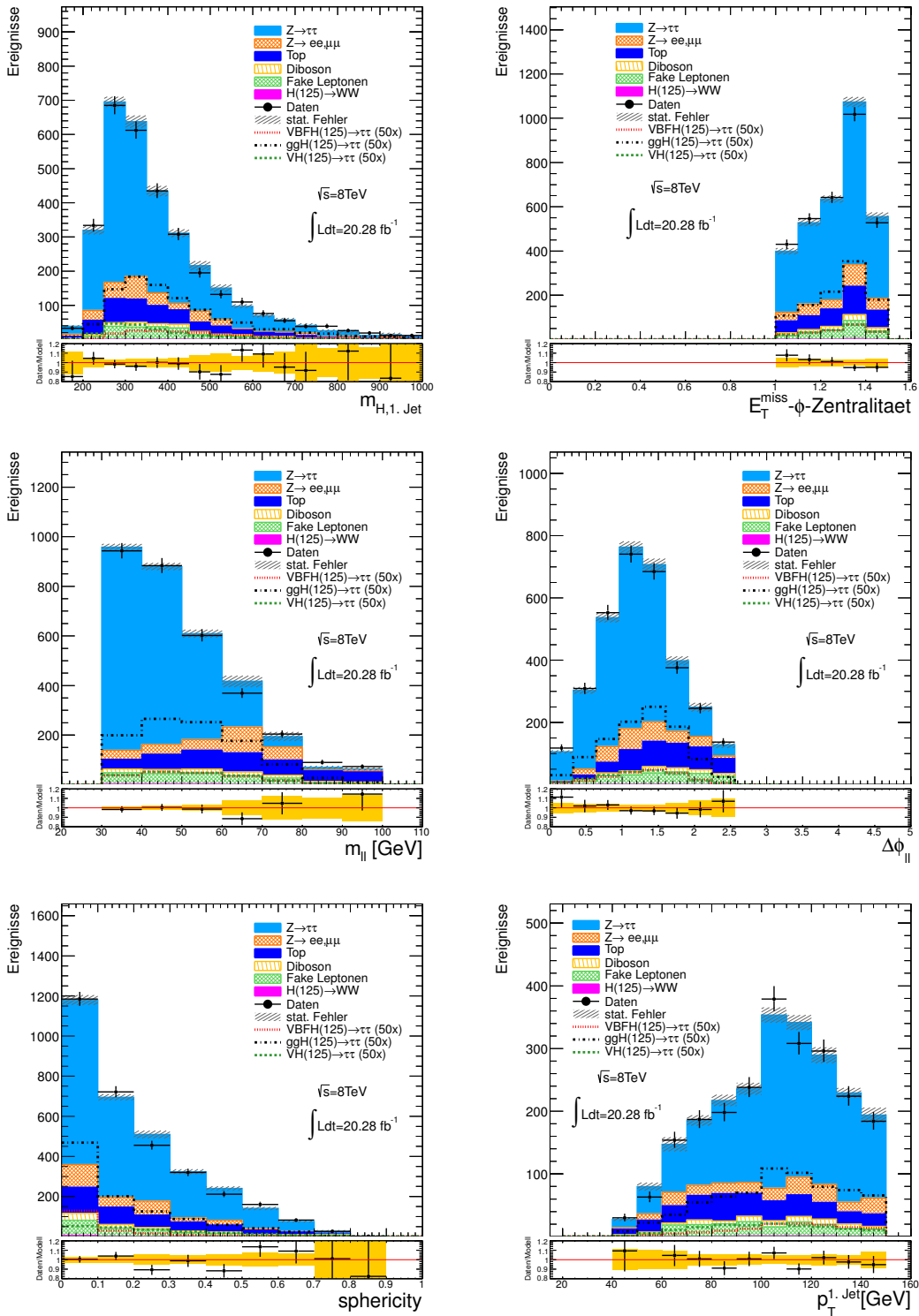


Abbildung 7.3: Verteilungen der Trainingsvariablen der BOOSTED-Kategorie nach Schnitt 19b.: links Oben: invariante Masse des $\tau\tau$ -Systems und des Jets mit höchstem Transversalimpuls, rechts Oben: $E_{miss}^T - \phi$ -Zentralität, links Mitte: invariante Masse der Jets, rechts Mitte: Azimutalwinkel zwischen den Leptonen, links Unten: Spherizität, rechts Unten: höchster Transversalimpuls der Jets

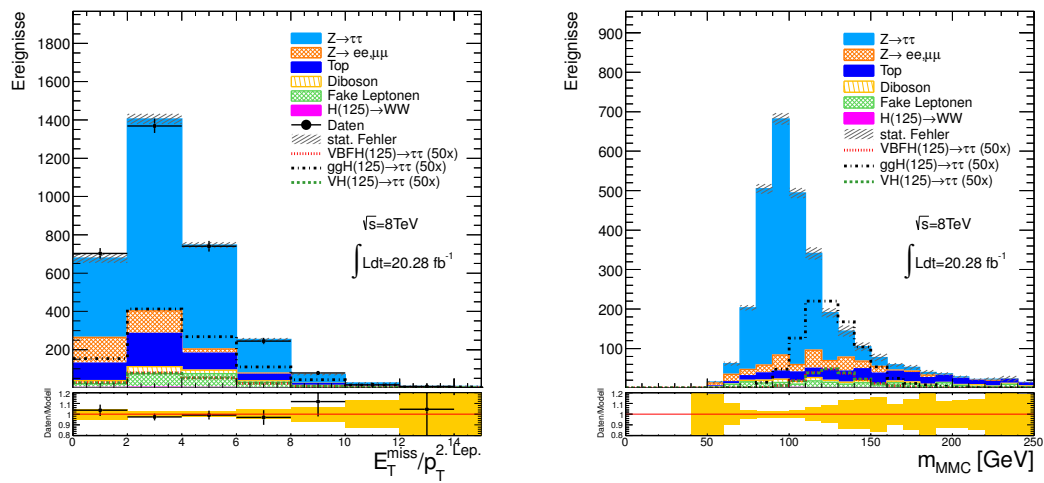


Abbildung 7.4: Verteilungen der Trainingsvariablen der BOOSTED-Kategorie nach Schnitt 19b.: links: Verhältnis der fehlenden Transversalenergie zum zweithöchsten Transversalimpuls der Leptonen, recht: MMC-Masse

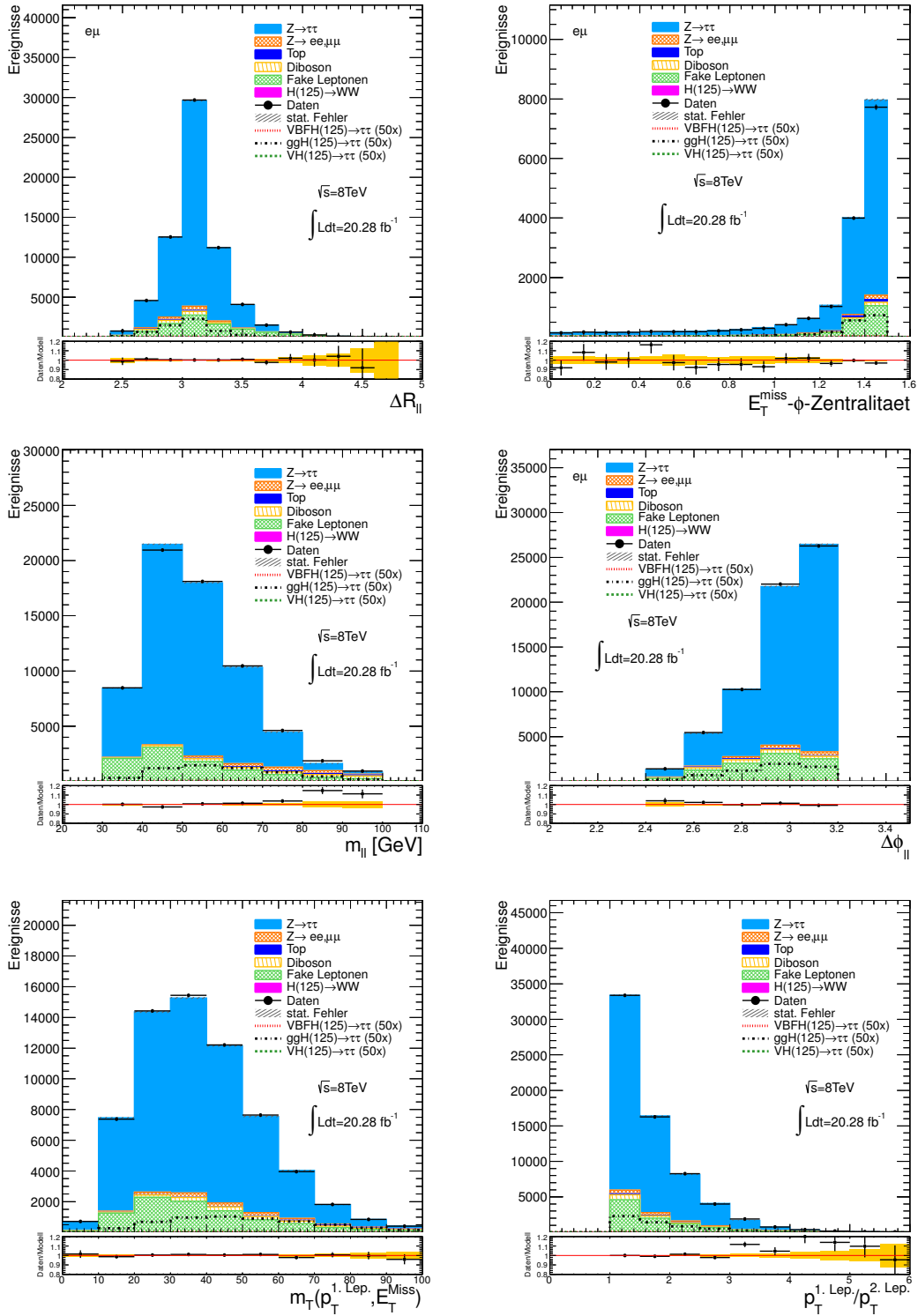


Abbildung 7.5: Verteilungen der Trainingsvariablen der REST-Kategorie nach Schnitt 15c.: links Oben: ΔR zwischen den Leptonen, rechts Oben: $E_T^{\text{miss}} - \phi$ -Zentralität, links Mitte: invariante Masse der Jets, rechts Mitte: Azimuthalwinkel zwischen den Leptonen, links Unten: transversale Masse des Leptons mit höchstem Transversalimpuls und der fehlenden Transversalenergie, rechts Unten: Verhältnis des höchsten und zweithöchsten Transversalimpulses der Leptonen

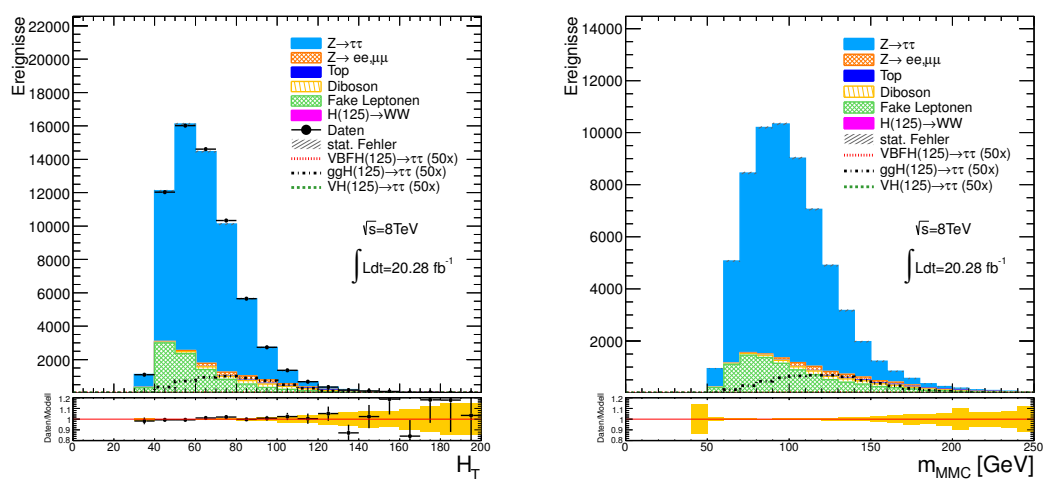


Abbildung 7.6: Verteilungen der Trainingsvariablen der REST-Kategorie nach Schnitt 15c.: links: Summe der Transversalimpulse der beiden Leptonen und der fehlenden Transversalenergie, rechts: MMC-Masse

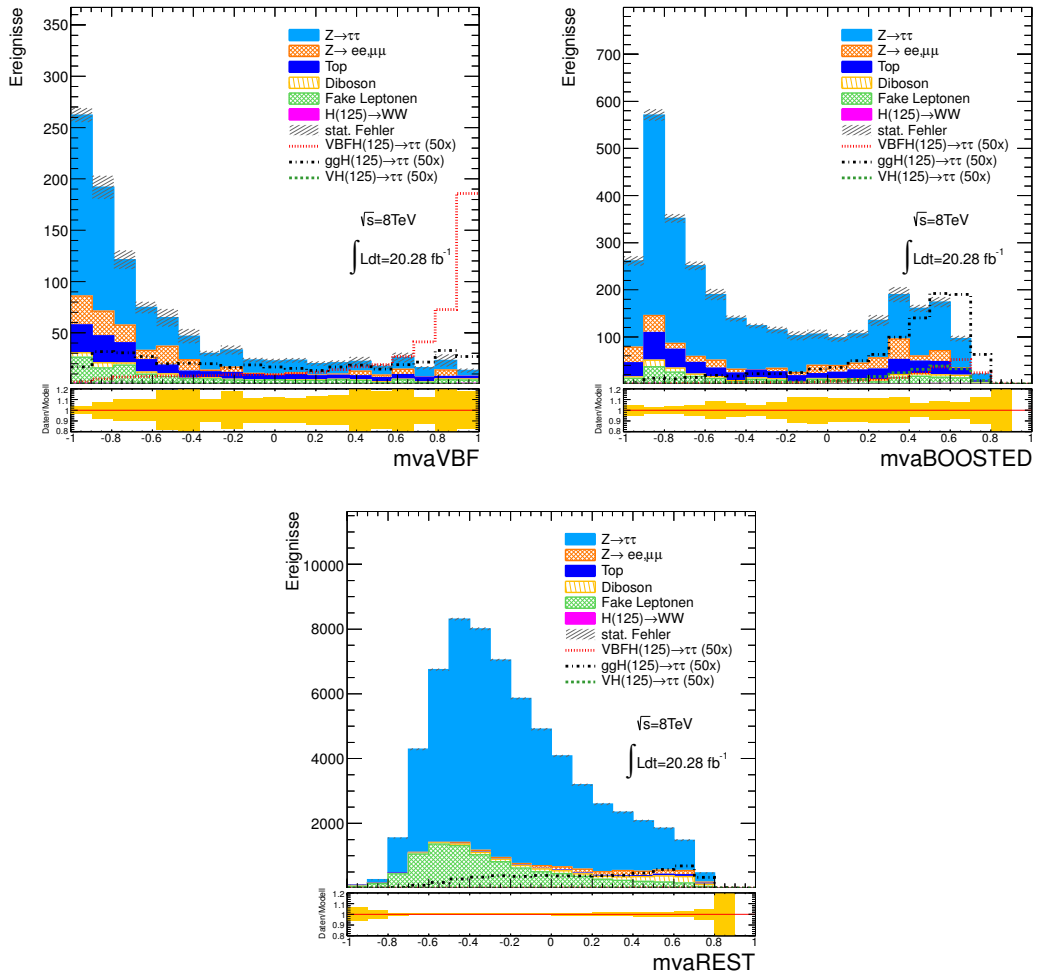


Abbildung 7.7: Die erwarteten Verteilungen der Antworten der Boosted Decision Trees: links Oben: VBF-Kategorie, rechts Oben: BOOSTED-Kategorie, Unten: REST-Kategorie

Kapitel 8

Modifizierte Kategorisierung mit VH-Kategorie

Um die Sensitivität der Analyse weiter zu erhöhen, wurde als zusätzliche Kategorie die VH-Kategorie eingeführt. Diese soll die Kinematik der Higgs-Boson-Produktion mit einem assoziierten Vektorboson ausnutzen. In dieser Analyse wurde nur der hadronische Zerfall des Vektorbosons berücksichtigt, weshalb in der VH-Kategorie mindestens zwei Jets gefordert werden.

8.1 Kategorisierung

Als mögliche Definition der Kategorie wurde zuerst Folgende getestet:

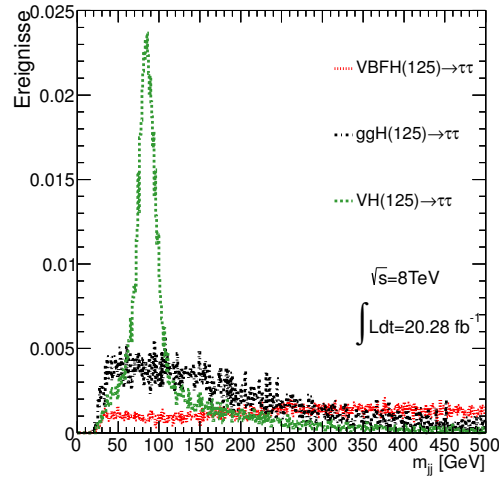
- 1.-18a.:** Die Schnitte 1-18a aus Kapitel 5.5 werden angewandt, Schnitt 18a ist dabei die Forderung nach einem zweiten Jet mit einem Transversalimpuls $p_T > 30$ GeV
- 19d. VBF-Veto:** Ereignisse aus der VBF-Kategorie werden durch einen Schnitt auf $\Delta\eta_{jj} < 2.2$ ausgeschlossen.
- 20. BOOSTED-Veto:** Ereignisse aus der BOOSTED-Kategorie werden durch einen Schnitt auf $p_T^H < 100$ GeV ausgeschlossen.
- 21. m_{jj} :** Für die invariante Masse der Jets muss gelten: $30 < m_{jj} < 160$ GeV. Dies nutzt die Herkunft der Jets aus dem Zerfall eines Z- oder W-Bosons aus. Die normierte Verteilung der Signale nach Schnitt 18a. ist in Abbildung 8.1 zu sehen.

Nach Anwendung dieser Schnitte erhält man die in Tabelle 8.1 aufgeführten Ereigniszahlen. Somit stehen am Ende nur 0.95 VH-Ereignisse für das Training zur Verfügung. Mit einer solch geringen Anzahl an Signal-Ereignissen ist eine multivariate Analyse nicht sehr erfolgsversprechend, weil die spezielle Kinematik der Higgs-Boson-Produktion durch Higgs-Strahlung kaum genutzt werden kann. Da aber dadurch eine bessere Sensitivität auf die Entdeckung eines Signals erwartet wird, wurde nach Möglichkeiten zu Erhöhung der Statistik gesucht. Dazu werden folgende Ereignisse aus der BOOSTED- und der REST-Kategorie entfernt und in die VH-Kategorie übertragen:

BOOSTED: Ereignisse mit mindestens zwei Jets, die den Anforderungen der Schnitte 12, 18a und 21 genügen, also $p_T(1.Jet) > 40$ GeV, $p_T(2.Jet) > 30$ GeV und $30 < m_{jj} < 160$ GeV.

REST: Ereignisse mit mindestens zwei Jets, die den Anforderungen der Schnitte 12, 18a und 12c genügen, also $p_T(1.Jet) > 40$ GeV, $p_T(2.Jet) > 30$ GeV und $\Delta\phi_{ll} > 2.5$.

In den Tabellen B.5, B.6 und B.7 in Anhang B sind die Auswirkungen der jeweiligen Schnitte in der VH-, modifizierten BOOSTED- und modifizierten REST-Kategorie aufgeführt und in Tabelle 8.2 die Ereigniszahlen nach dem jeweils letzten Schnitt. Die Anzahl der VH-Ereignisse konnte von 0.95 auf 4.08 und das Verhältnis von Signal- zu Untergrund-Ereignissen $\frac{S}{B}$ von 0.0049 auf 0.0078 gesteigert

Abbildung 8.1: Normierte m_{jj} -Verteilung der Signalprozesse nach Schnitt 18a.

Prozess	VH
ggH ($m_H = 125$ GeV)	3.52 ± 0.12
VBFH ($m_H = 125$ GeV)	0.28 ± 0.01
VH ($m_H = 125$ GeV)	0.95 ± 0.01
$t\bar{t}$	92.61 ± 3.99
$Z \rightarrow ee, \mu\mu$	111.28 ± 15.07
$Z \rightarrow \tau\tau$	572.73 ± 7.05
Diboson	19.58 ± 2.13
$H \rightarrow WW$ ($m_H = 125$ GeV)	1.57 ± 0.14
Fake-Leptonen	172.10 ± 9.92
Summe Untergrund	969.87 ± 19.89
Daten	893 ± 29.88

Tabelle 8.1: Ereigniszahlen der VH-Kategorie mit statistischem Fehler

werden. In der BOOSTED-Kategorie verringerte sich dieses Verhältnis von 0.0095 auf 0.0089 und in der REST-Kategorie von 0.00211 auf 0.00208. Somit ist der Einfluss auf die REST-Kategorie in dieser Hinsicht nicht sehr groß.

Prozess	VH	mod. BOOSTED	mod. REST
ggH ($m_H = 125$ GeV)	11.08 ± 0.22	13.89 ± 0.25	111.66 ± 0.71
VBFH ($m_H = 125$ GeV)	1.19 ± 0.02	3.17 ± 0.03	1.94 ± 0.02
VH ($m_H = 125$ GeV)	4.08 ± 0.03	1.25 ± 0.01	1.53 ± 0.02
$t\bar{t}$	360.21 ± 7.8	217.57 ± 6.57	215.33 ± 6.46
$Z \rightarrow ee, \mu\mu$	289.87 ± 27.51	192.57 ± 23.72	1200.29 ± 70.81
$Z \rightarrow \tau\tau$	1369.31 ± 11.68	1598.00 ± 13.67	52398.40 ± 62.34
Diboson	63.44 ± 3.82	50.82 ± 3.46	1366.19 ± 20.09
$H \rightarrow WW$ ($m_H = 125$ GeV)	7.57 ± 0.32	8.08 ± 0.29	40.12 ± 0.71
Fake-Leptonen	339.49 ± 15.61	104.38 ± 11.44	9081.63 ± 49.97
Daten	2341 ± 48.38	2190 ± 46.79	64507 ± 253.98

Tabelle 8.2: Ereigniszahlen der VH-, mod. BOOSTED- und mod. REST-Kategorien mit statistischem Fehler

8.2 Normierungsfaktoren

Auch in diesen modifizierten Kategorien wurden die in Kapitel 6.2.2 beschriebenen Normierungsfaktoren für $Z \rightarrow ll$ - und $t\bar{t}$ -Prozesse bestimmt. Die Verteilungen zur Bestimmung der Faktoren sind in den Abbildungen 8.2 bis 8.4 zu sehen, die Faktoren sind in den Tabellen 8.3 und 8.4 aufgeführt.

In Tabelle 8.5 sind die Zusammensetzungen der Untergründe in der b-Tagged-Jet-Kontrollregion aufgeführt. Der Anteil der $t\bar{t}$ -Ereignisse in der Top-Kontrollregion beträgt für die VH-, mod. BOOSTED- und mod. REST-Kategorie jeweils 81 %, 83 % und 51 %. Die Reinheit der Kontrollregion für die REST-Kategorie ist also relativ niedrig. Der Anteil der $t\bar{t}$ -Ereignisse in der Signalregion der modifizierten REST-Kategorie beträgt allerdings lediglich 0.33 %, daher ist diese geringe Reinheit vernachlässigbar.

In den Abbildungen 8.5 bis 8.10 sind einige Verteilungen in den modifizierten Kategorien zu sehen.

	ee	$\mu\mu$
VH	0.91 ± 0.07	0.97 ± 0.05
BOOSTED	1.10 ± 0.09	0.92 ± 0.05

Tabelle 8.3: $Z \rightarrow ll$ -Faktoren der VH- und modifizierten BOOSTED-Kategorie in den beiden Endzuständen mit statistischem Fehler

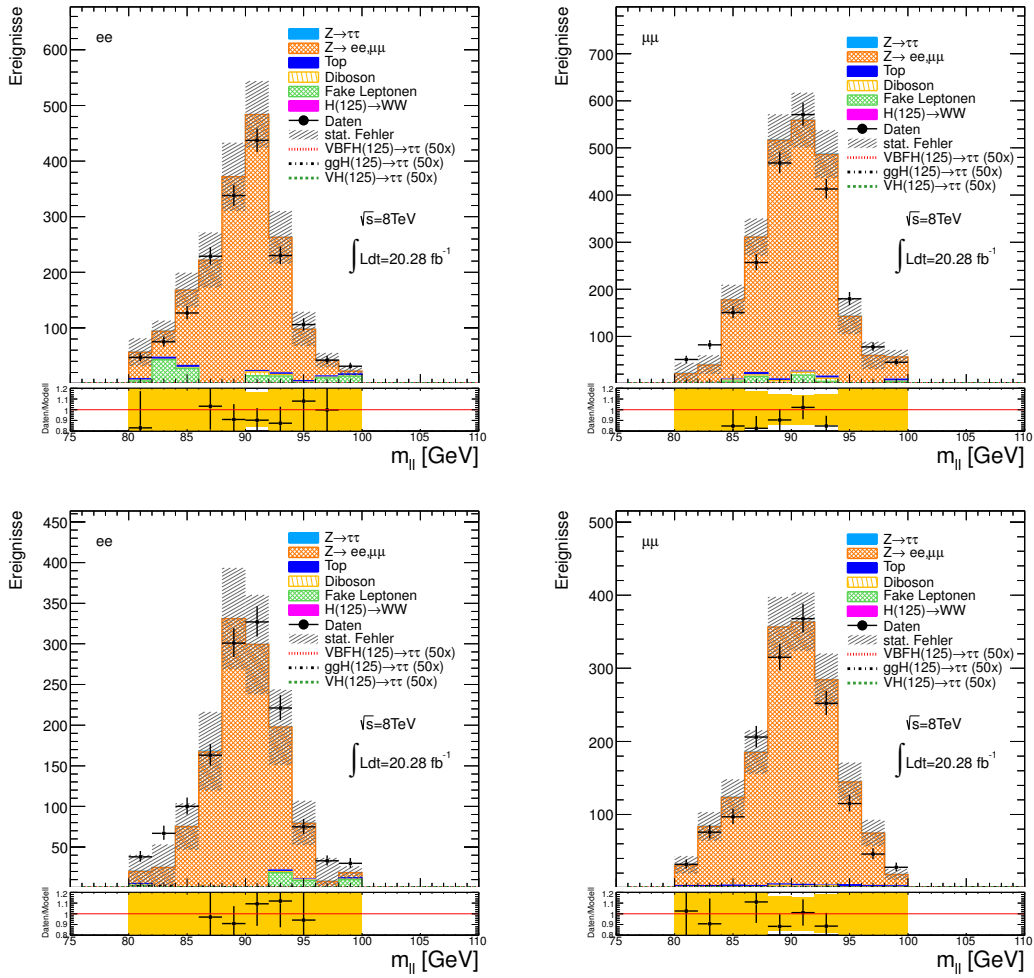


Abbildung 8.2: Die m_{ll} -Verteilungen in der $Z \rightarrow ll$ -Kontrollregion für die Endzustände ee und $\mu\mu$. Oben: VH-Kategorie nach Schnitt 21 Unten: modifizierte BOOSTED-Kategorie nach Schnitt 19b.

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	μe	inklusiv	$t\bar{t}$ -Anteil
VH	0.88 ± 0.09	0.94 ± 0.07	1.04 ± 0.04	1.05 ± 0.05	1.00 ± 0.03	81 %
mod. BOOSTED	1.13 ± 0.12	0.99 ± 0.09	0.99 ± 0.06	1.03 ± 0.07	1.01 ± 0.04	83 %
mod. REST	-	-	1.06 ± 0.13	0.87 ± 0.14	0.94 ± 0.10	51 %

Tabelle 8.4: Die in der b-Tagged-Jet-Kontrollregion bestimmten Top-Faktoren mit statistischem Fehler

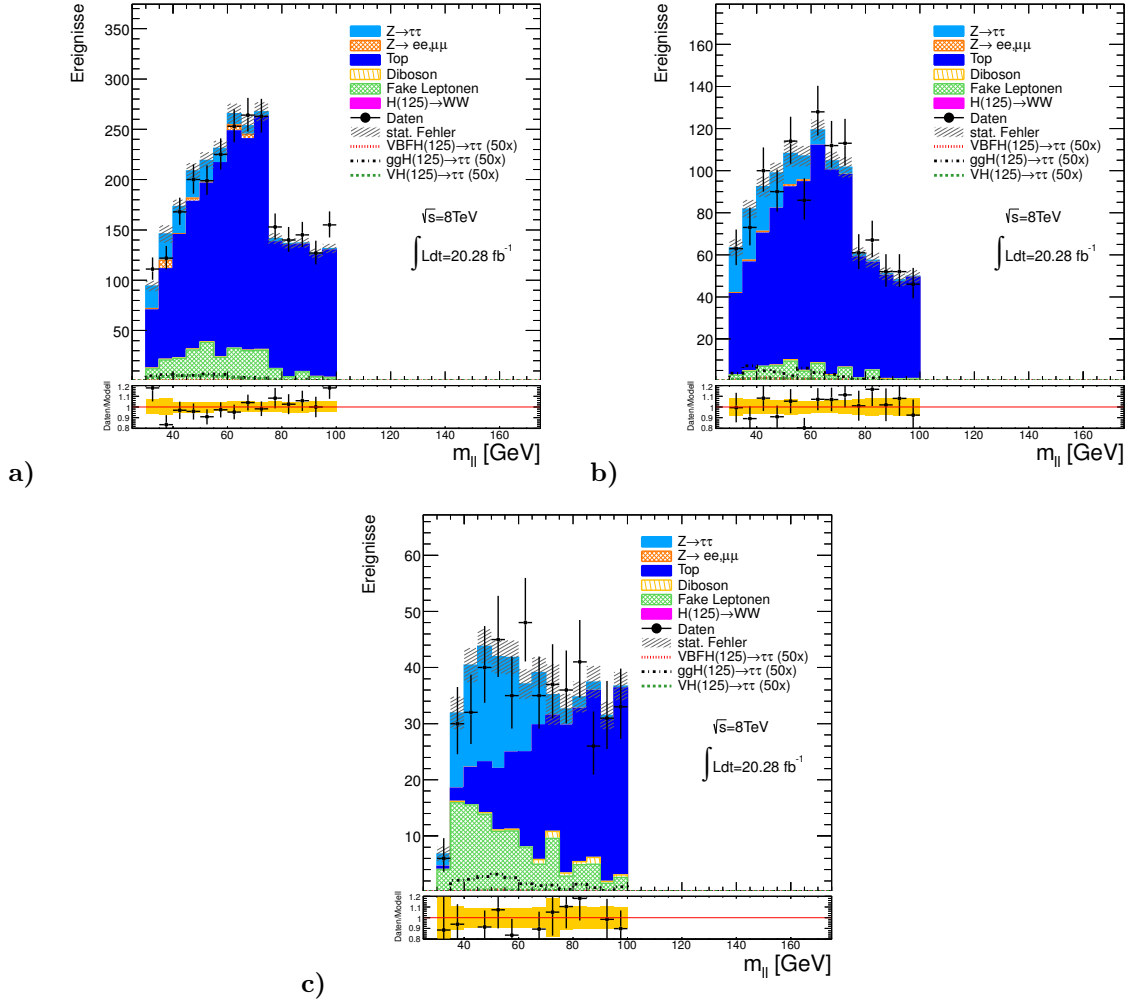


Abbildung 8.3: m_{II} -Verteilung in der Kontrollregion mit mindestens einem b-Tagged Jet in den Kategorien a) VH b) mod. BOOSTED und c) mod. REST

Untergrund	VH	mod. BOOSTED	mod. REST
$t\bar{t}$	2055.94 ± 17.13	944.83 ± 11.96	250.77 ± 6.66
$Z \rightarrow ee, \mu\mu$	25.38 ± 9.32	4.15 ± 0.88	0.03 ± 0.03
$Z \rightarrow \tau\tau$	171.62 ± 4.21	129.43 ± 3.95	123.49 ± 3.18
Diboson	6.71 ± 1.20	3.33 ± 0.84	6.21 ± 1.32
$H \rightarrow WW$ ($m_H = 125$ GeV)	0.84 ± 0.11	0.53 ± 0.08	9.92 ± 7.02
Fake-Leptonen	271.37 ± 14.14	61.28 ± 7.94	110.09 ± 6.58
Summe Untergründe	2531.89 ± 31.62	1143.57 ± 18.69	490.87 ± 13.65
$t\bar{t}$ -Anteil	81 %	83 %	51 %
Daten	2525 ± 50.24	1157 ± 34.01	475 ± 21.79

Tabelle 8.5: Anzahl der Untergründe und Daten in der b-Tagged Kontrollregion mit statistischem Fehler

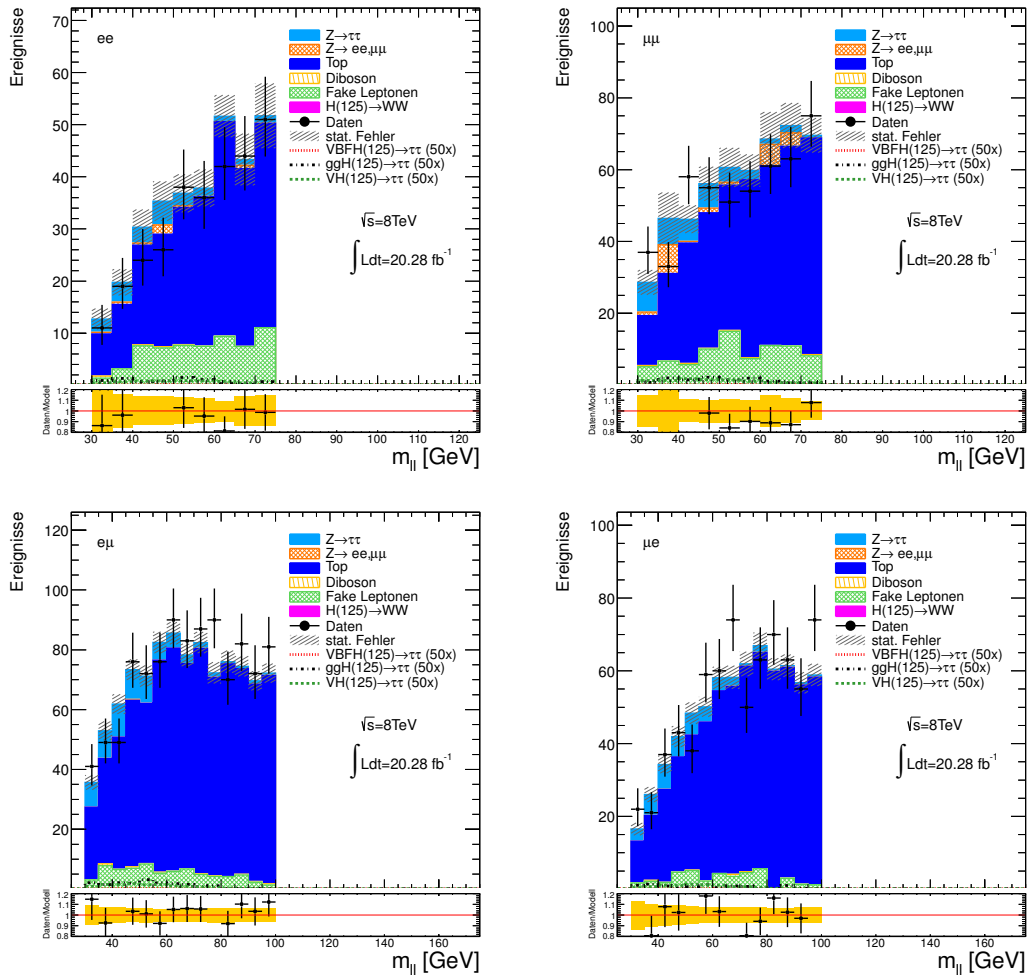


Abbildung 8.4: m_{ll} -Verteilung in der Kontrollregion mit mindestens einem b-Tagged Jet in der VH-Kategorie für die verschiedenen Endzustände nach Schnitt 21

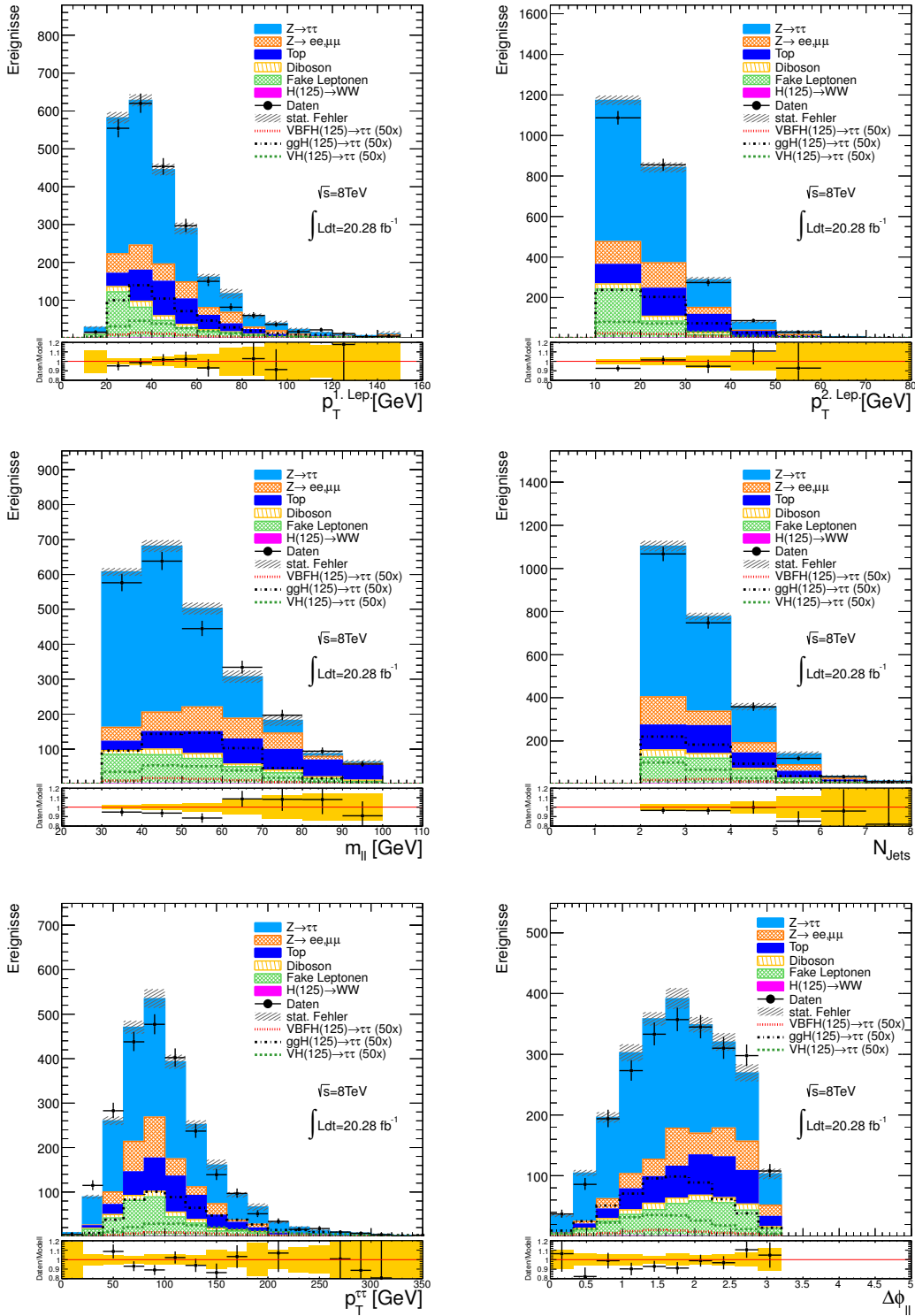


Abbildung 8.5: Verteilungen in der VH-Kategorie nach Schnitt 21: links Oben: höchster Transversalimpuls der Leptonen, rechts Oben: zweithöchster Transversalimpuls der Leptonen, links Mitte: invariante Masse des Leptonen-Systems, rechts Mitte: Anzahl der Jets, links Unten: Transversalimpuls des $\tau\tau$ -Systems, rechts Unten: Azimutalwinkel zwischen den Leptonen

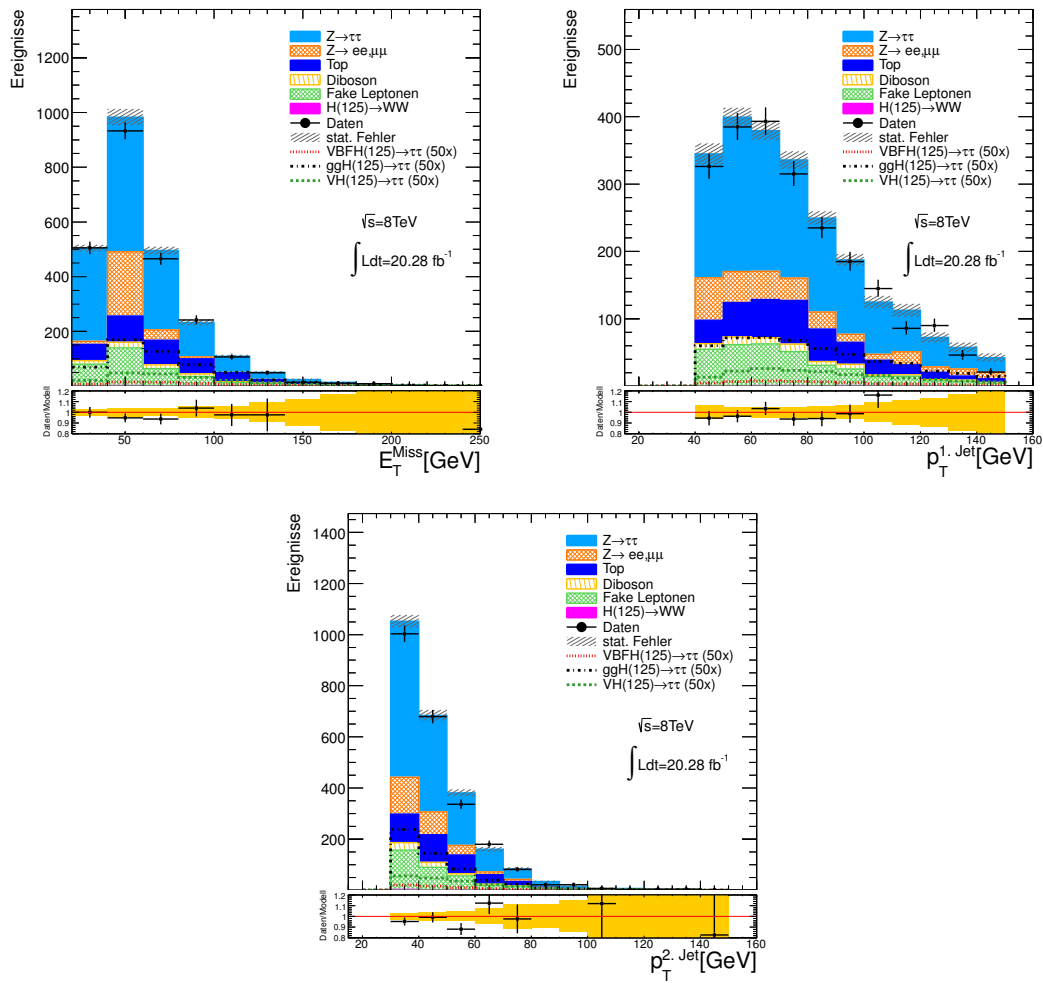


Abbildung 8.6: Verteilungen in der VH-Kategorie nach Schnitt 21: links Oben: fehlende Transversalenergie, rechts Oben: höchster Transversalimpuls der Jets, Unten: zweithöchster Transversalimpuls der Jets

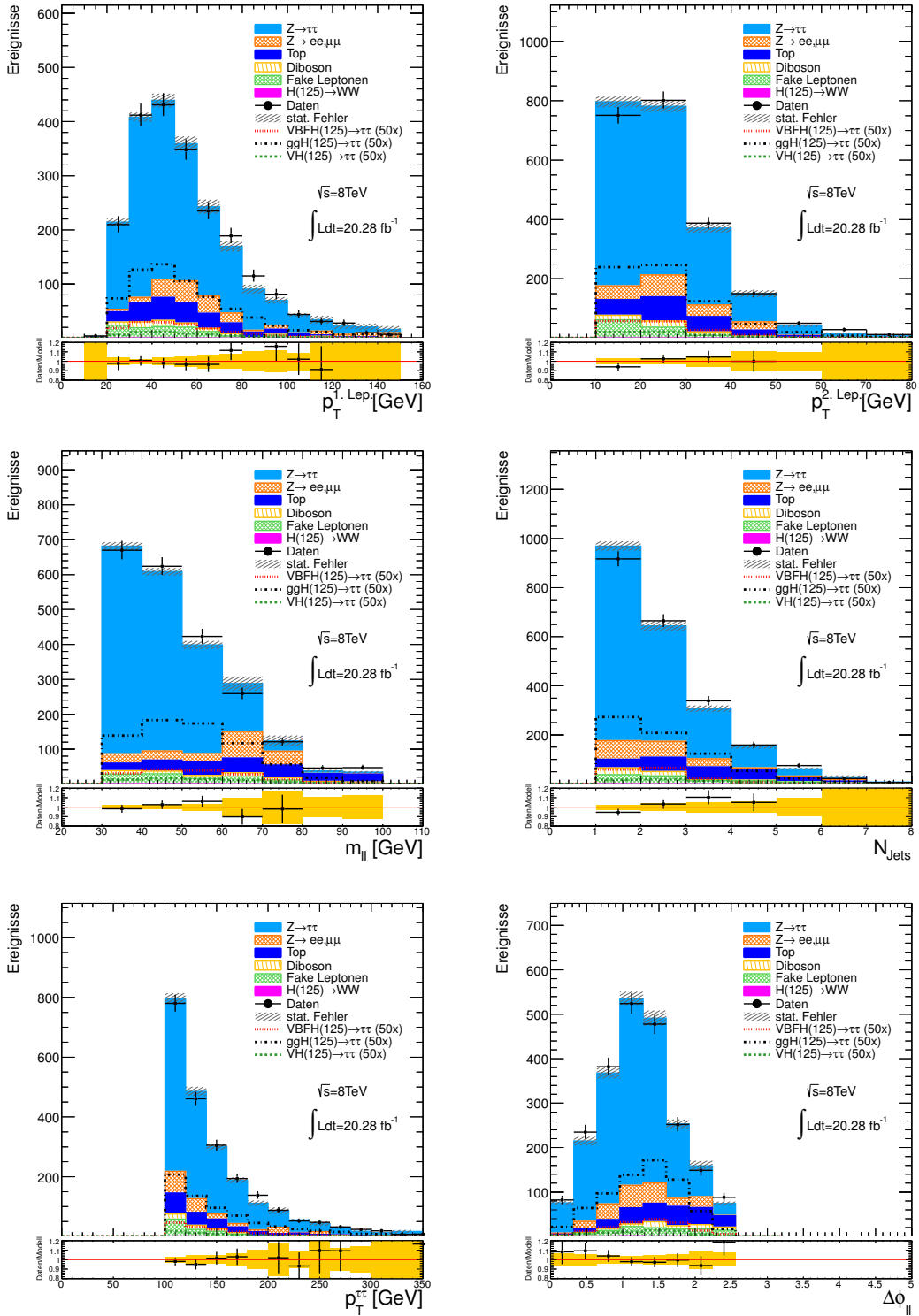


Abbildung 8.7: Verteilungen in der mod. BOOSTED-Kategorie nach Schnitt 19b: links Oben: höchster Transversalimpuls der Leptonen, rechts Oben: zweithöchster Transversalimpuls der Leptonen, links Mitte: invariante Masse des Leptonen-Systems, rechts Mitte: Anzahl der Jets, links Unten: Transversalimpuls des $\tau\tau$ -Systems, rechts Unten: Azimutalwinkel zwischen den Leptonen

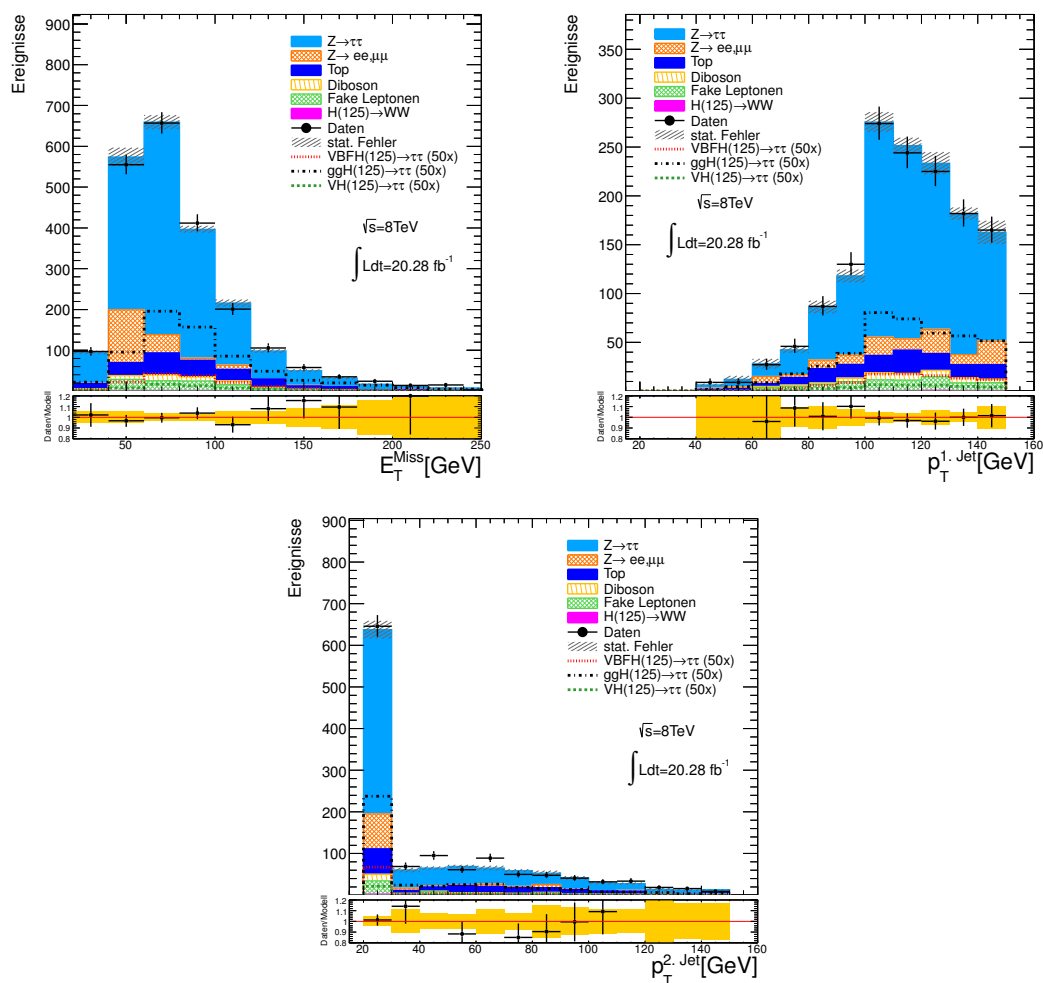


Abbildung 8.8: Verteilungen in der mod. BOOSTED-Kategorie nach Schnitt 19b: links Oben: fehlende Transversalenergie, rechts Oben: höchster Transversalimpuls der Jets, Unten: zweithöchster Transversalimpuls der Jets

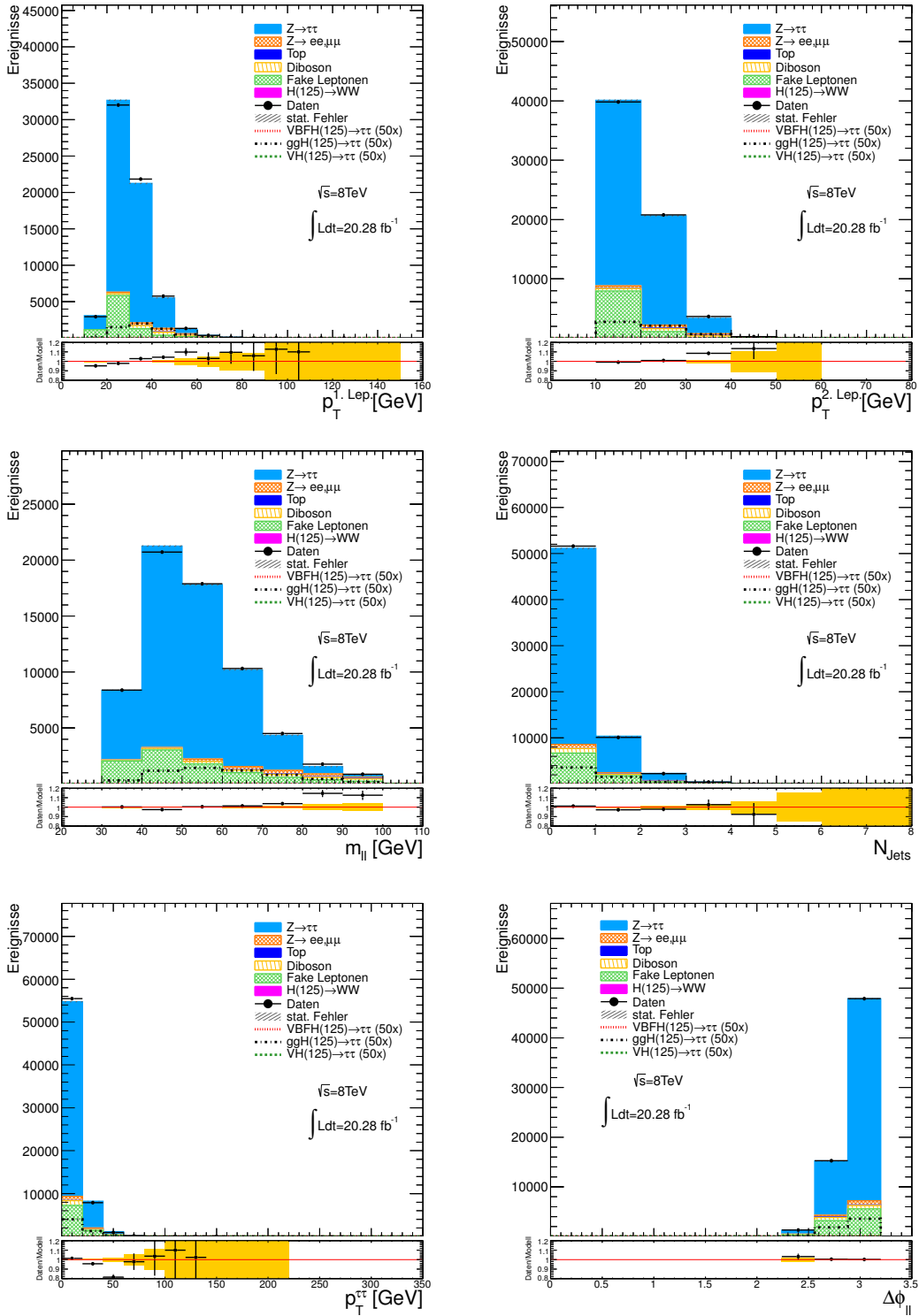


Abbildung 8.9: Verteilungen in der mod. REST-Kategorie nach Schnitt 15c: links Oben: höchster Transversalimpuls der Leptonen, rechts Oben: zweithöchster Transversalimpuls der Leptonen, links Mitte: invariante Masse des Leptonen-Systems, rechts Mitte: Anzahl der Jets, links Unten: Transversalimpuls des $\tau\tau$ -Systems, rechts Unten: Azimutalwinkel zwischen den Leptonen

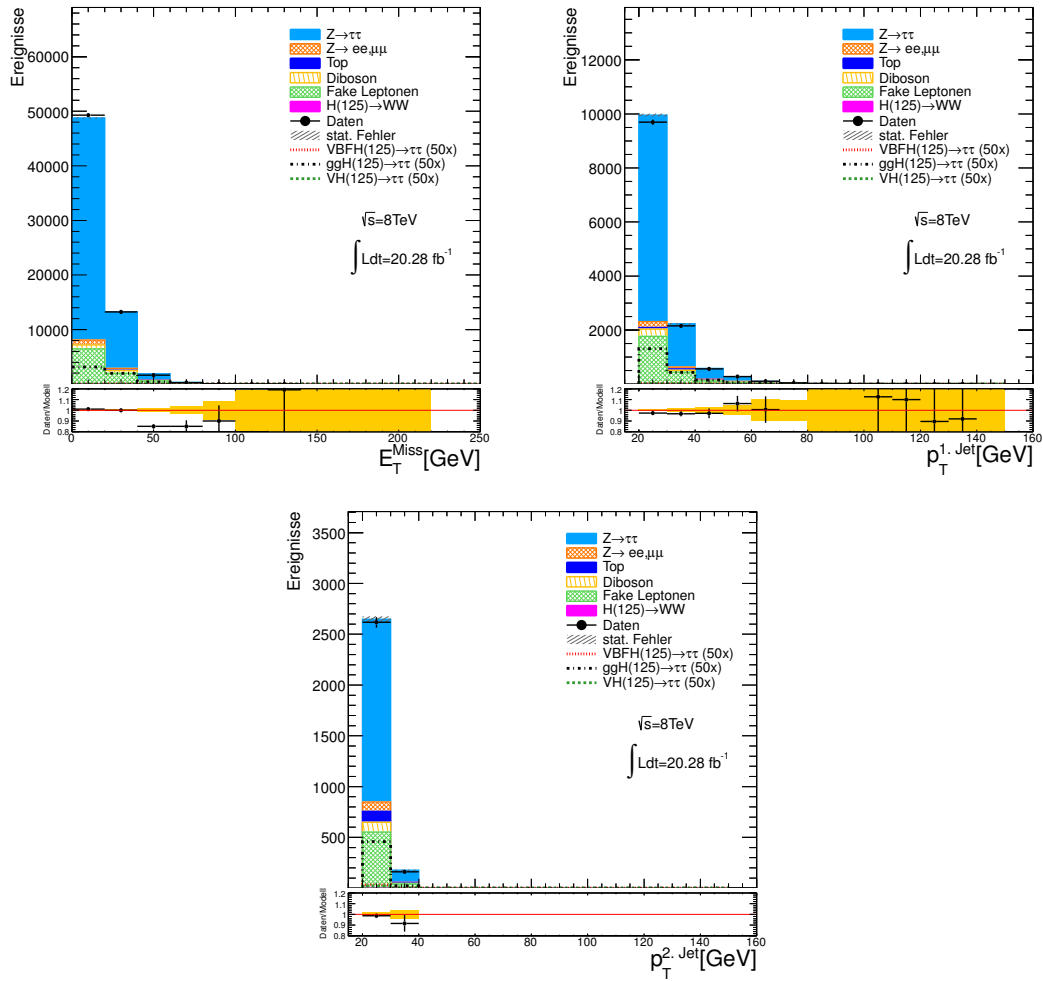


Abbildung 8.10: Verteilungen in der mod. REST-Kategorie nach Schnitt 15c: links Oben: fehlende Transversalenergie, rechts Oben: höchster Transversalimpuls der Jets, Unten: zweithöchster Transversalimpuls der Jets

8.3 BDT-Training

Für die modifizierte BOOSTED- und REST-Kategorie wurde dasselbe Training und dieselben Variablen wie in Kapitel 7.2 verwendet. Für die VH-Kategorie wurde ein neues Training durchgeführt. Als Signal-Ereignisse wurden dabei nur die simulierten VH-Ereignisse berücksichtigt.

Zu Beginn wurden 53 Variablen getestet. Da die MMC-Masse eine sehr hohe Sensitivität auf das Signal besitzt, wurden alle Variablen mit einer Korrelation größer 50 % zur MMC-Masse aus dem Training entfernt. Anschließend wurde schrittweise die Variable mit dem niedrigsten Rang entfernt. Dieser Rang ist dadurch definiert, wie oft die Variable während des Trainings durch den Algorithmus ausgewählt wurde. Die Variable mit dem niedrigsten Rang wurde dementsprechend am wenigsten benutzt. Dieser Schritt wurde wiederholt, bis eine Anzahl von 10 Variablen erreicht war. Diese Variablen sind:

m_{MMC} : Die invariante $\tau\tau$ -Masse des Higgs-Boson-Kandidaten, die durch den MMC-Algorithmus [102, 103] bestimmt wird

m_{jj} : Die invariante Masse der zwei Jets mit den höchsten Transversalimpulsen

$p_T(2.Jet)$: Der zweithöchste Transversalimpuls der Jets

$\Delta\eta(LL, JJ)$: Die Pseudorapidität zwischen dem Lepton- und dem Jet-System

$p_T(2.Lepton)$: Der niedrigere Transversalimpuls der beiden Leptonen

$p_T^{\tau\tau}/p_T(1.Jet)$: Das Verhältnis des Transversalimpulses des Tau-Systems und des höchsten Transversalimpulses der Jets

η_{Jet}^* : Die *Zeppenfeld-Variable* [117] η_{Jet}^* ist definiert als:

$$\eta_{Jet}^* = \eta_{3.Jet} - \frac{\eta_{1.Jet} + \eta_{2.Jet}}{2} \quad (8.1)$$

$m_T^{l_1}$: Die transversale Masse des Leptons mit höchstem Transversalimpuls und der fehlenden Transversalenergie

$\sqrt{x_1^2 + x_2^2}$: Die Wurzel der quadratischen Summe der sichtbaren Anteile des Transversalimpulses der Zerfallsprodukte des Higgs-Bosons

$\Delta\phi(H, JJ)$: Der Azimuthal-Winkel zwischen dem Higgs-Boson und dem Jet-System

Die Korrelationen zwischen diesen Variablen sind in Abbildung 8.11 und die Verteilungen der Trainingsvariablen der modifizierten Kategorien in den Abbildungen 8.12 bis 8.17 zu sehen.

Die Parameter der Bäume wurden so gewählt, dass eine gute Trennung zwischen Signal- und Untergrund erreicht wird und kein Übertraining auftritt. In Tabelle 8.6 sind die benutzten Parameter aufgeführt. ν ist hierbei die Lernrate und f der Anteil der Ereignisse der Trainingsmenge, die der Entscheidungsbaum erhält (siehe Kapitel 7.1). Die Tests auf Übertraining der beiden BDT-Trainings sind in Abbildung 8.18 zu sehen. Für das erste Training ergab der Kolmogorov-Smirnov-Test eine Übereinstimmung von 23 % für das Signal und 98 % für den Untergrund. Für das zweite Training ergab der Test 52 % für das Signal und 10 % für den Untergrund. In Abbildung 8.19 sind Beispiele der Verteilungen für andere Trainingsparameter zu sehen, die ein größeres Übertraining ergeben. Besonders die Übereinstimmung des Untergrundes des zweiten Trainings verringert sich dabei auf 0.1 bzw. 9.6 %.

Die erwarteten Verteilungen der Antworten der Boosted Decision Trees für die verschiedenen Kategorien sind in Abbildung 8.20 zu sehen.

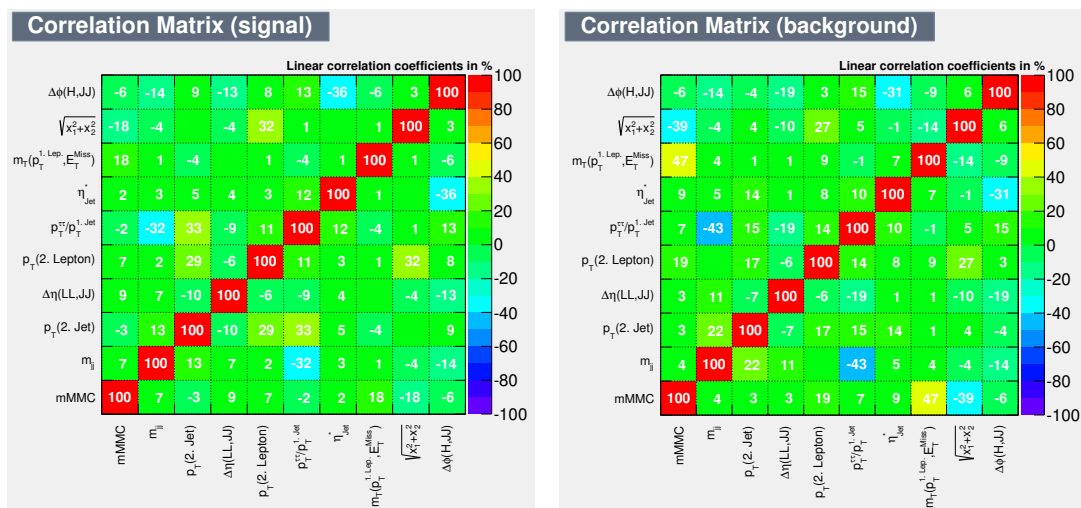


Abbildung 8.11: Korrelationen zwischen den Trainingsvariablen der VH-Kategorie für Signal (links) und Untergrund (rechts)

Parameter	Wert
Anzahl der Bäume	250
Minimale Anzahl der Ereignisse in einem Blatt	150
Lernrate ν	0.05
Anteil f der Trainings-Ereignisse in Baum	0.5
Anzahl Schnittwerte	30
Maximale Schnitte	3

Tabelle 8.6: Parameter des Trainings der VH-Kategorie

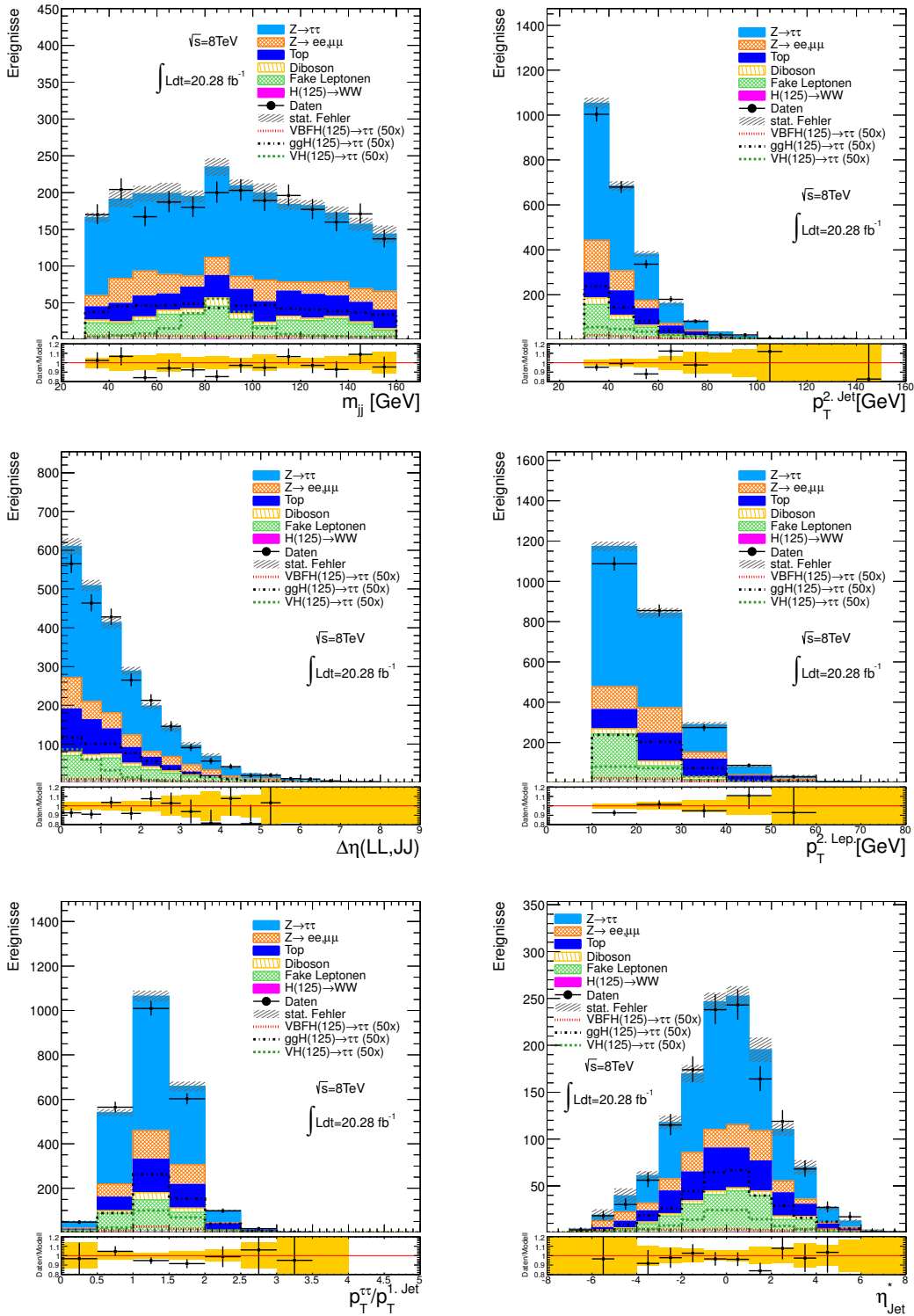


Abbildung 8.12: Verteilungen der Trainingsvariablen der VH-Kategorie nach Schnitt 21.: links Oben: invariante Masse der Leptonen, rechts Oben: zweithöchster Transversalimpuls der Jets, links Mitte: Pseudorapazität zwischen dem Jet-System und dem Leptonensystem, rechts Mitte: zweithöchster Transversalimpuls der Leptonen, links Unten: Verhältnis der Transversalimpuls des $\tau\tau$ -Systems und des Jets mit höchstem Transversalimpuls, rechts Unten: Zeppenfeld-Variablen

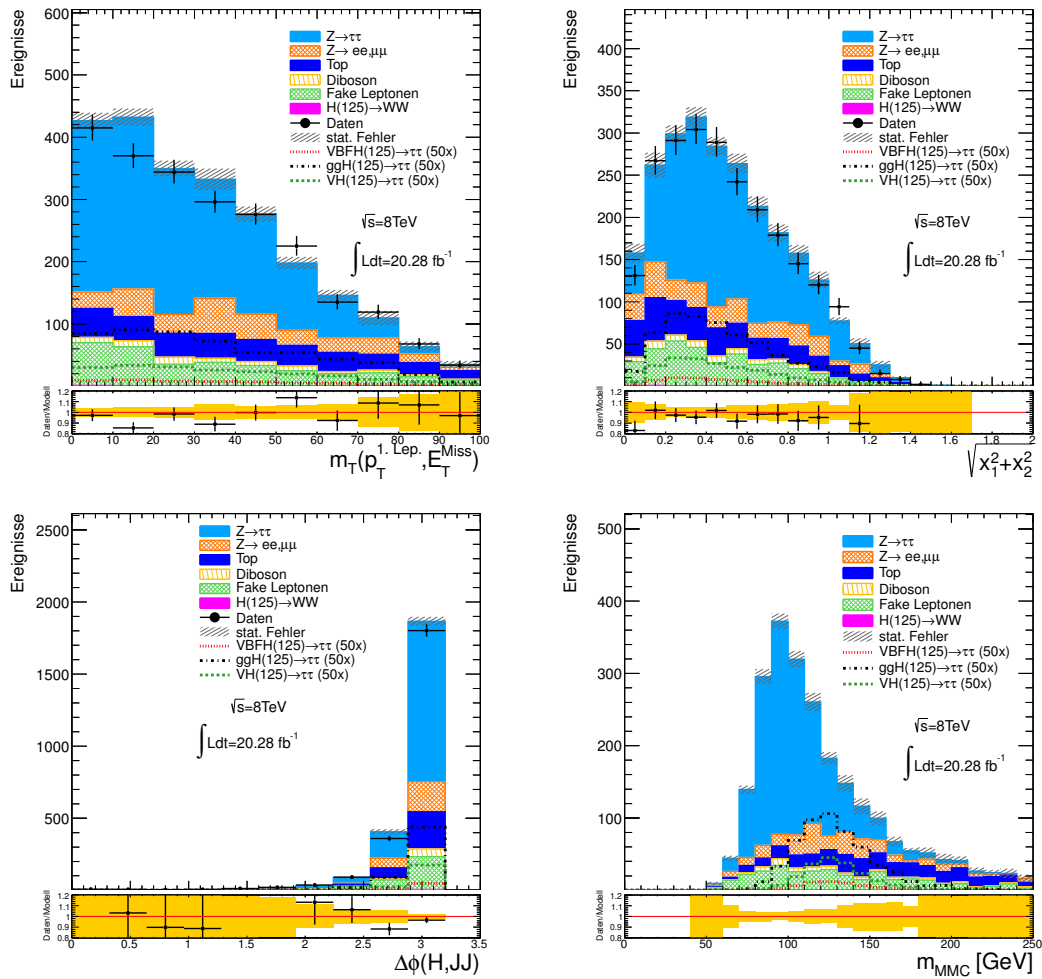


Abbildung 8.13: Verteilungen der Trainingsvariablen der VH-Kategorie nach Schnitt 21.: links Oben: transversale Masse des Leptons mit höchstem Transversalimpuls und der fehlenden Transversalenergie, rechts Oben: Wurzel der quadratischen Summe von x_1 und x_2 , links Unten: Azimutalwinkel zwischen dem $\tau\tau$ -System und dem Jet-System, rechts Unten: MMC-Masse

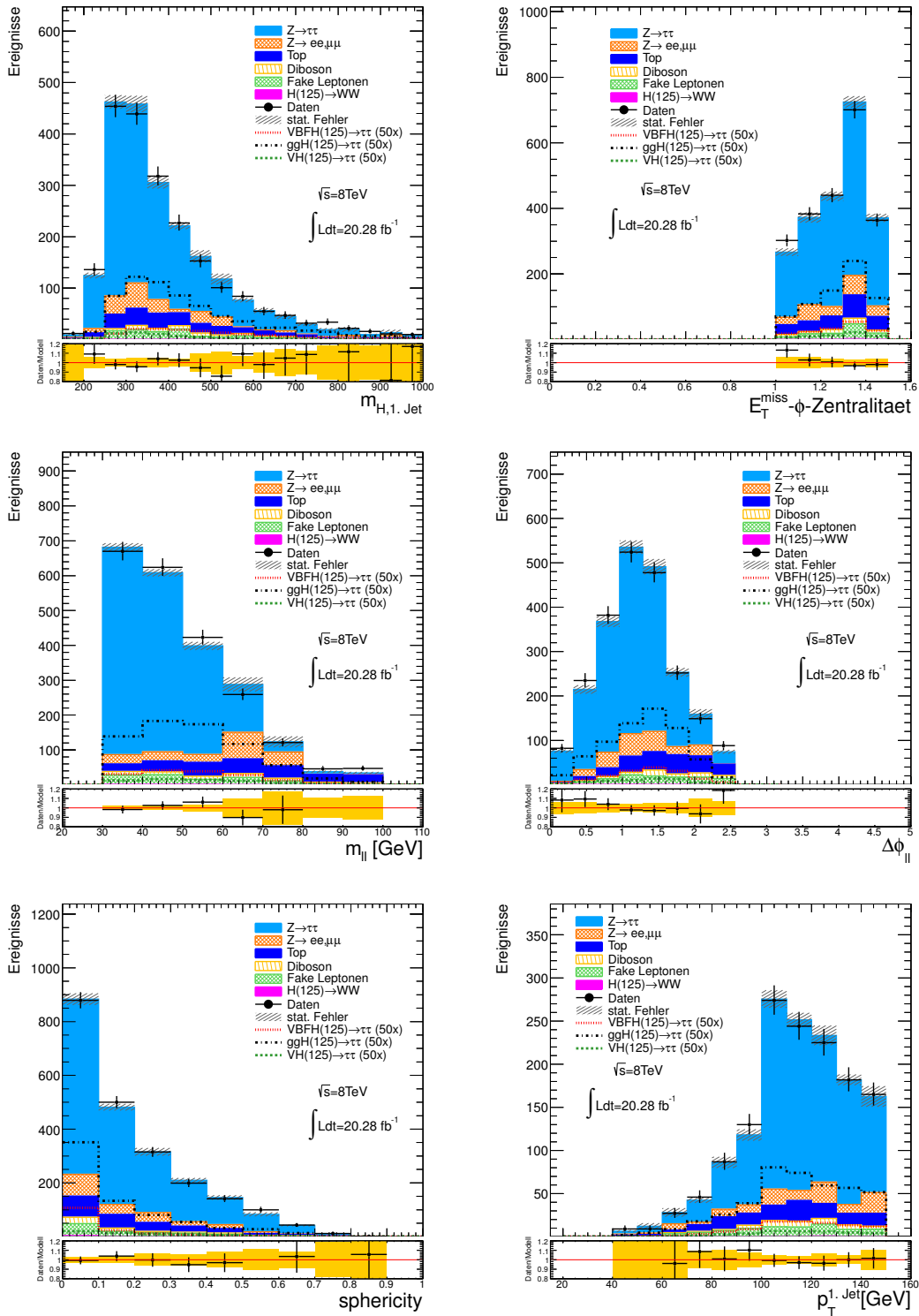


Abbildung 8.14: Verteilungen der Trainingsvariablen der mod. BOOSTED-Kategorie nach Schnitt 19b.: links Oben: invariante Masse des $\tau\tau$ -Systems und des Jets mit höchstem Transversalimpuls, rechts Oben: $E_T^{\text{miss}} - \phi$ -Zentralität, links Mitte: invariante Masse der Jets, rechts Mitte: Azimutalwinkel zwischen den Leptonen, links Unten: Spherizität, rechts Unten: höchster Transversalimpuls der Jets

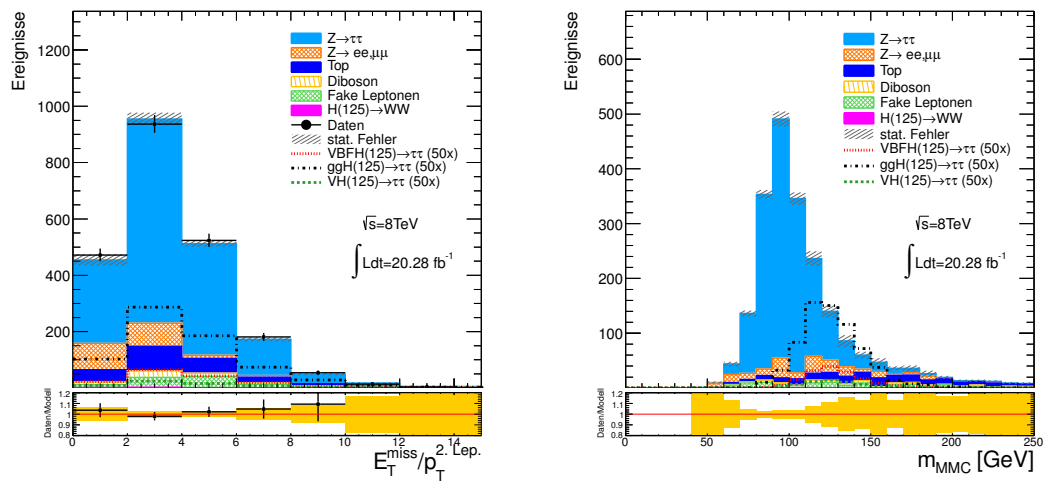


Abbildung 8.15: Verteilungen der Trainingsvariablen der mod. BOOSTED-Kategorie nach Schnitt 19b.: links: Verhältnis der fehlenden Transversalenergie zum zweithöchsten Transversalimpuls der Leptonen, recht: MMC-Masse

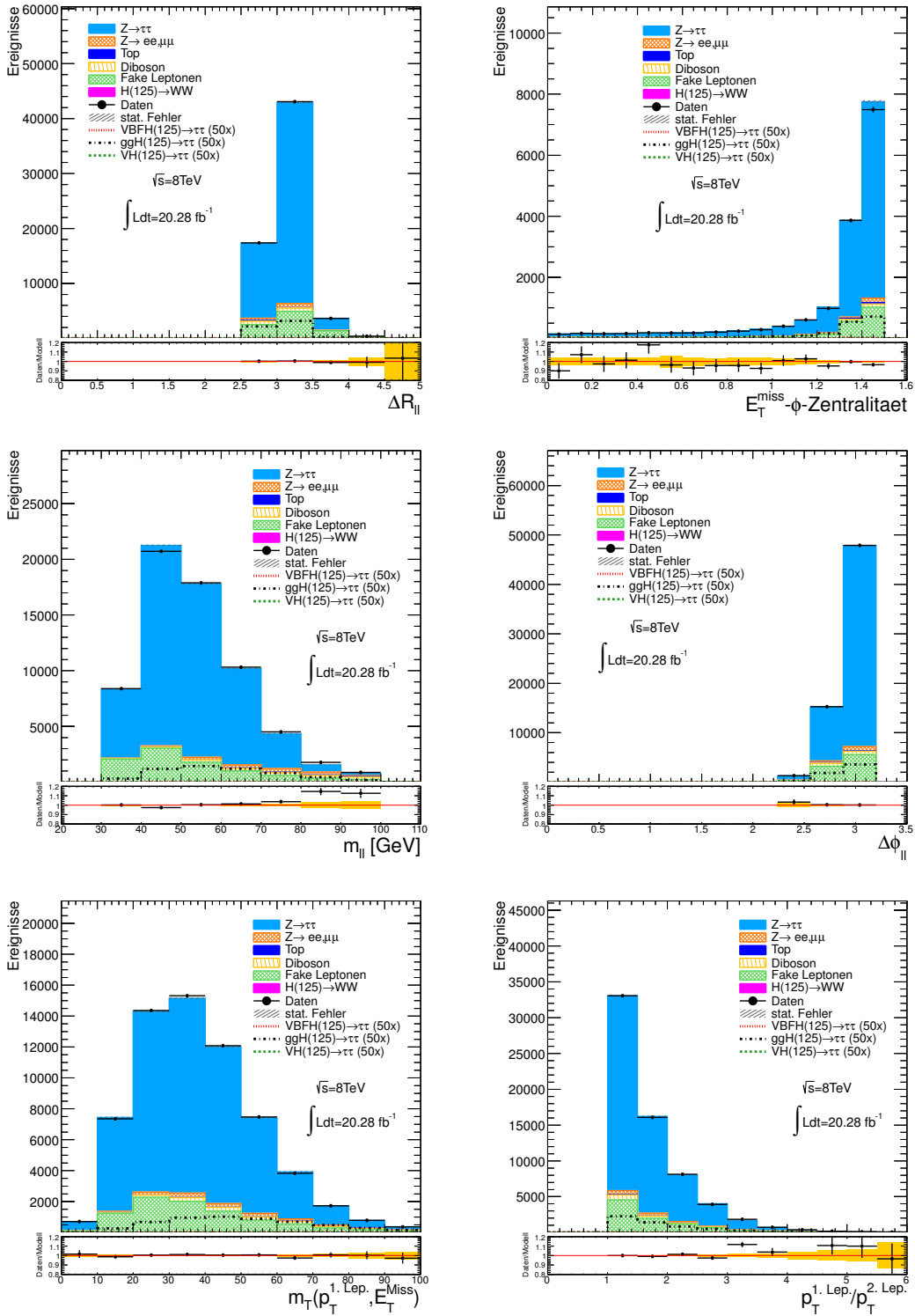


Abbildung 8.16: Verteilungen der Trainingsvariablen der mod. REST-Kategorie nach Schnitt 15c.: links Oben: ΔR zwischen den Leptonen, rechts Oben: $E_{\text{miss}}^T - \phi$ -Zentralität, links Mitte: invariante Masse der Jets, rechts Mitte: Azimutalwinkel zwischen den Leptonen, links Unten: transversale Masse des Leptons mit höchstem Transversalimpuls und der fehlenden Transversalenergie, rechts Unten: Verhältnis des höchsten und zweihochsten Transversalimpulses der Leptonen

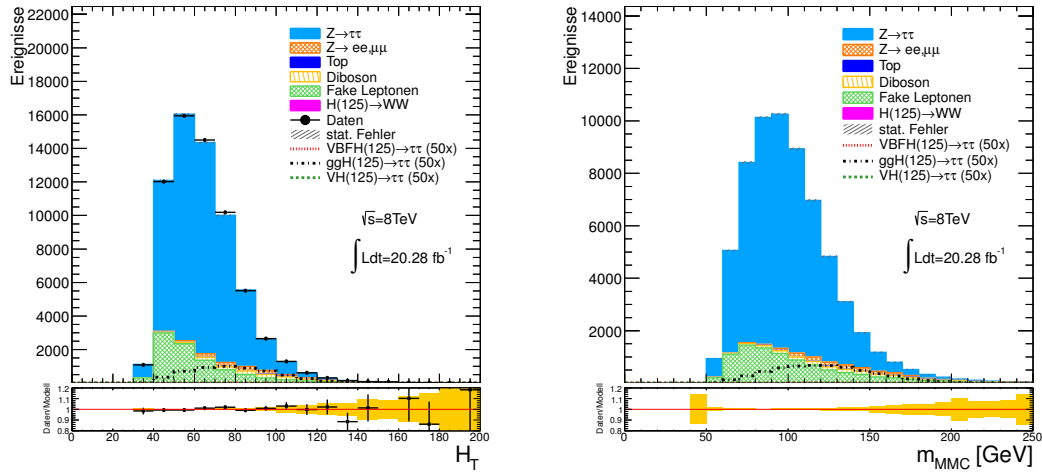


Abbildung 8.17: Verteilungen der Trainingsvariablen der mod. REST-Kategorie nach Schnitt 15c.: links: Summe der Transversalimpulse der beiden Leptonen und der fehlenden Transversalenergie, rechts: MMC-Masse

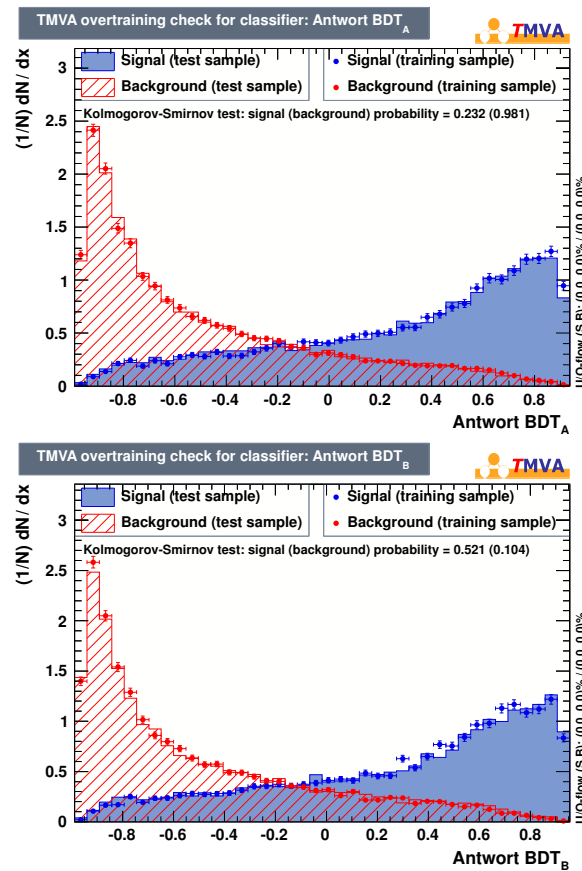


Abbildung 8.18: Test auf Übertraining der beiden BDT-Trainings der VH-Kategorie mit 250 Entscheidungsbäumen und maximal 3 Variablen

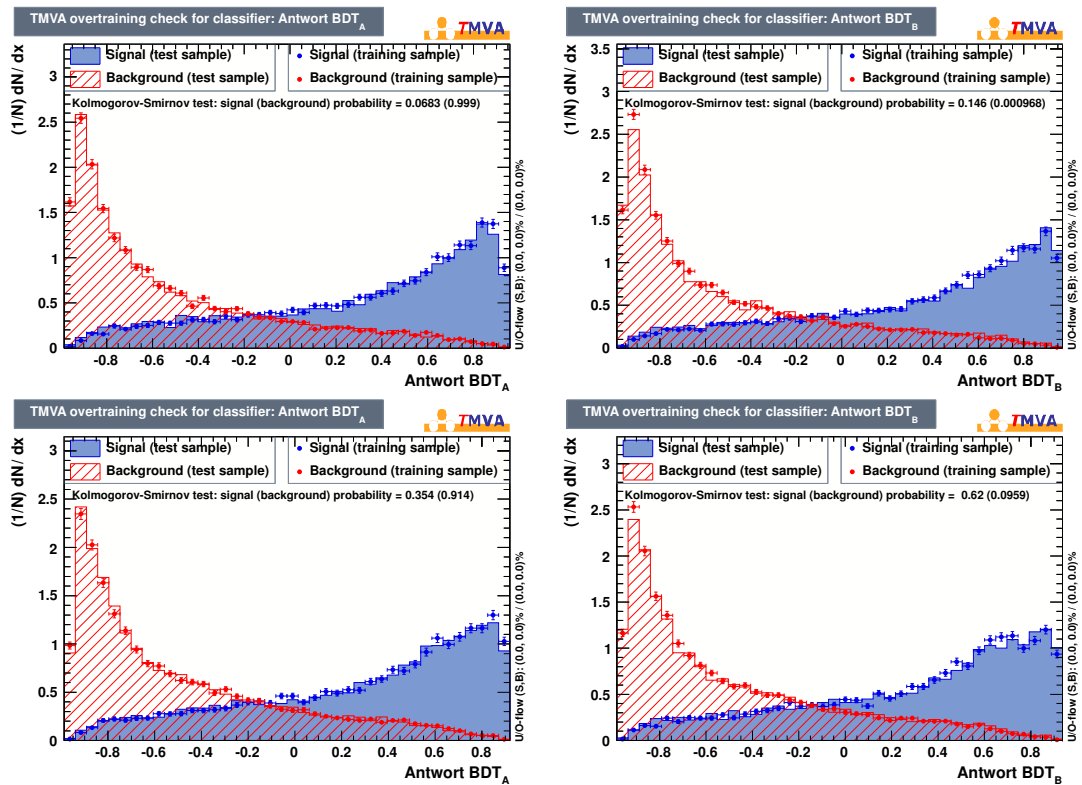


Abbildung 8.19: Test auf Übertraining mit alternativen Trainingsparametern, oben mit maximal 4 statt 3 Variablen, unten mit 200 statt 250 Entscheidungsbäumen

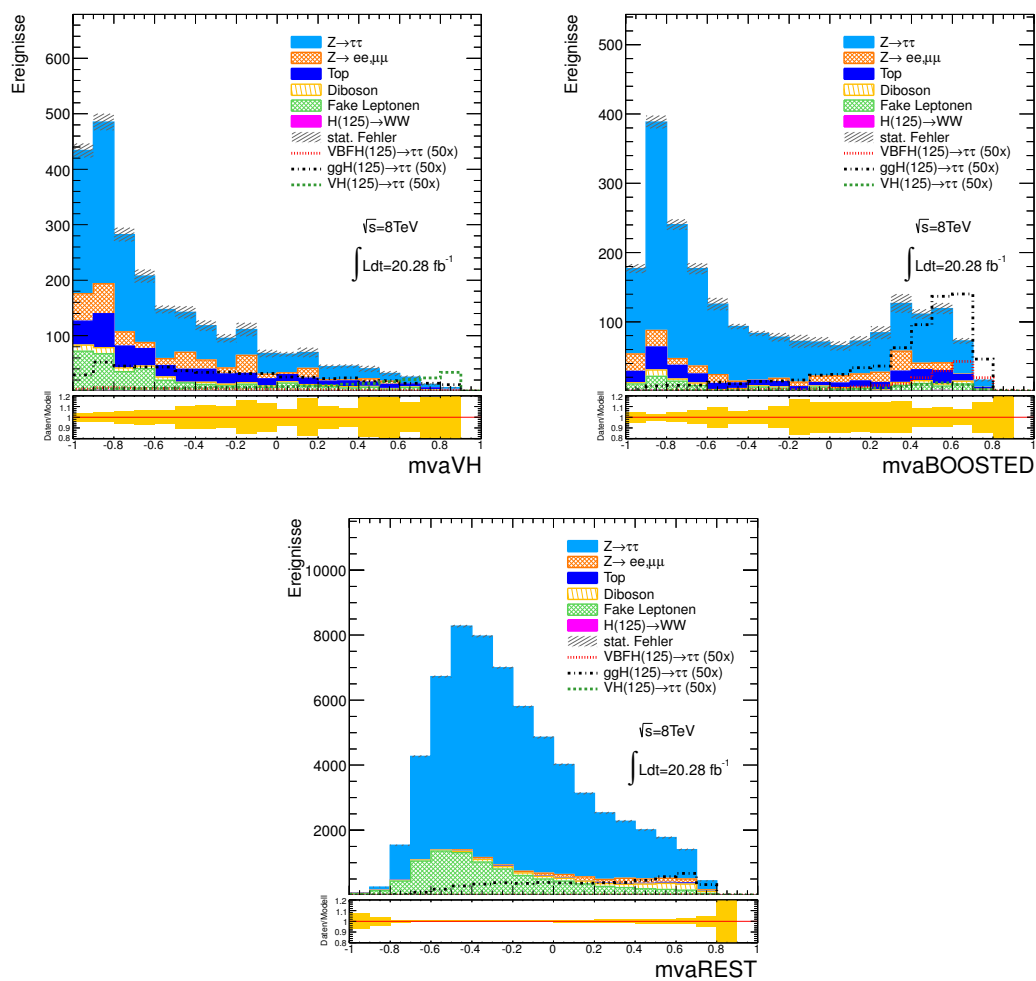


Abbildung 8.20: Die erwarteten Verteilungen der Antworten der Boosted Decision Trees: links Oben: VH-Kategorie, rechts Oben: mod. BOOSTED-Kategorie, Unten: mod. REST-Kategorie

Kapitel 9

Systematische Unsicherheiten

Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheiten wurden die in der Analyse festgelegten Parameter je nach Fehlerquelle, deren Einfluss man quantifizieren will, innerhalb ihrer jeweiligen Unsicherheit variiert und die Analyse nochmals komplett wiederholt. Dabei wird zwischen Fehlerquellen unterschieden, die die Normierung der Verteilung der finalen Diskriminante betreffen (im Folgenden mit “Norm” gekennzeichnet) und Fehlerquellen, die die Form der Verteilung der finalen Diskriminante betreffen (im Folgenden mit “Form” gekennzeichnet). Für Letztere wird die Variation für jeden Bin der finalen Diskriminantenverteilung durchgeführt. Zudem wird die Unsicherheit auf die Abschätzung der Untergründe berücksichtigt. Die Werte wurden der derzeit bei ATLAS durchgeführten Analyse entnommen, wobei die Unsicherheiten der Normierung des $t\bar{t}$ -Untergrundes im Rahmen dieser Arbeit bestimmt wurden.

Es folgt eine Auflistung der berücksichtigten Fehlerquellen und ihren Einfluss auf die Normierung der Verteilung der finalen Diskriminanten. Dabei sind bis auf die Untergrundabschätzungen die Unsicherheiten der verschiedenen Kategorien vollständig miteinander korreliert.

Luminosität

Die Unsicherheit auf die integrierte Luminosität beträgt $\pm 2.8\%$. Die Bestimmung erfolgte durch die in [119] beschriebene Methode. (Norm)

E_T^{miss} “Soft Term” (ST)

Unsicherheit auf die Skala und Auflösung des “Soft Term”-Betrags zur fehlenden Transversalenergie [120]. Dieser beinhaltet die Kalorimetereinträge, die keinem physikalischen Objekt zugeordnet wurden. Der Einfluss der Unsicherheit der absoluten Energieskala auf die Normierung beträgt zwischen 0.1 und 1.6%, der der Auflösung zwischen 0.1 und 3.1%. (Norm)

Jet-Energieauflösung

Unsicherheit auf die Auflösung der Jet-Energie [121]. Der Einfluss auf die Normierung beträgt zwischen 0.1 und 10.9%, wobei die größten Werte in der VBF-Kategorie auftreten, da hier mindestens zwei Jets gefordert werden. (Norm)

Jet-Energieskala

Hier werden insgesamt 11 Unsicherheiten berücksichtigt [122, 123, 124, 125]:

- Unsicherheit auf die Jet-Kalibration (Form)
- Unsicherheit auf die theoretischen Vorhersagen der Jet-Eigenschaften (Form) und die Statistik (Norm) in Abhängigkeit der Pseudorapidität η
- Unsicherheit auf den Anteil der Jets aus Quark- bzw. Gluon-Fragmentation (Form)
- Unsicherheit auf die Energieskala der b-Jets (Form)

- Unsicherheit auf μ , die mittlere Anzahl der Wechselwirkungen pro Strahlüberkreuzung (Norm)
- Unsicherheit auf die Anzahl der rekonstruierten Primärvertizes der Proton-Proton-Kollisionen einer Strahlüberkreuzung (Norm)
- Unsicherheit auf den Median der Verteilung p_T/A . p_T ist dabei der Transversalimpuls eines Jets und A die “Fläche” des Jets, die aus dem umgebenden (η, ϕ) -Zylinder bestimmt wird. Kleine Werte von p_T/A bedeuten dabei einen größeren Pile-Up. (Form)

Die quadratische Summe der Unsicherheiten (unter der Annahme, dass diese unkorreliert sind) auf die Normierung beträgt zwischen 0.2 und 13.2 %. Die größte Unsicherheit ist dabei in der VBF-Kategorie für die sonstigen Untergründe ($Z \rightarrow ll$, Diboson $H \rightarrow WW$) zu finden. In der REST-Kategorie spielt diese Unsicherheit keine Rolle, da dort keine besonderen kinematischen Anforderungen an die Jets gestellt werden. Für den $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund müssen keine Unsicherheiten in Bezug auf Jets berücksichtigt werden, da bei der zur Abschätzung dieses Untergrundes verwendeten Embedding-Methode Jets aus Daten genommen werden.

Trigger-Skalierungsfaktor

Unsicherheit auf die Trigger-Skalierungsfaktoren. Diese betragen für die Signal-Prozesse +0.5/-1.7 % und für die Untergrundprozesse +1.7/-3.9 %. (Norm)

Rekonstruktions- und Identifikations-Effizienzen der Leptonen

Unsicherheiten auf die Korrekturfaktoren für die Rekonstruktions- und Identifikations-Nachweiswahrscheinlichkeiten der Leptonen [126, 127]. Für Elektronen beträgt der Einfluss auf die Normierung zwischen 0.6 und 2.0 % und für Myonen zwischen 0.1 und 0.7 %. (Norm)

Energie- und Impuls-Auflösung der Leptonen

Unsicherheit auf die Auflösung der Elektronenergie und des Myonimpulses [127, 128]. Der Einfluss der Unsicherheit der Elektronenergie auf die Normierung beträgt zwischen 0.1 und 5.0 % und der der Unsicherheit des Myonimpulses zwischen 0.1 und 0.2 %. (Norm)

Lepton-Energie- und Impulsskala

Unsicherheit auf die Skala der Elektronenergie und des Myonimpulses. Für Elektronen beträgt der Einfluss dieser Unsicherheit auf die Normierung zwischen 0.1 und 1.0 % und für Myonen zwischen 0.1 und 0.2 %. (Norm)

JVF

Unsicherheit auf die “Jet vertex fraction”. Der Einfluss auf die Normierung beträgt zwischen 0.1 und 0.9 %. (Norm)

“b-Tagging”-Effizienz

Unsicherheit auf den “b-Tagging”-Skalierungsfaktor. Der Einfluss dieser Unsicherheit auf die Normierung beträgt zwischen 0.1 und 16.1 % und ist am relevantesten für den $t\bar{t}$ -Untergrund. (Norm)

Renormierungs- und Faktorisierungsskala

Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte der Prozesse findet nur bis zu einer bestimmten Ordnung in der Störungstheorie statt. Die fehlenden Korrekturen höherer Ordnung führen zu einer weiteren Unsicherheit. Zur Bestimmung dieser wurden die Renormierungs- und Faktorisierungsskalen variiert [129, 130]. Diese Unsicherheit wurde für die Signalprozesse und den Diboson-Prozess berücksichtigt. Für Gluon-Gluon-Fusion beträgt der Einfluss dieser Unsicherheit auf die Normierung bis zu 24.7 %, für die anderen Prozesse zwischen 1.0 und 5.0 %. (Norm)

PDF

Unsicherheit auf die “Parton Density Function”, die die Impulsverteilung der Partonen im Proton beschreibt [131]. Zur Bestimmung wurden verschiedene Parametrisierungen verglichen. Dabei wurde zwischen Signal - und Untergrundprozessen und dem Anfangszustand, gg oder $q\bar{q}$, unterschieden. Für Gluon-Gluon-Fusion beträgt der Einfluss der Unsicherheit auf die Normierung $+8.0/-7.0\%$, für Vektorbosonfusion und Higgs-Strahlung $\pm 3.0\%$ und für die sonstigen Untergründe $\pm 1.2\%$. (Norm)

“Underlying Event”

Unsicherheit auf die gg - oder $q\bar{q}$ -Prozesse, die zusätzlich zu der “harten” Kollision auftreten. Diese ist nur in der VBF-Kategorie relevant, da dort mindestens zwei Jets mit $\Delta\eta_{jj} > 2.2$ gefordert werden und diese Topologie durch zusätzliche Jets des “Underlying Event” beeinflusst wird. Der Einfluss auf die Normierung beträgt $\pm 30.0\%$ (gg) und $\pm 6.0\%$ ($q\bar{q}$). (Norm)

$d\sigma/dp_T^H$

Unsicherheit auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T^H$. Dieser ist in der Higgs-Boson-Produktion durch Gluon-Gluon-Fusion abhängig von den Massen der Quarks in der Quarkschleife. Diese Abhängigkeit wird von den Generatoren POWHEG und MC@NLO jeweils anders modelliert [132, 133]. Dies führt zu einer Unsicherheit auf die Normierung von 18% in der VBF-Kategorie, 29% in der BOOSTED-Kategorie und 11% in der REST-Kategorie. Da p_T^H zur Definition der BOOSTED-Kategorie genutzt wird, ist dort der Einfluss der Unsicherheit am größten. (Norm)

τ -Verzweigungsverhältnis

Unsicherheit auf die Verzweigungsverhältnisse des τ -Zerfalls. Diese betrifft nur die Signalprozesse und führt zu einer Unsicherheit der Normierung von $\pm 5.7\%$. (Norm)

Embedding-Methode

Für die zur Abschätzung des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrundes genutzte Embedding-Methode (siehe Kapitel 6.2.1) werden $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse aus Daten verwendet, wobei die Myonen ein Isolationskriterium erfüllen müssen. Die Variation dieses Kriteriums liefert eine Unsicherheit auf die Form der Verteilung des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrundes. Bei der Embedding-Methode werden zudem die Energiedepositionen in Kalorimeterzellen aus simulierten $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen von den Daten- $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen abgezogen. So erhält man eine weitere Unsicherheit auf die Form aus der Variation der Energie jeder Kalorimeterzelle. Die Auswirkungen der Aufwärts- und Abwärtsvariationen auf die Form sind in Abbildung 9.1 zu sehen. (Form)

Untergrundabschätzung

Unsicherheiten auf die Abschätzung der $t\bar{t}$ -, $Z \rightarrow ll$ -, $Z \rightarrow \tau\tau$ - und Fake-Lepton-Untergründe. Für die $Z \rightarrow \tau\tau$ -Normierung beträgt die Unsicherheit $\pm 15.0\%$ in der VBF- und BOOSTED-Kategorie, in der REST-Kategorie ist sie irrelevant, da dort nur der $e\mu$ -Endzustand betrachtet wird. Die Unsicherheiten der Normierungen betragen: $t\bar{t}$ -Untergrund: $3.0\%-6.0\%$, $Z \rightarrow ll$ -Untergrund: $5.5\%-6.4\%$, $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund: 15.0% und Fake-Lepton-Untergrund: $14.5\%-33.0\%$. (Norm)

Der Einfluss der verschiedenen systematischen Unsicherheiten auf die Normierung und Form der Verteilung der finalen Diskriminante, die Antworten der “Boosted Decision Trees”, und auf die Normierungsfaktoren der $t\bar{t}$ -, $Z \rightarrow ll$ - und $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergründe kann so bei den durchgeführten Hypothesentests berücksichtigt werden. Die Unsicherheiten auf die Normierung der Verteilung der BDT-Antworten der VBF-, BOOSTED- und REST-Kategorie sind in den Tabellen 9.1 bis 9.3 aufgeführt. Für diese Arbeit wurden die Unsicherheiten der Kategorien der Standardanalyse für die Kategorien der modifizierten Analyse übernommen. Zudem wurden die Unsicherheiten der BOOSTED-Kategorie für die neue VH-Kategorie verwendet, weshalb zu dieser keine separate Tabelle aufgeführt ist. Falls eine systematische Unsicherheit für einen Prozess keine oder nur eine geringe Relevanz ($< 0.1\%$) hat,

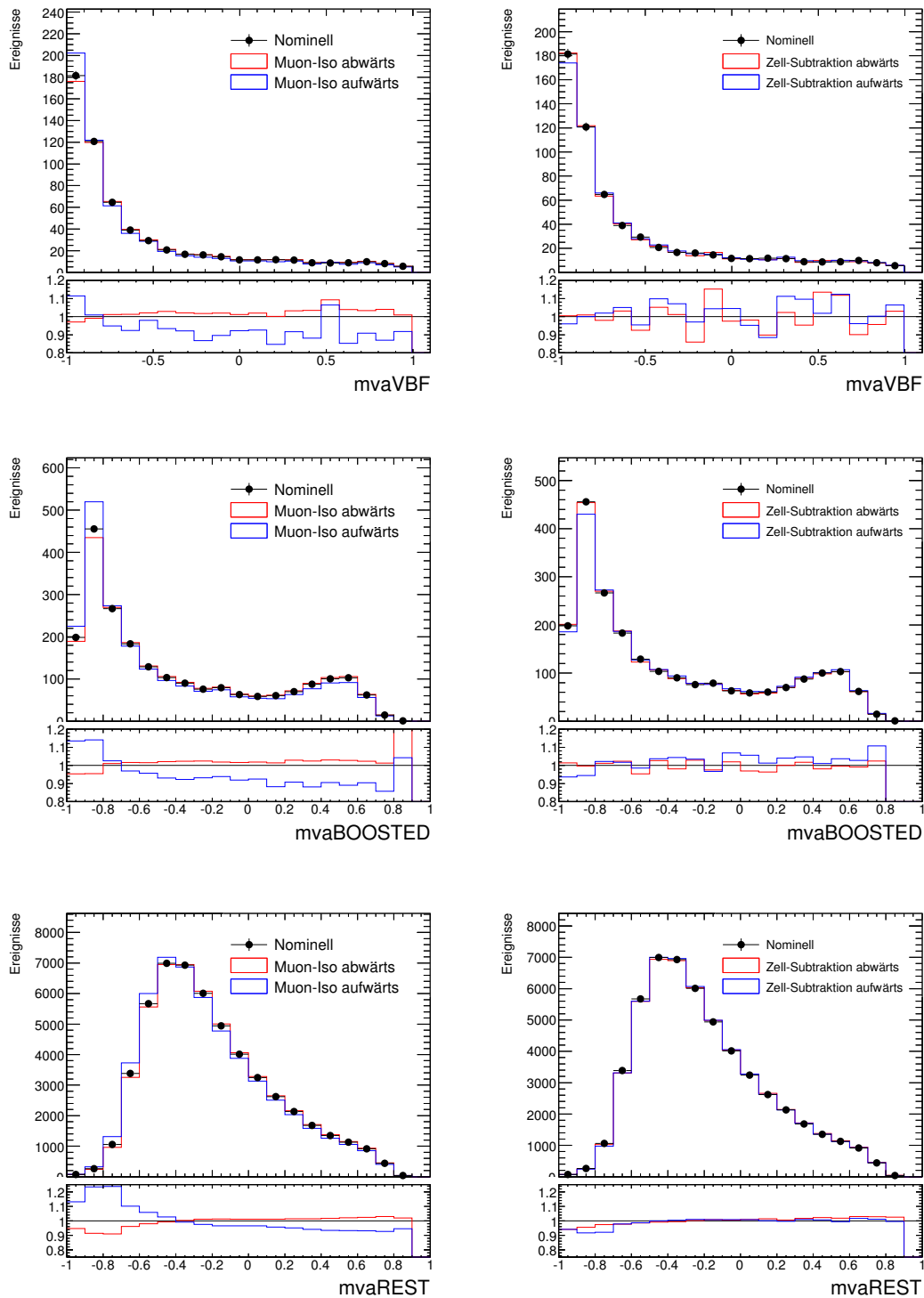


Abbildung 9.1: Auswirkungen auf die Form der Verteilung der finalen Diskriminante des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrundes durch Variation der Myon-Isolation (links) und der Zell-Subtraktion (rechts) für die VBF-Kategorie (oben), die BOOSTED-Kategorie (mitte) und die REST-Kategorie (unten).

systematische Unsicherheit	ggH	VBFH	VH	$Z \rightarrow \tau\tau$	“Fake-Leptonen”	$t\bar{t}$	sonstige Untergründe
$t\bar{t}$ -Normierung	-	-	-	-	-	± 6.0	-
$Z \rightarrow l\bar{l}$ -Normierung	-	-	-	-	-	-	± 6.4
$Z \rightarrow \tau\tau$ -Normierung	-	-	-	± 15.0	-	-	-
Fake-Normierung	-	-	-	-	± 20.0	-	-
Trigger Skalierungsfaktoren	+0.5/-1.7	+0.5/-1.7	+0.5/-1.7	+1.7/-3.9	-	+1.7/-3.9	+1.7/-3.9
Effizienz Elektronen	± 1.4	± 1.2	± 0.8	± 1.3	-	± 1.2	± 2.0
Energieskala Elektronen	+0.1	+0.2/-0.4	+0.3	± 0.3	-	+0.4/-0.2	+0.4/-0.2
Energieaufl. Elektronen	± 0.3	-	± 0.2	+0.7/-0.1	-	± 5.0	± 5.0
Effizienz Myonen	± 0.1	± 0.1	± 0.2	± 0.1	-	± 0.1	-
Impulsskala Myonen	± 0.8	± 0.8	± 0.7	± 0.5	-	± 0.1	± 0.1
Impulsaufl. Myonen	-	± 0.1	± 0.1	± 0.1	-	± 0.1	± 0.1
Energieskala Jets	+0.6/-2.5	+0.4/-1.5	-0.2	-	-	+0.8/-1.5	+1.3/-13.2
Energieaufl. Jets	± 1.4	± 3.6	± 10.9	-	-	± 2.8	± 2.8
Jet Vertex Fraction	+0.2/-0.1	+0.1	± 0.1	-	-	± 0.3	± 0.3
b-Tagging	± 0.1	± 0.1	± 0.3	-	-	± 13.5	± 0.1
Energieskala E_T^{miss} (ST)	+0.1	-	-	-	-	-1.6	-1.6
Energieaufl. E_T^{miss} (ST)	-0.2	-0.2	-	-	-	-3.1	-3.1
$H \rightarrow \tau\tau$ BR	± 5.7	± 5.7	± 5.7	-	-	-	-
$\sigma(ggH)$	+22.8/-19.6	-	-	-	-	-	-
$\sigma(VBFH)$	-	± 2.5	-	-	-	-	-
$\sigma(VH)$	-	-	± 1.0	-	-	-	-
$\sigma(VV)$	-	-	-	-	-	-	± 1.2
$d\sigma/dp_T^H$	± 18.0	-	-	-	-	-	-
Underlying Event (gg)	± 30.0	-	-	-	-	-	-
Underlying Event ($q\bar{q}$)	-	± 6.0	-	-	-	-	-
PDF (Hgg)	+8.0/-7.0	-	-	-	-	-	-
PDF ($Hq\bar{q}$)	-	± 3.0	± 3.0	-	-	-	-
PDF ($q\bar{q}$)	-	-	-	-	-	-	± 1.6
Summe	+43.0/-41.3	+10.0/-10.2	+12.8/-12.9	+15.2/-15.6	± 20.0	+16.0/-16.8	+9.3/-16.9

Tabelle 9.1: Systematische Unsicherheiten auf die Normierung der Verteilung der BDT-Antworten und die quadratische Summe für die VBF-Kategorie (%)

wurde diese ausgelassen.

In der VBF-Kategorie stammen die dominanten Unsicherheiten für den ggH-Signalprozess aus dem Wirkungsquerschnitt des Prozesses und dem “Underlying Event”, für den VBF-Signalprozess aus dem “Underlying Event” und dem Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $H \rightarrow \tau\tau$, für den VH-Signalprozess aus der Energieauflösung der Jets, für den $Z \rightarrow \tau\tau$ - und “Fake-Lepton“-Untergrund aus der Normierung des jeweiligen Untergrundes, für den $t\bar{t}$ -Untergrund aus dem “b-Tagging“-Skalierungsfaktor und für die sonstigen Untergründe aus der Energieskala der Jets.

In der BOOSTED-Kategorie stammen die dominanten Unsicherheiten für den ggH-Signalprozess aus dem Wirkungsquerschnitt des Prozesses und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T^H$, für den VBF- und VH-Signalprozess aus dem $H \rightarrow \tau\tau$ -Verzweigungsverhältnis und der “Parton Density Function”, für den $Z \rightarrow \tau\tau$ - und “Fake-Lepton“-Untergrund aus der Normierung des jeweiligen Untergrundes, für den $t\bar{t}$ -Untergrund aus dem “b-Tagging“-Skalierungsfaktor und für die sonstigen Untergründe aus der Energieskala der Jets.

In der REST-Kategorie stammen die dominanten Unsicherheiten für den ggH-Signalprozess aus dem Wirkungsquerschnitt des Prozesses und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T^H$, für den VBF- und VH-Signalprozess aus dem $H \rightarrow \tau\tau$ -Verzweigungsverhältnis und der “Parton Density Function”, für den $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund aus der Trigger-Skalierungsfaktoren, für den “Fake-Lepton“-Untergrund aus der Normierung des Untergrundes, für den $t\bar{t}$ -Untergrund aus dem “b-Tagging“-Skalierungsfaktor und für die sonstigen Untergründe aus den Wirkungsquerschnitten der Diboson-Prozesse und der “Parton Density Function”.

systematische Unsicherheit	ggH	VBFH	VH	$Z \rightarrow \tau\tau$	“Fake-Leptonen”	$t\bar{t}$	sonstige Untergründe
$t\bar{t}$ -Normierung	-	-	-	-	-	± 3.0	-
$Z \rightarrow ll$ -Normierung	-	-	-	-	-	-	± 5.5
$Z \rightarrow \tau\tau$ -Normierung	-	-	-	± 15.0	-	-	-
Fake-Normierung	-	-	-	-	± 33.0	-	-
Trigger Skalierungsfaktoren	+0.5/-1.7	+0.5/-1.7	+0.5/-1.7	+1.7/-3.9	-	+1.7/-3.9	+1.7/-3.9
Effizienz Elektronen	± 1.0	± 1.2	± 1.4	± 1.3	-	± 1.3	± 1.1
Energieskala Elektronen	± 0.3	+0.3/-0.4	+0.7/-0.3	+0.2	-	± 0.4	± 0.4
Energieaufl. Elektronen	± 0.2	+0.1/-0.2	± 0.3	± 0.2	-	+0.2/-0.6	+0.2/-0.6
Effizienz Myonen	± 0.2	± 0.1	± 0.1	± 0.1	-	± 0.1	± 0.1
Impulsskala Myonen	± 0.1	± 0.1	± 0.1	± 0.1	-	± 0.1	± 0.1
Impulsaufl. Myonen	-	-	± 0.2	± 0.1	-	± 0.2	± 0.2
Energieskala Jets	+0.3/-0.2	+0.7/-1.0	+0.2/-0.3	-	-	+1.1/-0.5	+1.5/-4.7
Energieaufl. Jets	± 0.1	± 1.8	± 0.3	-	-	± 2.9	± 2.9
Jet Vertex Fraction	-0.2	+0.2/-0.3	+0.1	-	-	+0.3/-0.9	+0.3/-0.9
b-Tagging	± 0.2	± 0.1	± 0.3	-	-	± 16.1	± 0.2
Energieskala E_T^{miss}	-	-	-	-	-	-0.1	-0.1
Energieaufl. E_T^{miss}	-0.1	-	-	-	-	-0.6	-0.6
$H \rightarrow \tau\tau$ BR	± 5.7	± 5.7	± 5.7	-	-	-	-
$\sigma(ggH)$	+24.7/-22.7	-	-	-	-	-	-
$\sigma(VBFH)$	-	± 2.1	-	-	-	-	-
$\sigma(VH)$	-	-	± 4.1	-	-	-	-
$\sigma(VV)$	-	-	-	-	-	-	± 1.5
$d\sigma/dp_T^H$	± 29.0	-	-	-	-	-	-
Underlying Event (gg)	-	-	-	-	-	-	-
Underlying Event ($q\bar{q}$)	-	-	-	-	-	-	-
PDF (Hgg)	+8.0/-7.0	-	-	-	-	-	-
PDF ($Hq\bar{q}$)	-	± 3.0	± 3.0	-	-	-	-
PDF ($q\bar{q}$)	-	-	-	-	-	-	± 1.2
Summe	+39.4/-38.9	+7.2/-7.4	+7.8/-8.0	+15.2/-15.6	± 33.0	+16.8/-17.2	+7.0/-9.1

Tabelle 9.2: Systematische Unsicherheiten auf die Normierung der Verteilung der BDT-Antworten und die quadratische Summe für die BOOSTED- und VH-Kategorie (%)

systematische Unsicherheit	ggH	VBFH	VH	$Z \rightarrow \tau\tau$	“Fake-Leptonen”	$t\bar{t}$	sonstige Untergründe
$t\bar{t}$ -Normierung	-	-	-	-	-	± 3.0	-
$Z \rightarrow ll$ -Normierung	-	-	-	-	-	-	-
$Z \rightarrow \tau\tau$ -Normierung	-	-	-	-	-	-	-
Fake-Normierung	-	-	-	-	± 14.5	-	-
Trigger Skalierungsfaktoren	+0.5/-1.7	+0.5/-1.7	+0.5/-1.7	+1.7/-3.9	-	+1.7/-3.9	+1.7/-3.9
Effizienz Elektronen	± 0.8	± 0.6	± 0.8	± 1.0	-	± 0.6	± 1.4
Energieskala Elektronen	+0.4/-0.5	+0.4/-0.2	+0.4/-0.1	+0.5/-0.7	-	± 0.2	± 0.2
Energieaufl. Elektronen	+0.2/-0.1	+0.1	± 0.1	-0.1	-	± 0.1	± 0.1
Effizienz Myonen	± 0.4	± 0.4	± 0.4	± 0.5	-	± 0.4	± 0.7
Impulsskala Myonen	± 0.1	± 0.1	± 0.1	± 0.1	-	± 0.1	± 0.1
Impulsaufl. Myonen	± 0.1	-	-0.1	-	-	-0.1	-0.1
Energieskala Jets	-	-	-	-	-	-	-
Energieaufl. Jets	-	± 0.1	± 0.8	-	-	± 0.2	± 0.2
Jet Vertex Fraction	± 0.1	± 0.1	± 0.8	-	-	± 0.2	± 0.2
b-Tagging	-	± 0.1	± 0.2	-	-	± 12.1	-
Energieskala E_T^{miss}	+0.8/-0.7	+0.9/-0.4	± 0.7	-	-	+0.4/-0.5	+0.4/-0.5
Energieaufl. E_T^{miss}	+0.4/-0.3	± 0.7	+0.3/-0.5	-	-	+2.1/-1.0	+2.1/-1.0
$H \rightarrow \tau\tau$ BR	± 5.7	± 5.7	± 5.7	-	-	-	-
$\sigma(ggH)$	+11.2/-10.8	-	-	-	-	-	-
$\sigma(VBFH)$	-	± 2.0	-	-	-	-	-
$\sigma(VH)$	-	-	± 1.0	-	-	-	-
$\sigma(VV)$	-	-	-	-	-	-	± 5.0
$d\sigma/dp_T^H$	± 11.0	-	-	-	-	-	-
Underlying Event (gg)	-	-	-	-	-	-	-
Underlying Event ($q\bar{q}$)	-	-	-	-	-	-	-
PDF (Hgg)	+8.0/-7.0	-	-	-	-	-	-
PDF ($Hq\bar{q}$)	-	± 3.0	± 3.0	-	-	-	-
PDF ($q\bar{q}$)	-	-	-	-	-	-	± 4.0
Summe	+18.6/-18.0	+6.9/-7.0	+6.7/-6.9	+2.1/-4.1	± 14.5	+12.8/-13.1	+7.1/-7.7

Tabelle 9.3: Systematische Unsicherheiten auf die Normierung der Verteilung der BDT-Antworten und die quadratische Summe für die REST-Kategorie (%)

Kapitel 10

Erwartete Sensitivität der Standard- und der modifizierten Analyse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der zwei durchgeführten Hypothesentests vorgestellt. So wurde zum einen die Verträglichkeit mit der Nur-Untergrund-Hypothese getestet, was quantitativ durch den p -Wert ausgedrückt wird und einen Test auf die Entdeckung eines Signals darstellt. Zum anderen wurde die Verträglichkeit mit der Signal-Plus-Untergrund-Hypothese für verschiedene Signalstärken μ getestet, woraus eine obere Ausschlussgrenze für die Signalstärke ermittelt wurde.

Als finale Diskriminante diente die Verteilung der Antworten der Boosted Decision Trees. Die aufgeführten Werte sind jeweils nur die erwarteten, da, wie schon an früherer Stelle erwähnt, die Analyse “blind” gelassen wurde, also bei den Hypothesentests keine Daten berücksichtigt wurden.

Die statistischen Methoden zur Bestimmung der oberen Ausschlussgrenze der Signalstärke μ und des p -Wertes werden in Anhang A beschrieben.

Als “Standardanalyse” wird im Folgenden die bisherige Analyse mit den Kategorien VBF, BOOSTED und REST bezeichnet. Die “modifizierte Analyse” bezeichnet die Analyse mit der neuen Kategorisierung: VBF, mod. BOOSTED, mod. REST und VH.

Bei dieser Analyse wurden für die modifizierten Kategorien die Systematiken der Standardanalyse übernommen, zudem wurden für die neue VH-Kategorie die Normierungs-Systematiken der BOOSTED-Kategorie genutzt, Systematiken auf die Form der Verteilung wurden nicht berücksichtigt. Somit dürfen die Ergebnisse der modifizierten Analyse nicht als endgültig betrachtet werden und können sich nach der korrekten Berücksichtigung der Systematiken noch ändern.

Die Kontrollregionen wurden nur bei der Kombination der Kategorien berücksichtigt, die Ergebnisse der einzelnen Kategorien sind daher tendenziell schlechter dargestellt.

10.1 Ergebnisse

In Abbildung 10.1 sind die oberen Ausschlussgrenze auf σ/σ_{SM} für ein Vertrauensniveau von 95 % in Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse für die Kategorien der Standardanalyse (links) und die Kategorien der modifizierten Analyse (rechts) zusehen. Die VBF-Kategorie ist in beiden Analysen gleich. Die Ausschlussgrenzen für die Kombination der Kategorien sind in Abbildung 10.2 zu sehen, links für die Standardanalyse, rechts für die modifizierte Analyse.

In Tabelle 10.1 sind die erwarteten Ausschlussgrenzen für die Masse $m_h = 125$ GeV aufgeführt. Durch die Ereignisse, die bei der modifizierten Analyse in die VH-Kategorie übergehen, verschlechtert sich die erwartete Ausschlussgrenze für die BOOSTED- und die REST-Kategorie im Vergleich zur Standardanalyse. Bei der Masse $m_h = 125$ GeV steigt diese in der BOOSTED-Kategorie von 4.38 auf 5.86, in der REST-Kategorie von 10.32 auf 10.84.

Die erwartete Ausschlussgrenze bei der Masse $m_h = 125$ GeV in der VH-Kategorie beträgt 6.84. Durch die Hinzunahme dieser Kategorie verbessert sich die erwartete Ausschlussgrenze der Kombination der Kategorien bei einer Masse von $m_h = 125$ GeV um 5.7 % von 1.61 auf 1.52.

In Abbildung 10.3 sind die erwarteten p -Werte der Nur-Untergrund-Hypothese für die Standardanalyse (links) und die modifizierte Analyse (rechts) zu sehen. In Tabelle 10.2 sind die p -Werte und die

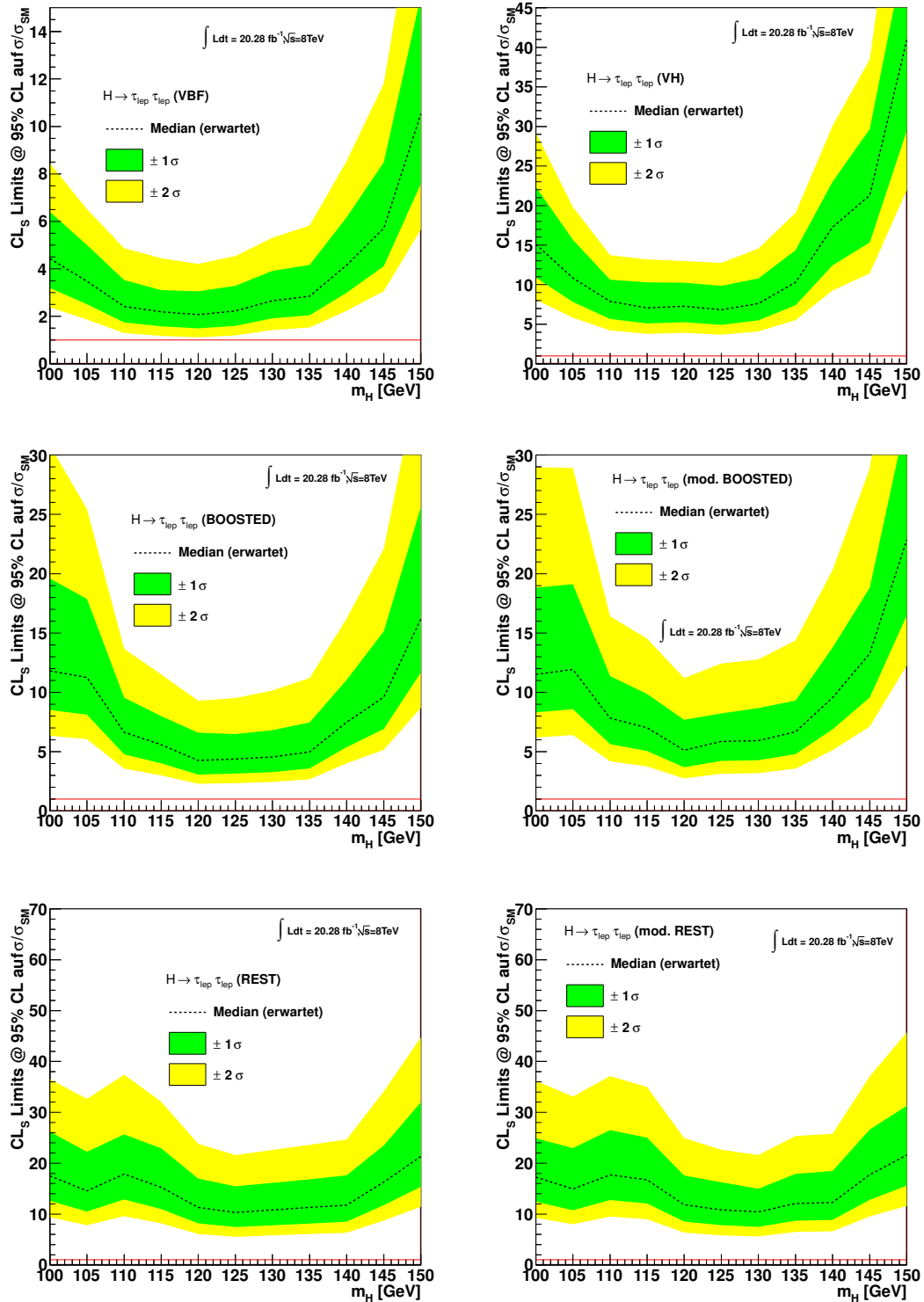


Abbildung 10.1: Obere Ausschlussgrenzen auf σ/σ_{SM} für ein Vertrauensniveau von 95 % für die Kategorien der Standardanalyse (links) und der modifizierten Analyse (rechts): links Oben: VBF, rechts Oben: VH, links Mitte: BOOSTED, rechts Mitte: mod. BOOSTED, links Unten: REST, rechts Unten: mod. REST

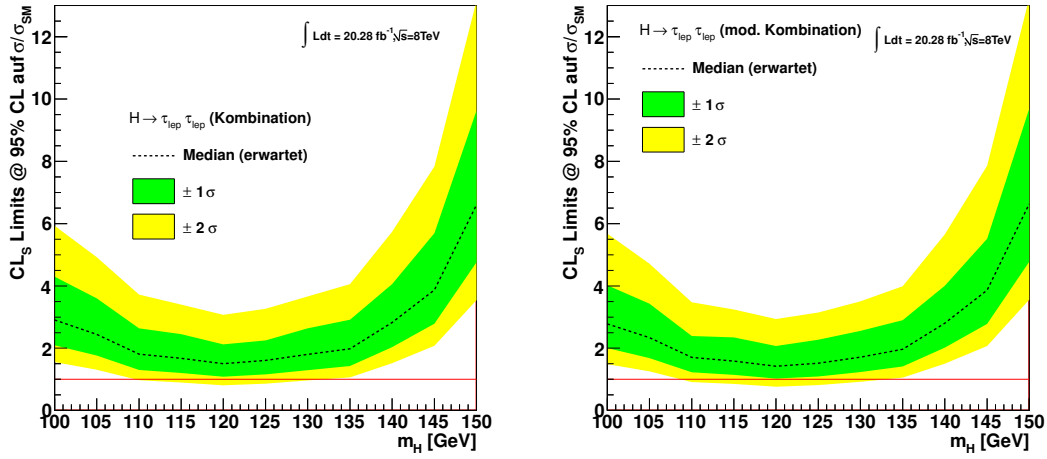


Abbildung 10.2: Obere Ausschlussgrenzen auf σ/σ_{SM} für ein Vertrauensniveau von 95 % für die Kombination der Kategorien der Standardanalyse (links) und der modifizierten Analyse (rechts)

Kategorie	σ/σ_{SM}	+2 σ	+1 σ	-1 σ	-2 σ
VBF	2.22	4.54	3.29	1.60	1.19
VH	6.83	12.75	9.87	4.93	3.67
BOOSTED	4.38	9.52	6.49	3.16	2.35
BOOSTED mod.	5.86	12.42	8.23	4.22	3.14
REST	10.32	21.62	15.45	7.43	5.54
REST mod.	10.84	22.66	16.26	7.81	5.82
Kombination	1.61	3.27	2.25	1.16	0.86
Kombination mod.	1.52	3.14	2.27	1.09	0.81

Tabelle 10.1: Erwartete Ausschlussgrenzen mit Sigmaplänen für die Kategorien der Standard- und modifizierten Analyse und die jeweilige Kombination für eine Masse $m_h = 125$ GeV

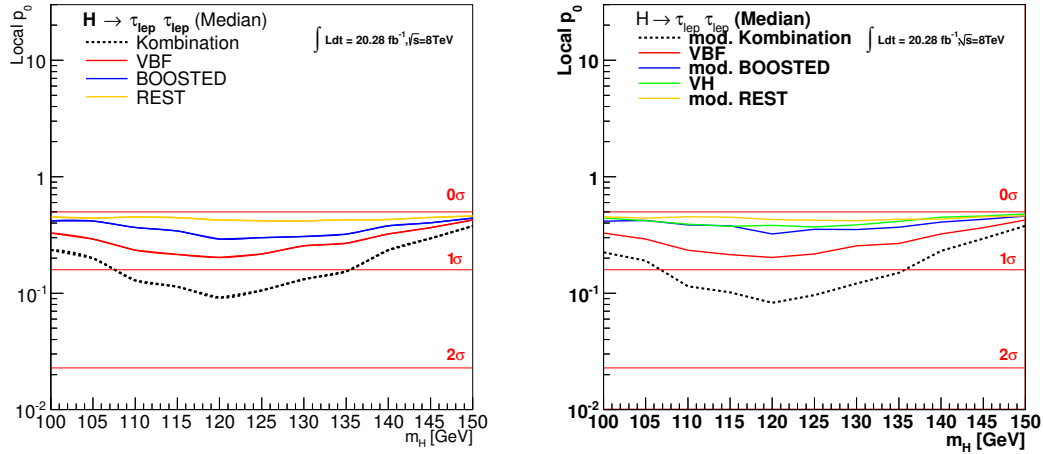


Abbildung 10.3: Erwarteter p -Wert der Nur-Untergrund-Hypothese und zugehörige Signifikanz für die Kategorien und deren Kombination für die Standardanalyse (links) und die modifizierte Analyse (rechts)

Kategorie	p -Wert	Signifikanz
VBF	0.22	0.78
VH	0.37	0.33
BOOSTED	0.30	0.52
BOOSTED mod.	0.35	0.38
REST	0.419	0.21
REST mod.	0.423	0.19
Kombination	0.11	1.25
Kombination mod.	0.10	1.30

Tabelle 10.2: p -Werte und Signifikanzen für die Kategorien der Standard- und modifizierten Analyse und die jeweilige Kombination für eine Masse $m_h = 125 \text{ GeV}$

zugehörige Signifikanz der verschiedenen Kategorien für die Masse $m_h = 125 \text{ GeV}$ aufgeführt. Bei einer Masse $m_h = 125 \text{ GeV}$ verschlechtert sich der p -Wert der BOOSTED-Kategorie durch die modifizierte Analyse von 0.30 auf 0.35, der p -Wert der REST-Kategorie nur von 0.419 auf 0.423. In der VH-Kategorie beträgt der p -Wert 0.37. Die Kombination der Kategorien verbessert sich durch die Hinzunahme der VH-Kategorie von einem p -Wert 0.11 auf 0.10, was einer Steigerung der Signifikanz um 4.3 % von 1.25 auf 1.30 entspricht.

Kapitel 11

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde eine Studie zur Suche nach dem Higgs-Boson des Standardmodells im Zerfallskanal $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 8$ TeV mit dem ATLAS-Detektor durchgeführt. Die integrierte Luminosität betrug dabei $\int \mathcal{L} dt = 20.28 \pm 0.57 \text{ fb}^{-1}$.

Zur Optimierung der Sensitivität für die verschiedenen Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons wurden die Ereignisse in Kategorien aufgeteilt. In jeder Kategorie wurde eine Multivariate Analyse anhand von *Boosted Decision Trees* durchgeführt, durch die die Trennung zwischen Signal- und Untergrundereignissen gesteigert wurde. Die Verteilung der Antworten der Boosted Decision Trees war dabei die finale Diskriminante dieser Analyse.

Der zweitwichtigste Untergrund für den betrachteten Endzustand stammt aus der Top-Quark-Paarproduktion. Ein Thema der Arbeit war die Abschätzung dieses Untergrundes aus Daten. Dazu wurden zwei Kontrollregionen definiert, in denen die Anzahl der $t\bar{t}$ -Ereignisse dominiert. Die Definition ist dabei einerseits die Forderung nach mindestens einem in den Ereignissen enthaltenen b-Tagged Jet und andererseits die Forderung nach einer invarianten Masse des Lepton-Systems von $m_{ll} > 100$ GeV. In diesen Regionen wurde für jede Kategorie und jeden der Endzustände ee , $\mu\mu$, $e\mu$, μe und den inklusiven Endzustand ein Normierungsfaktor bestimmt. Durch diesen Faktor wird der $t\bar{t}$ -Wirkungsquerschnitt der Monte Carlo-Simulation auf den in der Kontrollregion gemessenen korrigiert. Innerhalb ihrer Fehler stimmen die Faktoren einer Kategorie dabei für die verschiedenen Endzustände und Kontrollregionen überein, weshalb in der Analyse der Normierungsfaktor des inklusiven Endzustandes aus der Kontrollregion mit mindestens einem b-Tagged Jet benutzt wurde. Die benutzten Faktoren sind dabei alle innerhalb 10% mit 1 verträglich.

Der Schwerpunkt der Arbeit lag in der Untersuchung der VH-Kategorie, die die Kinematik der Higgs-Boson-Produktion durch Higgs-Strahlung ausnutzt. Das Ziel war der Vergleich zwischen der bisherigen Analyse, die die Kategorien VBF, BOOSTED und REST betrachtet, und einer modifizierten Analyse, in der zusätzlich die VH-Kategorie berücksichtigt wird. Dazu wurden Ereignisse aus der BOOSTED- und REST-Kategorie in die VH-Kategorie übertragen, um die Statistik und Sensitivität dieser Kategorie zu erhöhen. Eine Schwierigkeit der VH-Kategorie besteht darin, dass eine gute Trennkraft zwischen VH-Signal und Untergrund vorhanden ist, wegen des niedrigen Wirkungsquerschnitts der Produktion durch Higgs-Strahlung allerdings nur eine geringe Statistik zur Verfügung steht.

Die Auswahl der Trainingsparameter und der verwendeten Variablen der multivariaten Analyse der VH-Kategorie erfolgte dabei im Rahmen dieser Arbeit. Durch die Profile-Likelihood-Methode wurden erwartete Ausschlussgrenzen auf die Signalstärke und erwartete p -Werte der Nur-Untergrund-Hypothese bestimmt. Für die VH-Kategorie ergab sich als erwartete obere Ausschlussgrenze auf die Signalstärke μ ein Wert von 6.83 und ein p -Wert (eine Signifikanz) von 0.37 (0.33). Für die Kombination der Kategorien konnte bei einer Higgs-Boson-Masse von $m_h = 125$ GeV durch die Hinzunahme der VH-Kategorie die erwartete Ausschlussgrenze auf die Signalstärke μ von 1.61 auf 1.52 und der erwartete p -Wert (die Signifikanz) von 0.11 (1.25) auf 0.10 (1.30) verbessert werden.

Mögliche Verbesserungen der Analyse sind:

- eine Optimierung der Definition der Kategorien, um die Sensitivität der Kombination zu steigern

- ein neues Training der modifizierten BOOSTED- und REST-Kategorie
- eine korrekte Berücksichtigung der Systematiken in der modifizierten Analyse
- eine weitere Optimierung der Trainingsparameter und verwendeten Variablen der VH-Kategorie

Die erzielten Verbesserungen dieser Arbeit deuten darauf hin, dass durch Hinzunahme der VH-Kategorie das Entdeckungspotenzial für den Zerfall $H \rightarrow \tau\tau$ im doppelt leptonischen Zerfallsmodus gesteigert werden kann. Dies trägt zu der Untersuchung des fermionischen Zerfalls des Higgs-Bosons bei und kann dadurch letztendlich bei der Entscheidung helfen, ob es sich bei dem beobachteten Teilchen um das Higgs-Bosons des Standardmodells oder um ein Higgs-Boson aus einer erweiterten Theorie handelt.

Nach der “Entblindung” der Daten können die beobachtete obere Ausschlussgrenze auf die Signalstärke und der beobachtete p -Wert bestimmt werden. Dann wird eine Aussage darüber möglich sein, ob in den aufgenommenen Daten der Zerfall des Higgs-Bosons in zwei τ -Leptonen zu beobachten ist.

Anhang A

Statistische Methode

Im Folgenden wird eine Methode vorgestellt, mit der eine quantitative Aussage über die mögliche Entdeckung eines Teilchens oder die Bestimmung von Ausschlussgrenzen seines Produktions-Wirkungsquerschnittes möglich ist. Für die Beschreibung wurde [118] verwendet.

Das Ziel ist die Quantifizierung der Übereinstimmung der Messung mit einer Hypothese \mathcal{H} . Bei dem Test auf eine mögliche Entdeckung ist \mathcal{H}_0 die Nullhypothese, die nur von bekannten Untergrundprozessen ausgeht und \mathcal{H}_1 die Signal- und Untergrundhypothese. Für die Bestimmung von Ausschlussgrenzen ist \mathcal{H}_0 die Hypothese für ein Modell mit Signal und Untergrund und \mathcal{H}_1 die Hypothese für ein Modell mit ausschließlich bekannten Untergrundprozessen. Für den Test einer bestimmten Hypothese wird der Profile-Likelihood-Quotient $\lambda(\mu)$ als Teststatistik verwendet, wobei $\mu = \frac{\sigma}{\sigma_{SM}}$ ein Parameter für die Stärke eines auftretenden Signals ist. σ ist hierbei der beobachtete Wirkungsquerschnitt und σ_{SM} die Vorhersage des Standardmodells. Die Likelihood-Funktion ist das Produkt von Poisson-Verteilungen über alle N Bins der finalen Diskriminanten und in allen Kategorien:

$$L(\mu, \boldsymbol{\theta}) = \prod_{i=1}^N \frac{(\mu s_i + b_i)^{n_i}}{n_i!} e^{-(\mu s_i + b_i)} \quad (\text{A.1})$$

s_i ist die Anzahl der Signal-Ereignisse, b_i die Anzahl der Untergrund-Ereignisse und n_i die Anzahl der Ereignisse in Daten in dem jeweiligen Bin. $\boldsymbol{\theta}$ sind Störparameter, die die systematische Unsicherheit auf die Normierung und Form der Signal- und Untergrundverteilungen charakterisieren. $\lambda(\mu)$ ist dann definiert als

$$\lambda(\mu) = \frac{L(\mu, \hat{\boldsymbol{\theta}})}{L(\hat{\mu}, \hat{\boldsymbol{\theta}})} \quad (\text{A.2})$$

$\hat{\boldsymbol{\theta}}$ gibt die Parameter an, die L für das gewählte μ maximieren. Dies wird *bedingter Maximum-Likelihood Schätzer* genannt. $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ und $\hat{\mu}$ sind die Maximum-Likelihood Schätzer von L , die L ohne eine Bedingung an μ maximieren. Der Wertebereich von λ beträgt $0 \leq \lambda \leq 1$, wobei größere Werte von λ eine bessere Übereinstimmung der Daten mit dem getesteten Wert von μ bedeuten.

Von $\lambda(\mu)$ können dann die Teststatistiken für eine Entdeckung oder die Bestimmung von Ausschlussgrenzen abgeleitet werden.

A.1 Entdeckung

Für eine Entdeckung eines Signals muss die Nullhypothese \mathcal{H}_0 , die nur von bekannten Untergrundprozessen ausgeht, ausgeschlossen werden. Dazu wird folgende Teststatistik definiert:

$$q_0 = \begin{cases} -2 \ln \lambda(0) & \hat{\mu} \geq 0 \\ 0 & \hat{\mu} < 0 \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

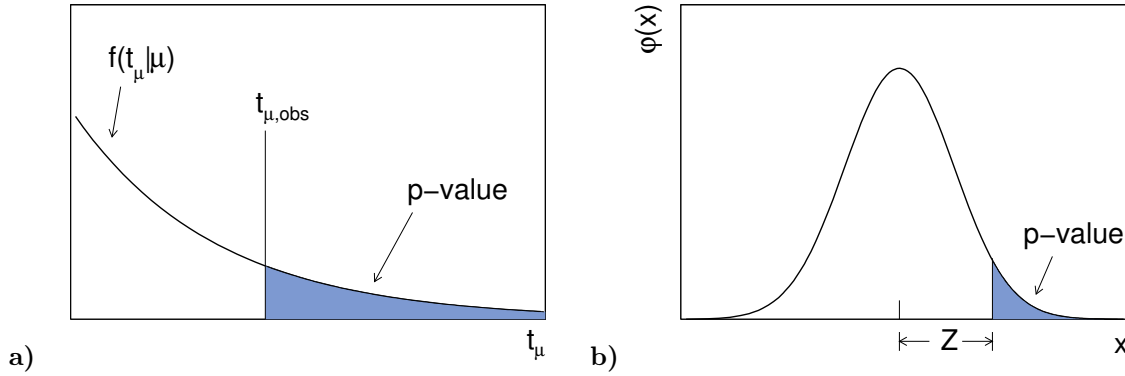


Abbildung A.1: Der p -Wert in a) $f(t_\mu|\mu)$ und b) der Standardverteilung mit zugehöriger Signifikanz Z [118]

Der Wertebereich dabei ist $0 \leq q_0 \leq \infty$. Hierbei werden nur Aufwärts-Fluktuationen der Daten, also $\hat{\mu} \geq 0$, berücksichtigt, da man im Falle der Existenz eines Signals mehr Ereignisse als bei der Nur-Untergrund-Hypothese erwartet. Deswegen wird die Teststatistik q_0 für einen negativen Schätzer $\hat{\mu}$ auf Null gesetzt.

Größere Werte von q_0 bedeuten dabei eine größere Unverträglichkeit der Daten mit der Nur-Untergrund-Hypothese. Um dies zu quantifizieren, wird der p -Wert benutzt. Dieser ist definiert als:

$$p_0 = \int_{q_{0,obs}}^{\infty} f(q_0|0) dq_0 \quad (\text{A.4})$$

$q_{0,obs}$ ist der beobachtete Wert von q_0 und $f(q_0|0)$ ist die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion von q_0 unter der Nur-Untergrund-Hypothese. Die Definition des p -Wertes ist in Abbildung A.1 zu sehen.

Eine andere benutzte Größe ist die Signifikanz Z , die anhand des p -Wertes berechnet wird:

$$Z = \Phi^{-1}(1 - p) \quad (\text{A.5})$$

Φ^{-1} ist dabei die Umkehrfunktion der kumulativen Verteilungsfunktion der Normalverteilung. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung A.1 zu sehen.

Die Nullhypothese wird nun ausgeschlossen, falls $p_0 \leq \alpha$, wobei α ein vor der Analyse festgelegter Wert ist. In der Teilchenphysik spricht man von einer Entdeckung, falls $p_0 \leq \alpha = 2.87 \times 10^{-7}$ ist, was einer Signifikanz von $Z \geq 5$ entspricht.

A.2 Bestimmung von Ausschlussgrenzen

Um eine obere Grenze für die Signalstärke μ anzugeben, verwendet man die Teststatistik q_μ :

$$q_\mu = \begin{cases} -2 \ln \lambda(\mu) & \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \hat{\mu} > \mu \end{cases} = \begin{cases} -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\theta})}{L(0, \hat{\theta})} & \hat{\mu} < 0 \\ -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\theta})}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} & 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \hat{\mu} > \mu \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

Auch hier erwartet man bei Existenz eines Signals eine Erhöhung der Ereignisanzahl, weswegen im Fall $\hat{\mu} < 0$ der Schätzer $\hat{\mu}$ auf Null gesetzt wird. Für die Bestimmung einer oberen Ausschlussgrenze wertet man eine Aufwärtsfluktuation der Daten $\hat{\mu} > \mu$ nicht als Unverträglichkeit mit der Hypothese μ , weswegen in diesem Fall die Teststatistik q_μ auf Null gesetzt wird.

Eine größerer Wert von q_μ bedeutet dabei eine größere Unverträglichkeit zwischen den Daten und der Signal-Plus-Untergrund-Hypothese. Der p -Wert lautet:

$$p_\mu = \int_{q_{\mu,obs}}^{\infty} f(q_\mu|\mu) dq_\mu \quad (\text{A.7})$$

Dieser p -Wert wird auch als CL_{s+b} bezeichnet. Eine weitere Größe ist p_0 , der p -Wert der Nur-Untergrund-Hypothese:

$$p_0 = \int_0^{q_{0,obs}} f(q_\mu|0) dq_\mu \quad (\text{A.8})$$

Falls die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen $f(q_\mu|0)$ und $f(q_\mu|\mu)$ einen großen Überlapp haben, könnte bei Auftreten einer Abwärtsfluktuation des Untergrundes die Signal-Plus-Untergrund-Hypothese ausgeschlossen werden, obwohl man nur eine geringe Sensitivität für den Ausschluss des Signals besitzt. Um dies zu verhindern, definiert man die neue Größe CL_s :

$$CL_s = \frac{p_\mu}{1 - p_0} \quad (\text{A.9})$$

Somit wird für eine Abwärtsfluktuation des Untergrundes $1 - p_0$ klein und dadurch CL_s groß. Die obere Grenze für die Signalstärke ist der Wert für μ , für den gilt:

$$CL_s(\mu) = 0.05 \quad (\text{A.10})$$

Dies entspricht einem Vertrauensniveau $CL = 1 - CL_s$ von 95 %.

In dieser Analyse wurde der *erwartete* p -Wert und die *erwartete* Ausschlussgrenze auf die Signalstärke μ bestimmt. Das bedeutet, dass bei den Hypothesentests nicht die mit dem Detektor aufgenommenen Daten verwendet wurden, sondern generierte *Pseudo-Datensätze*. Für den Test auf Entdeckung wurde dabei ein Signal+Untergrund-Datensatz und für die Bestimmung der Ausschlussgrenze ein Nur-Untergrund-Datensatz verwendet.

Anhang B

Tabellen

	GeV	VBF	VH	Top	$Z \rightarrow ee, \mu\mu$	$Z \rightarrow \tau\tau$	Diphoon	$H \rightarrow WW$	alle Unterg. + Fakes	Daten
Beginn	3061.95 ± 3.07	250.74 ± 0.28	177.95 ± 0.18	1.57e+06 ± 8.28e+02	2.33e+08 ± 1.24e+05	3.56e+06 ± 1.10e+03	908769.25 ± 489.60	5266.21 ± 6.78	2.39e+08 ± 1.24e+05	1.46e+09 ± 3.82e+04
Zwei Leptonen	851.85 ± 1.62	78.36 ± 0.16	66.69 ± 0.11	307229.84 ± 253.49	2.73e+07 ± 1.90e+04	2.17e+06 ± 8.67e+02	128270.73 ± 171.50	2707.22 ± 4.81	2.99e+07 ± 1.90e+04	9.51e+07 ± 9.75e+03
GRI	851.85 ± 1.62	78.36 ± 0.16	66.69 ± 0.11	307229.84 ± 253.49	2.73e+07 ± 1.90e+04	2.10e+06 ± 8.15e+02	128270.73 ± 171.50	2707.22 ± 4.81	2.98e+07 ± 1.90e+04	9.13e+07 ± 9.56e+03
Thiäger	669.24 ± 1.43	62.60 ± 0.14	55.52 ± 0.10	258725.43 ± 223.88	2.30e+07 ± 1.33e+04	2.10e+06 ± 8.15e+02	1000469.08 ± 148.03	2240.97 ± 4.38	2.54e+07 ± 1.33e+04	5.85e+07 ± 7.65e+03
Phänotex	669.24 ± 1.43	62.60 ± 0.14	55.52 ± 0.10	258725.43 ± 223.88	2.30e+07 ± 1.33e+04	2.10e+06 ± 8.15e+02	1000469.08 ± 148.03	2240.97 ± 4.38	2.54e+07 ± 1.33e+04	5.85e+07 ± 7.65e+03
JetClustering	668.36 ± 1.43	62.35 ± 0.14	55.47 ± 0.10	258921.41 ± 223.62	2.29e+07 ± 1.33e+04	2.09e+06 ± 8.15e+02	100311.29 ± 147.93	2237.91 ± 4.37	2.54e+07 ± 1.33e+04	5.83e+07 ± 7.64e+03
Event Clustering	668.36 ± 1.43	62.35 ± 0.14	55.47 ± 0.10	258921.41 ± 223.62	2.29e+07 ± 1.33e+04	2.09e+06 ± 8.15e+02	100311.29 ± 147.93	2237.91 ± 4.37	2.54e+07 ± 1.33e+04	5.83e+07 ± 7.64e+03
Hot-File-Veto	665.89 ± 1.43	61.77 ± 0.14	54.15 ± 0.10	251694.34 ± 221.53	2.28e+07 ± 1.32e+04	2.08e+06 ± 8.49e+02	983480.76 ± 146.96	2222.05 ± 4.35	2.53e+07 ± 1.33e+04	5.80e+07 ± 7.61e+03
Tau-Veto	665.89 ± 1.43	61.77 ± 0.14	54.15 ± 0.10	251694.34 ± 221.53	2.28e+07 ± 1.32e+04	2.08e+06 ± 8.49e+02	983480.76 ± 146.96	2222.05 ± 4.35	2.53e+07 ± 1.33e+04	5.80e+07 ± 7.61e+03
Leptonladung	483.45 ± 1.48	43.95 ± 0.15	29.40 ± 0.09	142445.56 ± 149.47	1.74e+07 ± 1.02e+04	201416.78 ± 110.47	52156.95 ± 112.73	1537.81 ± 4.37	1.73e+07 ± 1.02e+04	1.91e+07 ± 4.37e+03
Thiäger	415.45 ± 1.45	38.88 ± 0.13	22.77 ± 0.09	138184.88 ± 145.68	1.69e+07 ± 8.97e+03	184481.97 ± 116.56	47589.43 ± 107.82	1488.69 ± 3.48	1.72e+07 ± 8.97e+03	1.82e+07 ± 4.30e+03
Thiäger	415.45 ± 1.45	38.88 ± 0.13	22.77 ± 0.09	138184.88 ± 145.68	1.69e+07 ± 8.97e+03	184481.97 ± 116.56	47589.43 ± 107.82	1488.69 ± 3.48	1.72e+07 ± 8.97e+03	1.82e+07 ± 4.30e+03
Thiäger	396.97 ± 1.34	37.78 ± 0.13	22.17 ± 0.08	58842.95 ± 96.06	1.49e+06 ± 6.19e+03	176391.75 ± 113.24	13368.48 ± 59.79	973.66 ± 3.45	1.74e+06 ± 6.19e+03	1.90e+06 ± 1.40e+03
$\Sigma_{\tau\tau}$	120.46 ± 0.74	32.28 ± 0.12	15.51 ± 0.07	58467.10 ± 95.77	1.39e+06 ± 2.09e+03	159217.52 ± 109.07	13177.98 ± 59.21	959.87 ± 3.45	1.62e+06 ± 2.09e+03	1.80e+06 ± 1.34e+03
$PT_{\tau}^{(cd1)}$	90.95 ± 0.64	26.18 ± 0.11	12.33 ± 0.06	47643.27 ± 85.23	1.539.70 ± 185.03	13919.40 ± 34.63	1670.43 ± 20.28	264.99 ± 1.75	79037.79 ± 207.80	256928.00 ± 506.19
E_{T}^{vis}	87.02 ± 0.63	25.47 ± 0.11	12.67 ± 0.06	46660.31 ± 84.35	9113.40 ± 143.01	13264.04 ± 34.81	1599.96 ± 19.88	254.34 ± 1.71	70892.06 ± 170.82	87949.00 ± 296.56
HP-TO- E_{T}^{vis}	62.95 ± 0.53	19.85 ± 0.10	8.63 ± 0.05	6030.34 ± 30.13	1634.56 ± 63.29	8734.57 ± 28.56	314.91 ± 8.75	37.50 ± 0.65	16751.89 ± 76.20	18415.00 ± 135.70

Tabelle B.1: Erwartete Ereigniszahlen mit statistischem Fehler für 20.28 fb⁻¹ für Schnitt 1-15. In der Spalte "alle Unterg. + Fakes" wurde die Anzahl der Fakes jeweils nur in der letzten Zeile der Tabelle addiert.

	ggH	VBF	VH	Top	$Z \rightarrow ee, \mu\mu$	$Z \rightarrow \tau\tau$	Diboson	$H \rightarrow WW$	alle Untergr. + Fakes	Daten
$\Delta \beta_l$	51.48 ± 0.48	17.20 ± 0.09	7.44 ± 0.05	4074.89 ± 23.49	900.09 ± 45.15	7138.95 ± 26.35	214.25 ± 7.09	30.64 ± 0.59	1235882 ± 57.98	14102.00 ± 118.75
b-Tag-Veto	48.72 ± 0.47	16.34 ± 0.09	6.31 ± 0.04	738.08 ± 10.84	867.36 ± 43.75	6618.49 ± 25.32	202.12 ± 6.90	28.70 ± 0.57	845.75 ± 53.00	9412.00 ± 97.02
$PT(Jet_2)$	22.23 ± 0.32	11.36 ± 0.07	4.55 ± 0.04	948.5 ± 9.14	417.72 ± 30.90	2364.65 ± 15.71	81.44 ± 4.33	16.77 ± 0.33	3439.72 ± 36.12	3869.00 ± 62.20
$\Delta\eta_{jj}$	7.94 ± 0.19	9.47 ± 0.07	0.27 ± 0.01	158.29 ± 4.84	138.67 ± 18.11	600.74 ± 7.77	23.00 ± 2.33	7.55 ± 0.24	928.26 ± 20.43	1061.00 ± 32.37

Tabelle B.2: Erwartete Ereigniszahlen mit statistischem Fehler für 20.28 fb^{-1} der VBF-Kategorie für Schnitt 16-19a. In der Spalte ‘alle Untergr. + Fakes’ wurde die Anzahl der Fakes jeweils nur in der letzten Zeile der Tabelle addiert.

	gRH	VBF	VH	Top	$Z \rightarrow e\bar{e}, \mu\bar{\mu}$	$Z \rightarrow \tau\bar{\tau}$	Diboson	$H \rightarrow WW$	alle Unterggr. + Fakes	Daten
$\Delta\phi_H$	51.48 ± 0.48	17.20 ± 0.09	7.44 ± 0.05	4537.66 ± 26.10	910.57 ± 45.89	7138.95 ± 26.35	214.25 ± 7.09	30.64 ± 0.59	12832.07 ± 59.43	14102.00 ± 118.75
b-Tagg-Veto	48.72 ± 0.47	16.34 ± 0.09	6.34 ± 0.04	820.09 ± 12.05	877.88 ± 45.22	6618.49 ± 25.32	202.12 ± 6.90	28.70 ± 0.57	8547.28 ± 53.66	9412.00 ± 97.02
VBF-Veto	40.78 ± 0.43	6.87 ± 0.06	6.07 ± 0.04	644.21 ± 10.78	737.24 ± 41.30	6017.74 ± 24.10	179.12 ± 6.50	21.15 ± 0.51	7599.46 ± 49.45	8351.00 ± 91.38
p_H	20.24 ± 0.30	3.94 ± 0.04	3.99 ± 0.03	392.74 ± 8.35	283.12 ± 28.42	2206.50 ± 16.11	80.12 ± 4.31	13.17 ± 0.40	2975.65 ± 33.99	3164.00 ± 56.25

Tabelle B.3: Erwartete Ereigniszahlen mit statistischem Fehler für 20.28 fb^{-1} der BOOSTED-Kategorie für Schnitt 16-19b. In der Spalte ‘alle Unterggr. + Fakes’ wurde die Anzahl der Fakes jeweils nur in der letzten Zeile der Tabelle addiert.

	ggH	VBF	VH	Top	Z → ee, μμ	Z → ττ	Diboson	H → WW	alle Untergr. + Fakes	Daten
Beginn	3061.95 ± 3.07	250.74 ± 0.28	177.95 ± 0.18	1.65e+06 ± 8.70e+02	2.39e+08 ± 1.26e+05	3.56e+08 ± 1.10e+03	908759.25 ± 489.60	5266.21 ± 6.78	2.45e+08 ± 1.26e+05	1.46e+09 ± 3.82e+04
Zwei Leptonen	851.85 ± 1.62	78.36 ± 0.16	66.62 ± 0.11	322601.84 ± 266.16	2.86e+07 ± 2.05e+04	2.17e+06 ± 8.67e+02	128270.73 ± 171.50	2707.22 ± 4.81	3.12e+07 ± 2.05e+04	9.51e+07 ± 9.75e+03
GRL	851.85 ± 1.62	78.36 ± 0.16	66.62 ± 0.11	322601.84 ± 266.16	2.86e+07 ± 2.05e+04	2.17e+06 ± 8.67e+02	128270.73 ± 171.50	2707.22 ± 4.81	3.11e+07 ± 2.05e+04	9.13e+07 ± 9.56e+03
Trigger	669.24 ± 1.43	62.60 ± 0.14	55.52 ± 0.10	271661.69 ± 235.07	2.38e+07 ± 1.37e+04	2.10e+06 ± 8.52e+02	100469.08 ± 148.03	2240.97 ± 4.38	2.62e+07 ± 1.38e+04	5.85e+07 ± 7.65e+03
Primärvertex	669.24 ± 1.43	62.60 ± 0.14	55.52 ± 0.10	271661.69 ± 235.07	2.38e+07 ± 1.37e+04	2.10e+06 ± 8.52e+02	100469.08 ± 148.03	2240.97 ± 4.38	2.62e+07 ± 1.38e+04	5.85e+07 ± 7.65e+03
JetCleaning	668.36 ± 1.43	62.35 ± 0.14	55.47 ± 0.10	271124.88 ± 234.80	2.37e+07 ± 1.37e+04	2.10e+06 ± 8.52e+02	100311.29 ± 147.93	2237.91 ± 4.37	2.62e+07 ± 1.38e+04	5.85e+07 ± 7.65e+03
Event Cleaning	668.36 ± 1.43	62.35 ± 0.14	55.47 ± 0.10	271124.88 ± 234.80	2.37e+07 ± 1.37e+04	2.09e+06 ± 8.51e+02	100311.29 ± 147.93	2237.91 ± 4.37	2.62e+07 ± 1.38e+04	5.83e+07 ± 7.64e+03
HotTileVeto	668.36 ± 1.43	62.35 ± 0.14	55.47 ± 0.10	271124.88 ± 234.80	2.37e+07 ± 1.37e+04	2.09e+06 ± 8.51e+02	100311.29 ± 147.93	2237.91 ± 4.37	2.62e+07 ± 1.38e+04	5.83e+07 ± 7.64e+03
Tau-Veto	665.81 ± 1.43	61.77 ± 0.14	54.15 ± 0.10	264205.53 ± 232.61	2.36e+07 ± 1.37e+04	2.08e+06 ± 8.49e+02	98480.76 ± 146.96	2222.05 ± 4.35	2.60e+07 ± 1.37e+04	5.80e+07 ± 7.61e+03
cμ-Kanal	233.87 ± 1.03	22.29 ± 0.10	13.92 ± 0.06	73883.24 ± 110.09	4165.78 ± 131.57	90590.47 ± 76.12	14874.45 ± 65.48	744.58 ± 3.04	184268.47 ± 198.80	259057.00 ± 508.98
Triggermatching	231.62 ± 1.03	22.07 ± 0.10	13.72 ± 0.06	72142.30 ± 107.90	3051.58 ± 113.66	92805.16 ± 82.51	13942.58 ± 63.62	736.87 ± 3.03	182678.52 ± 188.22	254309.11 ± 504.29
mll	225.95 ± 1.01	21.03 ± 0.10	12.26 ± 0.06	37241.41 ± 78.18	2665.70 ± 106.79	89396.02 ± 80.71	7287.38 ± 45.27	485.86 ± 2.46	137076.41 ± 161.51	184315.11 ± 429.32
∑ pT	213.19 ± 0.98	20.28 ± 0.10	11.86 ± 0.06	36965.86 ± 77.90	2591.86 ± 105.48	77728.50 ± 76.79	7164.76 ± 44.71	476.37 ± 2.43	124927.44 ± 158.42	147153.00 ± 383.61
∑ φ _{ll}	150.33 ± 0.83	6.30 ± 0.05	3.80 ± 0.03	5975.83 ± 30.89	1896.98 ± 89.17	64750.78 ± 69.11	2187.75 ± 24.91	69.05 ± 0.93	74880.48 ± 119.60	87354.00 ± 295.56
Δφ (l ₁ , E _T ^{miss})	116.02 ± 0.73	3.08 ± 0.04	2.28 ± 0.03	3357.18 ± 23.18	1270.28 ± 72.78	53826.98 ± 63.18	1825.67 ± 23.04	54.99 ± 0.84	60335.12 ± 101.77	70341.00 ± 265.22
MM(C-Masse > 0)	113.61 ± 0.72	2.99 ± 0.04	2.02 ± 0.02	1763.12 ± 16.83	1215.98 ± 71.32	53072.65 ± 62.70	1394.91 ± 20.28	42.33 ± 0.74	57488.98 ± 98.55	67146.00 ± 259.13
b-Tag-Veto	113.08 ± 0.72	2.91 ± 0.04	1.90 ± 0.02	424.17 ± 9.11	1215.25 ± 71.30	52888.26 ± 62.57	1385.93 ± 20.20	41.93 ± 0.73	55955.55 ± 97.42	65392.00 ± 255.72

Tabelle B.4: Erwartete Ereigniszahlen mit statistischem Fehler für 20.28 fb⁻¹ der REST-Kategorie für Schnitt 1-15c. In der Spalte ‘alle Untergr. + Fakes’ wurde die Anzahl der Fakes jeweils nur in der letzten Zeile der Tabelle addiert.

	g_{EH}	VBPF	VH	Top	$Z \rightarrow ee, \mu\mu$	$Z \rightarrow \tau\tau$	Diboson	$H \rightarrow WW$	alle Untergr. + Fakes	Daten
$\Delta\phi_{ll}$	54.11 ± 0.50	18.67 ± 0.09	8.01 ± 0.05	5696.89 ± 29.09	1155.14 ± 53.93	7545.36 ± 26.94	239.00 ± 7.49	33.06 ± 0.61	14665.44 ± 67.36	16118.00 ± 126.96
b-Tag-Veto	51.19 ± 0.48	17.74 ± 0.09	6.83 ± 0.04	992.28 ± 13.20	1102.94 ± 52.80	6972.24 ± 25.84	224.83 ± 7.28	30.93 ± 0.59	9323.22 ± 60.69	10302.00 ± 101.50
$p_T(l_1 \tau_1)$	24.72 ± 0.33	12.75 ± 0.08	5.04 ± 0.04	782.36 ± 11.50	643.18 ± 41.01	2718.40 ± 16.54	104.15 ± 4.92	18.99 ± 0.45	4267.07 ± 45.96	4759.00 ± 68.99
VBV-Veto	16.79 ± 0.28	3.38 ± 0.04	4.77 ± 0.04	606.48 ± 10.16	501.50 ± 36.58	2117.66 ± 14.60	81.14 ± 4.33	11.44 ± 0.38	3318.22 ± 40.91	3698.00 ± 60.81
BOOSTED-Veto	13.11 ± 0.24	2.64 ± 0.04	4.31 ± 0.04	490.01 ± 9.09	469.39 ± 35.99	1755.01 ± 12.95	73.67 ± 4.12	9.18 ± 0.34	2797.27 ± 39.53	3071.00 ± 55.42
m_{jj}	11.09 ± 0.22	1.20 ± 0.02	4.09 ± 0.03	360.21 ± 7.81	289.88 ± 27.52	1368.02 ± 11.66	63.45 ± 3.83	7.58 ± 0.32	2080.13 ± 31.13	2341.00 ± 48.38

Tabella B.5: Erwartete Ereigniszahlen mit statistischem Fehler für 20.28fb⁻¹ der VH-Kategorie für Schnitt 16-21. In der Spalte "alle Untergr. + Fakes" wurde die Anzahl der Fakes jeweils nur in der letzten Zeile der Tabelle addiert.

	ggH	VBF	VH	Top	$Z \rightarrow ee, \mu\mu$	$Z \rightarrow \tau\tau$	Diboson	$H \rightarrow WW$	alle Untergr. + Fakes	Daten
$\Delta\sigma_H$	51.48 ± 0.48	17.20 ± 0.09	7.44 ± 0.05	4572.93 ± 26.36	946.29 ± 47.69	7138.95 ± 26.35	214.25 ± 7.09	30.64 ± 0.59	12903.07 ± 60.95	14102.00 ± 118.75
b-Tag-Veto	48.72 ± 0.47	16.34 ± 0.09	6.34 ± 0.04	828.29 ± 12.17	912.26 ± 46.99	6618.49 ± 25.32	202.12 ± 6.90	28.70 ± 0.57	8589.86 ± 55.18	9412.00 ± 97.02
VBF-Veto	40.78 ± 0.43	6.87 ± 0.06	6.07 ± 0.04	650.65 ± 10.89	766.15 ± 42.93	6017.74 ± 24.10	179.12 ± 6.50	21.15 ± 0.51	7634.81 ± 50.84	8351.00 ± 91.38
VH-Veto	30.91 ± 0.37	5.82 ± 0.05	2.37 ± 0.03	372.53 ± 8.44	550.53 ± 35.94	4837.24 ± 21.42	130.25 ± 5.57	14.49 ± 0.41	5905.04 ± 43.05	6484.00 ± 80.52
p_H^J	13.90 ± 0.25	3.17 ± 0.04	1.25 ± 0.02	212.08 ± 6.33	192.57 ± 23.72	1598.12 ± 13.68	50.83 ± 3.47	8.09 ± 0.30	2061.69 ± 28.32	2190.00 ± 46.80

Tabelle B.6: Erwartete Ereigniszahlen mit statistischem Fehler für 20.28 fb^{-1} der modifizierten BOOSTED-Kategorie für Schnitt 16-19b. In der Spalte “alle Untergr. + Fakes” wurde die Anzahl der Fakes jeweils nur in der letzten Zeile der Tabelle addiert.

	ech	VBF	VH	Top	Z → ee, $\mu\mu$	Z → $\tau\tau$	Diboson	H → WW	alle Unterer. + Fakes	Daten
Beginn	3061.90 ± 3.07	250.74 ± 0.28	177.95 ± 0.18	1.48e+06 ± 7.79e+02	2.39e+08 ± 1.26e+05	3.56e+06 ± 1.10e+03	9.08759.25 ± 489.60	5266.21 ± 6.78	2.45e+08 ± 1.26e+05	1.46e+09 ± 3.82e+04
Zwei Leptonen	851.85 ± 1.62	78.36 ± 0.16	66.62 ± 0.11	288805.44 ± 238.28	2.86e+07 ± 2.05e+04	2.17e+06 ± 8.67e+02	1.28970.73 ± 171.50	2707.22 ± 4.81	3.11e+07 ± 2.05e+04	9.15e+07 ± 9.75e+03
GRL	851.85 ± 1.62	78.36 ± 0.16	66.62 ± 0.11	288805.44 ± 238.28	2.86e+07 ± 2.05e+04	2.17e+06 ± 8.67e+02	1.28970.73 ± 171.50	2707.22 ± 4.81	3.11e+07 ± 2.05e+04	9.15e+07 ± 9.75e+03
Physiker	669.24 ± 1.43	62.60 ± 0.14	55.52 ± 0.10	2432901.88 ± 210.44	2.38e+07 ± 1.37e+04	2.10e+06 ± 8.52e+02	1.00469.08 ± 148.03	2240.97 ± 4.98	2.62e+07 ± 1.38e+04	5.85e+07 ± 7.65e+03
Physikertex	669.24 ± 1.43	62.60 ± 0.14	55.52 ± 0.10	2432901.88 ± 210.44	2.38e+07 ± 1.37e+04	2.10e+06 ± 8.52e+02	1.00469.08 ± 148.03	2240.97 ± 4.98	2.62e+07 ± 1.38e+04	5.85e+07 ± 7.65e+03
Leichte Leptonen	668.36 ± 1.43	62.35 ± 0.14	55.47 ± 0.10	2427721.31 ± 210.20	2.37e+07 ± 1.37e+04	2.09e+06 ± 8.51e+02	1.00311.29 ± 147.93	2237.91 ± 4.97	2.62e+07 ± 1.38e+04	5.85e+07 ± 7.65e+03
Event Cleaning	668.36 ± 1.43	62.35 ± 0.14	55.47 ± 0.10	2427721.31 ± 210.20	2.37e+07 ± 1.37e+04	2.09e+06 ± 8.51e+02	1.00311.29 ± 147.93	2237.91 ± 4.97	2.62e+07 ± 1.38e+04	5.85e+07 ± 7.65e+03
HotVeto	668.36 ± 1.43	62.35 ± 0.14	55.47 ± 0.10	2427721.31 ± 210.20	2.37e+07 ± 1.37e+04	2.09e+06 ± 8.51e+02	1.00311.29 ± 147.93	2237.91 ± 4.97	2.62e+07 ± 1.38e+04	5.85e+07 ± 7.65e+03
HotVetoVeto	668.36 ± 1.43	62.35 ± 0.14	55.47 ± 0.10	2427721.31 ± 210.20	2.37e+07 ± 1.37e+04	2.09e+06 ± 8.51e+02	1.00311.29 ± 147.93	2237.91 ± 4.97	2.62e+07 ± 1.38e+04	5.85e+07 ± 7.65e+03
Tau-Veto	293.87 ± 1.03	22.27 ± 0.10	13.92 ± 0.06	6458452.61 ± 96.55	3051.58 ± 113.66	92805.47 ± 61.12	98480.76 ± 146.93	2222.05 ± 4.95	2.60e+07 ± 1.37e+04	5.83e+07 ± 7.64e+03
tau-Kanal	293.87 ± 1.03	22.27 ± 0.10	13.92 ± 0.06	6458452.61 ± 96.55	3051.58 ± 113.66	92805.47 ± 61.12	98480.76 ± 146.93	2222.05 ± 4.95	2.60e+07 ± 1.37e+04	5.83e+07 ± 7.64e+03
TTT	231.62 ± 1.01	21.07 ± 0.10	12.26 ± 0.06	6458452.61 ± 96.55	2965.70 ± 106.79	86996.02 ± 80.71	13942.45 ± 63.48	744.85 ± 3.03	1.75120.72 ± 187.98	254905.70 ± 503.98
TTTgematching	225.92 ± 1.01	21.03 ± 0.10	12.26 ± 0.06	33033.93 ± 69.99	2591.46 ± 105.48	77728.57 ± 70.77	92805.47 ± 61.12	485.86 ± 2.43	1.75120.72 ± 187.98	254905.70 ± 503.98
ΣpT	213.19 ± 0.98	20.28 ± 0.10	11.86 ± 0.06	33033.93 ± 69.99	1847.83 ± 87.79	63000.37 ± 68.47	7154.49 ± 44.71	476.97 ± 2.43	120154.8 ± 154.77	147153.00 ± 383.03
$\Delta\phi_{ll}$	146.17 ± 0.81	3.81 ± 0.04	2.80 ± 0.03	1423.82 ± 13.80	1254.94 ± 72.30	53266.75 ± 62.82	2123.83 ± 24.60	62.50 ± 0.83	69060.95 ± 115.11	81211.00 ± 284.88
$\Delta\phi_{ll}(l_1, E_T^{miss})$	114.42 ± 0.72	2.05 ± 0.03	1.84 ± 0.02	885.58 ± 12.41	1200.65 ± 70.83	52551.90 ± 62.37	1792.88 ± 22.85	51.79 ± 0.82	57251.95 ± 99.25	67017.00 ± 258.88
MMC-Masse > 0	112.08 ± 0.71	1.99 ± 0.03	1.60 ± 0.02	450.28 ± 8.96	1200.30 ± 70.81	52428.46 ± 62.29	1372.23 ± 20.13	40.40 ± 0.72	55615.45 ± 96.92	64982.00 ± 254.92
b-Tag Veto	111.66 ± 0.71	1.95 ± 0.03	1.54 ± 0.02	215.34 ± 6.47			1366.19 ± 20.09	40.12 ± 0.72	55250.41 ± 96.65	64507.00 ± 253.98

Tabelle B.7: Erwartete Ereigniszahlen mit statistischem Fehler für 20.28 fb⁻¹ der modifizierten RESt-Kategorie für Schnitt 1-15c. In der Spalte "alle Unterer. + Fakes" wurde die Anzahl der Fakes jeweils nur in der letzten Zeile der Tabelle addiert.

Literaturverzeichnis

- [1] The Hunt for the Higgs Boson, Science Scotland, Issue No. 3, <http://www.sciencescotland.org/feature.php?id=14>, 2004.
- [2] <http://home.web.cern.ch/about/updates/2013/03/new-results-indicate-new-particle-higgs-boson>.
- [3] J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D86, 010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition.
- [4] E. Fermi, Tentativo di una Teoria Dei Raggi β , Il Nuovo Cimento, Volume 11, Issue 1, 1-19, 1934.
- [5] S.L. Glashow, Partial-Symmetries of Weak Interactions, Nucl. Phys. 22, 579-588, 1961.
- [6] S. Weinberg, A Model of Leptons, Phys. Rev. Lett. 19, 1264-1266, 1967.
- [7] A. Salam and J. Ward, Weak and Electromagnetic Interactions, Il Nuovo Cimento 11, 568-577, 1959.
- [8] UA1 Collaboration, Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV, Physics Letters B, Volume 122, Issue 1, 103-116, 1983.
- [9] UA2 Collaboration, Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $\bar{p}p$ collider, Physics Letters B, Volume 122, Issues 5-6, 476-485, 1983.
- [10] UA1 Collaboration, Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/ c^2 at the CERN SPS collider, Physics Letters B, Volume 126, Issue 5, 398-410, 1983.
- [11] UA2 Collaboration, Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $\bar{p}p$ collider, Physics Letters B, Volume 129, Issues 1-2, 130-140, 1983.
- [12] P.W. Higgs, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, Phys. Rev. Lett. 13, 508-509, 1964.
- [13] P.W. Higgs, Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons, Phys. Rev. 145, 1156-1163, 1966.
- [14] P.W. Higgs, Broken symmetries, massless particles and gauge fields, Phys. Lett. 12, 132-133, 1964.
- [15] F. Englert and R. Brout, Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons, Phys. Rev. Lett. 13, 321-322, 1964.
- [16] G.S. Guralnik, C.R. Hagen and T.W.B. Kibble, Global Conservation Laws and Massless Particles, Phys. Rev. Lett. 13, 585-587, 1964.
- [17] T.W.B. Kibble, Symmetry Breaking in non Abelian Gauge Theories, Phys. Rev. 155, 1554-1561, 1967.

- [18] D.J. Gross and F. Wilczek, Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories, *Phys. Rev. Lett.* 30, 1343-1346, 1973.
- [19] H.D. Politzer, Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?, *Phys. Rev. Lett.* 30, 1346-1349, 1973.
- [20] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, Wiley-VCH, 2008.
- [21] F. Halzen and A.D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, 1984.
- [22] C. Lanczos, *The Variational Principles of Mechanics*, Dover Books, 1986.
- [23] E. Noether, Invariante Variationsprobleme, *Nachr. v. d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen*: 235–257, 1918.
- [24] H. Georgi, *Lie Algebras in Particle Physics*, Westview Press, 1999.
- [25] K. Nishijima, Charge Independence Theory of V Particles, *Progress of Theoretical Physics* 13, 285-304, 1955.
- [26] M. Gell-Mann, The Interpretation of the New Particles as Displaced Charged Multiplets, II *Nuovo Cimento* 4, 848-866, 1956.
- [27] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, Remarks on the Unified Model of Elementary Particles, *Prog. Theor. Phys.* (1962) 28 (5): 870-880.
- [28] B. Pontecorvo, Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge, *Soviet Physics JETP*, Vol. 26, p.984, 1968.
- [29] K2K Collaboration, Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment, *Phys. Rev. D* 74, 072003, 2006.
- [30] N. Cabibbo, Unitary Symmetry and Leptonic Decays, *Phys. Rev. Lett.* 10, 531–533, 1963.
- [31] M. Kobayashi and T. Maskawa, CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction, *Prog. Theor. Phys.* (1973) 49 (2): 652-657.
- [32] C. Schillo, Suche nach den neutralen Higgs-Bosonen des MSSM im Endzustand $h/A/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ mit dem ATLAS-Detektor, Diplomarbeit, Universität Freiburg, 2011.
- [33] Y. Nambu, Quasi-Particles and Gauge Invariance in the Theory of Superconductivity, *Phys. Rev.* 117, 648–663, 1960.
- [34] J. Goldstone, Field theories with « Superconductor » solutions, II *Nuovo Cimento*, 1 Gennaio 1961, Volume 19, Issue 1, 154-164.
- [35] M. Spira, P.M. Zerwas, Electroweak symmetry breaking and higgs physics, *Lecture Notes in Physics* Volume 512, 1998, 161-225.
- [36] K. Riesselmann, Limitations of a Standard Model Higgs Boson, DESY 97-222, arXiv:hep-ph/9711456, 1997.
- [37] L.D. Landau, A.A. Abrikosov, I.M. Khalatnikov, Asimptoticheskoe vyrazhenie dlya grinovskoi funktsii fotona v kvantovoi elektrodinamike, *Dokl. Akad. nauk SSSR*, 95, 1177-1180, 1954.
- [38] B. Grzadkowski, M. Lindner, Stability of triviality mass bounds in the standard model, *Phys. Lett.* B178, 1986.
- [39] T. Hambye, K. Riesselmann, Matching conditions and Higgs mass upper bounds revisited, *Phys.Rev.* D55, 1997.
- [40] G. Altarelli, G. Isidori, Lower limit on the Higgs mass in the standard model: An update, *Phys. Lett.* B337, 1994.

- [41] J.A. Casas, J.R. Espinosa, M. Quirós, Standard model stability bounds for new physics within LHC reach, *Phys. Lett.* B382, 1996.
- [42] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Heinemeyer, C. Mariotti, G. Passarino and R. Tanaka (Eds.), Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties, arXiv:1307.1347, 2013.
- [43] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections>.
- [44] ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, Search for the Standard Model Higgs boson at LEP, *Physics Letters B*, Volume 565, 61–75, 2003.
- [45] CDF Collaboration, DØ Collaboration, Tevatron New-Phenomena and Higgs Working Group, Updated Combination of CDF and DØ Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb^{-1} of Data, FERMILAB-CONF-12-318-E, arXiv:1207.0449, 2012.
- [46] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>, Stand März 2012.
- [47] ATLAS Collaboration, Observation of an Excess of Events in the Search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, ATLAS-CONF-2012-093, 2012.
- [48] CMS Collaboration, Observation of a new boson with a mass near 125 GeV, CMS-PAS-HIG-12-020, 2012.
- [49] ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, *Physics Letters B*, Volume 716, Issue 1, 1–29, 2012.
- [50] CMS Collaboration, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, *Physics Letters B*, Volume 716, Issue 1, 30–61, 2012.
- [51] ATLAS Collaboration, Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data, *Physics Letters B*, Volume 726, Issues 1–3, 120–144, 2013.
- [52] ATLAS Collaboration, Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC, *Physics Letters B*, Volume 726, Issues 1–3, 88–119, 2013.
- [53] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2013/.
- [54] P. Jenni, M. Nesi, M. Nordberg and K. Smith, ATLAS High-Level Trigger, Data Acquisition and Controls: Technical Design Report 16, 2003.
- [55] N. Metropolis, S. Ulam, The Monte Carlo Method, *Journal of the American Statistical Association*, 44, 335–341, 1949.
- [56] J. Schaarschmidt, The Discovery Potential of Neutral Supersymmetric Higgs Bosons with Decay to Tau Pairs at the ATLAS Experiment, CERN-THESIS-2010-164, Doktorarbeit, Universität Dresden, 2010.
- [57] L. Evans and P. Bryant, LHC Machine, 2008 JINST 3 S08001.
- [58] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>.
- [59] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, 2008 JINST 3 S08001.
- [60] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ApprovedPlotsID>.
- [61] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LArCaloPublicResultsTestBeam>.
- [62] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ApprovedPlotsTile>.

- [63] ATLAS Collaboration, Muon Momentum Resolution in First Pass Reconstruction of pp Collision Data Recorded by ATLAS in 2010, ATLAS-CONF-2011-046, 2011.
- [64] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/TriggerOperationPublicResults>.
- [65] ATLAS Collaboration, Electron and photon reconstruction and identification in ATLAS: expected performance at high energy and results at 900 GeV, ATLAS-CONF-2010-005.
- [66] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/EgammaTriggerPublicResults>.
- [67] <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20130926/ATL-COM-PHYS-2013-1287/index.html>.
- [68] ATLAS Collaboration, Electron and photon reconstruction and identification in ATLAS: expected performance at high energy and results at 900 GeV, ATLAS-CONF-2010-005.
- [69] R. Nicolaidou et al., Muon identification procedure for the ATLAS detector at the LHC using Muonboy reconstruction package and tests of its performance using cosmic rays and single beam data, J. Phys.: Conf. Ser. 219 032052, 2010.
- [70] <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/MUON/PublicPlots/2013/ATL-COM-MUON-2013-015/index.html>.
- [71] M. Cacciari, G.P. Salam and G. Soyez, The anti- k_t jet clustering algorithm, JHEP 04 (2008) 063.
- [72] ATLAS Collaboration, Jet energy resolution in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV recorded in 2010 with the ATLAS detector, Eur. Phys. J. C, 73 3 (2013) 2306, arXiv:1210.6210.
- [73] W. Lampl et al., Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance, ATL-LARG-PUB-2008-002 ; ATL-COM-LARG-2008-003, 2008.
- [74] ATLAS Collaboration, Reconstruction, Energy Calibration, and Identification of Hadronically Decaying Tau Leptons, ATLAS-CONF-2011-077.
- [75] ATLAS Collaboration, Reconstruction, Energy Calibration, and Identification of Hadronically Decaying Tau Leptons, ATLAS-CONF-2011-077.
- [76] ATLAS Collaboration, Performance of the Missing Transverse Energy Reconstruction and Calibration in Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Detector, ATLAS-CONF-2010-057.
- [77] ATLAS Collaboration, Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in ATLAS studied in Proton-Proton Collisions recorded in 2012 at 8 TeV, ATLAS-CONF-2013-082, 2013.
- [78] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/EfficiencyMeasurements2012>.
- [79] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/EnergyScaleResolutionRecommendations/>.
- [80] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/MCPAnalysisGuidelinesData2012/>.
- [81] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/ExtendedPileupRewighting>.
- [82] ATLAS Collaboration, Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data, ATLAS-CONF-2011-102.
- [83] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/BTaggingBenchmarks/>.
- [84] N. Möser, M. Schmitz, J. Kroseberg, M. Schumacher, N. Wermes, Estimation of $Z \rightarrow \tau\tau$ Background in VBF $H \rightarrow \tau\tau$ Searches from $Z \rightarrow \mu\mu$ Data using an Embedding Technique, ATL-PHYS-INT-2009-109, 2009.
- [85] T. Sjostrand, S. Mrenna, P. Skands, PYTHIA 6.4 Physics and Manual, JHEP 0605 (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175.

- [86] P. Nason, A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms, JHEP 0411 (2004) 040, arXiv:hep-ph/0409146.
- [87] S. Frixione, P. Nason and C. Oleari, Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method, JHEP 0711 (2007) 070, arXiv:0709.2092.
- [88] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari and E. Re, A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX, JHEP 1006 (2010) 043, arXiv:1002.2581.
- [89] P. Nason and C. Oleari, NLO Higgs boson production via vector-boson fusion matched with shower in POWHEG, JHEP 1002 (2010) 037, arXiv:0911.5299.
- [90] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari and E. Re, NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG, JHEP 0904 (2009) 002, arXiv:0812.0578.
- [91] M.L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau and A.D. Polosa, ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions, JHEP 07 (2003) 001, arXiv:hep-ph/0206293.
- [92] S. Frixione and B.R. Webber, Matching NLO QCD computations and parton shower simulations, JHEP 0206 (2002) 029, arXiv:hep-ph/0204244.
- [93] S. Frixione, P. Nason and B.R. Webber, Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavour production, JHEP 0308 (2003) 007, arXiv:hep-ph/0305252.
- [94] S. Gieseke et al., Herwig++ 2.0 Release Note, arXiv:hep-ph/0609306.
- [95] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer, T. Stelzer, MadGraph 5 : Going Beyond, JHEP 1106 (2011) 128, arXiv:1106.0522.
- [96] S. Frixione, E. Laenen, P. Motylinski, B.R. Webber and C.D. White, Single-top production in association with a W boson, JHEP 0807 (2008) 029, arXiv:0805.3067.
- [97] B.P. Kersevan, E. Richter-Was, The Monte Carlo event generator AcerMC versions 2.0 to 3.8 with interfaces to PYTHIA 6.4, HERWIG 6.5 and ARIADNE 4.1, Computer Physics Communications, Volume 184, Issue 3, March 2013, 919-985, arXiv:hep-ph/0405247.
- [98] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw, M. H. Seymour, Multiparton interactions in photoproduction at HERA, Z.Phys. C72 (1996) 637-646, arXiv:hep-ph/9601371.
- [99] H.-L. Lai et al., New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis, Phys. Rev. D 82 (2010) 074024, arXiv:1007.2241.
- [100] J. Pumplin et al., New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis, JHEP 07 (2002) 012, arXiv:hep-ph/0201195.
- [101] S. Agostinelli et al., GEANT4: A simulation toolkit, Nucl. Instr. and Meth. A 506 (2003) 250-303.
- [102] A. Elagin, P. Murat, A. Pranko, A. Safonov, A New Mass Reconstruction Technique for Resonances Decaying to di-tau, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 654, Issue 1, 481-489, 2011.
- [103] J. Maluck, Studien zur Optimierung und Massenrekonstruktion in der Suche nach dem Higgs-Boson des Standardmodells im Zerfall $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ mit dem ATLAS-Experiment, Diplomarbeit, Universität Freiburg, 2013.
- [104] Z. Was, TAUOLA the library for tau lepton decay, and KKMC/KORALB/KORALZ/... status report, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 98 (2001) 96-102, arXiv:hep-ph/0011305.
- [105] P. Golonka, Z. Was, PHOTOS Monte Carlo: a precision tool for QED corrections in Z and W decays, arXiv:hep-ph/0506026.
- [106] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/HowToCleanJets2012>.

- [107] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/DataPreparationCheckListForPhysicsAnalysis/>.
- [108] R.K. Ellis, I.Hinchliffe, M. Soldate und J.J. Van der Bij, Higgs decay to $\tau^+\tau^-$: A possible signature of intermediate mass Higgs bosons at high energy hadron colliders, Nucl. Phys. B 297, 221-243, 1988.
- [109] L. Rokach and O. Maimon, Data mining with decision trees: theory and applications, World Scientific Pub Co Inc, 2008.
- [110] Y. Freund and R.E. Schapire, A Decision-Theoretic Generalization of On-Line Learning and an Application to Boosting, Journal of Computer and System Sciences, 55, 119-139, 1997.
- [111] J.H. Friedman, Greedy Function Approximation: A Gradient Boosting Machine, Ann. Statist. Volume 29, Number 5 (2001), 1189-1232.
- [112] J.H. Friedman, Stochastic gradient boosting, Computational Statistics & Data Analysis, Volume 38, Issue 4 (2002), 367-378.
- [113] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne and H. Voss, TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis, PoS A CAT 040, (2007), arXiv:physics/0703039.
- [114] C. Gini, Variabilità e mutabilità, Reprint (1955): Memorie di metodologica statistica, 1912.
- [115] A.N. Kolmogorov, Sulla Determinazione Empirica di una Legge di Distribuzione, Giornale dell'Istituto Italiano degli Attuari, Vol. 4, 83-91, 1933.
- [116] N.V. Smirnov, Table for Estimating the Goodness of Fit of Empirical Distributions, The Annals of Mathematical Statistics, Vol. 19, No. 2, 1948.
- [117] D. Rainwater, R. Szalapski, D. Zeppenfeld, Probing color-singlet exchange in Z+2-jet events at the CERN LHC, Phys. Rev. D 54, 6680-6689, 1996.
- [118] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, O. Vitells, Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics, Eur.Phys.J.C71:1554, 2011.
- [119] ATLAS Collaboration, Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC, CERN-PH-EP-2013-026, 2013.
- [120] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/METUtilSystematics>.
- [121] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/ApplyJetResolutionSmearing>.
- [122] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/JetUncertainties>.
- [123] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/JetUncertainties2011>.
- [124] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/JetUncertainties2012>.
- [125] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/JESCorrelationRecommendations>.
- [126] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/EfficiencyMeasurements2012>.
- [127] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/MCPAnalysisGuidelinesData2012>.
- [128] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/EnergyScaleResolutionRecommendations>.
- [129] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino and R. Tanaka (Eds.), Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions, arXiv:1201.3084, 2012.
- [130] I.W. Stewart, F.J. Tackmann, Theory Uncertainties for Higgs and Other Searches Using Jet Bins, Phys. Rev. D 85, 034011, 2012.
- [131] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CERNYellowReportPageAt8TeV>.

- [132] E. Bagnaschi, G. Degrassi, P. Slavich, A. Vicini, Higgs production via gluon fusion in the POWHEG approach in the SM and in the MSSM, JHEP 2012:88, arXiv:1111.2854, 2012.
- [133] S. Frixione, New Developments in NLO MC, Talk at the 7th Higgs XS WG meeting, CERN, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confid=209605>, 2012.

Danksagung

Ich danke Prof. Dr. Markus Schumacher für die Bereitstellung des Themas und die sehr gute Betreuung während der letzten anderthalb Jahre.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe möchte ich danken, besonders meinen Betreuern Michael und Michel, die mir bei Fragen und Problemen immer zur Seite standen; Christian, der die Limitmaschine zum Laufen brachte und meinen Bürokollegen Florian und Holger.

Es war toll, ein Teil dieser Arbeitsgruppe zu sein.

Ich danke meinen Freunden und meiner Familie.