

Bachelorarbeit

Optimierung von VBF für $H \rightarrow \gamma\gamma$ in 13 TeV Proton-Kollisionen am ATLAS-Experiment

Optimization of VBF $H \rightarrow \gamma\gamma$ Selection for 13 TeV proton collisions at ATLAS

angefertigt von

Kira Abeling

aus Twistringen

am II. Physikalischen Institut

Arbeitsnummer: II.Physik-UniGö-BSc-2015/07

Bearbeitungszeit: 16. April 2015 bis 23. Juli 2015

Erstgutachter/in: Prof. Dr. Stan Lai

Zweitgutachter/in: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Abstract

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit verschiedenen Optimierungsverfahren zur Selektion der VBF im Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$ am ATLAS Detektor mit simulierten Ereignissen für $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Dazu werden zwei manuelle Methoden (mit und ohne VBF-Vorselektion) sowie zwei TMVA implementierte Algorithmen (schnittbasiert und BDT) untersucht. Insgesamt weist der BDT mit $\Sigma \approx 1$ für eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ fb}^{-1}$ die höchste Signifikanz auf. Damit ist er um 10% bis 15% besser als die verwendeten schnittbasierten Methoden. Für $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$ wird eine Signifikanz von $\Sigma \approx 1.7$ erreicht.

Abstract

In the current thesis, the optimization of VBF $H \rightarrow \gamma\gamma$ selection is investigated with the ATLAS detector using simulated events for a centre-of-mass-energy of $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. For this purpose, two manual cut-based methods are performed, with and without a pre-defined VBF-preselection. The results are compared to optimizations performed with the TMVA program, for both a cut-based selection as well as a BDT implementation. The BDT achieved the best significance of $\Sigma \approx 1$ assuming an integrated luminosity of $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ fb}^{-1}$. This is an improvement of approximately 10% to 15% over the cut-based optimizations. With $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$, a significance of $\Sigma \approx 1.7$ is achieved by the BDT.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theorie und Phänomenologie	3
2.1. Elektroschwache Symmetriebrechung und der Higgs-Mechanismus	3
2.2. Das Higgs-Boson	6
2.2.1. Entstehungsmechanismen	6
2.2.2. Zerfallskanäle	8
2.2.3. Entdeckung	10
2.2.4. Vertiefung $\text{VBF} \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$	10
3. Der ATLAS-Detektor	15
3.1. Koordinatensystem	15
3.2. Aufbau	16
3.3. Trigger-System	18
4. Analyse – Grundlagen	19
4.1. Monte-Carlo-Generatoren	20
4.2. Framework und Vorselektion	21
4.3. Schnittvariablen	24
4.4. Untergrundabschätzung	27
5. Analyse	31
5.1. Manuelle Optimierung	31
5.1.1. Methode 1: Optimierung ohne VBF-Vorselektion	33
5.1.2. Methode 2: Optimierung mit VBF-Vorselektion	36
5.2. Optimierung mittels TMVA	43
5.2.1. Simulated Annealing	45
5.2.2. Boosted Decision Tree	47
6. Zusammenfassung und Ausblick	51

Inhaltsverzeichnis

A. Abbildungen **53**

B. Tabellen **61**

Nomenklatur

Variablen

Variable	Bedeutung	Einheit
c	(Licht-)Geschwindigkeit	$(299\,792\,458) \text{ m/s}$
\hbar	reduziertes Plancksches Wirkungsquantum	$6.582119 \cdot 10^{-22} \text{ MeVs}$
E	Energie	GeV
m	(Invariante) Masse	GeV
p^μ	Viererimpuls	GeV
p_T	Transversalimpuls	GeV
θ	Polarwinkel	$^\circ, \text{ rad}$
ϕ	Azimuthwinkel	$^\circ, \text{ rad}$
η	Pseudorapidity	—
ΔR	Entfernung im η - ϕ -Raum	—
Σ	Signifikanz	—

Indizes

Index	Bedeutung
j	Jet
γ	Photon

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
CERN	Europäische Organisation für Kernforschung
LHC	Large Hadron Collider

Nomenklatur

Abkürzung	Bedeutung
VBF	Vektorbosonfusion
ggF	Gluon-Gluon-Fusion
$\gamma\gamma$ -Backgr.	kontinuierlicher Zwei-Photonen-Untergrund
MC	Monte-Carlo
TMVA	Toolkit for Multivariate Data Analysis
SA	Simulated Annealing
BDT	Boosted Decision Tree
1d	eindimensional
2d	zweidimensional
max	maximal
min	minimal
em	elektromagnetisch
H	Higgs-Boson
γ	Photon
W^\pm, Z^0	Bosonen der schwachen Wechselwirkung
g	Gluon
q, \bar{q}	Quark, Antiquark

1. Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik hat in den letzten Jahrzehnten immer wieder große Erfolge feiern können. Nachdem es in den 1970er Jahren durch Entdeckung des Charm-Quarks (1974 [1, 2]) für zwei Generationen vervollständigt wurde, gab es bereits durch die CKM-Matrix die Theorie einer dritten Generation an Teilchen [3]. Kurze Zeit später sollten die ersten Teilchen dieser Generation entdeckt werden: das Tauon (1975 [4]) und das Bottom-Quark (1977 [5]). Bevor die letzten Teilchen der dritten Generation nachgewiesen wurden, sollten noch einige Jahre vergehen. Erst 1995 wurde das Top-Quark am Tevatron entdeckt [6, 7] und das zum Tauon gehörige Tauneutrino sogar erst 2000 [8]. In der Zwischenzeit fand man jedoch fast alle durch das Standardmodell postulierten Bosonen. Dazu gehörte das Gluon (1979 [9–11]) sowie die Bosonen der schwachen Wechselwirkung W^\pm (1983 [12]) und das Z (1983 [13]). Das einzige fehlende Teilchen, das Higgs-Boson (postuliert 1964 von P. Higgs [14]), sollte erst fast drei Jahrzehnte später folgen. 2012 wurde es am Large Hadron Collider (LHC) von den Experimenten ATLAS und CMS erstmals mit einer ausreichenden Signifikanz entdeckt [15, 16].

Der LHC befindet sich auf dem Gelände der Europäischen Organisation für Kernforschung (CERN) und ist mit einem Umfang von 27 km der größte Kreisbeschleuniger. Er ist für zwei Protonenstrahlen konzipiert. Im März 2010 lief der Beschleuniger mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ an und wurde 2012 auf $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ gesteigert [17]. Diese Jahre fasst man als den sogenannten Run I auf. Bereits zu diesem Zeitpunkt war der LHC der leistungsstärkste Kreisbeschleuniger der Welt, wenn man die Schwerpunktsenergie und Teilchendichte betrachtet. Nach einer Pause, um die Detektoren sowie die Magnete des Beschleunigers aufzurüsten, begann in diesem Sommer (2015) Run II mit einer Schwerpunktsenergie von zunächst $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ und später $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ [17].

Am LHC sind verschiedene Experimente untergebracht. Die beiden Größten sind ATLAS und CMS. Sie sind darauf spezialisiert, Top-Quarks zu erforschen, das Higgs-Boson nachzuweisen sowie Anzeichen für Physik jenseits des Standardmodells (wie zum Beispiel Supersymmetrie) zu finden [18, 19]. Da das Higgs-Boson 2012 von ATLAS und CMS entdeckt [15, 16] wurde, liegt der Fokus nun eher bei der Erforschung beziehungsweise Überprüfung der Eigenschaften des Higgs-Bosons. Zwei weitere Experimente sind ALICE (Erforschung

1. Einleitung

von Quark-Gluon-Plasmen) [20] und LHCb (Experimente zur CP-Verletzung) [21].

Die folgende Arbeit wurde im Rahmen des ATLAS-Experiments mit $\sqrt{s} = 13$ TeV Monte-Carlo-Ereignissen durchgeführt und beschäftigt sich mit der Optimierung der Selektion von Higgs-Bosonen, die durch Vektorbosonfusion (VBF) produziert werden. Die verwendeten Higgs-Bosonen werden nur im Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$ betrachtet. Es ist gewissermaßen eine Vorbereitung der Analyse der 2015 genommenen Daten.

Dazu wird zunächst in Kap. 2 ein theoretischer Überblick über den Higgs-Mechanismus und das Higgs-Boson, inklusive Produktion, Zerfall und Entdeckung, gegeben.

In Kap. 3 wird der ATLAS-Detektor mit seinen Komponenten vorgestellt und das verwendete Koordinatensystem kurz erläutert.

Danach werden in Kap. 4 die Analyse-Grundlagen dargestellt. Diese beziehen sich vor allem auf die verwendeten Monte-Carlo-Generatoren sowie die entsprechende Gewichtung durch Wirkungsquerschnitt und erwarteter Luminosität. Auch das genutzte Framework und die Optimierungsvariablen sollen vorgestellt werden. Zum Abschluss dieses Kapitels wird genauer auf die Untergrundabschätzung eingegangen.

Darauf folgt in Kap. 5 die eigentliche Analyse, die sich aus einer schnittbasierten Optimierung per Hand als auch durch das TOOLKIT FOR MULTIVARIATE DATA ANALYSIS (TMVA) [22] zusammensetzt.

Abschließend werden die Ergebnisse in Kap. 6 zusammengefasst und ein Ausblick gegeben.

2. Theorie und Phänomenologie

In dem folgenden Kapitel soll die Theorie der elektroschwachen Symmetriebrechung und des Higgs-Mechanismus grundlegend erläutert werden, bevor auf das Higgs-Boson als Teilchen genauer eingegangen wird. Insbesondere werden die Produktions- und Zerfallsprozesse kurz vorgestellt, bevor die Entdeckung des Higgs-Bosons 2012 näher beleuchtet wird. Als Abschluss des Kapitels werden die hier verwendeten Prozesse (Vektorbosonfusion und Zwei-Photonen- ($\gamma\gamma$ -) Zerfall) intensiver behandelt sowie eine physikalische Motivation zur Untersuchung dieser Prozesse geliefert.

2.1. Elektroschwache Symmetriebrechung und der Higgs-Mechanismus

Das Standardmodell der Teilchenphysik [23–25] verbindet alle Elementarteilchen und elementaren Wechselwirkungen (elektromagnetische, schwache und starke, aber keine Gravitation) in einem Modell. Die Elementarteilchen gliedern sich in zwei Gruppen: Quarks und Leptonen. Diese kann man wiederum in drei Familiendoublets mit gleichen Eigenschaften (außer der Masse) unterteilen, sodass folgende Ordnung entsteht:

$$\begin{aligned} \text{Quarks:} & \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \\ \text{Leptonen:} & \quad \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Die Elementarteilchen sind allesamt Fermionen, haben also Spin- $\frac{1}{2}$. Die sogenannten Austauscheteilchen, also die Teilchen, die für ihre jeweilige Wechselwirkung stehen (siehe Tab. 2.1), sind hingegen alle Vektorbosonen mit Spin-1. Das Standardmodell beschreibt diese Wechselwirkungen nun durch Feldtheorien, die eine lokale Eichinvarianz besitzen (lokale Eichtheorien).

In Tab. 2.1 sind außerdem noch die Kopplungen der einzelnen Wechselwirkungen zusammengefasst. Dabei fällt auf, dass jede Wechselwirkung an Quarks koppeln kann, aber

2. Theorie und Phänomenologie

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Kopplung an
elektromagnetisch	γ	geladene Leptonen und Quarks
schwach	W^\pm und Z^0	alle Leptonen und Quarks
stark	g	nur an Quarks

Tab. 2.1.: Übersicht zu den drei im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen inklusive der Austauschteilchen und Kopplung.

nur die elektromagnetische und die schwache an Leptonen. Aus diesem Grund wurde in den 1960er Jahren die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung in der sogenannten elektroschwachen Theorie vereint. Damit wurde die neue Eichsymmetrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ eingeführt, wobei L für die links chirale Kopplung der W^\pm an Teilchen steht und $Y = 2(Q - T_3)$ die Hyperladung mit der elektrischen Ladung Q und der dritten Komponente des schwachen Isospins T_3 bezeichnet. Wird eine lokale $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Transformation angewendet, so entstehen vier masselose Eichbosonen. Aus der kurzen Reichweite der schwachen Wechselwirkung sowie späteren Experimenten [12, 13] lassen sich W^\pm und Z^0 jedoch eine (eindeutige) Masse zuordnen. Auch Fermionen dürfen an dieser Stelle keine Masse besitzen.

Der Lösungsansatz von P. Higgs [26], sowie zeitgleich von F. Englert und R. Brout [27] als auch von G. Gluralnik, C. Hagen und T. Kibble [28], war die Einführung eines zusätzlichen skalaren Feldes (heute Higgs-Feld). Dadurch ist die elektroschwache Symmetriebrechung (EWSB) nicht durch die Teilchen an sich, sondern durch einen nicht symmetrischen Grundzustand im Vakuum, bedingt. Der restliche Abschnitt folgt hauptsächlich der Notation von [29]. Dabei ist zu beachten, dass die komplette Arbeit in natürlichen Einheiten durchgeführt wurde, bei denen alle Größen als Vielfache von \hbar (reduziertes Plancksches Wirkungsquantum) und c (Lichtgeschwindigkeit) dargestellt werden, wodurch

$$\hbar = c = 1. \tag{2.1}$$

Das zum Feld gehörende skalare Potential lässt sich am allgemeinsten schreiben als

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \tag{2.2}$$

wobei ϕ an sich ein komplexes, mit sich selbst wechselwirkendes $SU(2)$ -Doublett mit vier

2.1. Elektroschwache Symmetriebrechung und der Higgs-Mechanismus

Freiheitsgraden ist. Wird die Hyperladung $Y = 1$ gesetzt, so resultiert daraus

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{2}\phi^+ \\ \phi^0 + ia^0 \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Ist μ^2 nun negativ, so erhält man einen minimalen Vakuumerwartungswert, der von null verschieden ist:

$$\phi_{min} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Dabei ist $\phi^0 = H + v$ definiert, wobei v durch Konvention reell gewählt wird. Der Grundzustand bezeichnet das globale Minimum des Potentials (bei $v/\sqrt{2}$) und spontane Symmetriebrechung bedeutet, dass es eine Lagrangedichte des Systems gibt, welche nicht symmetrisch bezüglich dieses Grundzustands ist. In Abb. 2.1 ist dieses Potential für ein zwei-komponentiges Higgs-Feld dargestellt. Man kann sehen, dass es nicht ein klar definiertes Minimum als Vakuumerwartungswert gibt, sondern unendlich viele auf einem Kreis mit Radius $v/\sqrt{2}$.

Von den vier elektroschwachen Eichbosonen brechen drei die Symmetrie durch ihre Masse (W^\pm, Z^0). Lediglich das masselose Photon erhält die Symmetrie. Das Higgs-Feld ϕ hat insgesamt vier freie Parameter. Wenn man das Goldstonetheorem [30, 31] berücksichtigt, entstehen durch die spontane Symmetriebrechung insgesamt drei Spin-0 Bosonen, die mit den Freiheitsgraden des Higgs-Feldes identifiziert werden können.

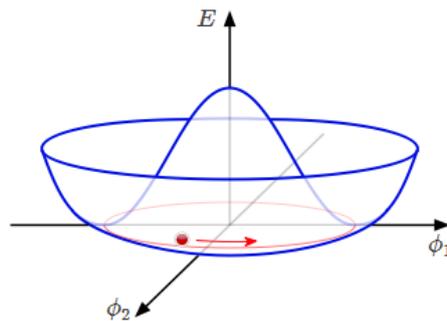


Abb. 2.1.: Darstellung des Higgs-Potentials mit einem zwei komponentigen Higgs-Feld.

Will man die Massentstehung genauer erklären, muss die Kopplung vom Higgs-Feld an die Felder W_μ und B_μ , die für die elektroschwache Eichsymmetrie $(SU(2)_L \times U(1)_Y)$

2. Theorie und Phänomenologie

stehen, betrachtet werden. Daraus folgt die Lagrangedichte für das Higgs-Feld:

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi) \quad (2.5)$$

$$\text{mit der kovarianten Ableitung } D^\mu \phi = \left(\partial^\mu + \frac{ig\sigma^a W_a^\mu}{2} + \frac{ig'Y B^\mu}{2} \right) \phi.$$

g und g' sind die $SU(2)$ - und $U(1)$ -Kopplungskonstanten, σ^a sind die Paulimatrizen mit $a = 1, 2, 3$. Die oben benannten Freiheitsgrade, die durch Goldstone-Bosonen abgedeckt werden, vermischen sich nun mit den Bosonen der schwachen Wechselwirkung und verleihen ihnen dadurch eine Masse. Das Photon bleibt weiterhin masselos, da die Symmetrie der elektromagnetischen Wechselwirkung nicht gebrochen ist. Auch die Fermionen wechselwirken mit dem Higgs-Feld über die sogenannte Yukawa-Kopplung und erhalten damit ebenfalls eine klar definierte Masse:

$$M_W^2 = \frac{g^2 v^2}{4} \quad M_Z^2 = \frac{(g'^2 + g^2)v^2}{4} \quad m_f = \frac{\lambda_f v}{\sqrt{2}}, \quad (2.6)$$

wobei λ_f die Yukawa-Kopplungsstärke angibt.

Von den anfänglichen vier Freiheitsgraden ist nun noch einer unbestimmt. Dieser Freiheitsgrad entspricht dem Higgs-Boson.

2.2. Das Higgs-Boson

Das im Standardmodell zu findende Higgs-Boson ist ein Spin-0 Teilchen und CP -gerade. Die Masse lässt sich über den Selbstkopplungsparameter λ aus dem Potential (Gl. 2.2) bestimmen zu:

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v \text{ mit } v = (\sqrt{2}G_F)^{-\frac{1}{2}} \approx 246 \text{ GeV}, \quad (2.7)$$

wobei G_F die Fermikonstante bezeichnet [29]. Im Folgenden wird nun genauer auf die Produktion an Hadron Collidern und den Zerfall des Higgs-Bosons eingegangen, bevor die Entdeckung ausführlicher behandelt wird. Der ganze Abschnitt bezieht sich hauptsächlich auf [29, 32–34].

2.2.1. Entstehungsmechanismen

Die Feynman-Diagramme der wichtigsten und häufigsten Higgs-Produktionsmechanismen sind in niedrigster Ordnung in Abb. 2.2 dargestellt. Dazu zählen unter anderem die Gluon-Gluon-Fusion (ggF), die Vektorbosonfusion (VBF), die assoziierte Produktion eines Higgs-

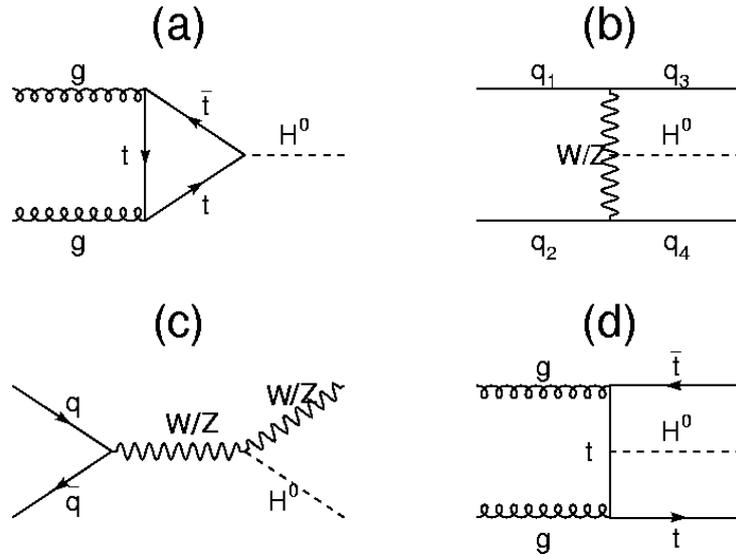


Abb. 2.2.: Feynman-Diagramme für die Higgs-Produktion an Hadron Collidern: (a) Gluon-Gluon-Fusion, (b) Vektorbosonfusion, (c) Higgs-Strahlung, (d) Assoziierte Higgs-Produktion mit Top-Quarks.

Bosons mit einem Vektorboson und zuletzt die Produktion eines Higgs-Bosons mit einem Top-Antitop-Paar. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte am LHC sind in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} bei einer Masse $m_H = 125$ GeV in Abb. 2.3 dargestellt. Die entsprechenden Zahlenwerte für $m_H = 125$ GeV und ausgewählte Energien lassen sich in Tab. 2.2 finden.

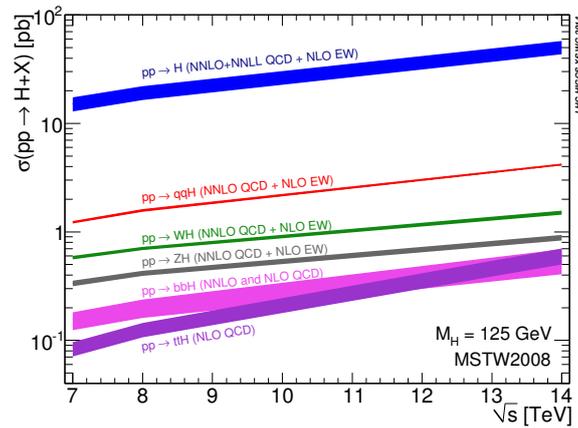


Abb. 2.3.: Darstellung des Wirkungsquerschnitts von $pp \rightarrow H + X$ in Abhängigkeit der Energie [35].

Die Gluon-Gluon-Fusion (ggF, $pp \rightarrow H$) hat bei allen Energien den höchsten Wirkungsquerschnitt. Bei ihr verschmelzen über eine virtuelle Top-Quark-Schleife zwei Gluonen zu

2. Theorie und Phänomenologie

\sqrt{s} [TeV]	Wirkungsquerschnitt für Higgs-Produktion [pb]					
	ggF	VBF	WH	ZH	$t\bar{t}H$	total
7	$15.1^{+0.15}_{-0.15}$	$1.22^{+0.03}_{-0.02}$	$0.58^{+0.04}_{-0.04}$	$0.33^{+0.06}_{-0.06}$	$0.09^{+0.12}_{-0.18}$	17.4
8	$19.3^{+0.15}_{-0.15}$	$1.58^{+0.03}_{-0.02}$	$0.70^{+0.04}_{-0.05}$	$0.41^{+0.06}_{-0.06}$	$0.13^{+0.12}_{-0.18}$	22.1
14	$49.9^{+0.20}_{-0.15}$	$4.18^{+0.03}_{-0.03}$	$1.50^{+0.04}_{-0.04}$	$0.88^{+0.06}_{-0.05}$	$0.61^{+0.15}_{-0.28}$	57.0

Tab. 2.2.: Übersicht der Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Energien und Produktionskanälen für $m_H = 125$ GeV [29, 32, 34].

einem Higgs-Boson [36]. Die Gluonen können dabei noch weitere Gluonen abstrahlen, die dann als Jets im Detektor sichtbar werden.

Den zweitgrößten Wirkungsquerschnitt hat die Vektorbosonfusion (VBF, $pp \rightarrow qqH$). Bei ihr werden zwei (Anti-) Quarks über den Austausch eines virtuellen schwachen Vektorbosons $V = W^\pm$ oder Z^0 im t - oder u -Kanal gestreut. Dabei wird das Higgs-Boson von dem Vektorboson emittiert. Die Quarks bleiben erhalten und bilden hochenergetische Jets in Vorwärts- beziehungsweise Rückwärtsrichtung aus, die sehr charakteristisch für die VBF sind (siehe dazu auch Abschnitt 4.3).

Die sogenannte Higgs-Strahlung ($pp \rightarrow VH$ mit $V = W^\pm, Z^0$) bezeichnet den Prozess, dass von einem virtuellen Vektorboson ein Higgs-Boson abgestrahlt wird, das ursprüngliche Boson aber erhalten bleibt, wodurch eine zusätzliche Signatur im Detektor entsteht, die für Analysen genutzt werden kann. Insgesamt wird sie jedoch im Verlauf der Arbeit nicht weiter betrachtet, da die ggF einen deutlich höheren Wirkungsquerschnitt hat.

Die assoziierte Produktion eines Higgs-Bosons mit einem $t\bar{t}$ -Paar hat von allen vorgestellten Produktionsmechanismen den geringsten Wirkungsquerschnitt und trägt daher auch nichts zum betrachteten Untergrund bei. In dieser Produktion lässt sich die Yukawa-Kopplung genauer untersuchen.

2.2.2. Zerfallskanäle

$H \rightarrow$	BR	$H \rightarrow$	BR
$b\bar{b}$	$5.77 \cdot 10^{-1}$	gg	$8.57 \cdot 10^{-2}$
$c\bar{c}$	$2.91 \cdot 10^{-2}$	$\gamma\gamma$	$2.28 \cdot 10^{-3}$
$\tau^+\tau^-$	$6.32 \cdot 10^{-2}$	$Z\gamma$	$1.54 \cdot 10^{-3}$
$\mu^-\mu^+$	$2.19 \cdot 10^{-4}$	WW^*	$2.15 \cdot 10^{-1}$
		ZZ^*	$2.64 \cdot 10^{-2}$

Tab. 2.3.: Verzweigungsverhältnis der Zerfallskanäle für $m_H = 125$ GeV, links: Fermionen, rechts: Bosonen [34].

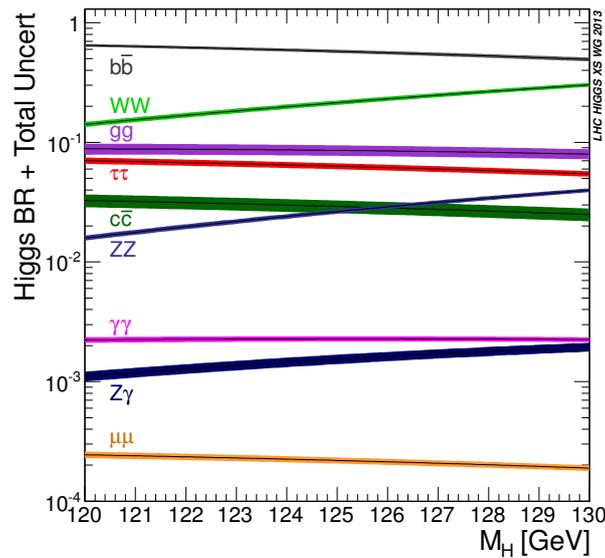


Abb. 2.4.: Zerfallskanäle des Higgs-Bosons im Bereich von $m_H = 120 - 130$ GeV [35].

Nachdem die wichtigsten Produktionsmechanismen in Abschnitt 2.2.1 dargestellt wurden, sollen hier die wichtigsten Zerfallskanäle kurz erläutert werden. Diese sind in Abb. 2.4 abgebildet. Die dazugehörigen Werte für $m_H = 125$ GeV sind in Tab. 2.3 zu finden.

Betrachten wir die Masse $m_H = 125$ GeV, so ist der dominierende Zerfallskanal $H \rightarrow b\bar{b}$, was sich recht simpel damit erklären lässt, dass ein $b\bar{b}$ -Paar der massereichste, reell zu erreichende Zerfall ist.

Darauf folgt der Zerfall in zwei W^\pm -Bosonen, wobei eines dieser beiden virtuell sein muss, da die Higgs-Masse nicht ausreicht, um beide zu erzeugen. Die W^\pm -Bosonen zerfallen jedoch recht schnell in leichtere Teilchen, sodass die Reaktion trotzdem möglich ist.

Schon unwahrscheinlicher ist der Zerfall in zwei Gluonen, einem $\tau^+\tau^-$ -Paar oder einem $c\bar{c}$ -Paar. Dabei werden die Gluonen nicht direkt erzeugt, sondern analog zur ggF über eine Top-Quark-Schleife.

Mit deutlich geringerer Wahrscheinlichkeit treten die Zerfälle in zwei Z^0 -Bosonen oder zwei Photonen, wobei auch dieser kein direkter Zerfall ist, sondern über eine Top-Quark- oder W -Boson-Schleife geschieht, auf. Auch eine Mischung aus diesen, also $Z^0\gamma$ ist relativ selten. Mit dem geringsten abgebildeten Verzweigungsverhältnis zerfällt das Higgs-Boson in ein $\mu^+\mu^-$ -Paar.

2. Theorie und Phänomenologie

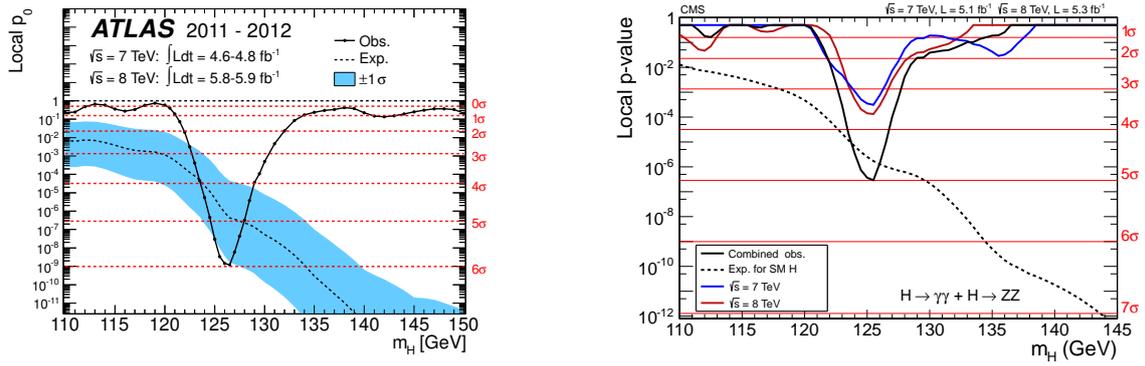


Abb. 2.5.: Beobachtung des Higgs-Bosons in verschiedenen σ -Bereichen im Bezug zur Higgs-Masse. links: ATLAS [15], rechts: CMS [16].

2.2.3. Entdeckung

Wie bereits in Kap. 1 erwähnt, wurde 2012 von ATLAS mit einer Signifikanz von fast 6σ und CMS mit einer Signifikanz von etwa 5σ ein Teilchen entdeckt (vgl. Abb. 2.5). Dieses stimmte in allen bisher gemessenen Eigenschaften mit dem dem Standardmodell zugeschriebenen Higgs-Boson überein.

Für die Entdeckung wurden vor allem die Zerfallskanäle $H \rightarrow \gamma\gamma$ und $h \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow 4\ell$ mit $\ell = e, \mu$ betrachtet. Diese zeichnen sich zum einen durch ein sehr klares Signal im Detektor (vgl. Abschnitt 3.2) und zum anderen durch einen sehr gut bekannten Untergrund aus.

Die Masse des Higgs-Bosons wurde 2012 bei ATLAS zu $m_H = 126.0 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{sys.})$ GeV [15] und bei CMS zu $m_H = 125.3 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.5(\text{sys.})$ GeV [16] bestimmt. Der heutige Wert ist ein kombinierter Wert von ATLAS und CMS in den Zerfallskanälen $H \rightarrow \gamma\gamma$ und $h \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow 4\ell$ und allen Daten aus Run I. Die Masse beträgt demnach $m_H = 125.09 \pm 0.21(\text{stat.}) \pm 0.11(\text{sys.})$ GeV [37].

2.2.4. Vertiefung VBF $\rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$

Die Motivation dieser Arbeit, sprich die Isolierung von den durch VBF produzierten Higgs-Bosonen im Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$ (Abb. 2.6), ist, die Spin-Eigenschaften des Higgs-Bosons genauer untersuchen zu können.

Die VBF macht es möglich, die Kopplung des Higgs-Bosons an zwei Vektorbosonen zu untersuchen, sprich den Vertex HVV genauer zu betrachten. Die allgemeinste und

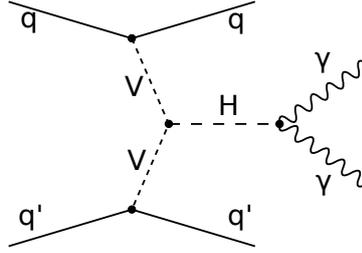


Abb. 2.6.: Feynman-Diagramm des hier betrachteten Prozess VBF $H \rightarrow \gamma\gamma$.

lorentzinvariante Beschreibung dieses Vertex ist ein Tensor der Form:

$$T^{\mu\nu}(q_1, q_2) = \underbrace{a_1(q_1, q_2)g^{\mu\nu}}_{\text{Standardmodell}} + \underbrace{a_2(q_1, q_2)[q_1 \cdot q_2 g^{\mu\nu} - q_1^\mu q_2^\nu]}_{\substack{CP\text{-gerade} \\ \text{anomale Kopplung}}} + \underbrace{a_3(q_1, q_2)\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}q_{1\rho}q_{2\sigma}}_{CP\text{-ungerade}}. \quad (2.8)$$

Dabei handelt es sich bei den a_i um lorentzinvariante Formfaktoren, die von den Viererimpulsen q_1, q_2 der Vektorbosonen abhängen. Im Standardmodellfall ist

$$a_1 = \frac{2m_V^2}{v} \quad \text{und} \quad a_2 = a_3 = 0$$

mit dem Vakuumerwartungswert v (vgl. Abschnitt 2.1) und der Masse des entsprechenden Vektorbosons m_V [38].

Über die produzierten Jets kann eine Verteilung der Differenz der Azimutwinkel ϕ (siehe Abschnitt 3.1) ermittelt werden, über deren Minimum das Verhältnis der beiden anderen Formfaktoren a_2 und a_3 direkt bestimmt werden kann [39]. In Abb. 2.7 sind die Verteilungen von $\Delta\phi_{jj} = \phi_+ - \phi_-$ zu erkennen. Dabei gibt ϕ_+ den Jet in Rückwärts- und ϕ_- den Jet in Vorwärtsrichtung an, wobei das Vorzeichen von $\Delta\phi_{jj}$ erhalten bleibt. Die Verteilungen zeigen dabei die verschiedenen anomalen Kopplungen: eine gleichmäßig gemischte (rot), eine CP -gerade (grün), eine CP -ungerade (blau) und eine Standardmodellkopplung (violett). Sollte es diese anomalen Kopplungen geben, etwa durch eine Teilchenschleife, so würde sich nicht nur der Produktionswirkungsquerschnitt ändern, sondern auch die Kopplungsstruktur und die kinematischen Verteilungen beim Zerfall in die Vektorbosonen.

Mit diesem Verfahren konnte man bereits einige Aspekte des Standardmodells weiter festigen. In Abb. 2.8 sind verschiedene Spin- und Paritätsmöglichkeiten dargestellt. Dabei zeigt sich eindeutig, dass der gemessene Wert immer im orangenen Bereich, also konsistent mit $J^P = 0^+$, liegt und ganz selten im blauen, was beispielsweise ein Spin-1 oder Spin-2 Higgs-Boson bedeuten würde. In Abb. 2.9 ist dagegen die Untersuchung, ob das Higgs-

2. Theorie und Phänomenologie

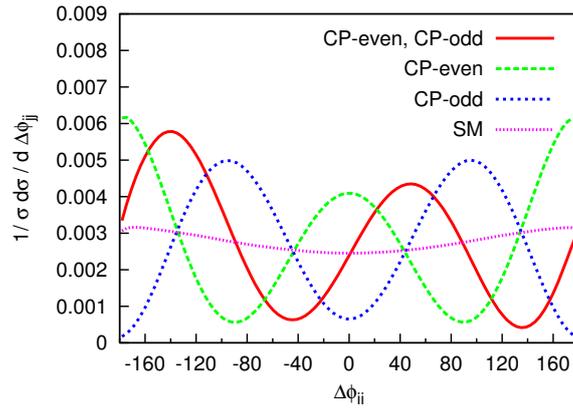


Abb. 2.7.: Normierte Verteilungen von $\Delta\phi_{jj}$ für verschiedene CP-Kopplungen und einer Higgs-Masse von $m_H = 120$ GeV [39].

Boson sich CP -gerade oder CP -ungerade transformiert, aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die Daten ein CP -ungerade-transformierendes Higgs-Boson ausschließen. Jedoch ist eine Beimischung des $CP = -1$ -Terms, wie sie in Abb. 2.7 dargestellt ist, weder bewiesen noch falsifiziert, sodass die Forschungen über das Standardmodell hinaus reichen.

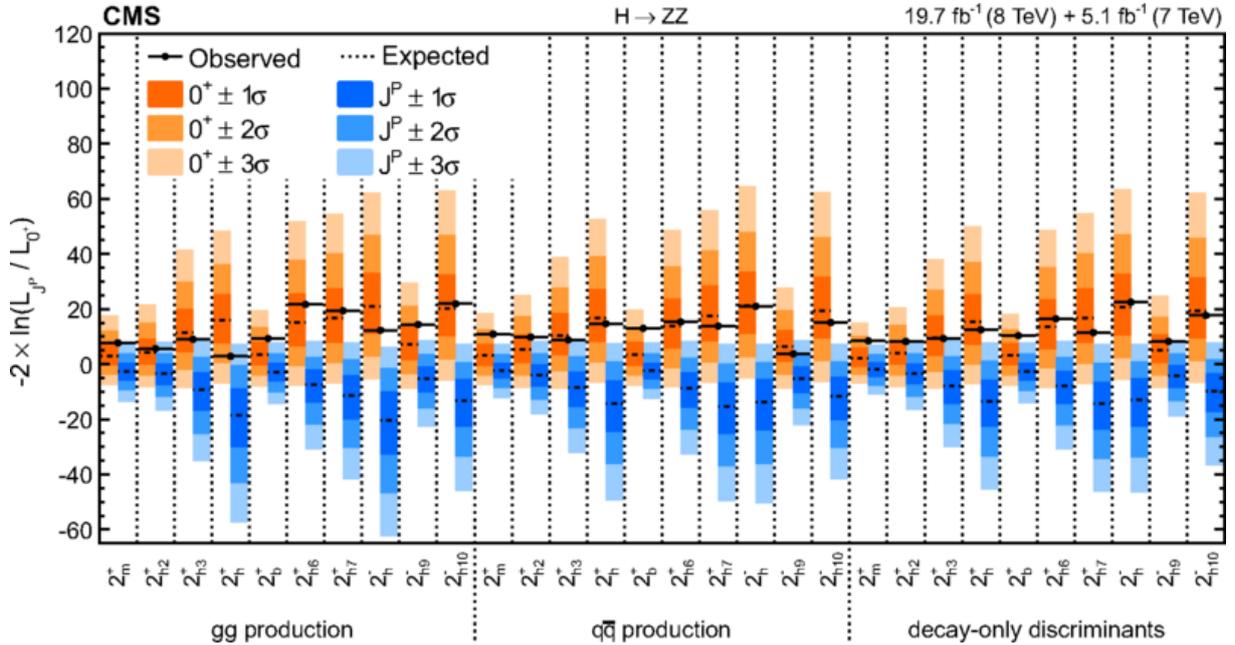


Abb. 2.8.: Zusammenfassung der verschiedenen Spin- und Paritätsmöglichkeiten des Higgs-Bosons mit unterschiedlichen Produktionsmechanismen [40].

Obwohl der Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$ ein sehr geringes Verzweigungsverhältnis hat, ist er in der Higgs-Forschung einer der bedeutendsten. In Abb. 2.10 sieht man ein Feynman-

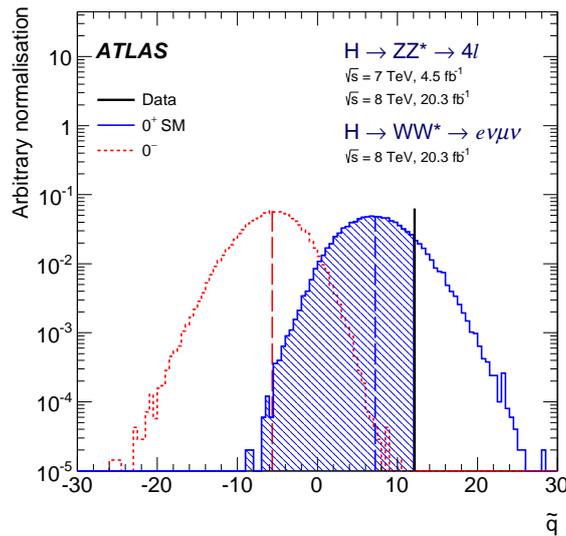


Abb. 2.9.: Vergleich der CP -Modelle des Higgs-Bosons [41].

Diagramm, das den Zerfall eines Higgs-Bosons in zwei Photonen ($H \rightarrow \gamma\gamma$) darstellt. Dieser kann nicht direkt geschehen, da Photonen masselos sind und somit nicht an das Higgs-Feld beziehungsweise an das Higgs-Boson koppeln. Stattdessen wird eine Schleife aus virtuellen Top-Quarks oder W^\pm -Bosonen gebildet. Im Verlauf dieser Arbeit werden jedoch nur die zwei Photonen berücksichtigt (vgl. Abb. 2.6).

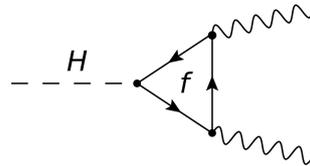


Abb. 2.10.: Feynman-Diagramm zum Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Ein weiterer Vorteil dieses Kanals ist die recht klare Form des Untergrunds als eine exponentiell abfallende Funktion (siehe hierzu auch Abschnitt 4.4), die sich zusammensetzt aus $gg \rightarrow \gamma\gamma$ sowie zu kleineren Teilen aus Fehlmessungen von beispielsweise π^0 , Quark-Antiquark-Annihilation und Gluon-Quark-Streuung. Ein Problem könnte sein, dass $gg \rightarrow \gamma\gamma$ mit $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ interferiert [33, 42, 43]. Dieser Effekt stellt sich jedoch als so gering heraus, dass er in dieser Arbeit nicht näher behandelt wird. Ebenso werden nur echte Photonen als Untergrund gewertet und keine falsch identifizierten Jets.

3. Der ATLAS-Detektor

Wie in Kap. 1 bereits erwähnt, dienen die beiden Experimente CMS und ATLAS zu großen Teilen der Erforschung des Top-Quarks und des Higgs-Bosons sowie der Suche nach einer Standardmodell erweiternden Physik, zum Beispiel der Supersymmetrie, im Bereich von mehreren TeV. Das spiegelt sich auch in dem Aufbau des ATLAS-Detektors wider. Die folgenden Abschnitte sind eine kurze Zusammenfassung des verwendeten Koordinatensystems sowie des ATLAS-Aufbaus, welche ausführlich in [18] dargestellt sind.

3.1. Koordinatensystem

Da in der folgenden Arbeit immer wieder auf das Koordinatensystem des ATLAS-Detektors zurückgegriffen wird, soll es hier kurz vorgestellt werden. ATLAS benutzt ein rechtshändiges orthonormales Koordinatensystem. Dabei wird der Ursprung auf den Kollisionspunkt gesetzt. Die x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des LHC, die y-Achse nach oben. Über die Rechtshändigkeit wird die z-Achse festgelegt. Die x-y-Ebene steht senkrecht zu den Protonenstrahlen und man definiert den Transversalimpuls als

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

Da ein System mit kartesischen Koordinaten jedoch etwas unpraktisch ist, wechselt man zu dem Azimutwinkel ϕ , der um die Strahlachse verläuft, und dem Polarwinkel θ , der den Winkel von der Strahlachse bezeichnet. Lediglich die z-Achse bleibt als ausgezeichnete Achse bestehen. Für θ führt man nun noch eine weitere Variable ein, die sogenannte Pseudorapidität

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

Diese ist sehr praktisch in Hadron Collidern, da die Differenz $\Delta\eta$ für relativistische Teilchen lorentzinvariant ist und somit in jedem beliebig geboosteten System gleich. Somit haben zwei Teilchen im Schwerpunktsystem und im Laborsystem das gleiche $\Delta\eta$, wodurch diese Variable sehr gerne für Schnitte und Ähnliches genutzt wird. Insgesamt deckt der

3. Der ATLAS-Detektor

Detektor einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 4.9$ ab, wobei der Hauptteil des Detektors (innerer Detektor, Großteil der Kalorimeter, Myonspektrometer (siehe Abschnitt 3.2)) nur in einen Bereich von $|\eta| < 2.5$ bis 3.2 messen kann (vgl. Tab. 3.1), sodass die Messgenauigkeit mit steigendem $|\eta|$ abnimmt.

Zuletzt wird noch die Entfernung in der η - ϕ -Ebene als

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

definiert. Diese ist invariant unter Boosts entlang der z-Achse, was für Hadron Collider von großer Wichtigkeit ist, da der Impuls in Proton-Proton-Kollisionen im Gegensatz zu e^+e^- -Kollisionen unter den einzelnen Partonen aufgeteilt wird und somit nicht genau bestimmbar ist.

3.2. Aufbau

Der ATLAS-Detektor ist 44 m lang und 25 m hoch. Das Gewicht beträgt etwa 7000 t. Der Detektor ist in mehreren Schichten aufgebaut. Die innerste Schicht dient der Spurdetektion geladener Teilchen. Darauf folgen zwei Kalorimeter und abschließend sind Myonkammern eingebaut (vgl. Abb. 3.1).

Detektor	Auflösung	Messbereich
Innerer Detektor	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% \cdot p_T \oplus 1\%$	$ \eta < 2.5$
em Kalorimeter	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	$ \eta < 3.2$
had. Kalorimeter		
Zentrum, Endkappe	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	$ \eta < 3.2$
Vorwärtsrichtung	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$
Myonspektrometer	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ mit $p_T = 1$ TeV	$ \eta < 2.7$

Tab. 3.1.: Übersicht über die Auflösungen und die Messbereiche der verschiedenen Detektorabschnitte mit p_T und E in GeV [18].

In dem inneren Detektor (Spurdetektion) wird durch einen Solenoid-Magneten ein starkes Magnetfeld ($B = 2$ T) erzeugt, sodass sich die Teilchen gemäß der Lorentzkraft auf gekrümmten Bahnen bewegen. Mit der Teilchenmasse und -ladung kann durch die Krümmung der Transversalimpuls p_T bestimmt werden. Da die relative Impulsauflösung mit steigendem Impuls sinkt (vgl. Tab. 3.1), ist eine gute Ortsauflösung zwingend notwendig. Daher besteht der innere Detektor wiederum aus drei Subsystemen. Dem Kollisionspunkt am nächsten ist ein Pixeldetektor, welcher die Spuren der einzelnen Teilchen mit größt-

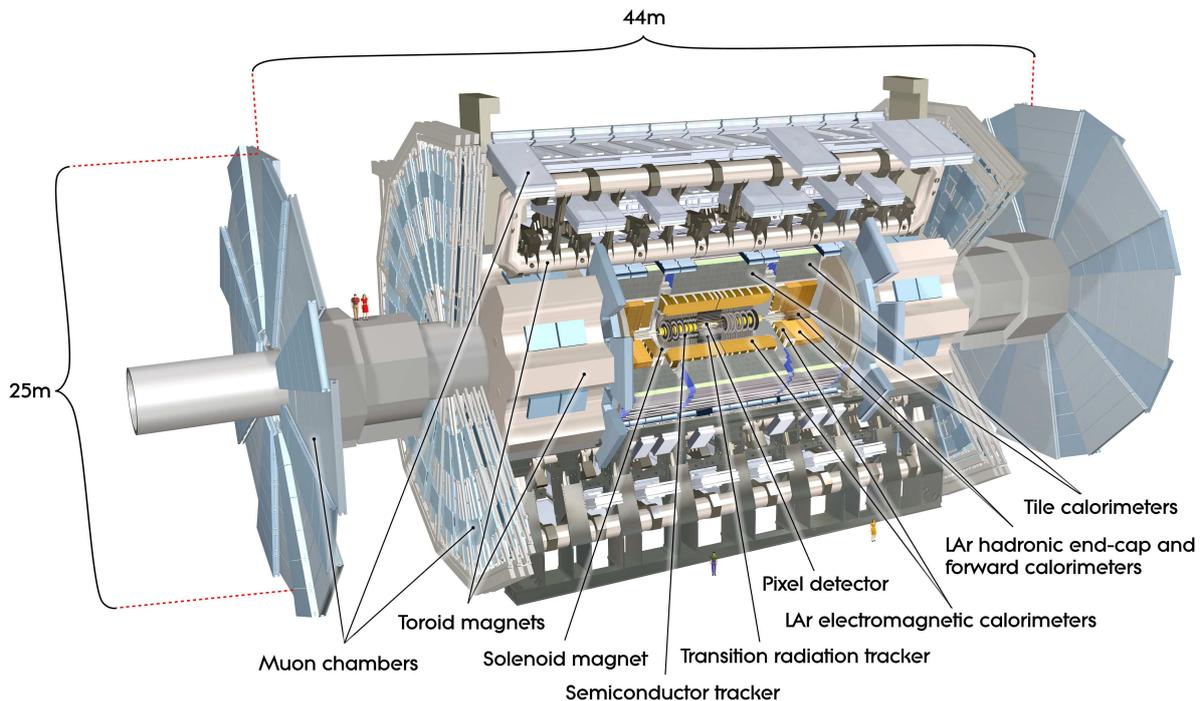


Abb. 3.1.: Darstellung des ATLAS-Detektors mit seinen einzelnen Komponenten [18].

möglicher Ortsauflösung isoliert und somit auswertbar macht. Darauf folgt ein Siliziumstreifendetektor, der ähnlich dem Pixeldetektor die Spuren der Teilchen vermisst, jedoch mit geringerer Auflösung. Das letzte Subsystem des inneren Detektors ist der sogenannte Transition-Radiation-Tracker (TRT). Dieser basiert auf einer Mischung aus Überstrahlungsdetektor und Driftkammer. Die einzelnen mit einem $\text{Xe} - \text{CO}_2 - \text{O}_2$ -Gemisch gefüllten Driftrohre sind in einem speziellen Schaum aus Polyethylen verankert, bei dem Kollisionselektronen Übergangsstrahlung im Röntgenbereich emittieren und somit das Xenongas anregen, welches wiederum gemessen und als Elektronenindikator verwendet werden kann.

Darauf folgt zunächst das elektromagnetische (em) Kalorimeter. Dieses vermisst die Energie von Elektronen und Photonen, wobei die Auflösung mit steigender Energie ebenfalls steigt (vgl. Tab. 3.1). Als Sampling-Kalorimeter setzt es sich aus Blei als Absorbermaterial und flüssigem Argon als Nachweismedium zusammen. Das Besondere dabei ist die Anordnung der einzelnen Kammern. Diese sind akkordeonartig zusammengesetzt, so dass die Antwort des Kalorimeters unabhängig von der Einfallsrichtung des Teilchens ist. Hinter dem elektromagnetischen Kalorimeter liegt das hadronische Kalorimeter. Dieses ist in drei Teile aufgeteilt. Der zentrale Bereich setzt sich dabei aus Eisen als Absorber und Plastiksintillatoren als aktives Medium zusammen. An den Endkappen besteht das

3. Der ATLAS-Detektor

hadronische Kalorimeter ähnlich wie das elektromagnetische Kalorimeter aus flüssigem Argon als aktives Medium, aber anstatt Eisen wird Kupfer als Absorber verwendet. Das Kalorimeter in Vorwärtsrichtung setzt sich aus Wolfram (Absorber) und flüssigem Argon (aktiv) zusammen.

Abschließend ist noch ein Myonspektrometer verbaut. Da Myonen als einzige Teilchen die Kalorimeter durchlaufen können, werden sie nach diesen in ein toroidales Magnetfeld gebracht, wodurch eine weitere Impulsmessung möglich ist. An den Endkappen sind drei große Räder im Abstand von 6 m installiert, die eine Charakteristik des ATLAS-Detektors darstellen. Im Zentralbereich sind drei Lagen an Driftkammern eingebaut, die mit einem zusätzlichen Trigger-System ausgestattet sind, um die Ortsauflösung zu verbessern.

3.3. Trigger-System

Der ATLAS-Detektor hat ein 3-stufiges Trigger-System bestehend aus dem sogenannten Level-1-Trigger (L1), dem Level-2-Trigger (L2) und dem Eventfilter.

Zuerst kommt der L1 zum Einsatz. Dieser reagiert auf hohe Transversalimpulse p_T von Myonen, Elektronen, Photonen, Jets sowie Tauonen, die hadronisch zerfallen. Außerdem registriert er fehlende Transversalenergie \cancel{E}_T sowie große totale Transversalenergie E_T . Für Myonen gibt es spezielle Trigger-Kammern, die im Zentral- und Endkappenbereich des Spektrometers eingebaut sind. Über die restlichen Teilchen wird in den Kalorimetern mit einer reduzierten Granularität Informationen gesammelt und ausgewertet. Außerdem ist es möglich mit dem L1 bestimmte Regionen des Detektors hervorzuheben, in welchen interessante Prozesse erwartet werden. Damit wird die Ereignisrate von 40 MHz auf 75 kHz gedrosselt.

In diesen Bereichen wird für den L2 auf alle Detektorinformationen zurückgegriffen und eine feinere Auswahl an Ereignissen getroffen, sodass nur etwa 2% der ursprünglichen Ereignisse weitergeleitet werden. Das entspricht einer Ereignisrate von 3.5 kHz. Der Eventfilter arbeitet im Gegensatz zu L1 und L2 mit Offline-Analysemethoden und kompletten Events. Dadurch kommen nur noch 400 Ereignisse pro Sekunde aus dem Detektor in die Analyse.

Fasst man diese beiden Trigger-Systeme (L2 und Eventfilter) zu einem zusammen, so erhält man den High-Level-Trigger. Dieser nutzt die komplette Granularität des Detektors. Im Kalorimeter bewirkt die höhere Auflösung ein besseres Maß für die sogenannten threshold cuts, die entscheiden, ob ein Ereignis weitergeleitet oder verworfen wird. Im inneren Detektor wird über die Spurrekonstruktion eine Teilchenidentifikation möglich. So kann zum Beispiel ein Elektron von einem Photon unterschieden werden.

4. Analyse – Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die zur Analyse benötigten Grundlagen diskutiert werden. Dazu gehören in erster Linie die Monte-Carlo- (MC-) Generatoren, da die verwendeten Ereignissätze über diese erzeugt worden sind. Bei diesen handelt es sich um Ereignissätze, die im Jahr 2014 von der ATLAS Kollaboration für erste Studien bei $\sqrt{s} = 13$ TeV Schwerpunktsenergie generiert wurden. Die genauen Namen sind in Tab. B.1 in Anhang B zu finden.

Darüber hinaus wird das verwendete Software-Framework zusammen mit der implementierten Vorselektion vorgestellt. Im Anschluss wird genauer auf die einzelnen Schnittvariablen eingegangen, bevor die Untergrundabschätzung erläutert wird.

Ziel dieser Arbeit ist eine Optimierung der VBF $H \rightarrow \gamma\gamma$ Selektion. Optimierung bedeutet in diesem Fall, dass die Signifikanz in Abhängigkeit des VBF-Signals und der hauptsächlichsten Untergründe maximiert wird. Diese bestehen aus dem Prozess ggF $H \rightarrow \gamma\gamma$ und einem nicht resonanten Zwei-Photonen-Untergrund, im Folgenden als $\gamma\gamma$ -Untergrund bezeichnet. Andere mögliche Untergründe werden vernachlässigt. Das hängt vor allem damit zusammen, dass der $\gamma\gamma$ -Untergrund alle weiteren Untergründe deutlich überlagert und zum anderen die Abschätzung der als Photonen identifizierten Jets in MC-Ereignissen nicht verlässlich ist. Eine Einbindung einer datenbasierten Methode würde den Rahmen dieser Bachelorarbeit allerdings überschreiten.

Die sogenannte Asimov-Signifikanz lässt sich über

$$\Sigma = \sqrt{2 \cdot \left((s+b) \ln \left(1 + \frac{s}{b} \right) - s \right)} \xrightarrow{\frac{s}{b} \ll 1} \Sigma = \frac{s}{\sqrt{s+b}} \quad (4.1)$$

bestimmen [44]. Dabei steht $s = N_{\text{VBF}}$ für das Signal und $b = N_{\text{ggF}} + N_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}}$ für den gesamten Untergrund. Der dazugehörige Fehler ergibt sich über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung zu

$$\sigma_{\Sigma} = \sqrt{\frac{1}{\Sigma} \cdot \left[\left[\ln \left(1 + \frac{s}{b} \right) \cdot \sigma_s \right]^2 + \left[\left(\ln \left(1 + \frac{s}{b} \right) - \frac{s}{b} \right) \cdot \sigma_b \right]^2 \right]} \quad (4.2)$$

mit $\sigma_b = \sqrt{\sigma_{N_{\text{ggF}}}^2 + \sigma_{N_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}}}^2}$

4. Analyse – Grundlagen

Die Asimov-Signifikanz wird verwendet, da aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts von VBF und dem zusätzlich geringen Verzweigungsverhältnis des $\gamma\gamma$ -Zerfallskanals die zu erwartenden Ereignisse sehr wenige sein dürften, wodurch die Näherung $s/\sqrt{s+b}$, wie TMVA sie verwendet (siehe Abschnitt 5.2) nicht zwingend erfüllt sein muss. Wird im Folgenden also von einer Signifikanz gesprochen, ist die Asimov-Signifikanz gemeint.

Besonders leicht ist die Bedeutung der Signifikanz in der genäherten Form $\Sigma = s/\sqrt{s+b}$ zu erkennen. $\sqrt{s+b}$ ist im Wesentlichen der statistische Poisson-Fehler des Untergrunds mit kleiner Korrektur s , wobei s das Signal bezeichnet. Ist $\Sigma < 1$, so bedeutet das, dass das Signal nicht von den statistischen Schwankungen des Untergrunds zu unterscheiden ist. In der Teilchenphysik wird beispielsweise erst ab einer Signifikanz von $\Sigma = 3\sigma$ von einem Anzeichen und ab $\Sigma = 5\sigma$ von einer Entdeckung gesprochen. σ ist dabei die Standardabweichung.

4.1. Monte-Carlo-Generatoren

In der Teilchenphysik werden MC-Generatoren benutzt, um eine bestimmte Anzahl an zufälligen Ereignissen mit einem vollständigen Satz an Teilchen, die im Endzustand einer Teilchenkollision mit bestimmten Strahlparametern auftreten können, zu generieren. Dabei sind vor allem die Vierervektoren p^μ der Teilchen von Interesse.

MC-Generatoren agieren über verschiedene Ebenen. Im ersten Schritt wird das quadratische Matrixelement, welches auf quantenmechanischen Berechnungen beruht, als Wahrscheinlichkeitsamplitude interpretiert. Die MC-Generatoren würfeln von dieser Wahrscheinlichkeit ausgehend die Verteilungen der kinematischen Größen zufällig aus. Da es sich beim LHC um einen Hadron Collider handelt, werden zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes noch die sogenannten Parton-Dichte-Funktionen (PDFs) benötigt, da die Partonen miteinander wechselwirken und nicht die Protonen als ganze Teilchen. Diese werden allerdings separat berechnet und eingefügt.

Im zweiten Schritt werden QCD-Korrekturen im Anfangs- oder Endzustand mittels geeigneter Partonschauerprogramme durchgeführt. Dadurch werden Emissionen weiterer Partonen beschrieben, die zu Hadronen zusammengefasst werden.

Anschließend wird das sogenannte Pile-up hinzugefügt. Damit werden niederenergetische Jets bezeichnet, die zu großer Anzahl im Detektor durch relativ zum harten Streuprozess niederenergetische Streuungen der Protonen oder weitere Proton-Proton-Kollisionen innerhalb derselben Protonbunches auftreten.

Abschließend wird die Wechselwirkung der Teilchen mit dem ATLAS-Detektor simuliert, sodass die MC-Ereignisse dem Nutzer in dem Format erscheinen, wie es die wirklichen

Daten auch tun würden. In diesem Fall sind das xAODs, wie sie für den Run II eingeführt wurden.

Insgesamt werden in dieser Arbeit drei Prozesse berücksichtigt: VBF $H \rightarrow \gamma\gamma$ als Signal, ggF $H \rightarrow \gamma\gamma$ als Untergrund und der $\gamma\gamma$ -Untergrund. Diese wurden mit unterschiedlichen MC-Generatoren für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV und einer Higgs-Masse von $m_H = 125$ GeV simuliert. Während für VBF und ggF POWHEG [45, 46] zur Berechnung der Matrixelemente und PYTHIA 8 [47] mit den Einstellungen AU2 [48] zur Schauersimulation verwendet wurden, wurde der $\gamma\gamma$ -Untergrund mit dem SHERPA [49] Generator erzeugt. Alle Generatoren benutzen CT10 [50] als PDF-Kollektion und GEANT 4 [51] zur Detektorsimulation.

Um in der Analyse die zu erwartenden Ereignisse für eine bestimmte integrierte Luminosität $\int \mathcal{L} dt$ verwenden zu können, werden die MC-Ereignisse nun noch mit

$$w = \frac{N_{\text{exp}}}{N_{MC}} = \frac{\sigma \mathcal{B} \int \mathcal{L} dt}{N_{MC}} \quad (4.3)$$

gewichtet, wobei σ den Wirkungsquerschnitt, \mathcal{B} das Verzweigungsverhältnis, $\int \mathcal{L} dt$ die integrierte Luminosität und N_{MC} die Gesamtanzahl generierter MC-Ereignisse bezeichnet.

In Tab. 4.1 sind die in der Analyse verwendeten Gewichtungparameter dargestellt. Eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ fb}^{-1}$ spiegelt dabei ungefähr die erwartete Datenmenge für das ATLAS-Experiment für das Jahr 2015 wider. Die Wirkungsquerschnitte sind für $\sqrt{s} = 13$ GeV angegeben. Die Verzweigungsverhältnisse sind für eine Masse von $m_H = 125$ GeV bestimmt, wobei das Verzweigungsverhältnis des $\gamma\gamma$ -Untergrunds gleich eins gesetzt wurde, da hier kein Higgs-Boson auftritt.

	σ	\mathcal{B}	N_{MC}
VBF	3.748 pb	$2.28 \cdot 10^{-3}$	49 500
ggF	43.92 pb	$2.28 \cdot 10^{-3}$	60 000
$\gamma\gamma$ -Untergrund	122.64 pb	1	483 500

Tab. 4.1.: Übersicht der einzelnen Gewichtungparameter für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ GeV.

4.2. Framework und Vorselektion

Das verwendete HGAMANALYSISFRAMEWORK ist ein Framework, welches auf die Run II Analyse des Zerfallskanals $H \rightarrow \gamma\gamma$ ausgelegt ist. Im Folgenden werden in diesem Frame-

4. Analyse – Grundlagen

work die MC-Ereignisse mit Schnitten auf die Variablen selektiert, sämtliche verwendete Histogramme gefüllt sowie ein TTree-Output für TMVA erzeugt (siehe Abschnitt 5.2).

Vor der eigentlichen Optimierung wird bereits eine Vorselektion getroffen. Die Offensichtlichste ist, dass mindestens zwei gut rekonstruierte Photonen gefordert werden, da hier nur der Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$ betrachtet wird und nur Ereignisse in die Optimierung einfließen sollen, die gut vermessen werden konnten und nicht in Übergangsbereichen zwischen den Kalorimetern liegen oder tote Zellen des Detektors passieren.

Außerdem wird ein sogenannter Overlap Removal angewendet. Dieser überprüft, ob die Photonen in einem Bereich von $\Delta R < 0.4$ mit anderen Objekten, wie hier zum Beispiel Jets, übereinstimmen. Ist das der Fall, bleiben die Photonen vorhanden, aber das andere Objekt wird im weiteren Verlauf der Analyse nicht mehr betrachtet. So wird verhindert, dass ein hochenergetisches Photon zusätzlich als Jet identifiziert wird.

Nachdem die überlappenden Jets entfernt wurden, werden für jedes Ereignis mindestens zwei gut vermessene Jets verlangt, da diese bei der VBF viele Charakteristika aufweisen, die als Trennung zwischen Signal und Untergrund genutzt werden können (vgl. Abschnitt 4.3).

Die Photonen und Jets sind nach ihrem Transversalimpuls p_T sortiert. Dabei wird das Photon mit dem höchsten p_T als γ_1 und das mit dem zweit höchsten als γ_2 bezeichnet. Die Benennung erfolgt analog für die Jets. Allgemein können mehr als zwei Photonen oder Jets auftreten, diese werden in der weiteren Analyse jedoch nicht betrachtet, da sie keine Charakteristik für die VBF darstellen.

Außerdem wird von Anfang an ein Schnitt auf die Transversalimpulse der einzelnen Jets mit $p_{T,j_1} > 30 \text{ GeV}$ und $p_{T,j_2} > 30 \text{ GeV}$ gesetzt. Dadurch werden Jets von zusätzlichen Reaktionen, die bei einer Proton-Proton-Kollision stattfinden, wie zum Beispiel das Abstrahlen eines niederenergetischen Gluons oder Pile-up-Effekte, eingedämmt. In den Abb. 4.1 und 4.2 sind die beiden Variablen normiert abgebildet. Das bedeutet, dass das Integral unter jeder einzelnen Kurve gleich eins ist, sodass es einfacher ist, die Form und die damit mögliche Trennkraft der Variablen abzuschätzen.

Abschließend gibt es noch einen Schnitt auf die invariante Masse des $\gamma\gamma$ -Systems. In Abb. 4.3 ist diese Massenverteilung für das VBF-Signal sowie die Untergründe aus der ggF und kontinuierlichen $\gamma\gamma$ -Prozessen normiert dargestellt. Man sieht deutlich, dass, wenn auf einen Bereich von $\pm 5 \text{ GeV}$ um die Higgs-Masse $m_H = 125 \text{ GeV}$ geschnitten wird, ein Großteil des $\gamma\gamma$ -Untergrunds beseitigt wird, wohingegen es bei VBF und ggF kaum Verluste gibt. Zum Vergleich ist das $m_{\gamma\gamma}$ -Spektrum für die erwarteten Ereignisse bei $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ fb}^{-1}$ in Abb. 4.4 aufgetragen.

Die Effizienzen der letzten beiden Schnitte sind in Tab. 4.2 zusammengefasst.

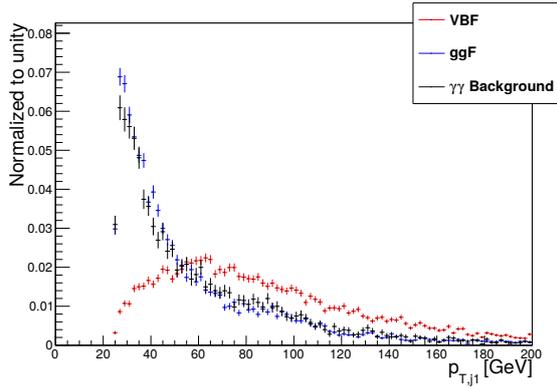


Abb. 4.1.: Normierte Darstellung von $p_{T,j1}$.

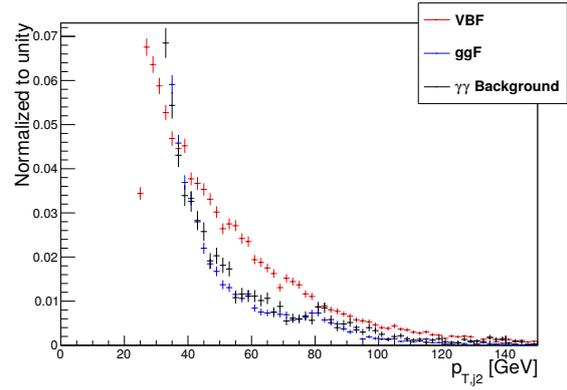


Abb. 4.2.: Normierte Darstellung von $p_{T,j2}$ (Fokus auf VBF).

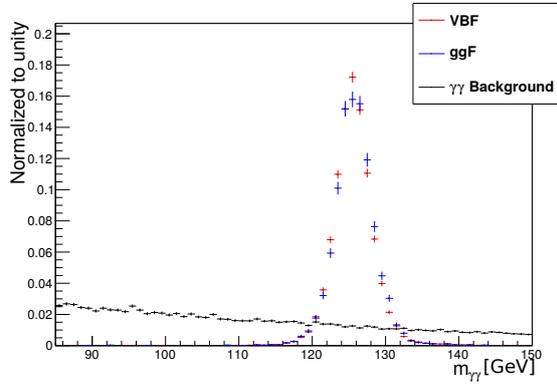


Abb. 4.3.: Normierte Darstellung von $m_{\gamma\gamma}$.

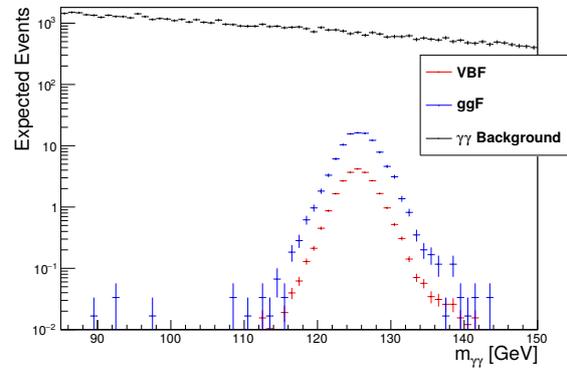


Abb. 4.4.: Gewichtete Darstellung von $m_{\gamma\gamma}$.

Schnitt	Erwartete Ereignisse für $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ fb}^{-1}$		
	N_{VBF}	N_{ggF}	$N_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}}$
kein Schnitt	29.5 ± 0.3	175 ± 2	138115 ± 594
$p_{T,j1} > 30 \text{ GeV}$ und $p_{T,j2} > 30 \text{ GeV}$	24.4 ± 0.2	103 ± 2	88549 ± 475
$120 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 130 \text{ GeV}$	22.5 ± 0.02	94 ± 2	7135 ± 135

Tab. 4.2.: Anzahl der verbleibenden Ereignisse nach den $p_{T,j1}$ -, $p_{T,j2}$ - und $m_{\gamma\gamma}$ -Schnitten.

Diese Schnitte stellen im Wesentlichen sicher, dass zumindest die Ereignisse, die als Signal gewertet werden, auch in einem Detektor als solche erkannt werden können. Sie dienen noch nicht der eigentlichen Optimierung. Die Variablen, die dafür genutzt werden, werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

4.3. Schnittvariablen

In den Abb. 4.5 – 4.10 sind alle betrachteten Variablen normiert abgebildet. Ziel dieser Arbeit ist es, die VBF-Selektion zu optimieren, daher wird bei allen Variablen auf eine möglichst hohe Trennkraft geachtet.

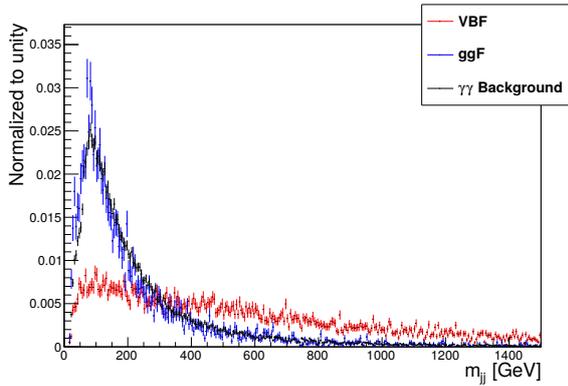


Abb. 4.5.: Normierte Darstellung von m_{jj} .

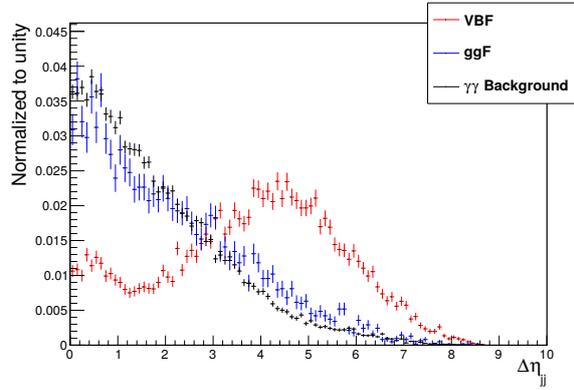


Abb. 4.6.: Normierte Darstellung von $\Delta\eta_{jj}$.

In Abb. 4.5 ist die invariante Masse des Zwei-Jet- (jj -) Systems m_{jj} dargestellt. Wie zu erkennen ist, ist diese für das VBF-Signal tendenziell höher als für die beiden Untergründe, sodass diese Variable aufsteigend geschnitten wird.

Die nächste Variable bezieht sich auf die Differenz der Pseudorapiditäten (Def. 3.2) der beiden Jets $\Delta\eta_{jj} = |\eta_{j1} - \eta_{j2}|$. Ähnlich zu m_{jj} werden auch hier die kleinen Werte der Variablen weggeschnitten. In Abb. 4.6 ist die Jet-Charakteristik von der VBF sehr gut zu erkennen, da ein großes $\Delta\eta_{jj}$ bedeutet, dass sich die Jets sehr stark in Vorwärts-beziehungsweise Rückwärtsrichtung bewegen.

Außerdem kann man sich die Azimutwinkelverteilungen anschauen (Abb. 4.7). Dabei wird auch hier eine Differenz gebildet, diesmal jedoch zwischen dem jj - und dem $\gamma\gamma$ -System: $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj} = |\phi_{\gamma\gamma} - \phi_{jj}|$. Es wird allerdings immer nur der Innenwinkel vermessen, wodurch maximal $\phi = \pm\pi$ erreicht werden kann. Insgesamt steigen alle Verteilungen zu großen $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$ sehr schnell an. Die VBF-Kurve weist allerdings die größte Steigung auf, sodass auch hier ein sehr hoher Schnitt gesetzt werden sollte. Bei VBF stammen das $\gamma\gamma$ - als auch das jj -System aus dem gleichen harten Streuprozess, sodass sie sich aufgrund der Transversalimpulserhaltung tendenziell in entgegengesetzte Richtungen bewegen müssen und dadurch eine Azimutwinkeldifferenz von π haben. Bei den Untergründen ist die Wahrscheinlichkeit größer, dass auch Jets aus Pile-up-Ereignissen als $j1$ oder $j2$ auftauchen und damit unabhängig von dem $\gamma\gamma$ -System sind, sodass die Winkeldifferenz kleiner

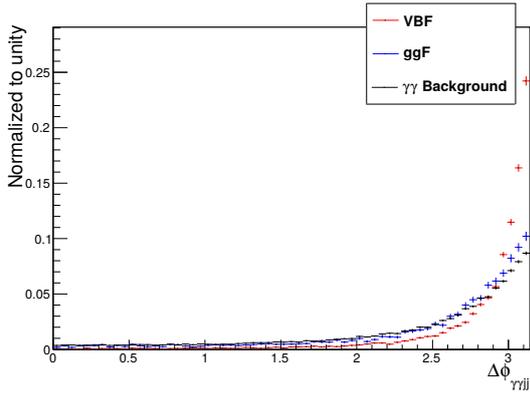


Abb. 4.7.: Normierte Darstellung von $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$.

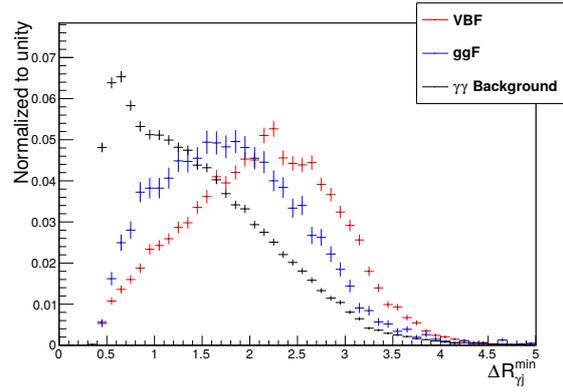


Abb. 4.8.: Normierte Darstellung von $\Delta R_{\gamma j}^{\min}$.

ausfällt.

In Gl. 3.3 wurde der Abstand in der η - ϕ -Ebene ΔR eingeführt. Diese Variable gestaltet sich etwas aufwendiger, als die bisher betrachteten, da hier eine Mischung zwischen den Photonen und Jets auftritt: $\Delta R_{\gamma j}^{\min} := \min \left\{ \sqrt{\Delta\eta_{\gamma a j b}^2 + \Delta\phi_{\gamma a j b}^2} \right\}$ mit $a, b = 1, 2$. In Abb. 4.8 sieht man die entsprechenden Verteilungen für VBF, ggF und den $\gamma\gamma$ -Untergrund. Die Form unterscheidet sich hier nicht stark, allerdings sind die einzelnen Verteilungen verschoben, wobei die für VBF am weitesten rechts liegt, sodass auch hier von unten nach oben geschnitten wird.

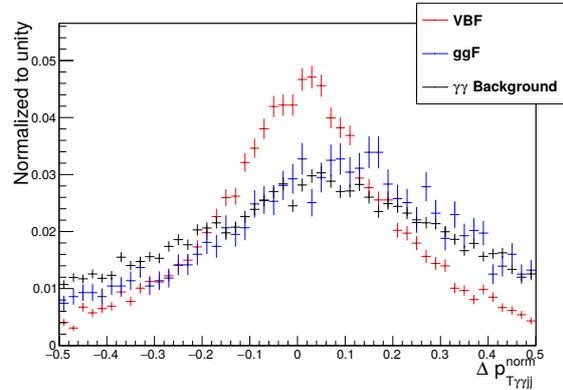
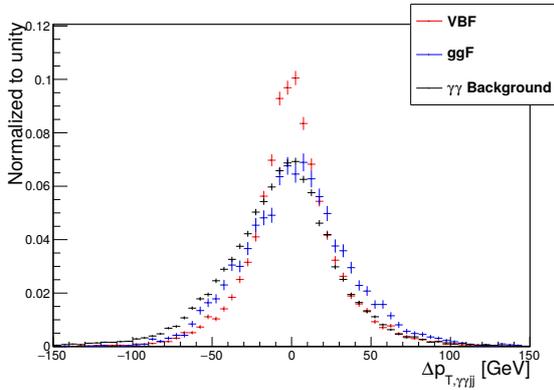


Abb. 4.9.: Normierte Darstellungen von $\Delta p_{T, \gamma\gamma jj}$ und der normierten Version $\Delta p_{T, \gamma\gamma jj}^{\text{norm}}$.

In Abb. 4.9 ist die Differenz der Transversalimpulse des $\gamma\gamma$ -Systems und des jj -Systems $\Delta p_{T, \gamma\gamma jj} = p_{T, \gamma\gamma} - p_{T, jj}$ links und normiert durch den Transversalimpuls des $\gamma\gamma$ -Systems $\Delta p_{T, \gamma\gamma jj}^{\text{norm}} = (p_{T, \gamma\gamma} - p_{T, jj}) / p_{T, \gamma\gamma}$ rechts dargestellt. Man sieht auch hier, dass beide Versionen dieser Variablen eine Trennkraft besitzen, diese jedoch relativ mittig bei null liegen, sodass

4. Analyse – Grundlagen

analog zu $m_{\gamma\gamma}$ ein Fenster ausgeschnitten werden müsste. Bei diesen Variablen ist die Argumentation analog zu $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$ durch die Transversalimpulserhaltung begründet. Dieses gestaltet sich allerdings in der manuellen Analyse schwierig, sodass diese Variablen nur in TMVA übergeben werden, insbesondere weil die Trennkraft der anderen Variablen deutlich überwiegt.

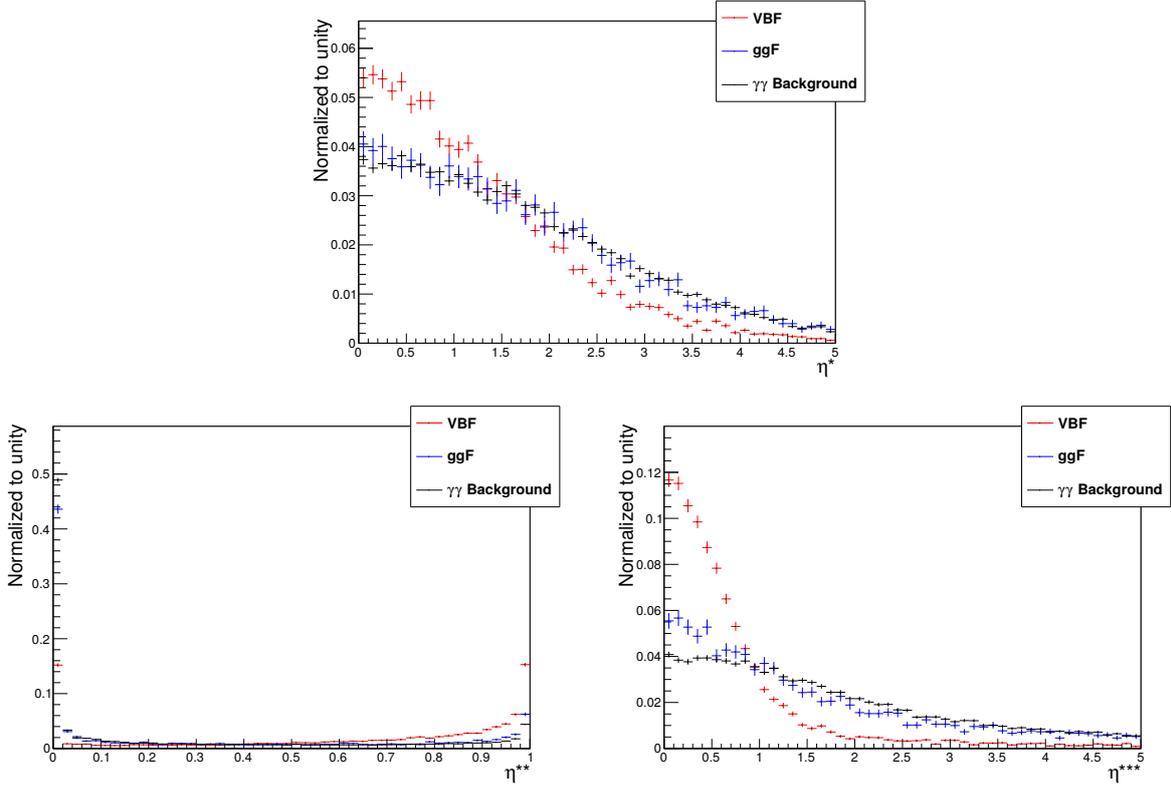


Abb. 4.10.: Normierte Darstellung von η^* (oben) und der Alternativen η^{**} (unten links) und η^{***} (unten rechts).

Als letzte Variablenkonstellation sind in Abb. 4.10 verschiedene Versionen von η^* abgebildet. η^* [52], η^{**} [53] und η^{***} [54] sind wie folgt definiert:

$$\eta^* = \left| \eta_{\gamma\gamma} - \frac{1}{2}(\eta_{j_1} + \eta_{j_2}) \right|$$

$$\eta^{**} = \exp \left(\frac{-4 \cdot \left(\eta_{\gamma\gamma} - \frac{1}{2}(\eta_{j_1} + \eta_{j_2}) \right)^2}{(\eta_{j_1} - \eta_{j_2})^2} \right)$$

$$\eta^{***} = \frac{2 \cdot \left| \eta_{\gamma\gamma} - \frac{1}{2}(\eta_{j_1} + \eta_{j_2}) \right|}{|\eta_{j_1} - \eta_{j_2}|}$$

Von diesen drei Varianten kann man die zweite, also η^{**} , kaum als Trennvariable in diesem

Kontext verwenden, da sie sehr hohe, schmale Peaks an den Rändern aufweist, die sich für Signal und Untergrund kaum unterscheiden. Die anderen beiden (η^* und η^{***}) haben eine deutliche Trennkraft bei kleinen Werten, sodass diese als Alternativen voneinander von oben geschnitten werden sollten.

Insgesamt werden somit sechs Variablen (m_{jj} , $\Delta\eta_{jj}$, $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$, $\Delta R_{\gamma j}^{\min}$, η^* und η^{***}) manuell in unterschiedlichen Verfahren optimiert (Abschnitt 5.1.1 und 5.1.2). TMVA werden zusätzlich die Variablen $\Delta p_{T,\gamma\gamma jj}$ und $\Delta p_{T,\gamma jj}$ übergeben, sodass dort für die schnittbasierte Analyse (Abschnitt 5.2.1) und den Boosted Decision Tree (Abschnitt 5.2.2) insgesamt acht Variablen zur Verfügung stehen.

4.4. Untergrundabschätzung

Das Hauptproblem, das sich bei dieser Arbeit ergab, war die geringe Statistik des $\gamma\gamma$ -Untergrunds. In Abb. 4.3 oder auch Abb. 4.4 sieht man sehr deutlich wie viele Ereignisse durch die Bedingung $120 \text{ GeV} \leq m_{\gamma\gamma} \leq 130 \text{ GeV}$ im $\gamma\gamma$ -Untergrund weggeschnitten werden. Da hier jedoch nur eine sehr begrenzte Anzahl an MC-Ereignissen zur Verfügung stand, ging sehr schnell die entsprechende Anzahl an Ereignissen aus und die relativen Fehler wurden immer größer. Um diese statistischen Unsicherheiten etwas zu reduzieren, wurde für die manuelle Optimierung (Abschnitt 5.1) der $\gamma\gamma$ -Untergrund in dem $m_{\gamma\gamma}$ -Spektrum mit einer Exponentialfunktion der Form

$$f(m_{\gamma\gamma}) = \exp(A + \lambda \cdot m_{\gamma\gamma}) \quad (4.4)$$

gefittet. Die komplette Analyse beruht daher auf der Basis der $m_{\gamma\gamma}$ -Verteilungen (vgl. Abschnitt 5.1). Außerdem wird der $m_{\gamma\gamma}$ Schnitt als letztes angewendet, sodass möglichst viel Statistik bestehen bleibt und die Form des Fits so auch von den Seitenrändern bestimmt wird.

Hierbei stellt sich die Frage, ob die Form des $\gamma\gamma$ -Untergrunds nach Anwendung verschiedener Schnitte bestehen bleibt. Dazu wird dieser in verschiedenen Stadien der Analyse gefittet und die Anzahlen der Untergrundereignisse $N_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}}$ mit und ohne Fit verglichen (Tab. 4.4). Das bedeutet, dass bei dem Fit ein Integral von 120 GeV bis 130 GeV gebildet wird und ohne Fit lediglich die Ereignisse in diesem Intervall gezählt werden.

In Abb. 4.11 sind die Fits für verschiedene Schnittstadien dargestellt. (a) zeigt den $\gamma\gamma$ -Untergrund, wenn lediglich die in Abschnitt 4.2 diskutierte Vorselektion angewandt wird. Bei (b) werden Schnitte aus einer älteren Selektion verwendet, die in Abschnitt 5.1.2 genauer erläutert wird. In (c) sind die optimalen Schnitte aus Methode 1, die in

4. Analyse – Grundlagen

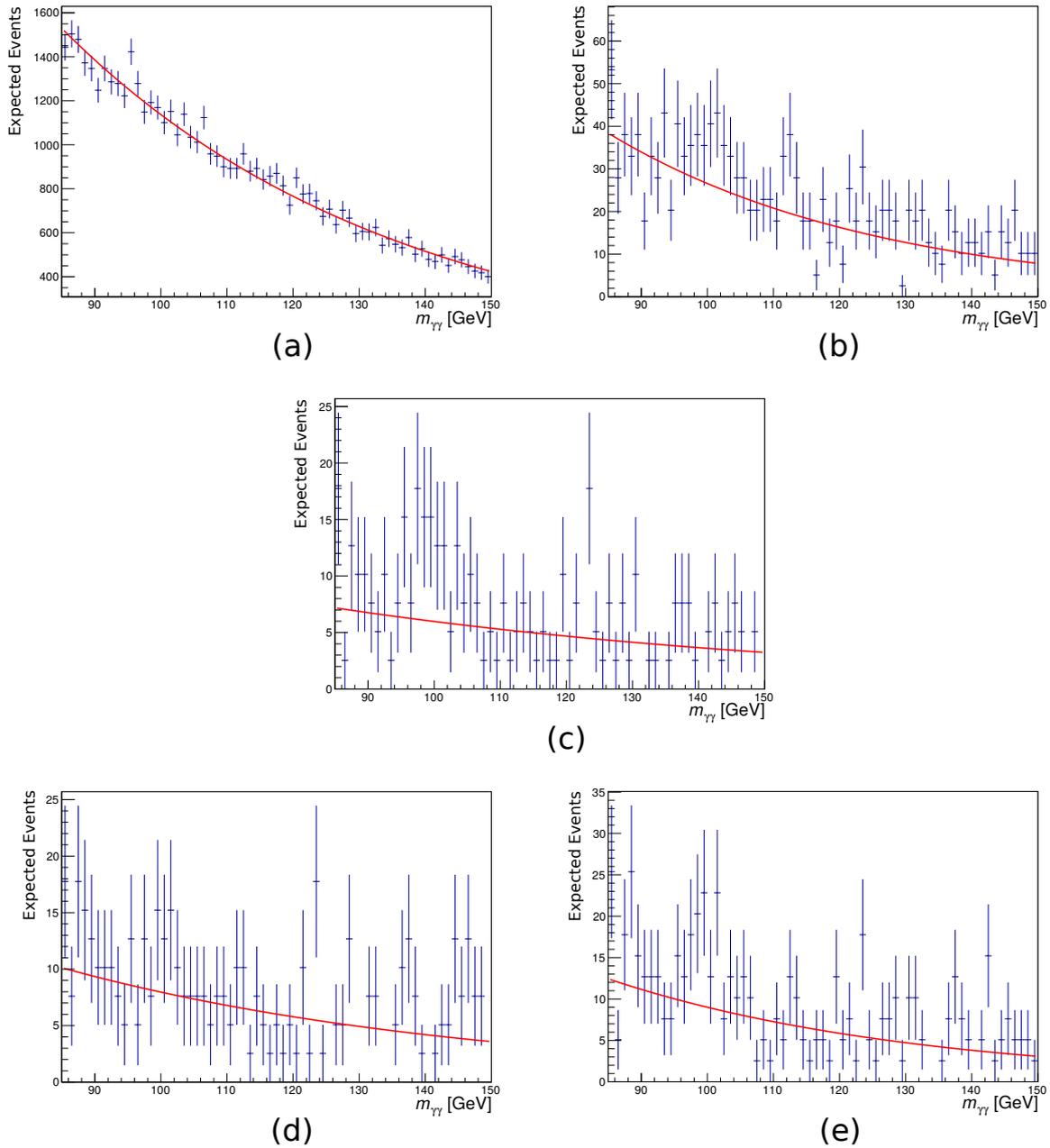


Abb. 4.11.: Fits auf $m_{\gamma\gamma}$ -Spektrum in verschiedenen Schnittstadien des $\gamma\gamma$ -Untergrunds. (a) Ohne weitere Schnitte. (b) Schnitte aus der Analyse zu $\sqrt{s} = 8$ TeV Daten (nähere Erläuterung siehe Abschnitt 5.1.2). (c) Optimale Schnitte nach Methode 1 (Abschnitt 5.1.1). (d) Optimale Schnitte nach dem ersten Durchlauf von Methode 2 (Abschnitt 5.1.2). (e) Optimale Schnitte nach dem zweiten Durchlauf von Methode 2 (Abschnitt 5.1.2).

Abschnitt 5.1.1 eingeführt wird, implementiert. (d) und (e) beziehen sich auf Methode 2, die in Abschnitt 5.1.2 erläutert wird. Es ist leicht erkennbar, dass für strengere Schnitte

die Statistik abnimmt. Die exakten Fitparameter und das dazugehörige reduzierte χ^2 sind in Tab. 4.3 zusammengefasst. Das reduzierte χ^2 ist dabei immer in der Nähe von 1, sodass davon auszugehen ist, dass die Grundform vernünftig gewählt wurde und auch für strengere Schnitte bestehen bleibt.

Schnittstadium	A	λ	red. χ^2
(a) keine Schnitte	9.012 ± 0.041	-0.0198 ± 0.0004	0.8896
(b) alte Schnitte	5.7 ± 0.3	-0.025 ± 0.003	1.3530
(c) Methode 1	3.0 ± 0.7	-0.012 ± 0.006	0.8600
(d) Methode 2 (1. Durchlauf)	3.7 ± 0.7	-0.016 ± 0.007	0.7568
(e) Methode 2 (2. Durchlauf)	4.3 ± 0.6	-0.022 ± 0.006	1.040

Tab. 4.3.: Übersicht zu den Fitparametern und dem reduzierten χ^2 für die verschiedenen Schnittstadien.

Die Fitparameter A und λ sind zu 99% antikorreliert und werden für weitere Berechnungen als Näherung total antikorreliert aufgefasst. Das bedeutet, dass wenn A nach oben variiert wird, λ zeitgleich nach unten variiert werden muss. Dadurch erhält man nur zwei Variationsmöglichkeiten von $f(m_{\gamma\gamma})$.

In Tab. 4.4 sind der $\gamma\gamma$ -Untergrund mit und ohne Fit für die in Abb. 4.11 gezeigten Schnittstadien gegenübergestellt. Wie zu erwarten sind die Fehler bei den Ereignissen mit Fit deutlich geringer als bei den Ereignissen ohne Fit. Dadurch, dass auch die Statistik jenseits von dem $m_{\gamma\gamma}$ -Schnitt mit einbezogen wird, ist der Fit und somit die Anzahl an Ereignissen nicht so abhängig von statistischen Schwankungen. Die in Abschnitt 5.1 beschriebenen Verfahren werden stabiler.

Schnittstadium	$N_{\gamma\gamma}$ -Backgr.	
	ohne Fit	mit Fit
(a) keine Schnitte	7135 ± 135	6950 ± 60
(b) alte Schnitte	175 ± 21	144 ± 9
(c) Methode 1	56 ± 12	44 ± 6
(d) Methode 2 (1. Durchlauf)	58 ± 13	53 ± 7
(e) Methode 2 (2. Durchlauf)	68 ± 13	53 ± 6

Tab. 4.4.: Übersicht zu der Anzahl an $\gamma\gamma$ -Untergrundereignissen mit und ohne Fit in den verschiedenen Schnittstadien.

5. Analyse

In diesem Kapitel wird die eigentliche Optimierung der Selektion von VBF zu ggF und dem $\gamma\gamma$ -Untergrund beschrieben. Der Hauptteil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der manuellen Optimierung, wobei dort zwei verschiedene Verfahren (Methode 1, Abschnitt 5.1.1 und Methode 2, Abschnitt 5.1.2) durchgeführt wurden. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird das `TOOLKIT FOR MULTIVARIATE DATA ANALYSIS` (TMVA) näher erläutert. Insbesondere wird hier auf die verwendeten Verfahren, also die schnittbasierte Optimierung sowie den `BOOSTED DECISION TREE` (BDT), eingegangen.

5.1. Manuelle Optimierung

Für die manuelle Optimierung werden im wesentlichen zwei Schritte durchgeführt. Beim ersten Schritt werden in dem `HGAMANALYSISFRAMEWORK` die MC-Ereignisse auf die in Abschnitt 4.2 beschriebene Vorselektion sowie die für die jeweilige Optimierung benötigten Variablen (Abschnitt 4.3) selektiert und 2d-Histogramme gefüllt. Diese setzen sich immer aus dem Spektrum von $m_{\gamma\gamma}$ und einer Schnittvariablen zusammen. Dabei ist zu beachten, dass auf $m_{\gamma\gamma}$ aus Fitgründen noch nicht geschnitten wird.

Diese 2d-Histogramme mit den Einträgen N'_{MC} werden jetzt mit dem Gewicht w aus Gl. 4.3 und den Werten aus Tab. 4.1 skaliert, sodass die zu erwartenden Ereignisse für $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ fb}^{-1}$ in dem Histogramm dargestellt werden:

$$N_{exp} = w \cdot N'_{MC} = \frac{\sigma_{BR} \int \mathcal{L} dt N'_{MC}}{N_{MC}}. \quad (5.1)$$

In Abb. 5.1 sind diese skalierten 2d-Histogramme beispielhaft für die Schnittvariable η^* dargestellt. Oben ist das Histogramm für die VBF-Verteilung, unten links das für die ggF und unten rechts das für den $\gamma\gamma$ -Untergrund abgebildet.

Die folgenden Schritte laufen zeitgleich für alle drei Prozesse ab. Für die Variablen m_{jj} , $\Delta\eta_{jj}$, $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$ und $\Delta R_{\gamma j}^{\min}$ wird die y-Achse (Schnittvariable) von der Klasse, in der der aktuell betrachtete Schnittwert liegt, bis zur letzten abgebildeten Klasse auf die x-Achse ($m_{\gamma\gamma}$) projiziert. Dabei startet der Schnittwert beim kleinsten Wert und wird nach einem

5. Analyse

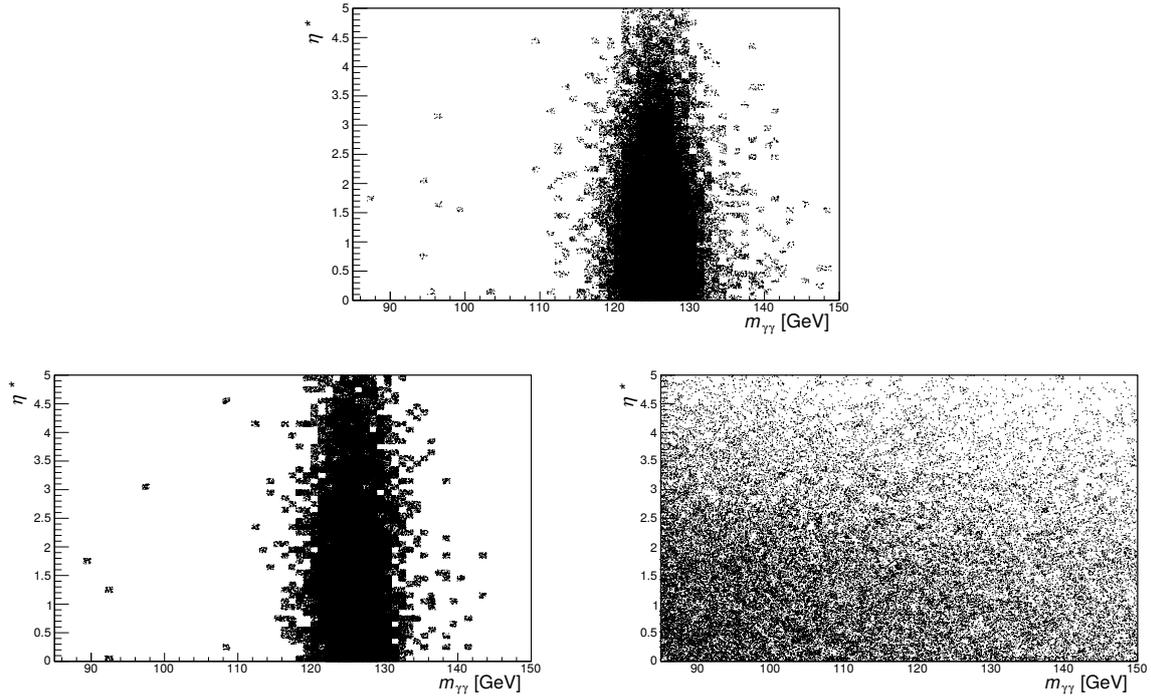


Abb. 5.1.: Beispiel von 2d-Histogrammen für die Variable η^* auf der y-Achse. Oben: VBF. Unten links: ggF. Unten rechts: $\gamma\gamma$ -Untergrund.

Durchgang des Verfahrens erhöht, bis das durch das Histogramm vorgegebene Maximum erreicht ist (höchster abgebildeter Wert). Nach der Projektion wird der in Abschnitt 4.4 diskutierte Fit auf dem projizierten $m_{\gamma\gamma}$ -Histogramm des $\gamma\gamma$ -Untergrunds ausgeführt und die Anzahl der jeweils verbleibenden Ereignisse N_{VBF} , N_{ggF} und $N_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}}$ im Intervall $120 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 130 \text{ GeV}$ über ein Integral samt Fehler ermittelt. Mit diesen wird dann die Signifikanz (Gl. 4.1) mit dem dazugehörigen Fehler (Gl. 4.2) berechnet.

Zur einfacheren Handhabung wird ein weiteres 1d-Histogramm erstellt, in welchem die Signifikanz samt Fehler für jeden Durchgang eingetragen wird.

An diesem ist nun sehr leicht abzulesen, an welcher Schnittstelle die maximale Signifikanz erreicht wird, und kann auf diesen Wert im `HGAMANALYSISFRAMEWORK` schneiden und die Optimierung für eine andere Variable durchführen.

Es gibt jedoch auch Bedingungen, bei denen eine Signifikanzberechnung nicht mehr sinnvoll erscheint. Für eine sinnvolle Berechnung wird verlangt, dass von allen Prozessen Ereignisse vorhanden sind, also $N_{\text{VBF}} \neq 0$, $N_{\text{ggF}} \neq 0$ und $N_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}} \neq 0$. Für den $\gamma\gamma$ -Untergrund wird zusätzlich darauf bestanden, dass $\sigma_{N_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}}} / N_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}} < 0.3$, da sonst die Möglichkeit besteht, dass für einen sinnvollen Fit zu wenig Ereignisse vorhanden sind.

Für die restlichen Variablen η^* und η^{***} ist das Prinzip sehr ähnlich. Der einzige Unter-

schied ist die Bildung des Integrals. Bei diesen Variablen wird zum Ermitteln der Ereignisanzahl von der ersten Klasse bis zum Schnittwert integriert, welcher bei dem höchsten abgebildeten Wert beginnt und in jedem Durchgang abgesenkt wird.

In den folgenden Abschnitten wird näher auf Methode 1 und Methode 2 der Schnittoptimierung eingegangen und die entsprechenden Ergebnisse vorgestellt. Beide Verfahren optimieren im Gegensatz zu TMVA die Variablen nacheinander mit dem oben beschriebenen Verfahren.

5.1.1. Methode 1: Optimierung ohne VBF-Vorselektion

Der Hauptunterschied zwischen Methode 1 und Methode 2 Schnitten ist eine zusätzliche VBF-Vorselektion. Methode 1 hat nur die in Abschnitt 4.2 diskutierte Vorselektion, die weitestgehend VBF unabhängig ist.

Das Verfahren von Methode 1 kann als grundlegend bezeichnet werden, weil davon ausgegangen wird, dass die Variablen untereinander unkorreliert sind. Das ist in diesem Fall zwar nicht ganz richtig, jedoch soll überprüft werden, in wie weit das Verfahren dennoch sinnvolle Ergebnisse liefert. Daher wird in der ersten Iteration jede Variable unabhängig von den anderen optimiert und die maximalen Signifikanzen miteinander verglichen. Die Variable mit der maximalen Signifikanz und somit auch der höchsten Trennkraft wird dann als erster Schnitt in das HGAMANALYSISFRAMEWORK implementiert.

Dieses Verfahren wird für die verbliebenen Variablen wiederholt, bis keine Verbesserung mehr auftritt oder alle Variablen geschnitten wurden.

In den folgenden Abschnitten sind die Ergebnisse der einzelnen Iterationen dargelegt. Dazu werden die Signifikanzplots der trennstärksten Variablen gezeigt. Die Diagramme zu den anderen Schnittvariablen sind in Anhang A in den Abb. A.1 bis A.16 zu finden.

1. Iteration

Von allen in der ersten Iteration betrachteten Variablen hat $\Delta\eta_{jj} > 3.9$ die höchste Signifikanzverbesserung von anfänglicher $\Sigma_0 = 0.268 \pm 0.002$ hin zu $\Sigma_{\max} = 0.446 \pm 0.006$. Der Schnitt ist in Abb. 5.2 als durchgezogene violette Linie dargestellt. Bei diesem Schnitt verringert sich die Anzahl der Signalereignisse von $N_{\text{VBF},0} = 22.5 \pm 0.2$ auf $N_{\text{VBF}} = 12.0 \pm 0.2$. Es gehen also fast 50% der ursprünglichen Signalereignisse bei dem ersten Schnitt verloren. Der Untergrund verringert sich noch deutlich stärker. Bei der ggF bleiben von $N_{\text{ggF},0} = 94 \pm 2$ Ereignissen nur noch 16,7%, $N_{\text{ggF}} = 15.8 \pm 0.6$, übrig und beim $\gamma\gamma$ -Untergrund $N_{\gamma\gamma\text{-Backgr.},0} = 6950 \pm 60$ werden sogar 90% der ursprünglichen Ereignisse weggeschnitten und es bleiben $N_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}} = 711 \pm 20$ Ereignisse erhalten.

5. Analyse

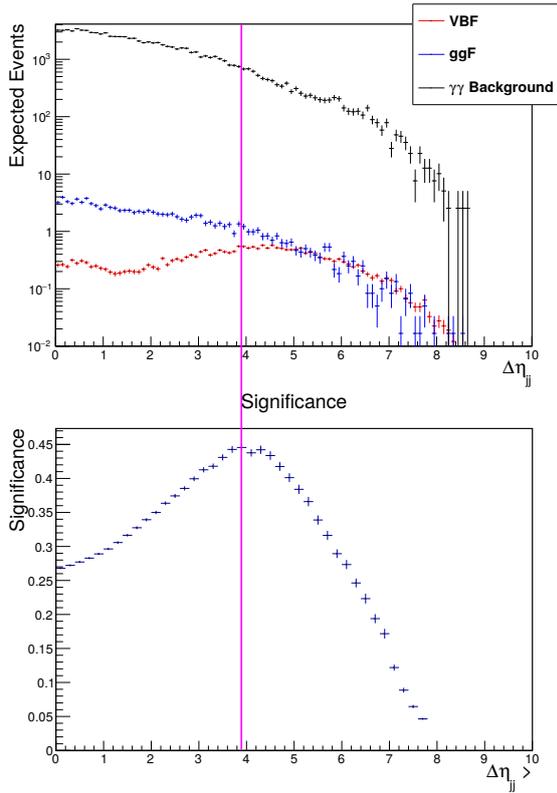


Abb. 5.2.: Signifikanz und Verteilungen der Variable $\Delta\eta_{jj}$ in der ersten Iteration.

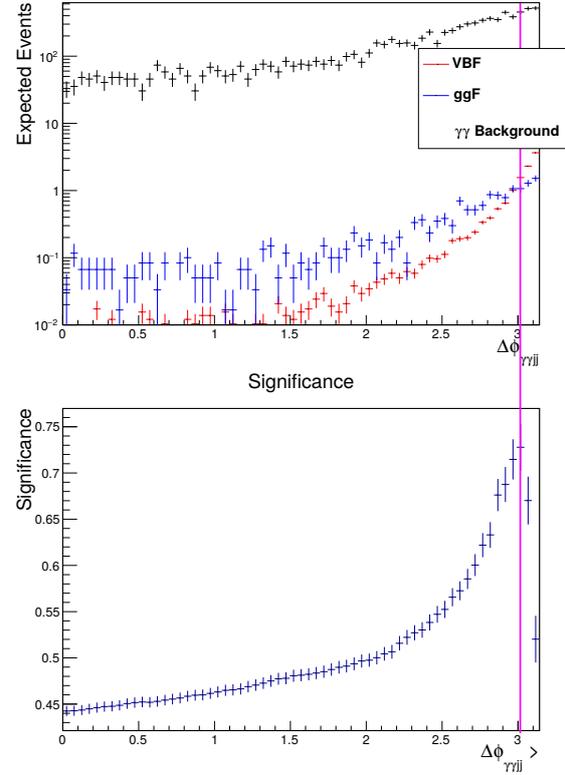


Abb. 5.3.: Signifikanz und Verteilungen der Variable $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$ in der zweiten Iteration.

2. Iteration

Bei der zweiten Iteration erzielte $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$ die höchste Verbesserung der Signifikanz. Sie steigt durch einen Schnitt bei $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj} > 3.0$ auf $\Sigma'_{\max} = 0.73 \pm 0.03$ (vgl. violette Linie auf Abb. 5.3). Vom ursprünglichen Signal verbleiben noch $N'_{\text{VBF}} = 7.0 \pm 0.1$ Ereignisse, bei den Untergründen noch $N'_{\text{ggF}} = 3.6 \pm 0.3$ Ereignisse beziehungsweise $N'_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}} = 86 \pm 7$ Ereignisse. Insgesamt wurde das Signal auf 31% des Ursprungssignals gesenkt, bei dem ggF-Untergrund sind es noch 4% und der $\gamma\gamma$ -Untergrund hat noch 1% seines Ursprungssignals.

3. Iteration

In Abb. 5.4 ist die Signifikanzkurve und die dazugehörigen m_{jj} -Verteilungen abgebildet. Wird der Schnitt bei $m_{jj} > 425 \text{ GeV}$ gesetzt, erhält man die höchste Signifikanz dieser

Iteration mit $\Sigma''_{\max} = 0.87 \pm 0.05$. Während vom Signal nur ein halbes Ereignis verloren geht ($N''_{\text{VBF}} = 6.5 \pm 0.1$), wird bei der ggF etwa ein Ereignis weggeschnitten, sodass $N''_{\text{ggF}} = 2.7 \pm 0.3$ Ereignisse bestehen bleiben. Der größte Verlust ist bei dem $\gamma\gamma$ -Untergrund zu erkennen, bei dem nur $N''_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}} = 52 \pm 6$ Ereignisse den Schnitt überstehen.

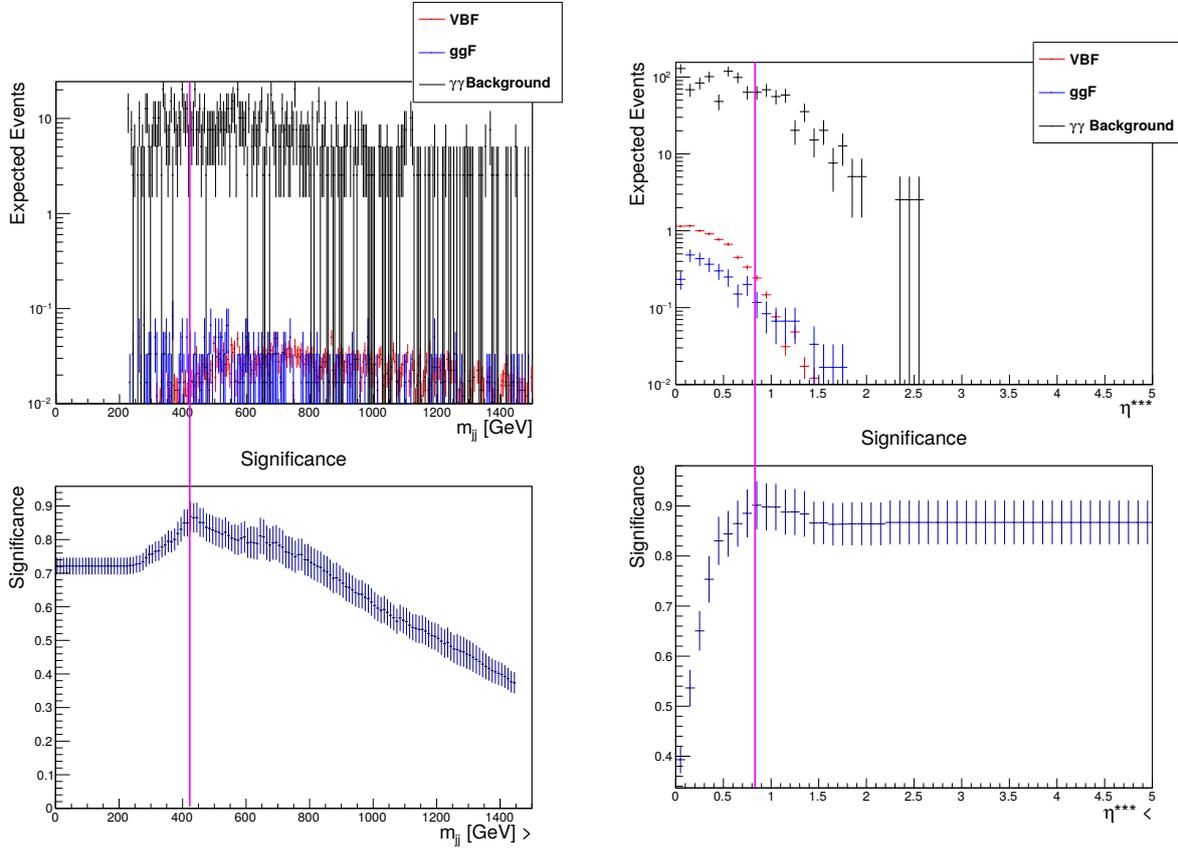


Abb. 5.4.: Signifikanz und Verteilungen der Variable m_{jj} in der dritten Iteration.

Abb. 5.5.: Signifikanz und Verteilungen der Variable η^{***} in der vierten Iteration.

4. Iteration

Die vierte und letzte Iteration hat den Schnitt $\eta^{***} < 0.85$ als bestmögliches ergeben. Dargestellt ist dieser in Abb. 5.5. Die maximale Signifikanz dieses Optimierungsprozesses ist $\Sigma'''_{\max} = 0.90 \pm 0.05$ mit $N'''_{\text{VBF}} = 6.3 \pm 0.1$, $N'''_{\text{ggF}} = 2.4 \pm 0.2$ und $N'''_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}} = 45 \pm 6$ finalen Ereignissen.

Eine weitere Iteration, sprich ein Schnitt auf $\Delta R_{\gamma j}^{\min}$ oder η^* , hat zu keiner Verbesserung der Signifikanz beigetragen, sodass die Analyse mit Methode 1 an dieser Stelle endet. In Tab. 5.1 sind abschließend alle Werte, die Methode 1 betreffen, zusammengefasst.

5. Analyse

Iteration	Variable	Schnitt	N_{VBF}	N_{ggF}	$N_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}}$	Σ_{max}
0	/	/	22.5 ± 0.2	94 ± 2	6950 ± 60	0.268 ± 0.002
1	$\Delta\eta_{jj}$	> 3.9	12.0 ± 0.2	15.8 ± 0.6	711 ± 20	0.446 ± 0.006
2	$\Delta\phi_{\gamma jj}$	> 3.0	7.0 ± 0.1	3.6 ± 0.3	86 ± 7	0.73 ± 0.03
3	m_{jj}	$> 425 \text{ GeV}$	6.5 ± 0.1	2.7 ± 0.3	52 ± 6	0.87 ± 0.05
4	η^{***}	< 0.85	6.3 ± 0.1	2.4 ± 0.2	45 ± 6	0.90 ± 0.05

Tab. 5.1.: Zusammenfassung aller relevanten Werte für Methode 1.

Werden diese vier Schnitte im HGAMANALYSISFRAMEWORK angewendet und die Signifikanz berechnet, so erhält man abschließend als $\Sigma_{\text{MI}} = 0.88 \pm 0.05$. Diese ist um 2% niedriger als die durch den Optimierungsprozess bestimmte Signifikanz.

Dieses lässt sich damit erklären, dass in der Mitte der Histogrammklasse geschnitten wird und nicht am unteren beziehungsweise oberen Ende. Durch die geringe Statistik wird dieser Effekt zusätzlich verstärkt, da in vielen Klassen zum Ende hin nur noch sehr wenige Ereignisse vorkommen. Kleinere Abweichungen ergeben sich auch dadurch, dass die Werte oftmals stark auf- oder abgerundet werden.

Insgesamt liegen alle diese Schwankungen im Bereich der Fehlerintervalle, sodass zwar überlegt werden sollte, inwiefern diese Einfluss auf die Optimierung nehmen, jedoch auf die Ergebnisse und die Signifikanzentwicklung in dieser Arbeit keinen allzu großen Effekt haben sollten. Die Diskussion wird in Kap. 6 weiter ausgeführt.

Außerdem ist es möglich, die maximale Signifikanz für eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$, welche in etwa die Erwartungen für 2016/17 widerspiegelt, auszurechnen, da nur die Anzahl der Ereignisse neu skaliert wird, sich an den Verteilungen jedoch nichts ändert. Für die in Abschnitt 4.2 diskutierte Vorselektion ist die Signifikanz $\Sigma_0^{30 \text{ fb}^{-1}} = 0.464 \pm 0.003$, was ungefähr um einen Faktor $\sqrt{3}$ größer ist als die Signifikanz für $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ fb}^{-1}$. Für die Schnitte aus Methode 1 wird so für 2016/17 eine Signifikanz von $\Sigma_{\text{MI}}^{30 \text{ fb}^{-1}} = 1.53 \pm 0.11$ erreicht.

5.1.2. Methode 2: Optimierung mit VBF-Vorselektion

Im Gegensatz zu Methode 1 gibt es bei Methode 2 eine zusätzliche VBF-Vorselektion, die berücksichtigt, dass die Variablen nicht zwingend unabhängig voneinander sind. Diese VBF-Vorselektion wird in das HGAMANALYSISFRAMEWORK eingebaut, in dem auf alle, außer der zu optimierenden Schnittvariablen geschnitten wird. Dadurch wird es der Optimierung ermöglicht, sowohl strenger als auch lockerer zu schneiden. Dabei werden η^* und η^{***} als eine Variable gewertet und nicht zeitgleich geschnitten.

1. Durchlauf

Bei dem ersten Durchlauf und der ersten Variablen werden als VBF-Vorselektion die Werte aus Tab. 5.2 verwendet. Diese wurde in der schnittbasierten Analyse zu [52] ermittelt und bezieht sich auf die Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 7$ TeV und $\sqrt{s} = 8$ TeV.

Variable	Schnittwert
$\Delta\eta_{jj}$	> 2.8
m_{jj}	> 400 GeV
$\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$	> 2.6
$\Delta R_{\gamma j}^{\min}$	> 2.0
η^*	< 2.4

Tab. 5.2.: Übersicht der zusätzlich verwendeten VBF-Vorselektion [52].

Mit den in Tab. 5.2 angegebenen Werten wird bereits eine Signifikanz von $\Sigma'_0 = 0.69 \pm 0.02$ mit $N_{\text{VBF}} = 8.5 \pm 0.2$ verbliebenen VBF-Ereignissen, $N_{\text{ggF}} = 6.1 \pm 0.3$ verbliebenen ggF-Ereignissen und $N_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}} = 144 \pm 9$ verbliebenen $\gamma\gamma$ -Untergrundereignissen, erreicht.

Als erstes soll $\Delta\eta_{jj}$ optimiert werden. Das bedeutet, dass alle Variablen außer $\Delta\eta_{jj}$ mit den Werten aus Tab. 5.2 geschnitten werden. Danach wird der neu ermittelte Wert als Schnittwert im HGAMANALYSISFRAMEWORK implementiert und m_{jj} optimiert. Dieses Verfahren wird auch auf die restlichen Variablen in der Reihenfolge $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$, $\Delta R_{\gamma j}^{\min}$ und abschließend η^* sowie η^{***} angewendet.

Die einzelnen Ergebnisse, die in den Abb. 5.6 bis 5.11 dargestellt sind, werden kurz diskutiert, bevor in Tab. 5.3 alle wichtigen Werte zusammengefasst werden.

In Abb. 5.6 ist die Optimierung der ersten Variable $\Delta\eta_{jj}$ abgebildet. Der optimale Schnitt liegt deutlich höher als bei der VBF-Vorselektion und zwar bei $\Delta\eta_{jj} > 3.7$. Es ist jedoch auch ersichtlich, dass die Verbesserung der Signifikanz nicht so deutlich ist wie bei Methode 1. Es ergibt sich lediglich eine Steigerung von $\Sigma'_0 = 0.69 \pm 0.02$ auf $\Sigma_{\max} = 0.70 \pm 0.02$, welche in den Fehlern sogar übereinstimmen.

Auch der m_{jj} -Schnitt wird mit $m_{jj} > 685$ GeV in der Optimierung strenger gewählt als bei der VBF-Vorselektion. In Abb. 5.7 sind jetzt sehr gut die großen Fehler zu erkennen, die in die Berechnung der Signifikanz von $\Sigma_{\max} = 0.73 \pm 0.03$ eingehen, sodass auch statistische Schwankungen für den Schnittwert verantwortlich sein können. Auch diese Signifikanz stimmt innerhalb der Fehler mit den vorherigen überein.

Erst ab dem strengeren $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj} > 2.86$ -Schnitt kann man von einer wirklichen Änderung der Signifikanz sprechen, da diese mit $\Sigma_{\max} = 0.78 \pm 0.05$ auch innerhalb der Fehler höher als die Ausgangssignifikanz ist. Dargestellt ist die Signifikanzkurve für $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$ in Abb. 5.8.

5. Analyse

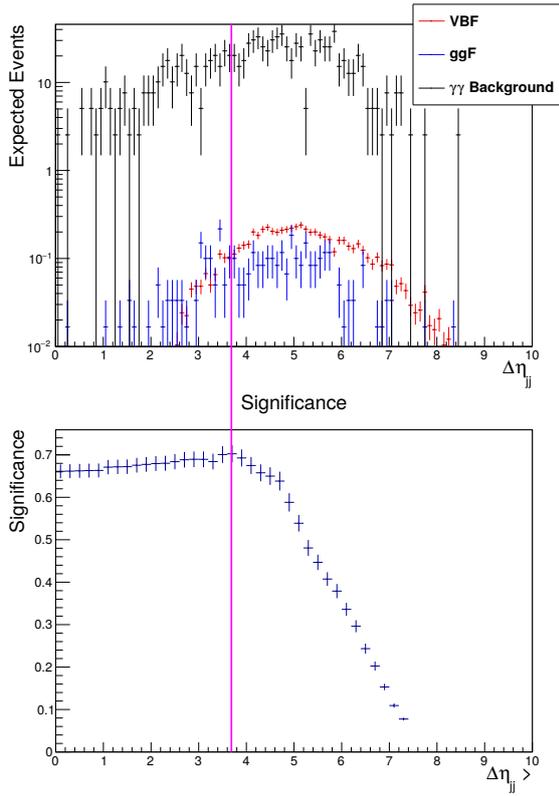


Abb. 5.6.: Signifikanz und Verteilungen der Variable $\Delta\eta_{jj}$ im ersten Durchlauf.

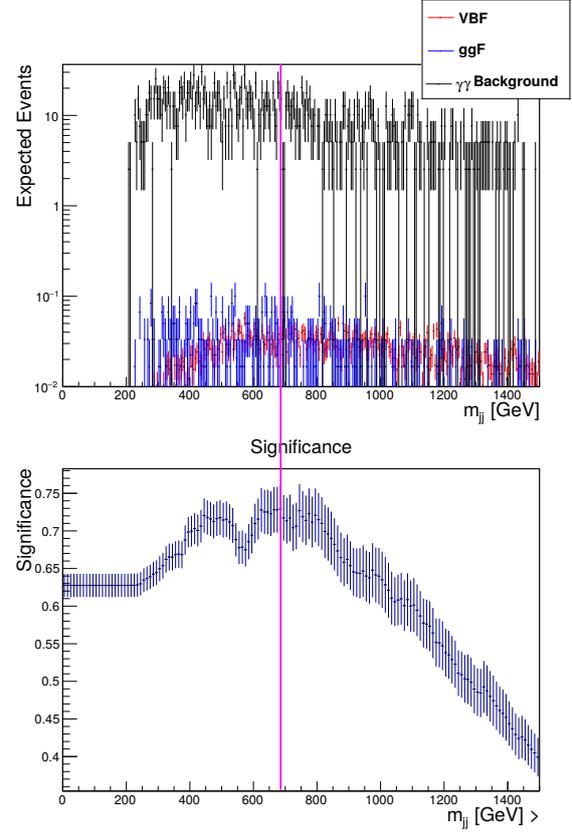


Abb. 5.7.: Signifikanz und Verteilungen der Variable m_{jj} im ersten Durchlauf.

Der erste Schnitt, der lockerer ausfällt, ist der Schnitt auf $\Delta R_{\gamma j}^{\min} > 1.35$, welcher die Signifikanz jedoch erheblich auf $\Sigma_{\max} = 0.84 \pm 0.05$ steigert (vgl. Abb. 5.9). Dieses lässt sich damit erklären, dass die restlichen Schnitte alle strenger geworden sind und eine höhere Signifikanz erreicht wird, wenn verhältnismäßig mehr Signalereignisse durch einen lockeren Schnitt hinzu gefügt werden als Untergrundereignisse.

Die abschließenden Schnitte auf $\eta^* < 2.95$ sowie $\eta^{***} < 0.95$ liefern keine wirkliche Verbesserung der Signifikanz mit $\Sigma_{\max} = 0.85 \pm 0.05$. Dargestellt sind die beiden Signifikanzkurven in den Abb. 5.10 und 5.11.

Insgesamt sind von den anfänglichen $N_{\text{VBF}} = 8.5 \pm 0.2$ Signalereignissen 75% erhalten mit $N'_{\text{VBF}} = 6.4 \pm 0.1$ Ereignissen. Die Untergrundereignisse wurden bei der ggF von $N_{\text{ggF}} = 6.1 \pm 0.3$ auf $N'_{\text{ggF}} = 2.2 \pm 0.2$ Ereignisse (36%), bei dem $\gamma\gamma$ -Untergrund von $N_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}} = 144 \pm 9$ auf $N'_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}} = 53 \pm 7$ Ereignisse (37%) reduziert.

Werden alle diese Schnitte im HGAMANALYSISFRAMEWORK angewendet, resultiert daraus auch hier eine niedrigere Signifikanz $\Sigma_{\text{M2.1}} = 0.83 \pm 0.05$ als die Optimierung

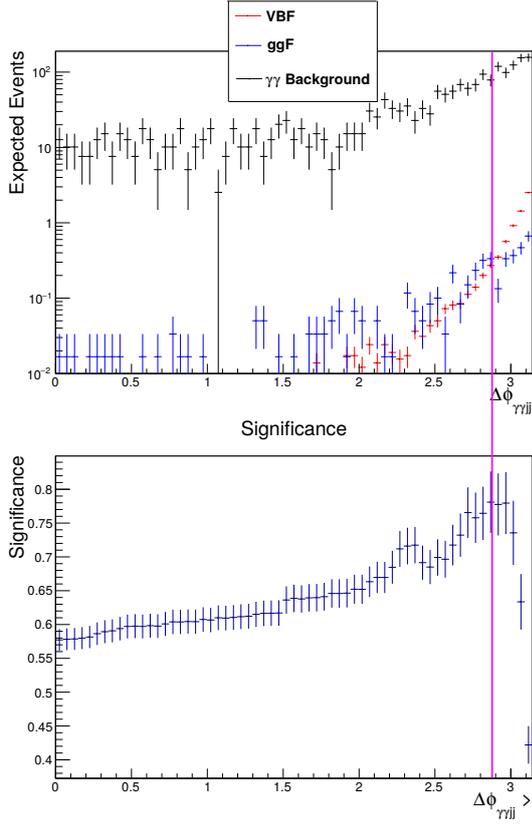


Abb. 5.8.: Signifikanz und Verteilungen der Variable $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$ im ersten Durchlauf.

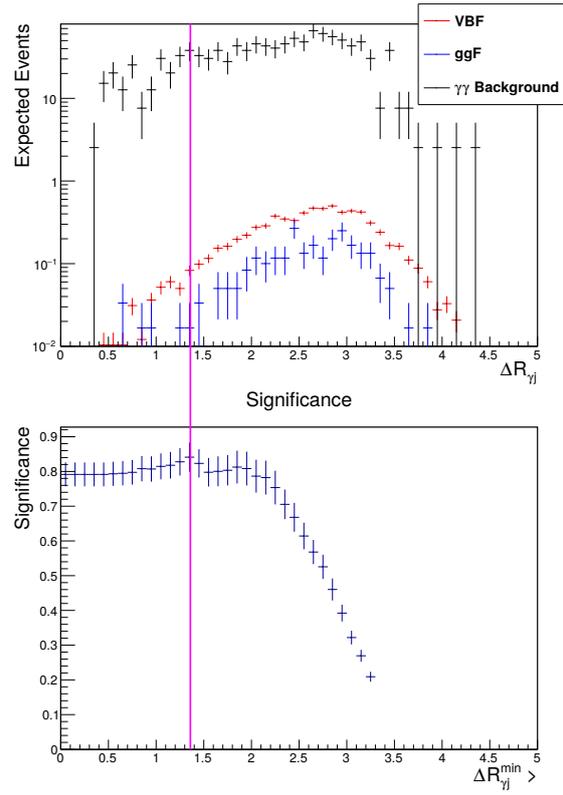


Abb. 5.9.: Signifikanz und Verteilungen der Variable $\Delta R_{\gamma j}^{\min}$ im ersten Durchlauf.

Variable	Schnitt	N_{VBF}	N_{ggF}	$N_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}}$	Σ_{max}
Vorselektion	/	8.5 ± 0.2	6.1 ± 0.3	144 ± 9	0.69 ± 0.02
$\Delta\eta_{jj}$	> 3.7	7.9 ± 0.2	5.1 ± 0.3	119 ± 8	0.70 ± 0.02
m_{jj}	$> 685 \text{ GeV}$	6.2 ± 0.1	3.0 ± 0.3	67 ± 7	0.73 ± 0.03
$\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$	> 2.86	5.6 ± 0.1	2.1 ± 0.2	48 ± 7	0.78 ± 0.05
$\Delta R_{\gamma j}^{\min}$	> 1.35	6.5 ± 0.1	2.2 ± 0.2	55 ± 7	0.84 ± 0.05
η^*	< 2.95	6.4 ± 0.1	2.2 ± 0.2	53 ± 7	0.85 ± 0.05
η^{***}	< 0.95	6.4 ± 0.1	2.2 ± 0.2	53 ± 7	0.85 ± 0.05

Tab. 5.3.: Zusammenfassung aller relevanten Werte für den ersten Durchlauf von Methode 2.

vorhersagt.

Mit $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$ erreicht man eine Signifikanz von $\Sigma_0^{30 \text{ fb}^{-1}} = 1.19 \pm 0.05$ für die VBF-Vorselektion und $\Sigma_{\text{M2.1}}^{30 \text{ fb}^{-1}} = 1.44 \pm 0.11$ für den ersten Durchlauf von Methode 2.

5. Analyse

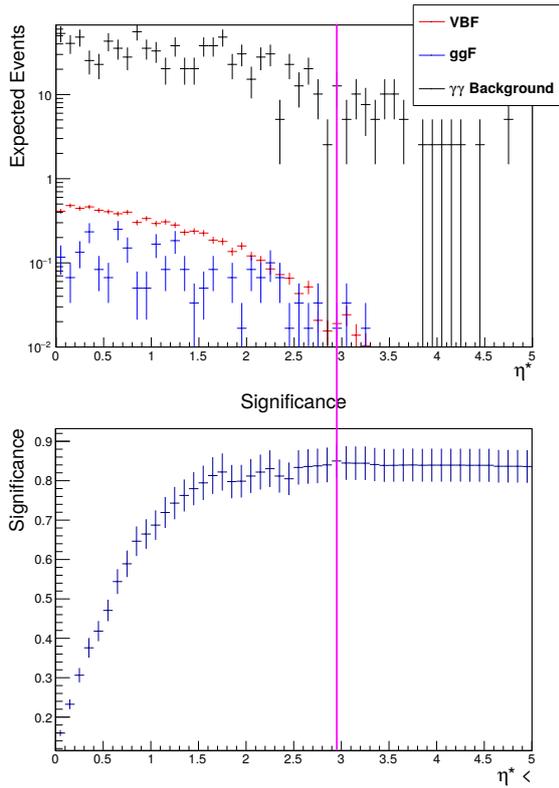


Abb. 5.10.: Signifikanz und Verteilungen der Variable η^* im ersten Durchlauf.

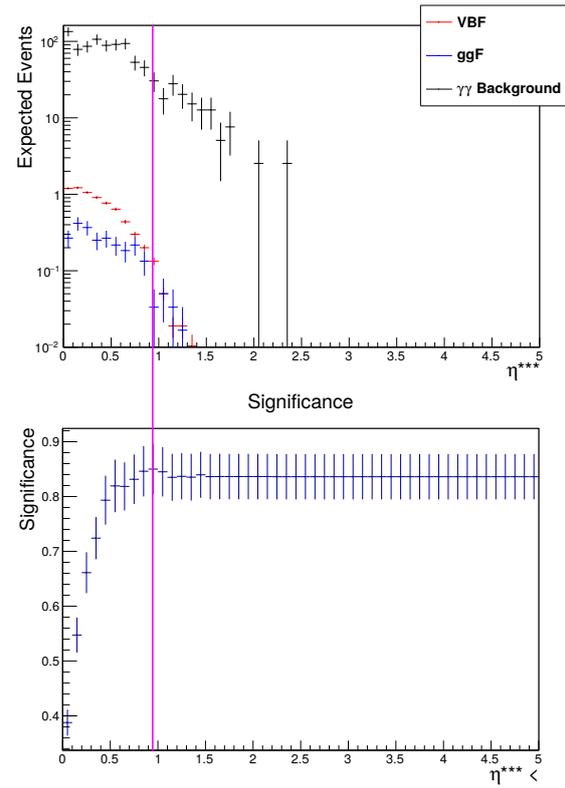


Abb. 5.11.: Signifikanz und Verteilungen der Variable η^{***} im ersten Durchlauf.

2. Durchlauf

Für den zweiten Durchlauf werden die Werte aus Tab. 5.3 als VBF-Vorselektion verwendet. Von η^* und η^{***} wird letztere gewählt, da diese ungerundet eine minimal höhere Signifikanz aufweist. Ansonsten ist das Verfahren analog zu dem ersten Durchlauf von Methode 2.

In den Abb. 5.12 bis 5.17 sind die Ergebnisse des zweiten Durchlaufs von Methode 2 dargestellt. In Tab. 5.4 sind alle relevanten Werte dieses Abschnitts noch einmal zusammengefasst.

Der zweite Durchlauf von Methode 2 beginnt wieder mit der Variablen $\Delta\eta_{jj}$ (vgl. Abb. 5.12). Diese wird mit $\Delta\eta_{jj} > 3.9$ härter geschnitten als im ersten Durchlauf und hat eine maximale Signifikanz von $\Sigma_{\max} = 0.83 \pm 0.05$. Diese ist gleich der alten Signifikanz $\Sigma_{M2.1}$, was aus dem gerundeten Signifikanzwert resultiert.

Die erste Verbesserung tritt bei dem lockereren Schnitt auf $m_{jj} > 435$ GeV auf. Hier steigt die Signifikanz auf $\Sigma_{\max} = 0.87 \pm 0.04$ an. Allerdings liegt diese immer noch in dem möglichen Fehlerbereich der ursprünglichen Signifikanz. Die entsprechenden Graphen

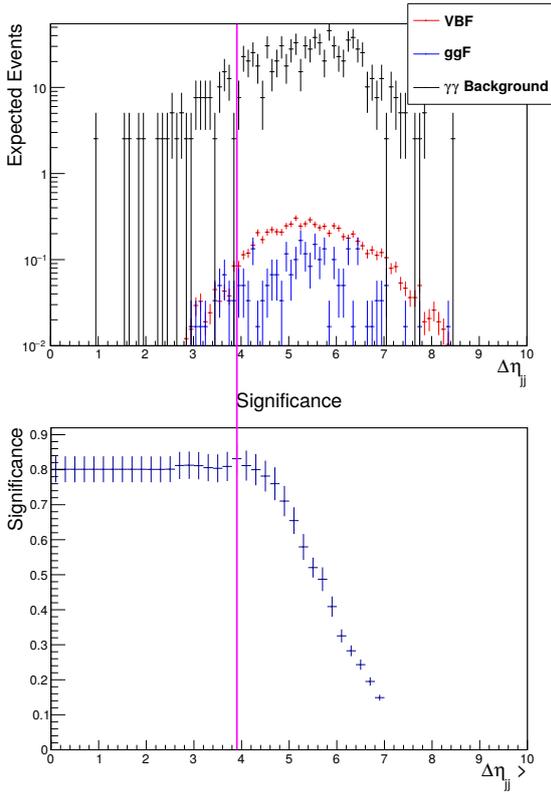


Abb. 5.12.: Signifikanz und Verteilungen der Variable $\Delta\eta_{jj}$ im zweiten Durchlauf.

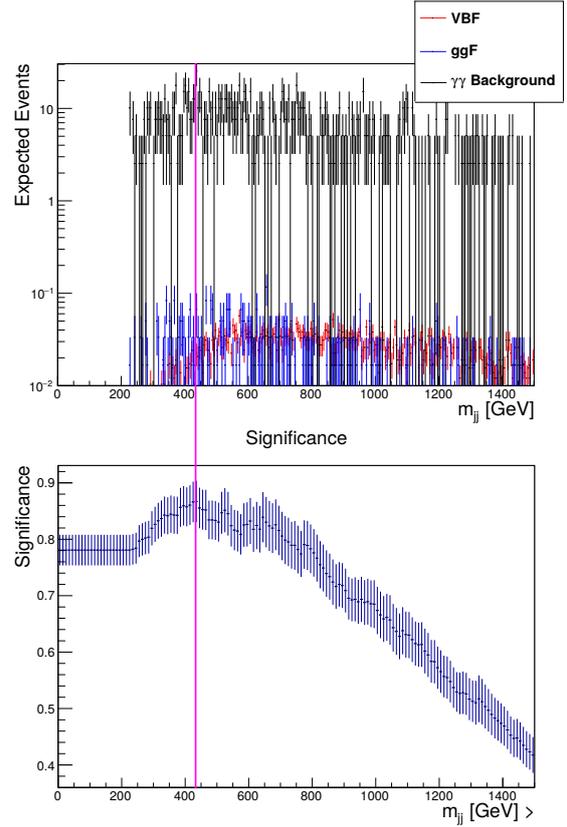


Abb. 5.13.: Signifikanz und Verteilungen der Variable m_{jj} im zweiten Durchlauf.

lassen sich in Abb. 5.13 finden.

In Abb. 5.14 ist die Signifikanzkurve mit den Verteilungen für $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$ aufgetragen. Es ist leicht zu erkennen, dass das Maximum im Gegensatz zu der m_{jj} -Verteilung eindeutig ist. Dieses liegt bei einem Schnittwert von $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj} > 2.96$ und ist ebenso wie der $\Delta\eta_{jj}$ strenger als im ersten Durchlauf. Die maximale Signifikanz steigt auf $\Sigma_{\max} = 0.90 \pm 0.05$.

Eine noch höhere Signifikanz mit $\Sigma_{\max} = 0.92 \pm 0.05$ wird durch einen lockereren $\Delta R_{\gamma j}^{\min}$ -Schnitt erreicht. Mit der Bedingung, dass $\Delta R_{\gamma j}^{\min} > 0.65$ ist diese Variable auf VBF quasi ungeschnitten und schneidet nur Untergrundereignisse weg. Dieses ist in Abb. 5.15 leicht zu erkennen, da nur schwarze und blaue Punkte signifikant weggeschnitten werden.

Abschließend sind in den Abb. 5.16 und 5.17 die letzten Schnitte abgebildet. Der beste Schnitt auf $\eta^* < 2.55$ liefert eine maximale Signifikanz von $\Sigma_{\max} = 0.93 \pm 0.05$, der auf $\eta^{***} < 0.85$ sogar nur eine maximale Signifikanz von $\Sigma_{\max} = 0.92 \pm 0.05$, also keine nennenswerte Verbesserung.

Werden hingegen die Ereignisanzahlen dieser beiden Variablen für VBF, ggF und den

5. Analyse

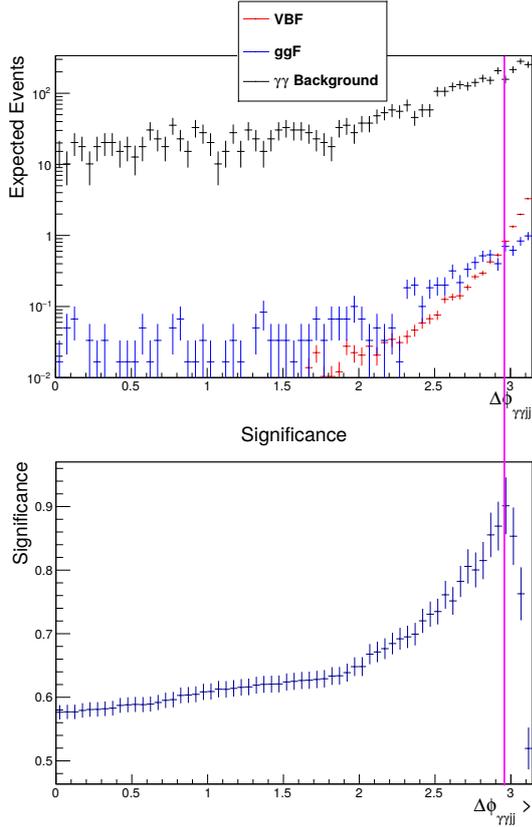


Abb. 5.14.: Signifikanz und Verteilungen der Variable $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$ im zweiten Durchlauf.

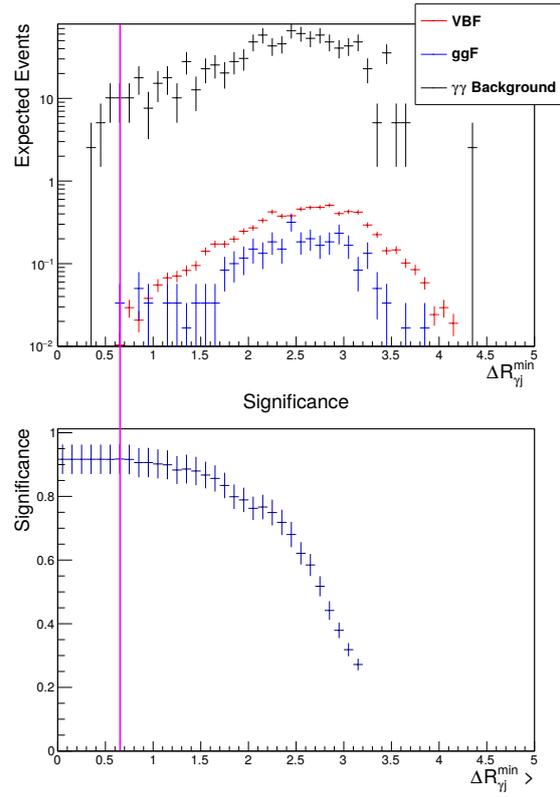


Abb. 5.15.: Signifikanz und Verteilungen der Variable $\Delta R_{\gamma j}^{\min}$ im zweiten Durchlauf.

$\gamma\gamma$ -Untergrund in Tab. 5.4 betrachtet, so stößt man auf das angesprochene Rundungsproblem. Die Anzahl von Signal- und $\gamma\gamma$ -Untergrundereignisse sind für η^* und η^{***} gleich, nur N_{ggF} hat bei η^* 0.1 Ereignisse mehr. Jedoch ist die maximale Signifikanz von η^* um 0.1 besser. Das liegt daran, dass hier die Werte in der Tabelle auf die Größenordnung des Fehlers gerundet angegeben sind und diese sich gerade an Rundungsübergängen befinden.

Setzt man diese Schnitte nun ebenfalls in das `HGAMANALYSISFRAMEWORK` ein und berechnet die Signifikanz mit den so geschnittenen Werten, erhält man $\Sigma_{M2.2} = 0.92 \pm 0.05$. Dieser Wert liegt sehr dicht an der durch die Optimierung ermittelten Signifikanz.

Auch hier lässt sich eine Signifikanz für eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$ zu $\Sigma_{M2.2}^{30 \text{ fb}^{-1}} = 1.59 \pm 0.11$ bestimmen.

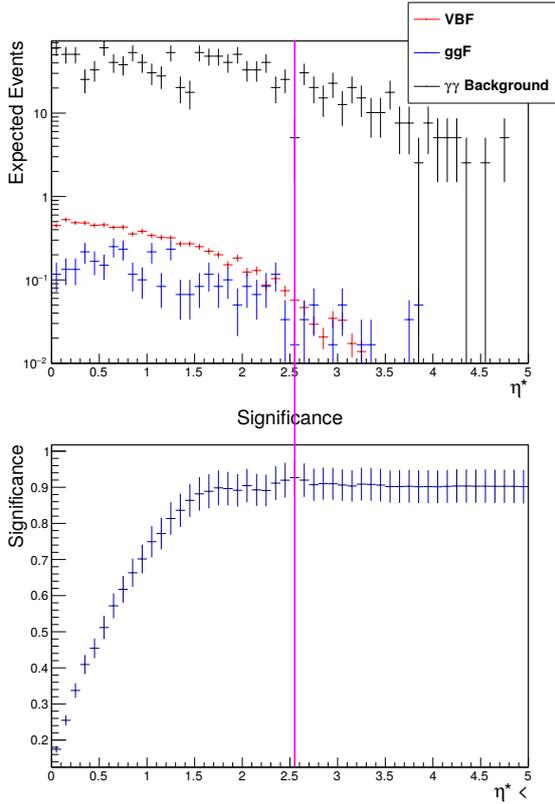


Abb. 5.16.: Signifikanz und Verteilungen der Variable η^* im zweiten Durchlauf.

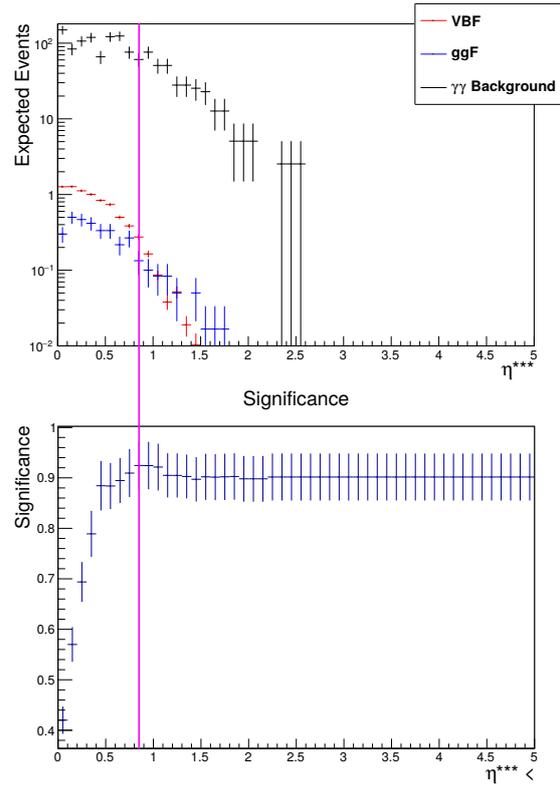


Abb. 5.17.: Signifikanz und Verteilungen der Variable η^{***} im zweiten Durchlauf.

Variable	Schnitt	N_{VBF}	N_{ggF}	$N_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}}$	Σ_{max}
$\Delta\eta_{jj}$	> 3.9	6.3 ± 0.1	2.1 ± 0.2	53 ± 7	0.83 ± 0.05
m_{jj}	$> 435 \text{ GeV}$	7.7 ± 0.2	3.6 ± 0.3	72 ± 7	0.87 ± 0.04
$\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$	> 2.96	6.9 ± 0.1	2.8 ± 0.3	53 ± 6	0.90 ± 0.05
$\Delta R_{\gamma j}^{\text{min}}$	> 0.65	6.9 ± 0.1	2.8 ± 0.3	52 ± 6	0.92 ± 0.05
η^*	< 2.55	7.0 ± 0.1	2.9 ± 0.3	52 ± 6	0.93 ± 0.05
η^{***}	< 0.85	7.0 ± 0.1	2.8 ± 0.3	52 ± 6	0.92 ± 0.05

Tab. 5.4.: Zusammenfassung aller relevanten Werte für den zweiten Durchlauf von Methode 2.

5.2. Optimierung mittels TMVA

Der zweite große Teil der Analyse wurde mit dem TOOLKIT FOR MULTIVARIATE DATA ANALYSIS, kurz TMVA, durchgeführt.

TMVA ist ein Programm für ROOT [55]. ROOT ist ein Rechenprogramm, welches von

5. Analyse

ATLAS hauptsächlich in der Datenanalyse verwendet wird. TMVA führt darin multivariate Datenanalysen durch. Dazu bedient es sich verschiedener machine-learning-Algorithmen. Das bedeutet, dass der Computer (die Maschine) beispielsweise die Trennung von Signal und Untergrund lernt, indem er ihre Unterschiede erkennt und in Gesetzmäßigkeiten für unbekannte Datensätze umwandelt.

TMVA verwendet nun die Hälfte der eingegebenen Ereignissätze, um dem Computer verschiedene Algorithmen beizubringen, das Signal vom Untergrund des sogenannten Trainingssamples zu trennen. Im Anschluss werden die ermittelten Selektionsparameter, wie zum Beispiel Schnitte, auf die andere Hälfte des mitgegebenen Ereignissatzes (Testsample) angewendet und die Signifikanz

$$\Sigma_{TMVA} = \frac{s}{\sqrt{s+b}} \quad (5.2)$$

berechnet [22]. Diese lässt sich in guter Näherung mit der Asimov-Signifikanz (vgl. Gl. 4.1), die in Abschnitt 5.1 verwendet wurde, vergleichen, da ausreichend Signal- und Untergrundereignisse nach der Analyse erhalten bleiben. Beispielsweise sind nach der Methode 1 noch $s = 6.3$ Signalereignisse und $b = 2.4 + 45 = 47.4$ Untergrundereignisse erhalten. Dieses ergibt eine Asimov-Signifikanz von $\Sigma = 0.9$. Die von TMVA verwendete Signifikanz weicht mit einem Wert von $\Sigma_{TMVA} = 0.86$ um weniger als 5% ab.

Die Ereignissätze sind in sogenannten TTrees gespeichert. Dieses ist eine ROOT spezifische Klasse zum speichern von n -Tupeln. In dieser Arbeit wurden sie direkt im HGAM-ANALYSISFRAMEWORK erzeugt. Dabei werden acht Variablen in unterschiedlichen TTrees übergeben: m_{jj} , $\Delta\eta_{jj}$, $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$, $\Delta R_{\gamma j}^{\min}$, η^* , η^{**} , $\Delta p_{T,\gamma\gamma jj}$ und $\Delta p_{T,\gamma\gamma jj}^{\text{norm}}$. Sie wurden bereits in Abschnitt 4.3 vorgestellt. Außerdem ist die in Abschnitt 4.2 diskutierte Vorselektion angewendet.

Wie bereits in Abschnitt 5.1.2 angedeutet, bestehen zwischen den einzelnen Variablen Korrelationen, sodass die Annahme von Methode 1 (Abschnitt 5.1.1) nicht korrekt ist. Die Korrelationsmatrix ist in Abb. 5.18 für das VBF-Signal und in Abb. 5.19 für den zusammengefassten Untergrund aus ggF und $\gamma\gamma$ -Untergrund dargestellt. Dabei sind letztere mit den entsprechenden Gewichten (Gl. 4.3 und Tab. 4.1) miteinander kombiniert worden.

Es ist deutlich zu erkennen, dass sowohl beim Signal als auch beim Untergrund die lineare Korrelation mit 77% beziehungsweise 61% zwischen $\Delta\eta_{jj}$ und m_{jj} klar dominiert. Während bei dem Signal zusätzlich Korrelationen von 44% zwischen $\Delta R_{\gamma j}^{\min}$ und m_{jj} sowie von 36% zwischen $\Delta R_{\gamma j}^{\min}$ und $\Delta\eta_{jj}$ auftreten, ergeben sich beim Untergrund weitere Korrelationen zwischen $\Delta p_{T,\gamma\gamma jj}$ und $\Delta p_{T,\gamma\gamma jj}^{\text{norm}}$ (33%) sowie zwischen $\Delta R_{\gamma j}^{\min}$ und η^* .

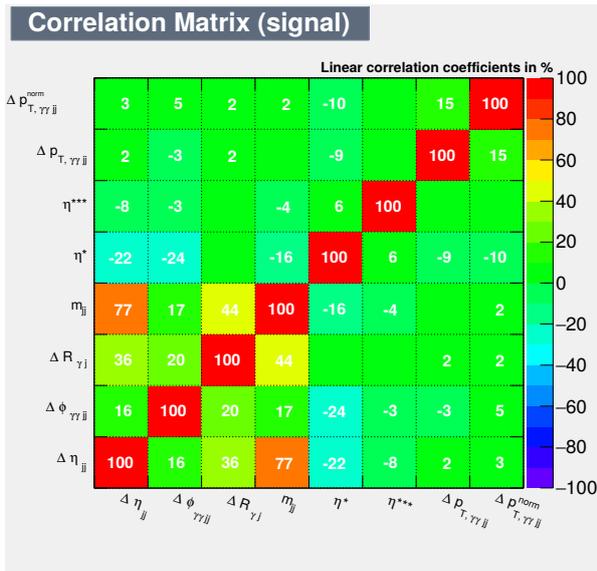


Abb. 5.18.: Korrelationsmatrix für das VBF-Signal in %.

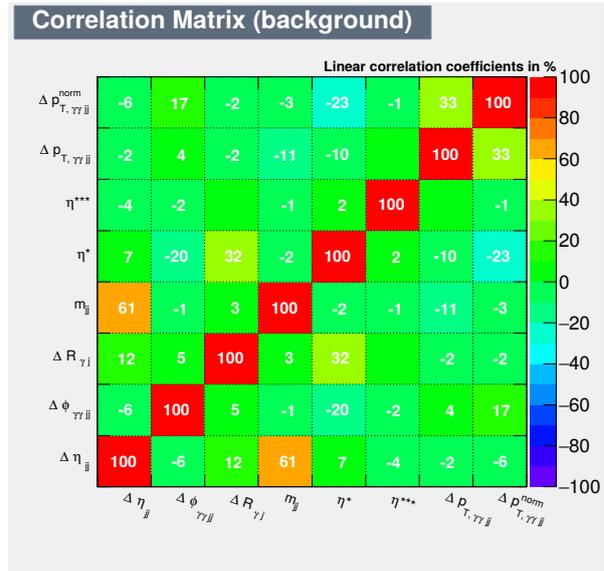


Abb. 5.19.: Korrelationsmatrix zusammengefasst für den ggF- und den $\gamma\gamma$ -Untergrund in %.

Von den in TMVA implementierten Algorithmen sollen im Folgenden zwei genauer betrachtet und zur Analyse genutzt werden. Der erste setzt ähnlich wie die Verfahren in Abschnitt 5.1 orthogonale Schnitte in einem n -dimensionalen Raum, wobei n gleich die Anzahl der Variablen ist. In dieser Arbeit wurde als Verfahren Simulated Annealing gewählt. Der zweite Algorithmus ist der sogenannte Boosted Decision Tree.

5.2.1. Simulated Annealing

Simulated Annealing (SA) ist ein Algorithmus, der auf der Festkörperphysik beruht. Erhitzt man ein Metall, bis es glüht, und lässt es danach langsam abkühlen, so haben die Atome Zeit sich in Kristallstrukturen anzuordnen, um somit einen niedrigen Energiezustand zu erreichen [56].

Ziel des Algorithmus ist es, das globale Minimum zu finden. Die Wahrscheinlichkeit, einen Zustand mit der Energie E_i zu erreichen, ist gemäß der Boltzmann-Statistik gegeben

5. Analyse

durch

$$\begin{aligned} p(E_i) &\propto \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) \\ &\propto \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) \cdot \exp\left(-\frac{E_0 - E_0}{k_B T}\right) \\ &\propto \exp\left(-\frac{E_i - E_0}{k_B T}\right) \end{aligned}$$

mit der Boltzmann-Konstante k_B , der Temperatur T und dem optimalen Zustand E_0 . Da $E_i - E_0 > 0$, $k_B > 0$ und $T > 0$ wird der Betrag des Exponenten mit fallendem T größer und die Wahrscheinlichkeit einen angeregten Zustand E_i zu finden geringer. Sinkt die Temperatur nun ausreichend langsam, so steigt die Wahrscheinlichkeit das globale Minimum E_0 zu finden [57].

TMVA simuliert diese Abkühlung in dem hier gegebenen achtdimensionalen Raum, wobei das Minimum von Σ_{TMVA}^{-1} für verschiedene Signaleffizienzen berechnet wird. Das Ergebnis für $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ fb}^{-1}$, welches 23 Signalereignissen und 7044 Untergrundereignissen (entnommen aus Tab. 4.2) entspricht, ist in Abb. 5.20 dargestellt.

Auch hier fallen die statistischen Schwankungen, die in Abschnitt 5.1 diskutiert wurden, gerade im Bereich niedriger Signaleffizienzen (also strenge Schnitte) auf, sodass die angegebene maximale Signifikanz bei einer Signaleffizienz von 0.1 nicht stabil ist. Stellt man sich stattdessen eine glatte Kurve vor, so lässt sich das Maximum eher im Bereich einer Signaleffizienz von 30% finden. Die Signifikanz ist an dieser Stelle bei $\Sigma_{TMVA, SA} \approx 0.75$. Somit bleiben bei diesem Schnitt etwa $N_{\text{VBF}} \approx 6.9$ Signal- und $N_{\text{ggF}+\gamma\gamma\text{-Backgr.}} \approx 70$ Untergrundereignisse erhalten.

Die von TMVA ermittelten Schnittwerte sind in Tab. 5.5 zu finden. Diese sind den manuell in Abschnitt 5.1 ermittelten sehr ähnlich. Allerdings ist die Signifikanz erheblich geringer. Dieses kann wieder an der mangelhaften Statistik liegen. Der SA-Algorithmus wurde mit den Voreinstellungen übernommen und nicht auf das vorliegende Problem eingestellt. Daher kann es sein, dass nicht das globale Minimum gefunden wurde, weil die Statistik zu viele lokale Minima erzeugt hat.

Abb. 5.21 zeigt das Ergebnis des SA-Algorithmus für 68 Signal- und 21133 Untergrundereignisse. Diese entsprechen der Anzahl erwarteter Ereignisse für $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$. Es ist zu erkennen, dass sich die Form der Signifikanzkurve und somit auch die Schnittwerte nicht wesentlich ändern, sondern, wie in Abschnitt 5.1.1 erläutert, die Ereignisse und damit die Signifikanz neu skaliert werden. Allerdings sollte man beachten, dass dieses nur solange gilt, wie die Näherung in Gl. 4.1 erfüllt ist, also ausreichend Signal- und Untergrundereignisse vorhanden sind. Für das SA wird bei $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$ eine Signifikanz

von $\Sigma_{TMVA}^{30 \text{ fb}^{-1}}$, $S_A \approx 1.25$ erreicht.

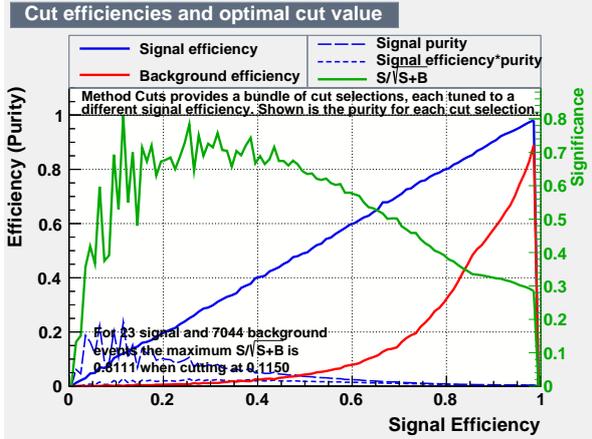


Abb. 5.20.: Signifikanz (grün, rechte Achse) in Abhängigkeit der Signaleffizienz für eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ fb}^{-1}$.

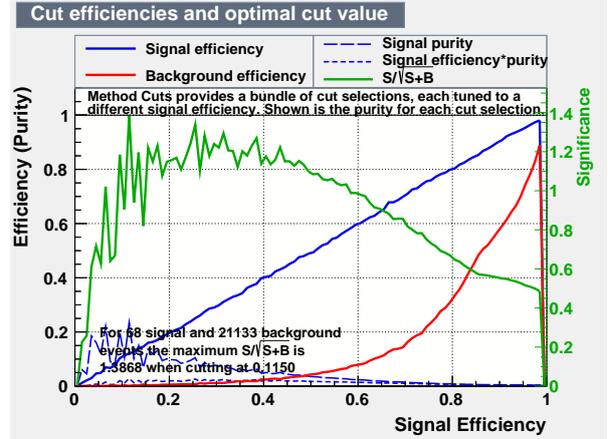


Abb. 5.21.: Signifikanz (grün, rechte Achse) in Abhängigkeit der Signaleffizienz für eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$.

Variable	Schnittwert
$\Delta\eta_{jj}$	> 3.5
m_{jj}	$> 555 \text{ GeV}$
$\Delta\phi_{\gamma jj}$	> 2.86
$\Delta R_{\gamma j}^{\min}$	> 1.85
η^*	< 3.37
η^{***}	kein sinnvoller Wert
$p_{T,\gamma jj}$	kein sinnvoller Wert
$p_{T,\gamma jj}^{\text{norm}}$	kein sinnvoller Wert

Tab. 5.5.: Übersicht zu den von TMVA ermittelten Schnittwerten.

5.2.2. Boosted Decision Tree

Das letzte angewendete Verfahren ist ein Boosted Decision Tree (BDT), der sich aus mehreren Decision Trees, zu deutsch Entscheidungsbäume, ergibt. Ein Decision Tree hat eine binäre Baumstruktur, bei der verschiedene Kriterien mit Ja oder Nein beantwortet werden können, um Signal von Untergrund zu trennen. Bei jeder Entscheidung wird auf die Variable mit der stärksten Trennkraft geschnitten. Die Variablen können dabei beliebig oft (wieder-) verwendet werden. In Abb. 5.22 ist so ein Entscheidungsbaum skizziert.

5. Analyse

Abschließend erhält man sogenannte Blätter, die die finale Einteilung in Signal oder Untergrund darstellen. Hier wird für den Untergrund beispielsweise die linke Seite (später -1) und für das Signal die rechte Seite (später $+1$) gewählt.

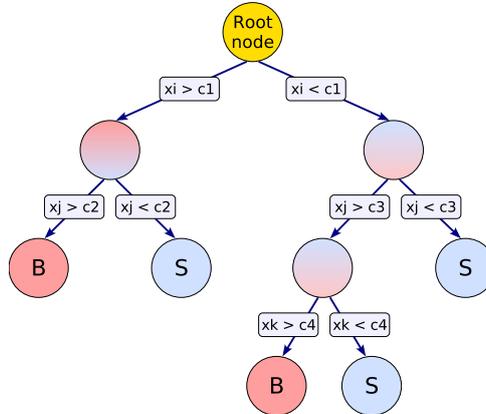


Abb. 5.22.: Schematische Darstellung eines Entscheidungsbaumes [22].

Dieser eine Baum verzweigt sich solange weiter, bis entweder Signal oder Untergrund unter eine gewisse Mindestanzahl an Ereignissen sinken, eine bestimmte Anzahl an Variablenschnitten durchgeführt oder ein anderes Abbruchkriterium erfüllt wurde.

Beim BDT wird nun der erste Baum benutzt, um die falsch klassifizierten Ereignisse höher zu gewichten, sodass diese in dem nächsten Baum mit größerer Wahrscheinlichkeit richtig zugeordnet werden. Wird dieses Verfahren nun mehrfach wiederholt, so entsteht ein Wald, welcher dann zu einem einzigen Ausgabewert des BDT gewichtet zusammengefasst wird [58–60].

Ein Problem ist, dass der BDT anfällig für statistische Schwankungen und daher oftmals übertrainiert ist (Overtraining), da er beim Trainingssample diese statistischen Schwankungen als Trenncharakteristika interpretiert. Deswegen ist es wichtig, dass der BDT auf overtraining überprüft wird. Dieses ist in Abb. 5.23 dargestellt. Zum einen ist die generelle Form von Signal und Untergrund erkennbar. Der Untergrund liegt verstärkt im negativen Bereich, das Signal im positiven. Zum anderen ist das Ergebnis des Kolmogorov-Smirnov-Tests angegeben. Dieser Wert gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit das Trainings- und Testsample derselben Wahrscheinlichkeitsverteilung unterliegen. Bei diesem Beispiel ist die Wahrscheinlichkeit für das Signal 30.2% und für den Untergrund 11.4%. Wird dazu noch das Verhältnis des Trainings- (Punkte) und Testsamples (gefüllt) verglichen, kann man sagen, dass sich das Overtraining in Grenzen hält und die Ergebnisse aussagekräftig sind, da sich die Formen von Signal und Untergrund in beiden Samples sehr ähneln.

Das Ergebnis aus dem BDT für $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ fb}^{-1}$ ist in Abb. 5.24 abgebildet. Mit einer

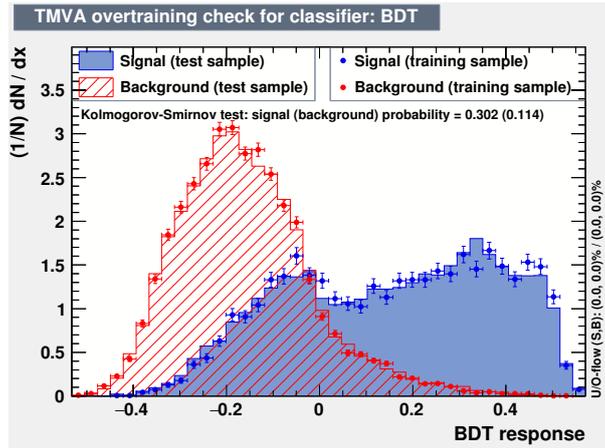


Abb. 5.23.: Vergleich zwischen Trainings- (Punkte) und Testsample (gefüllt), wobei das Signal (VBF) in blau und der Untergrund (ggF und $\gamma\gamma$) in rot dargestellt ist.

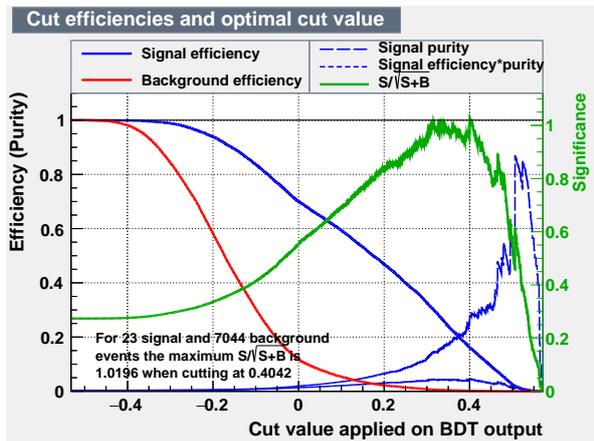


Abb. 5.24.: Darstellung der Signifikanz (grün, rechte Achse) in Abhängigkeit von der BDT-Ausgabe für eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ fb}^{-1}$.

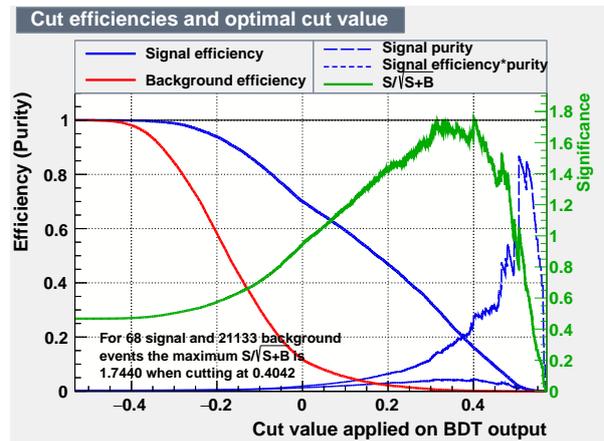


Abb. 5.25.: Darstellung der Signifikanz (grün, rechte Achse) in Abhängigkeit von der BDT-Ausgabe für eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$.

Signifikanz von $\Sigma_{TMVA, BDT} \approx 1$, wenn die BDT-Ausgabe bei einem Wert von 0.35 geschnitten wird, ist sie besser als die der schnittbasierten Optimierungen. Werden an dieser Stelle die Effizienzkurven betrachtet, so kommt man auf $N_{VBF} \approx 5.8$ verbleibende Signal- und $N_{\text{ggF}+\gamma\gamma\text{-Backgr.}} \approx 35$ verbleibende Untergrundereignisse. In Abb. 5.25 ist das Ergebnis für $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$ aufgetragen. Die Signifikanz steigt hierbei auf $\Sigma_{TMVA, BDT}^{30 \text{ fb}^{-1}} \approx 1.7$ an.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Trennung des VBF-Signals von dem ggF- und dem nicht resonanten $\gamma\gamma$ -Untergrund für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ und einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ fb}^{-1}$ (Erwartung für 2015) beziehungsweise von $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$ (Erwartung für 2016/17) über verschiedene Methoden durchgeführt. Dazu wurden simulierte Ereignisse für den Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$ verwendet.

Zunächst wurde die manuelle Optimierung mittels verschiedener Schnittverfahren durchgeführt. Der Ansatz bei Methode 1 war, dass alle Schnittvariablen unabhängig voneinander sind und sie somit ohne weitere VBF-Vorselektion nach ihrer maximalen Signifikanz geschnitten wurden. Methode 2 hingegen berücksichtigte mögliche Korrelationen, sodass die 2012 für $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ und $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ ermittelten Schnittwerte als zusätzliche VBF-Vorselektion verwendet wurden. Dadurch wurde die Signifikanz für einen Schnitt auf eine Variable in Abhängigkeit der anderen Variablen optimiert.

Als weiterer Schritt wurde die Optimierung in TMVA durchgeführt. Zunächst wurde dafür der Simulated Annealing-Algorithmus verwendet, welcher analog zu der manuellen Optimierung einen orthogonalen Schnitt auf jede Variable setzt. Darüber hinaus wurde auch ein Boosted Decision Tree als Verfahren getestet.

In Tab. 6.1 sind die Ergebnisse in Form der finalen Ereigniszahlen und die dazugehörigen Signifikanzen für $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ fb}^{-1}$ sowie die Signifikanzen für $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$ zusammengefasst. Erfreulich ist, dass durch jedes Optimierungsverfahren die Signifikanz erhöht werden konnte. Der BDT weist dabei das beste, SA das schlechteste Resultat auf. Die manuellen Optimierungen liegen relativ mittig dazwischen. Außerdem hat sich gezeigt, dass Methode 1 und Methode 2 im Bereich ihrer Fehler zu dem gleichen Ergebnis kommen. Das bedeutet, dass eine Korrelation zwischen den Variablen auf keine der Methoden einen Einfluss hatte und auch der Startpunkt der Optimierung nicht relevant war.

Die größte Herausforderung lag in der geringen Statistik des $\gamma\gamma$ -Untergrunds. Es traten regelmäßig leere Klassen in den Histogrammen auf beziehungsweise die Fehler waren genau so groß wie der Wert der Klasse selbst (sichtbar zum Beispiel in Abb. 5.13). Durch den Fit konnte die Statistik zwar verbessert werden, jedoch nicht in dem Maße, dass die Fehler nach den Schnitten in einem angemessenen Bereich von $\pm 10\%$ liegen würden.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Verfahren	N_{VBF}	N_{ggF}	$N_{\gamma\gamma\text{-Backgr.}}$	Σ	$\Sigma^{30\text{fb}^{-1}}$
ungeschnitten	22.5 ± 0.2	94 ± 2	6950 ± 60	0.268 ± 0.002	0.464 ± 0.003
VBF-Vorselektion	8.5 ± 0.2	6.1 ± 0.3	144 ± 9	0.69 ± 0.02	1.19 ± 0.05
Methode 1	6.1 ± 0.1	2.3 ± 0.2	44 ± 6	0.88 ± 0.05	1.53 ± 0.11
Methode 2 (1. Durchlauf)	6.3 ± 0.1	2.1 ± 0.1	53 ± 7	0.83 ± 0.05	1.44 ± 0.11
Methode 2 (2. Durchlauf)	7.0 ± 0.1	2.9 ± 0.3	53 ± 6	0.92 ± 0.05	1.59 ± 0.11
SA	~ 6.9	~ 70		~ 0.75	~ 1.25
BDT	~ 5.8	~ 35		~ 1.0	~ 1.7

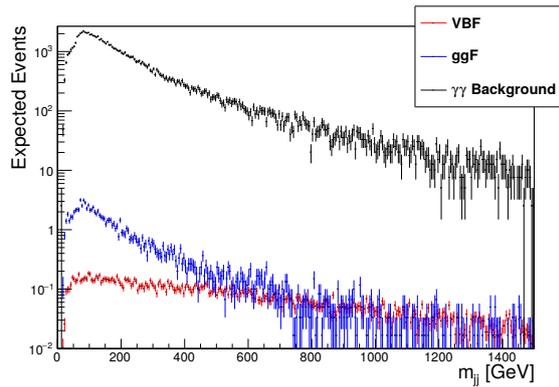
Tab. 6.1.: Zusammenfassung aller finalen Ereignisanzahlen und die Signifikanzen für eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ fb}^{-1}$ und die Signifikanzen für $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$.

Am auffälligsten ist der Signifikanzunterschied zwischen den manuellen, schnittbasierten Methoden und dem SA-Algorithmus von TMVA. Offenbar gibt es zu viele statistische Schwankungen, als dass der SA-Algorithmus mit den TMVA-Voreinstellungen die gewünschte Signifikanz hat.

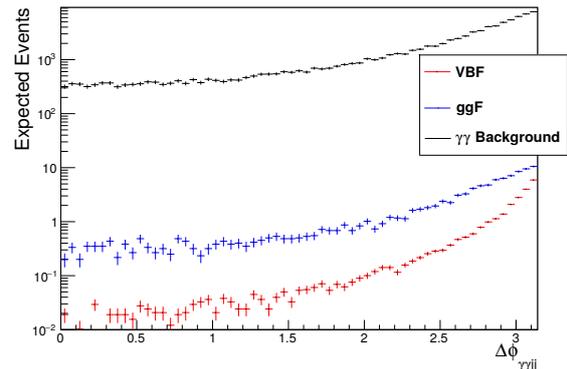
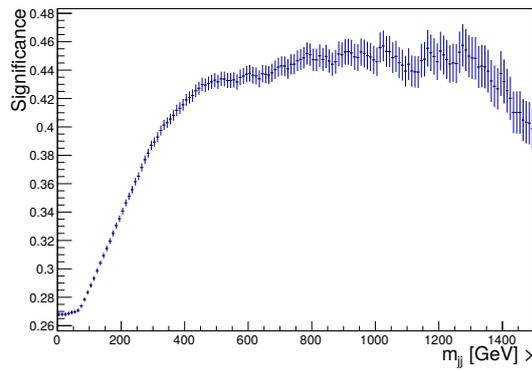
In weiterführenden Berechnungen könnten daher die Einstellungen des SA-Algorithmus überprüft und optimiert werden. Ebenso ist es möglich, die manuellen Verfahren weiter zu verbessern, indem zum Beispiel die Klasseneinteilung effizienter gestaltet oder der Fit um einen quadratischen Term im Exponenten ergänzt wird. Darüber hinaus könnten im Jahr 2016 neue MC-Ereignissätze mit höherer Statistik und Anpassungen an die 2015 von ATLAS genommenen Daten verwendet werden, so dass stabilere und auch realistischere Signifikanzberechnungen möglich sind. In diesen wäre auch eine verbesserte Beschreibung der Untergründe durch die Seitenbänder der Daten enthalten. Außerdem würden so auch systematische Fehler, wie zum Beispiel die Energieauflösung der Jets, für $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ beschreibbar sein.

In dieser Optimierung zeigt der BDT das beste Ergebnis. Bei einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ fb}^{-1}$ erreicht er eine Signifikanz von $\Sigma_{TMVA, BDT} \approx 1$ und hat augenscheinlich von allen betrachteten Verfahren die geringste Abhängigkeit von den statistischen Schwankungen, da die Kurve relativ glatt ist. Daher ist er die zu bevorzugende Analyseverfahren für VBF $H \rightarrow \gamma\gamma$ in 2015. Bei dieser Signifikanz wäre es unter Hinzunahme von weiteren Zerfallskanälen möglich, den totalen Wirkungsquerschnitt für die VBF-Produktion zu messen und in Zukunft weitere genauere Messungen zu der CP -Natur des Higgs-Bosons am LHC durchzuführen.

A. Abbildungen



Significance



Significance

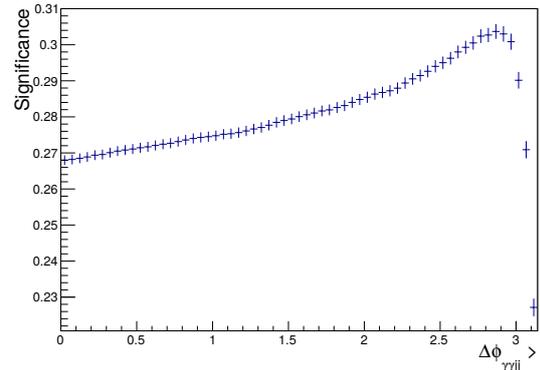


Abb. A.1.: Signifikanz und Verteilungen von m_{jj} in der ersten Iteration von Methode 1.

Abb. A.2.: Signifikanz und Verteilungen von $\Delta\phi_{\gamma\gamma jj}$ in der ersten Iteration von Methode 1.

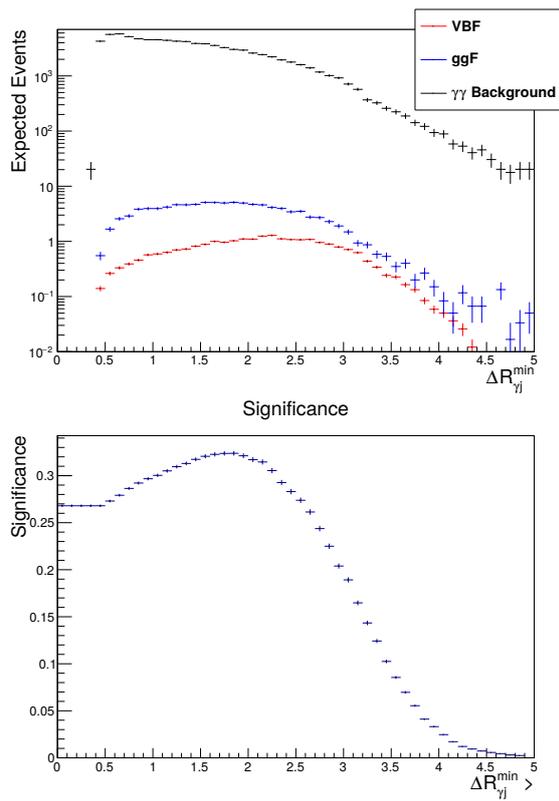


Abb. A.3.: Signifikanz und Verteilungen von $\Delta R_{\gamma j}^{\min}$ in der ersten Iteration von Methode 1.

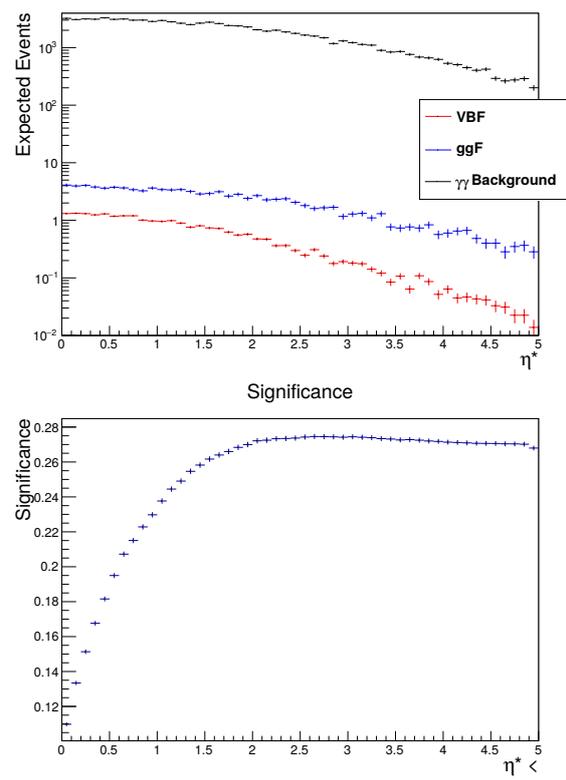
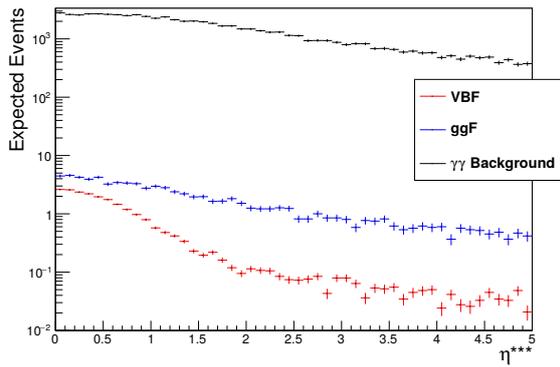
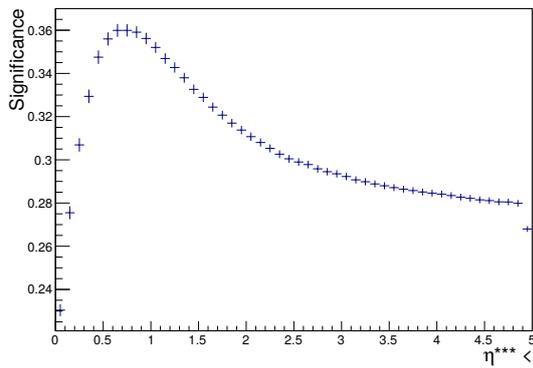


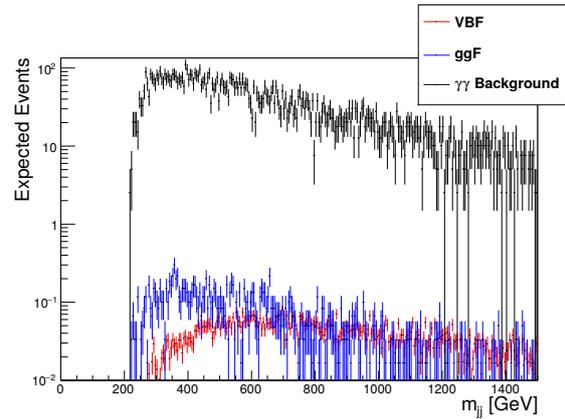
Abb. A.4.: Signifikanz und Verteilungen von η^* in der ersten Iteration von Methode 1.



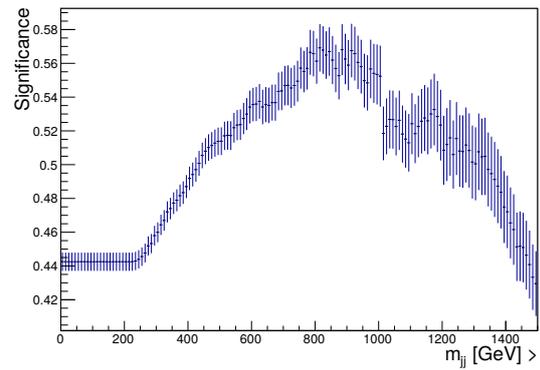
Significance



$\eta^{***} <$



Significance



$m_{jj} >$

Abb. A.5.: Signifikanz und Verteilungen von η^{***} in der ersten Iteration von Methode 1.

Abb. A.6.: Signifikanz und Verteilungen von m_{jj} in der zweiten Iteration von Methode 1.

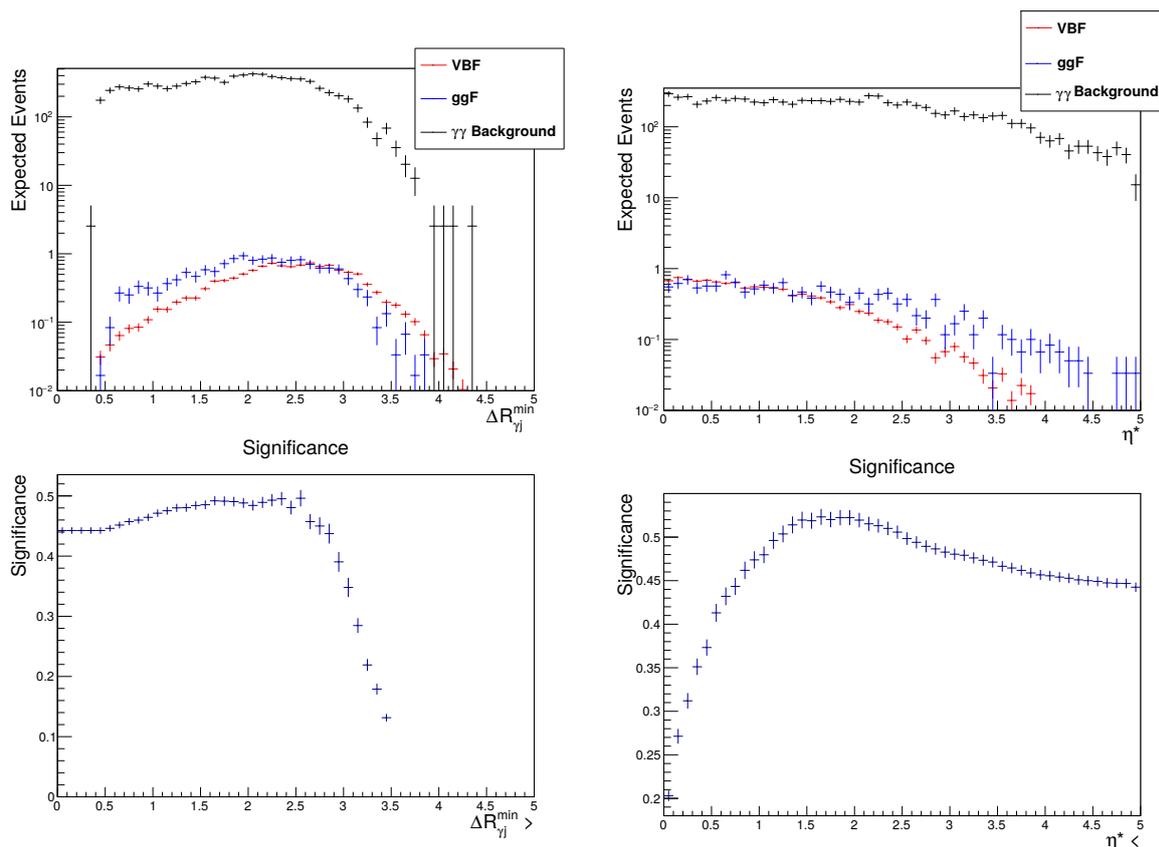


Abb. A.7.: Signifikanz und Verteilungen von $\Delta R_{\gamma j}^{\min}$ in der zweiten Iteration von Methode 1.

Abb. A.8.: Signifikanz und Verteilungen von η^* in der zweiten Iteration von Methode 1.

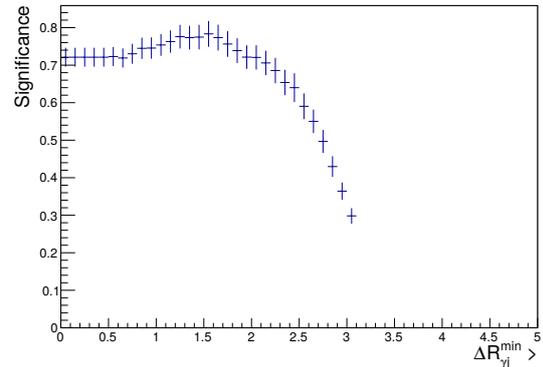
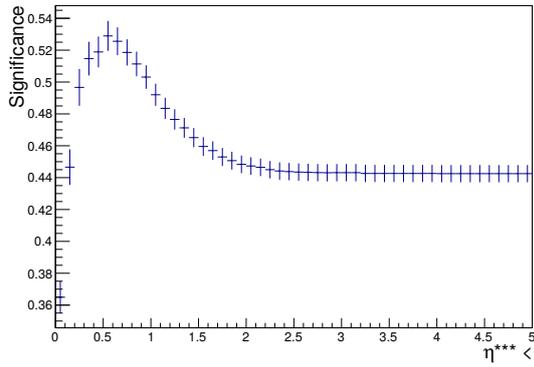
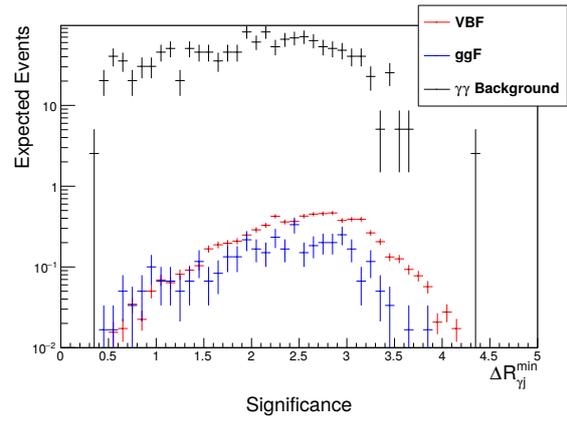
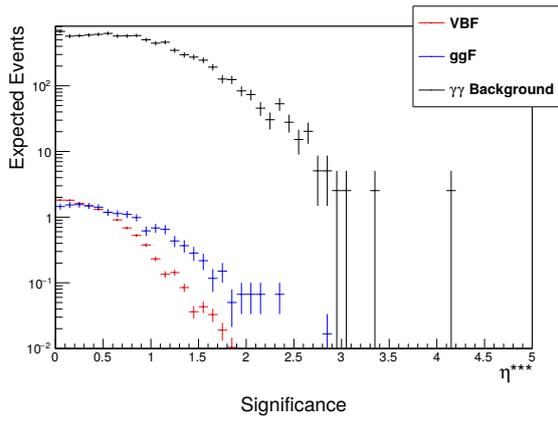


Abb. A.9.: Signifikanz und Verteilungen von η^{***} in der zweiten Iteration von Methode 1.

Abb. A.10.: Signifikanz und Verteilungen von $\Delta R_{\gamma j}$ in der dritten Iteration von Methode 1.

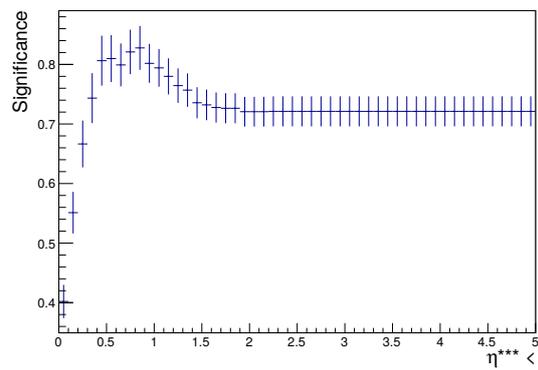
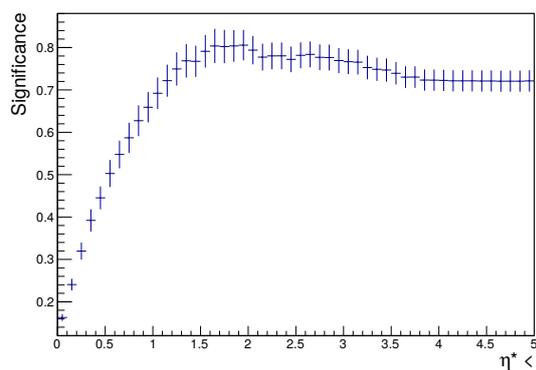
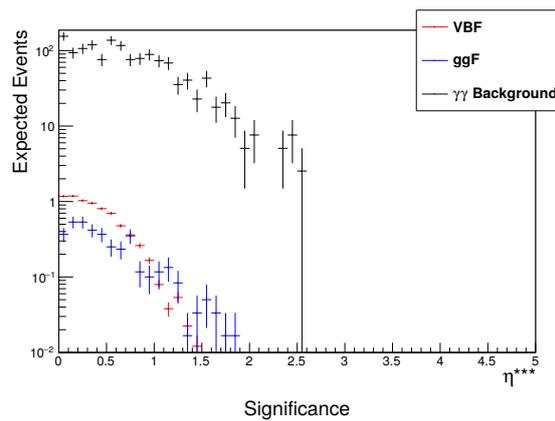
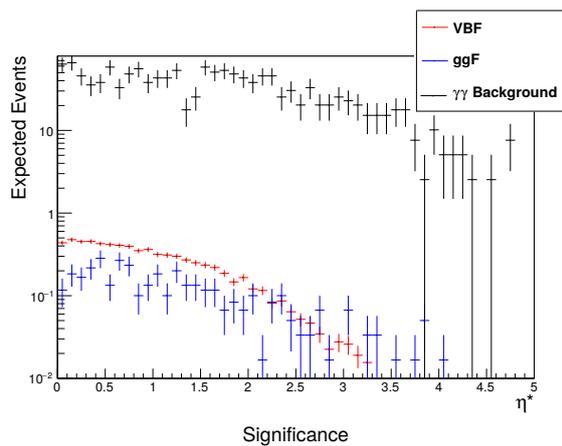


Abb. A.11.: Signifikanz und Verteilungen von η^* in der dritten Iteration von Methode 1.

Abb. A.12.: Signifikanz und Verteilungen von η^{***} in der dritten Iteration von Methode 1.

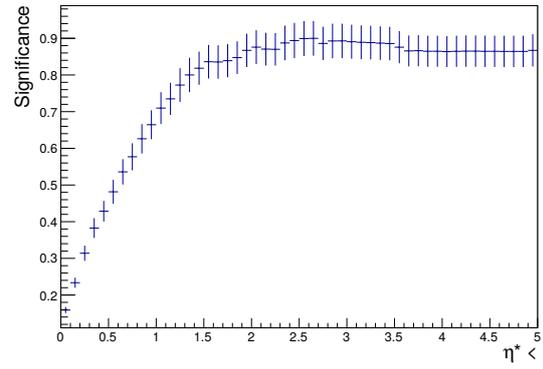
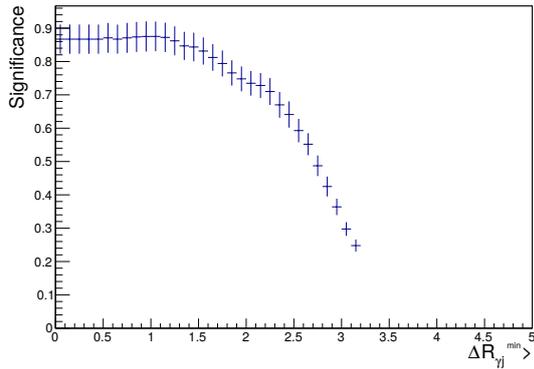
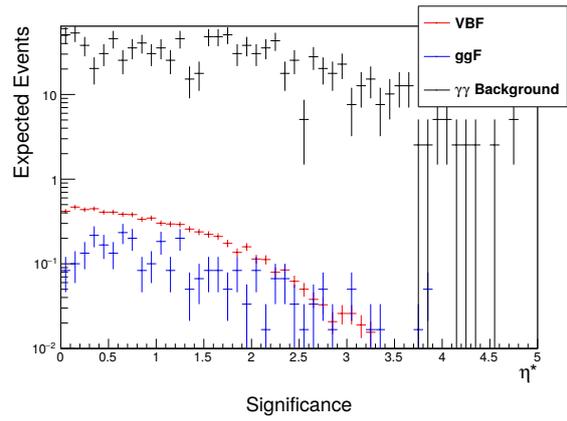
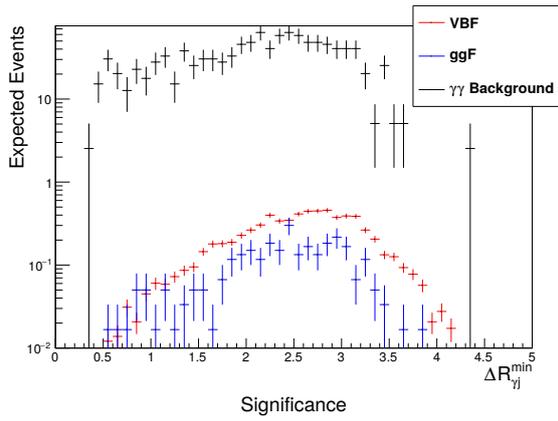


Abb. A.13.: Signifikanz und Verteilungen von $\Delta R_{\gamma j}^{\min}$ in der vierten Iteration von Methode 1.

Abb. A.14.: Signifikanz und Verteilungen von η^* in der vierten Iteration von Methode 1.

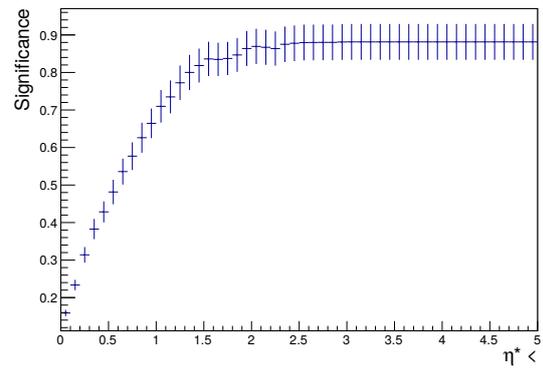
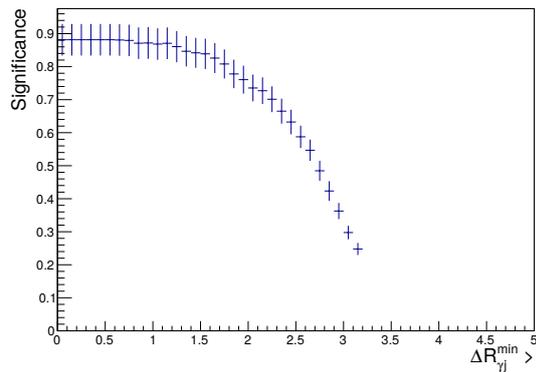
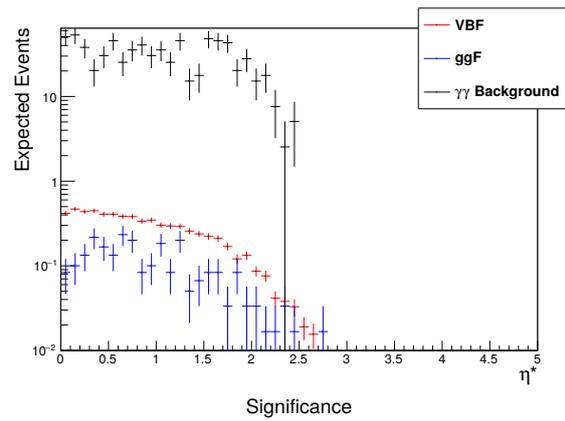
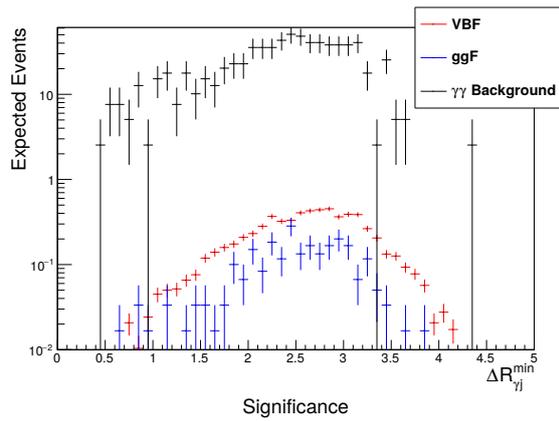


Abb. A.15.: Signifikanz und Verteilungen von $\Delta R_{\gamma j}^{\min}$ in der fünften Iteration von Methode 1.

Abb. A.16.: Signifikanz und Verteilungen von η^* in der fünften Iteration von Methode 1.

B. Tabellen

VBF	mc14_13TeV.160024.PowhegPythia8_AU2CT10_VBFH125_gamgam.merge. DAOD_HIGG1D1.e3292_s1982_s2008_r5985_r5853_p1846_tid04964119_00/: →DAOD_HIGG1D1.04964119._000003.pool.root.1 →DAOD_HIGG1D1.04964119._000004.pool.root.1
ggF	mc14_13TeV.160009.PowhegPythia8_AU2CT10_ggH125_gamgam.merge. DAOD_HIGG1D1.e3292_s1982_s2008_r5985_r5853_p1846_tid04964116_00/: →DAOD_HIGG1D1.04964116._000001.pool.root.1 →DAOD_HIGG1D1.04964116._000003.pool.root.1
$\gamma\gamma$ - Untergrund	mc14_13TeV.146824.Sherpa_CT10_2DP20_3j_Myy80GeV.merge.DAOD_HIGG1D1.e3451_s1982_s2008_r5787_r5853_p1846_tid04964104_00/: →kompletter Datensatz

Tab. B.1.: Verwendete MC-Datensätze für VBF, ggF und den kontinuierlichen $\gamma\gamma$ -Untergrund.

Literaturverzeichnis

- [1] J. E. Augustin, et al. (SLAC-SP-017), *Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation*, Phys.Rev.Lett. **33**, 1406 (1974)
- [2] J. J. Aubert, et al. (E598), *Experimental Observation of a Heavy Particle J* , Phys.Rev.Lett. **33**, 1404 (1974)
- [3] M. Kobayashi, T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)
- [4] M. L. Perl, *Evidence for, and Properties of, the New Charged Heavy Lepton (SLAC-PUB-1923)* (1977)
- [5] L. M. Lederman, et al., *Observation of structure in the Υ region*, Phys.Rev.Lett. **39**, 1240 (1977)
- [6] F. Abe, et al. (CDF), *Evidence for top quark production in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ -TeV*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **39BC**, 343 (1995)
- [7] S. Abachi, et al. (DØ), *Search for High Mass Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2422 (1995)
- [8] K. Kodama, et al. (DONUT), *Observation of tau neutrino interactions*, Phys.Lett. **B504**, 218 (2001)
- [9] D. P. Barber, et al. (MARK-J), *Discovery of Three-Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA Energies*, Phys. Rev. Lett. **43**, 830 (1979)
- [10] C. Berger, et al. (PLUTO), *Evidence for Gluon Bremsstrahlung in e^+e^- Annihilations at High-Energies*, Phys.Lett. **B86**, 418 (1979)
- [11] R. Brandelik, et al. (TASSO), *Evidence for planar events in e^+e^- annihilation at high energies*, Phys.Lett. **B86**, 243 (1979)

- [12] G. Arnison, et al. (UA1), *Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV*, Phys.Lett. **B122**, 103 (1983)
- [13] G. Arnison, et al. (UA1), *Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95 GeV/c² at the CERN SPS Collider*, Phys.Lett. **B126**, 398 (1983)
- [14] P. Higgs, *Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields*, Phys.Lett. **12**, 132 (1964)
- [15] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B716**, 1 (2012)
- [16] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys.Lett. **B716**, 30 (2012)
- [17] M. Lamont, *Status of the LHC*, J.Phys.Conf.Ser. **455(1)**, 012001 (2013)
- [18] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3**, S08003 (2008)
- [19] CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST **3**, S08004 (2008)
- [20] K. Aamodt, et al. (ALICE), *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST **3**, S08002 (2008)
- [21] A. A. Alves Jr., et al. (LHCb), *The LHCb Detector at the LHC*, JINST **3**, S08005 (2008)
- [22] A. Hoecker, et al., *TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis* (2009)
- [23] S. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl.Phys. **22**, 579 (1961)
- [24] A. Salam, J. C. Ward, *Electromagnetic and weak interactions*, Phys.Lett. **13**, 168 (1964)
- [25] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967)
- [26] P. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys.Rev.Lett. **13**, 508 (1964)
- [27] F. Englert, R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964)

- [28] G. Guralnik, C. Hagen, T. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1964)
- [29] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Chin.Phys. **C38**, 090001 (2014)
- [30] J. Goldstone, *Field theories with « Superconductor » solutions*, Il Nuovo Cimento **19**, 154 (1961)
- [31] J. Goldstone, A. Salam, S. Weinberg, *Broken Symmetries*, Phys. Rev. **127**, 965 (1962)
- [32] LHC Higgs Cross Section Working Group, *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables* (2011), [arXiv:1101.0593v3](https://arxiv.org/abs/1101.0593v3)
- [33] LHC Higgs Cross Section Working Group, *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions* (2012), [arXiv:1201.3084v1](https://arxiv.org/abs/1201.3084v1)
- [34] LHC Higgs Cross Section Working Group, *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties* (2013), [arXiv:1307.1347v2](https://arxiv.org/abs/1307.1347v2)
- [35] LHC Higgs Cross Section Working Group, twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHSWGCrossSectionsFigures, abgerufen am 06.07.2015
- [36] H. M. Georgi, et al., *Higgs Bosons from Two-Gluon Annihilation in Proton-Proton Collisions*, Phys. Rev. Lett. **40**, 692 (1978)
- [37] ATLAS Collaboration, CMS Collaboration, *Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments*, Phys. Rev. Lett. **114**, 191803 (2015)
- [38] T. Figy, D. Zeppenfeld, *QCD corrections to jet correlations in weak boson fusion*, Phys.Lett. **B591**, 297 (2004)
- [39] V. Hankele, et al., *Anomalous Higgs boson couplings in vector boson fusion at the CERN LHC*, Phys.Rev. **D74**, 095001 (2006)
- [40] CMS Collaboration, *Constraints on the spin-parity and anomalous HVV couplings of the Higgs boson in proton collisions at 7 and 8 TeV*, Phys. Rev. D **92**, 012004 (2015)
- [41] ATLAS Collaboration, *Study of the spin and parity of the Higgs boson in diboson decays with the ATLAS detector* (2015), [arXiv:1506.05669](https://arxiv.org/abs/1506.05669)

- [42] ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B705**, 452 (2011)
- [43] ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the diphoton decay channel with 4.9 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with ATLAS*, Phys.Rev.Lett. **108**, 111803 (2012)
- [44] G. Cowan, et al., *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, Eur. Phys. J. **C71**, 1554 (2011), [Erratum: Eur. Phys. J.C73,2501(2013)]
- [45] P. Nason, C. Oleari, *NLO Higgs boson production via vector-boson fusion matched with shower in POWHEG*, JHEP **02**, 037 (2010)
- [46] S. Alioli, et al., *NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG*, JHEP **04**, 002 (2009)
- [47] T. Sjostrand, S. Mrenna, P. Z. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, Comput. Phys. Commun. **178**, 852 (2008)
- [48] ATLAS Collaboration, *Summary of ATLAS Pythia 8 tunes (ATL-PHYS-PUB-2012-003)* (2012)
- [49] T. Gleisberg, et al., *Event generation with SHERPA 1.1*, JHEP **02**, 007 (2009)
- [50] J. Gao, et al., *CT10 next-to-next-to-leading order global analysis of QCD*, Phys. Rev. D **89**, 033009 (2014)
- [51] S. Agostinelli, et al. (GEANT4), *Geant4—a simulation toolkit*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **506**, 250 (2003)
- [52] ATLAS Collaboration, *Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. **D90**, 112015 (2014)
- [53] ATLAS Collaboration, *Evidence for the Higgs-boson Yukawa coupling to tau leptons with the ATLAS detector*, JHEP **04**, 117 (2015)
- [54] ATLAS Collaboration, *Observation and measurement of Higgs boson decays to WW^* with the ATLAS detector*, Phys. Rev. **D92**, 012006 (2015)
- [55] R. Brun, F. Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. **A 389**, 81 (1997)

- [56] P. van Laarhoven, E. Aarts, *Simulated Annealing: Theory and Applications*, Mathematics and its applications (D. Reidel Publishing Company), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (1987)
- [57] N. Metropolis, et al., *Equation of State Calculations by Fast Computing Machines*, J. Chem. Phys. **21**, 1087 (1953)
- [58] L. Breiman, et al., *Classification and Regression Trees*, Chapman & Hall, New York (1984)
- [59] Y. Freund, R. E. Schapire, *A Decision-Theoretic Generalization of On-Line Learning and an Application to Boosting*, J. Comput. Syst. Sci. **55** (1997)
- [60] J. H. Friedman, *Stochastic gradient boosting*, Comput. Stat.Data Anal. **38**, 367 (2002)

Danksagung

Diese Bachelorarbeit im II. Physikalischen Institut hat mir einen sehr guten Einblick in die Arbeit eines Experimentarteilchenphysikers – mit allem Leid und aller Freude, die dazugehört – gegeben. An dieser Stelle möchte ich mich bei den Personen bedanken, die mir dieses erst ermöglicht haben.

Zuerst möchte ich ein großgeschriebenes DANKE an Prof. Dr. Stan Lai aussprechen. Ich hätte mir keine bessere Betreuung wünschen können. Egal, wann oder wie oft ich mit meinen technischen Problemen und Fragen zur Physik zu ihm gekommen bin, hat er mir immer mit Rat und Tat zur Seite gestanden.

Ein ebenso großgeschriebenes DANKE geht an Dr. Michel Janus, der oftmals bestimmt Besseres zu tun hatte, als meine Analyseprogramme zu retten, wenn ich sie wieder einmal zum Absturz gebracht hatte. Auf jede technische Frage hatte er mindestens zwei Antworten, wodurch ich unglaublich viel über das Programmieren lernen konnte.

Mein letztes großgeschriebenes DANKE geht an meinen Vater, der sich stundenlang Zeit und bestimmt einige graue Haare mehr in Kauf genommen hat, um diese Arbeit Korrektur zu lesen und jeden einzelnen Fehler mit mir zu besprechen, damit auch andere meinen Gedankengängen folgen können.

Außerdem möchte ich mich bei allen bedanken, die mich innerhalb und außerhalb der Uni in den letzten vierzehn Wochen unterstützt und Verständnis gezeigt haben, dass ich gerade in den letzten drei Wochen keine Zeit mehr für sie hatte.

Erklärung

nach §13(9) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

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

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

Göttingen, den 27. Oktober 2015

(Kira Abeling)