

## Bachelorarbeit

# Untersuchung zum zentralen Jetveto in der Higgs-Produktion anhand von Vektor-Bosonen-Fusion mit ATLAS

## An investigation of the central Jetveto in the Higgs-production by vector-boson-fusion with ATLAS

angefertigt von

**Lilly Wüst**

aus Kant

am II. Physikalischen Institut

**Arbeitsnummer:** II.Physik-UniGö-BSc-2012/07

**Bearbeitungszeit:** 16. April 2012 bis 23. Juli 2012

**Erstgutachter/in:** Prof. Dr. Arnulf Quadt

**Zweitgutachter/in:** Prof. Dr. Ariane Frey



# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde das Vektor-Bosonen-Fusions-Higgs-Signal bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 120 \text{ GeV}$  mit dem Zerfall  $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$  Monte-Carlo-simuliert. Die Prozesse  $Z \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$  und  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e$  wurden als Untergrund untersucht. Die Simulation wurde auf eine Schwerpunktenenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  und eine Datenmenge von  $4.7 \text{ fb}^{-1}$  ausgelegt. Die durchgeführte Analyse zeigt eine Korrelation zwischen Dijetmasse  $M_{Jet1,Jet2}$  und Pseudorapiditätsdifferenz  $\Delta\eta$  der beiden führenden Jets im VBF-Higgs-Signal sowie keine Korrelation der beiden Größen für den Untergrund. Dabei wurden dort sogenannte „back to back“ - Jets, d.h. Jets mit großer Differenz des Azimutwinkel  $\Delta\phi'$ , gefunden. Die Untersuchung eines dritten Jets zeigte, dass diese Jets im Untergrund im Zentralbereich liegen und im Signal im Vorwärtsbereich. Dies hat sich ebenfalls beim Überprüfen der  $\eta$ -Verteilung eines dritten Jets gezeigt, wobei gefordert wurde, dass dieser Jet nah an einem führenden Jet liegt. Auch die Normierung dieser Größe der führenden Jets wurde betrachtet. An dieser Stelle ist ebenfalls die Trennung des Untergrunds vom Signal bei der Betrachtung des Zentralbereichs und des Vorwärtsbereichs aufgefallen. Bei der Untersuchung der Signifikanz durch einen Schnitt auf einen Wert der betrachteten Messgrößen konnte mit den in dieser Arbeit verwendeten Vorselektionen jedoch keine Steigerung erreicht werden.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Das Standardmodell . . . . .	3
2.1.1	Elementarteilchen . . . . .	3
2.1.2	Eichinvarianz . . . . .	5
2.2	Der Higgs-Mechanismus . . . . .	6
2.2.1	Die Phänomenologie des Higgs-Boson . . . . .	8
2.3	Vektor-Bosonen-Fusions-Kanal . . . . .	10
2.3.1	Vektor-Bosonen-Fusion . . . . .	11
2.3.2	Zerfall . . . . .	11
2.4	Wichtige Messgrößen der Analyse . . . . .	11
2.4.1	Transversaler Impuls $p_T$ . . . . .	12
2.4.2	Dijetmasse $M(JJ)$ . . . . .	12
2.4.3	Pseudorapidität $\eta$ . . . . .	12
2.4.4	Statistische Signifikanz . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Der ATLAS Detektor</b>	<b>15</b>
3.1	Magnet-System . . . . .	16
3.2	Innerer Detektor . . . . .	16
3.3	Kalorimeter . . . . .	16
3.4	Myon-System . . . . .	17
3.5	Trigger-System . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Rekonstruktion und Identifikation von Teilchen</b>	<b>19</b>
4.1	Rekonstruktion von Jets . . . . .	19
4.2	Rekonstruktion von Elektronen . . . . .	20
4.3	Overlap Removal . . . . .	20

<b>5</b>	<b>Analyse des VBF-Higgs Signals</b>	<b>23</b>
5.1	Datensample . . . . .	23
5.2	Vorselektion . . . . .	23
5.3	Untersuchung der Signal und Untergrund-Verteilung . . . . .	24
5.3.1	$M_{Jet1,Jet2}$ - und $\Delta\eta$ -Verteilung . . . . .	24
5.3.2	$p_T$ - und $\Delta\phi'$ -Verteilung . . . . .	26
5.4	Pseudorapiditäts-Verteilung eines dritten Jets . . . . .	28
5.4.1	$\eta_{Jet3}$ -Verteilung . . . . .	29
5.4.2	$\eta^*$ -Verteilung . . . . .	30
5.4.3	$Z^*$ -Verteilung . . . . .	31
5.5	Untersuchung auf einen Schnitt in der Pseudorapidität eines dritten Jets . . . . .	33
5.5.1	Statistische Signifikanz . . . . .	35
<b>6</b>	<b>Diskussion</b>	<b>37</b>

# Nomenklatur

## Lateinische Buchstaben

Variable	Bedeutung
$A_\mu$	Eichfeld
$C$	Farbladung
$D_\mu$	kovariante Ableitung
$d_\psi$	Kopplungskonstante der Yukawa-Kopplung
$f$	Ladung
$H$	Higgsfeld
$\mathcal{L}$	Lagrangedichte
$M$	Dijetmasse
$m$	Masse
$N$	Anzahl an Ereignissen
$p$	Impuls
$S$	statistische Signifikanz
$R$	Radius
$V$	Potential
$Y$	schwache Hyperladung

## Griechische Buchstaben

Variable	Bedeutung
$\alpha$	Kopplungskonstante
$\gamma$	Photon
$\eta$	Pseudorapidität
$\theta$	Polarwinkel

## Nomenklatur

<b>Variable</b>	<b>Bedeutung</b>
$\theta'$	beliebige Phase
$\lambda$	Parameter
$\mu$	Parameter
$\nu$	Neutrino
$\sigma$	Wirkungsquerschnitt
$\sigma'$	Pauli-Spin-Matrix
$\phi$	skalares komplexes Dublett
$\phi'$	Raumwinkel
$\varphi$	skalares Feld
$\psi$	Spinorfeld
$\Gamma$	Zerfallsbreite
$\Delta$	Differenz

## Indizes

<b>Index</b>	<b>Bedeutung</b>
BG	Untergrund
em	elektromagnetisch
$T$	transversal
tot	total
Sig	Signal
s	stark
w	schwach
0	Grundzustand

## Abkürzungen

<b>Abkürzung</b>	<b>Bedeutung</b>
CKM	Cabibbo-Kobayashi-Masukawa
EF	Eventfilter
g	Gluon
J	Jet
l	Lepton



<b>Abkürzung</b>	<b>Bedeutung</b>
LAr	liquid Argon
LHC	Large Hadron Collider
MDT	Monitored Drift Tubes
NLO	Next to Leading Order
q	Quark
QCD	Quantenchromodynamik
QED	Quantenelektrodynamik
RIO	Regions of Interest
RPC	Resistive Plate Chambers
SCT	Silicon Strip Detector
SM	Standardmodell
TGC	Thin Gap Chambers
TRT	Transition Radiation Tracker
VBF	Vektor-Bosonen-Fusion
WW	Wechselwirkung



# 1 Einleitung

Das Verstehen der dieser Welt zugrunde liegenden Phänomene ist das Anliegen eines jeden Physikers. Aus diesem Grund entstanden viele Modelle, die eine sinnvolle Beschreibung der Natur ermöglichen.

Die Erforschung des Kleinsten ist das Feld der Teilchenphysik. Es entstand in der Mitte des 20. Jahrhunderts, als eine große Anzahl zuvor unbekannter Teilchen entdeckt und postuliert wurden. Quarks lösten Protonen und Neutronen als fundamentale Bestandteile der Materie ab. Technische Entwicklungen ermöglichten größere Versuchsaufbauten wie das DESY in Hamburg und der LHC bei Genf. Die Energie der dort stattfindenden Kollisionen wird ständig versucht zu erhöhen, ebenso wie die aufgenommene Datenmenge. Dies ist auf der Suche nach neuer Physik unumgänglich.

Die bisher experimentell gefundenen und theoretisch beschriebenen Teilchen finden sich in einem in sich stimmigen Modell zusammen, dem *Standardmodell* (siehe Abb. 2.1). Dabei wurde die Theorie bisher mit hoher Genauigkeit experimentell belegt. Jedoch ist dies für ein Bestandteil des Standardmodells noch nicht gelungen. Das Higgs-Boson ist das jüngst entdeckte Teilchen des Standardmodells. Es wurde in der Theorie hinzugefügt, um massive Teilchen zuzulassen.

Im Folgenden möchte ich den Higgs-Mechanismus genauer betrachten. Außerdem erkläre und untersuche ich die Vektor-Bosonen-Fusion des Higgs-Bosons und versuche, das Identifizieren der hieraus entstehenden Zerfallsprodukte von gleichen Zerfallsprodukten anderer Ereignisse zu verbessern.





### Quarks

Sechs der Elementarteilchen werden als Quarks bezeichnet. Diese lassen sich in drei Generationen einteilen, in der jeweils ein *up-type* und ein *down-type* Quark vorkommt. Quarks sind die einzigen Teilchen, die keine ganzzahlige Ladung haben (*up-type*:  $+2/3$ , *down-type*:  $-1/3$ ). Außerdem tragen sie eine zusätzliche Quantenzahl, die Farbladung der starken Wechselwirkung. In Analogie zum Farbschema der Optik sind die Farbladungen blau, rot und grün. Alle, aus Quarks bestehenden, gebunden Zustände sind farbneutral. Sie tragen also die Farbladung weiß, was heißt, dass Quarks nicht alleine vorkommen können. Quarks nehmen außerdem ausschließlich an der starken Wechselwirkung teil.

### Leptonen

Auch hier lassen sich sechs Teilchen in drei Generationen aufteilen. In jeder Generation befindet sich ein elektrisch negativ geladenes Teilchen und ein zugehöriges Neutrino  $\nu$ , das elektrisch neutral ist. Neutrinos werden im Standardmodell als masselos betrachtet und sind ausschließlich linkshändig. Geladene Leptonen nehmen an der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung teil, ungeladene Leptonen hingegen nur an der schwachen WW.

### Eichbosonen

Die bisher verstandenen Wechselwirkungen (WW) können durch den Austausch von Eichbosonen beschrieben werden. Zu dieser gehören die starke und die mittlerweile in einer Theorie vereinigte elektroschwache WW, bestehend aus der elektromagnetischen und schwachen WW. Einzig die Gravitation kann noch nicht beschrieben werden. Alle Eichbosonen haben den Spin 1, sind also Vektorbosonen.

- Das Austauscheteilchen der *elektromagnetischen WW* ist das masselose und elektrisch neutrale Photon  $\gamma$ . Es koppelt nur an elektrisch geladene Teilchen, wechselwirkt folglich nicht mit sich selbst. Die Forderung nach lokaler Symmetrie der  $U(1)_Y$ -Gruppe führt das Eichfeld der elektromagnetischen WW ( $A_\mu$ ) in die Lagrangedichte ein (für Genaueres siehe Abschnitt 2.1.2). Die Kopplung des Photons an Quarks und Leptonen wird in der Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben.
- In der *schwachen WW* sind drei Austauscheteilchen zu finden, das  $W^+$ , das  $W^-$  und das  $Z$ -Boson.  $W^\pm$ -Bosonen koppeln nur an linkshändige Quarks und Leptonen. Das  $Z$ -Boson hingegen kann beidhändig koppeln. Die Eichbosonen der schwachen WW können auch miteinander wechselwirken. Ein weiteres besonderes Merkmal

dieser Eichbosonen ist ihre Masse. Mit einer Masse von  $m = 80 - 90 \text{ GeV}$  sind sie ziemlich massive Teilchen (zum Vergleich: Masse eines Protons  $m_P \sim 0.94 \text{ GeV}$ ). Die Forderung nach lokaler Symmetrie der  $SU(2)_L$ -Gruppe führt die Eichfelder der schwachen WW ( $W^1, W^2, W^3$ ) in die Lagrangedichte ein.

- Das Austauscheteilchen der *starken* WW, das Gluon  $g$ , ist masselos und elektrisch neutral. Allerdings lassen sich dem Gluon eine Kombination aus zwei Farbladungen zuordnen. Mit drei unterschiedlichen Farbladungen gibt es acht in der Farbladung unterschiedliche Gluonen. Da Gluonen Farbe tragen wechseln sie auch untereinander, wie die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung. Die Forderung nach lokaler Symmetrie der  $SU(3)_C$ -Gruppe führt die Eichfelder der starken WW in die Lagrangedichte ein. Die Kopplung des Gluons an Quarks wird in der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben.

Der Beschreibung des SM liegt somit folgende Symmetriegruppe zu Grunde:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (2.1)$$

Zu allen Leptonen und Quarks gibt es zugehörige Antiteilchen. Die Quantenzahlen von Teilchen und Antiteilchen unterscheiden sich nur in ihrem Vorzeichen. Eine vollständige Auflistung der Massen und Quantenzahlen aller Elementarteilchen findet sich an folgender Stelle: [2].

### 2.1.2 Eichinvarianz

Im Gegensatz zur Lagrangefunktion  $L$  aus der klassischen Punktmechanik verwendet man zur Beschreibung der Dynamik von Feldern eine Lagrangedichte  $\mathcal{L}$ . Sie ist von den Feldern und deren Ableitungen abhängig. Die Lagrangedichte der Dirac-Gleichung, welche die Dynamik von Fermionen beschreibt, ist gegeben über:

$$\mathcal{L}_{Dirac} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (2.2)$$

Das Wirkungsfunktional  $S$  ist definiert als:

$$S = \int Ldt = \int \mathcal{L}d^3xdt \quad (2.3)$$

Über das Prinzip der kleinsten Wirkung erhält man die Euler-Lagrange-Gleichung der Felder. Die Lagrangedichte der Dirac-Gleichung ist invariant unter einer *globalen* Phasen-

## 2 Theorie

transformation der  $U(1)$ :

$$\psi \rightarrow e^{i\theta'} \psi \quad (2.4)$$

Sie ist jedoch nicht invariant unter einer lokalen Eichtransformation:

$$\psi \rightarrow e^{i\theta'(x)} \psi \quad (2.5)$$

Dabei ist die Phase einer lokalen Eichtransformation Raum-Zeit abhängig. Die Ersetzung von  $\partial_\mu$  durch die *kovariante Ableitung*  $D_\mu \equiv \partial_\mu + ifA_\mu$  führt auf die lokale Eichinvarianz der Dirac-Lagrangedichte.  $f$  ist die Kopplungsstärke an das Viererpotenzial  $A_\mu$  und damit die Ladung des elektromagnetischen Feldes. Für das Feld  $A_\mu$  gilt dabei die Eichfreiheit

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \partial_\mu \frac{1}{f} \theta'(x), \quad (2.6)$$

unter welcher sich die physikalischen Felder ( $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ ) nicht ändern. Durch die Einführung der kovarianten Ableitung koppeln die Fermionen an das Eichfeld  $A_\mu$ . Die Lagrangedichte der QED ergibt sich aus der freien Dirac-Lagrangedichte, der Kopplung und dem freien kinetischen Term des Eichfeldes:

$$\mathcal{L}_\psi = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - (f\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (2.7)$$

Die volle Lagrangedichte der QED ist invariant unter einer lokalen  $U(1)$  Transformation. Würde ein Massenterm der Form  $m^2 A_\mu A^\mu$  hinzu addiert werden, würde dies die Symmetrie brechen. Um dennoch massive Eichfelder der  $W$ - und  $Z$ -Bosonen einführen zu können und dabei die Symmetrie zu erhalten, wird der sogenannte *Higgs-Mechanismus* verwendet.

## 2.2 Der Higgs-Mechanismus

Zur Erklärung von massiven Eichbosonen kann der Higgs-Mechanismus genutzt werden. Das skalare Feld des Standardmodell-Higgs-Boson ist gegeben durch das Dublett  $\phi$ :

$$\phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Die Kopplung von Feldern an das Higgs-Feld und die anschließende spontane Symmetriebrechung einer kontinuierlichen Symmetrie wird Higgs-Mechanismus genannt. Die zugrunde liegende Symmetrie ist die  $SU(2) \otimes U(1)$ , welche die Einführung von vier Eichfelder



erfordert. Dies führt auf folgende kovariante Ableitung:

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{if}{2}B_\mu + \frac{if'}{2}\sigma_a W_\mu^a \quad \text{mit} \quad a = \{1, 2, 3\}. \quad (2.9)$$

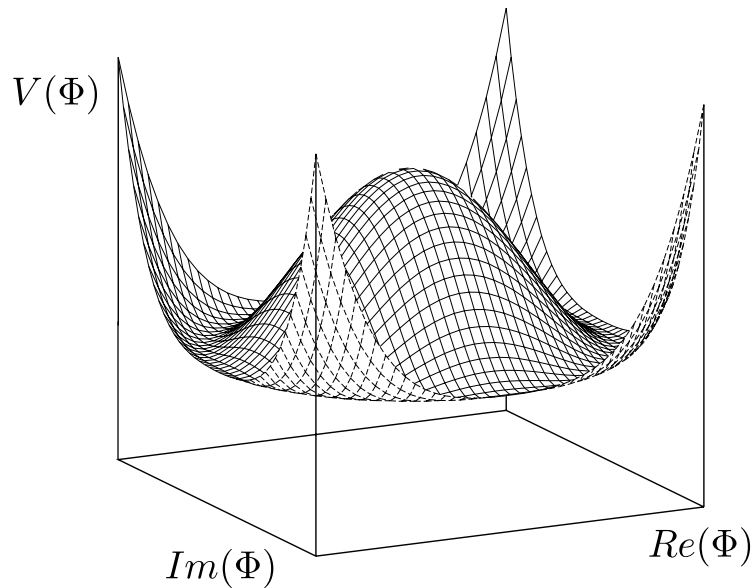
Die Lagrangedichte von  $\phi$  wird damit zu:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\phi &= |D_\mu \phi|^2 - V(\phi), \\ &= \left| \left( \partial_\mu + \frac{if'}{2}B_\mu + \frac{if}{2}\sigma_a W_\mu^a \right) \phi \right|^2 - V(\phi). \end{aligned} \quad (2.10)$$

Das Higgs-Potential  $V(\phi)$  ist eichinvariant und beinhaltet einen Massenterm  $\phi^\dagger \phi$  und ein Wechselwirkungsterm  $(\phi^\dagger \phi)^2$  und ist gegeben durch:

$$V(\phi) = +\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (2.11)$$

Für  $\mu^2$  und  $\lambda$  größer null befindet sich das Minimum bei  $\phi = 0$ . Ändert man jedoch  $\mu^2 \rightarrow -\mu^2$  so beeinflusst dies die Form des Potentials, welche in Abbildung 2.2 zu sehen ist.



**Abb. 2.2:** Anschauliches Potential im Higgs-Mechanismus mit nur einer  $\phi$  Komponente.

Das Minimum  $v$  von  $V(\phi)$  liegt nicht mehr bei  $\phi = 0$ , sondern ergibt sich aus  $\lambda$  und  $\mu$  zu:

$$v = \left( \frac{\mu^2}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.12)$$

## 2 Theorie

Eine störungstheoretische Entwicklung um  $\phi = 0$  ist nicht sinnvoll, da es sich um ein lokales Maximum ist. Ziel ist es, das Feld so zu verschieben, dass die Störungstheorie wieder auf einem Minimum angewendet wird. Die spezielle Wahl eines Grundzustandes  $\phi_0$  bricht jedoch die Symmetrie. Dies wird als das Konzept der *spontanen Symmetrie Brechung* bezeichnet. Das Minimum wird so gewählt, dass es invariant unter  $U(1)_{em}$  und damit das Photon masselos bleibt.

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Über die sogenannte *unitäre* Eichung werden unphysikalische Felder (Goldstonebosonen) im Higgs-Dublett beseitigt und in den physikalischen Feldern als zusätzlichen Freiheitsgrad absorbiert [3]. Das neue Higgsfeld nimmt folgende Form an:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Setzt man dies in Gleichung 2.10 ein, ergibt sich:

$$\mathcal{L}_\phi = \partial_\mu \partial^\mu H^2 + \left( \frac{g(v + H)}{2} \right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} \frac{(g^2 + g'^2)(v + H)^2}{4} Z_\mu Z^\mu - \frac{\mu^2}{2} (v + H)^2, \quad (2.15)$$

$$\Rightarrow \quad m_W = \frac{gv}{2}, \quad m_Z = \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{v}{2}, \quad m_\gamma = 0, \quad m_H = \sqrt{2}\mu. \quad (2.16)$$

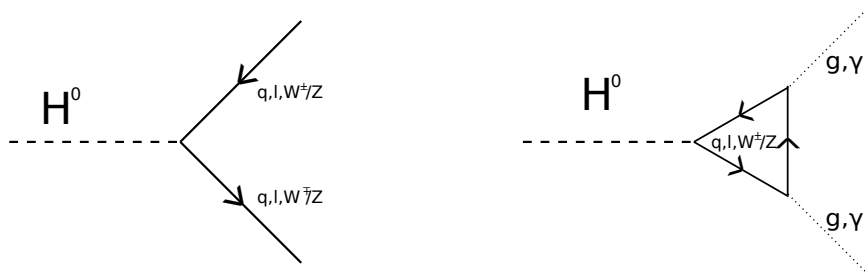
Die lineare Kombination von  $W^1$  und  $W^2$  ergeben dabei die  $W^\pm$ -Bosonen und eine Kombination von  $W^3$  und  $B_\mu$  ergibt das massive  $Z$ -Boson. Die zum  $Z$  orthogonale Kombination entspricht dem masselosen Photon (siehe elektroschwache Vereinigung in [2, 4]). Der Massenterm des Higgs-Feldes  $H$  hat nach der spontanen Symmetriebrechung das korrekte Vorzeichen.

### 2.2.1 Die Phänomenologie des Higgs-Boson

#### Kopplung

In den Wechselwirkungstermen lassen sich die Massen der Teilchen, mit denen das Higgs koppelt, wiederfinden (siehe Gl.2.15). Sie sind ein Maß für die Stärke der Kopplung. Je größer die Masse eines Teilchens ist, desto stärker ist die Kopplung an das Higgs-Boson. Daher ist nur massiven Teilchen eine direkte Kopplung an das Higgs-Boson möglich. Masselose Teilchen können hingegen nur indirekt über eine Schleife aus massiven Teilchen

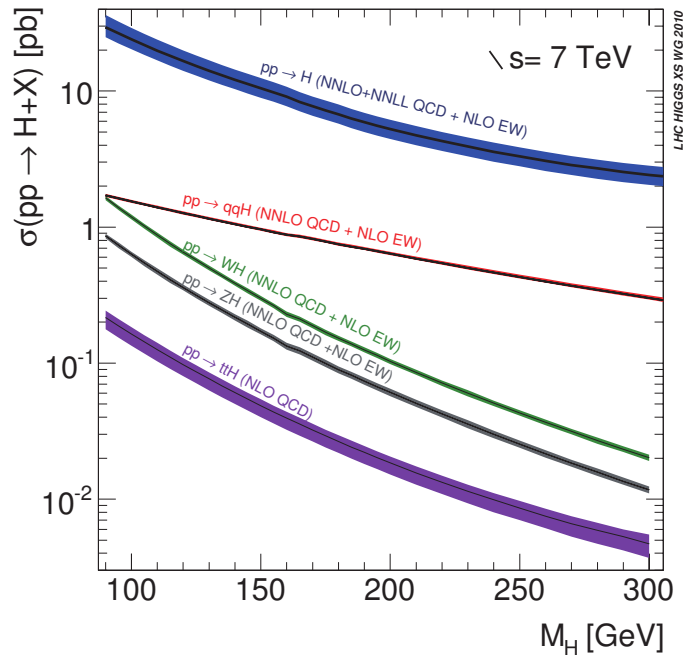
mit dem Higgs koppeln. Die möglichen Varianten sind in Abbildung 2.3 gezeigt.



**Abb. 2.3:** links: direkte Kopplung des Higgs-Bosons an massive Teilchen, recht: indirekte Kopplung des Higgs-Bosons an masselose Teilchen über Schleife aus massiven Teilchen

### Produktion

In Abb.2.4 wird der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  verschiedener Higgs-Produktionsmechanismen für unterschiedliche Higgsmassen gezeigt:

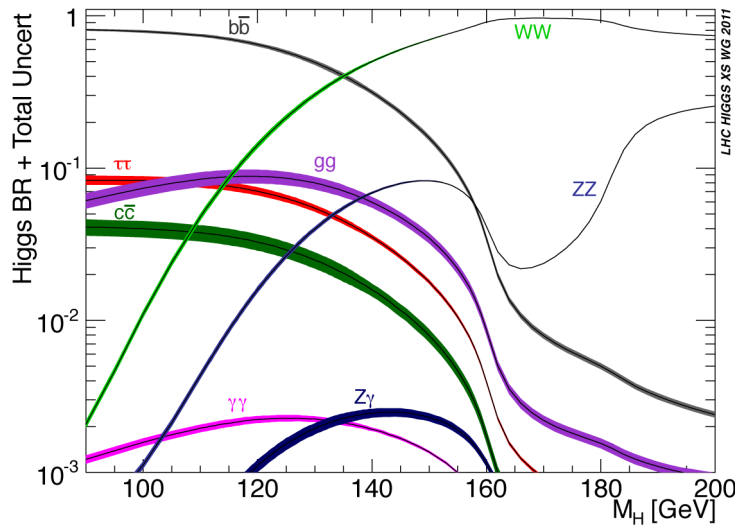


**Abb. 2.4:** Massenabhängiger Wirkungsquerschnitt für verschiedene Higgs-Produktionsmechanismen des Standardmodell-Higgs [5]

In allen Massenbereichen überwiegt die Produktion des Higgs über Gluon-Fusion (blaue Kurve), allerdings wird die Produktion der Vektor-Bosonen-Fusion (rote Kurve) bevorzugt, da der hieraus resultierende Endzustand sehr viel besser vom Untergrund unterschieden werden kann (siehe Abschnitt 2.3).

## Zerfall

Die partielle Zerfallsbreite  $\Gamma_i$  des Higgs-Bosons ist gleich zweifach massenabhängig. Sie steigt an, wenn die Masse des Higgs-Bosons einen reellen Zerfall ermöglicht und die Kopplungsstärke proportional zu den Massen der Teilchen ist, an die gekoppelt wird. Je größer also die Higgsmasse ist, desto größer ist die totale Zerfallsbreite  $\Gamma_{tot}$  des Higgs. In Abb. 2.5 ist das Verzweungsverhältnis  $\Gamma_i/\Gamma_{tot}$  aufgetragen.



**Abb. 2.5:** Massenabhängiges Verzweungsverhältnis des Standardmodell-Higgs-Bosons [6]

In Abb. 2.5 lässt sich ablesen, dass im Bereich bis etwa  $m_H = 140$  GeV das Verzweungsverhältnis  $\Gamma_b$  in b-Quarks am größten ist. Diese würden allerdings Jets produzieren und somit ein Signal im Detektor erzeugen, das nicht vom Untergrund zu unterscheiden ist. Daher wird im folgenden Abschnitt das zweithöchste Verzweungsverhältnis genutzt. Dies ist der Zerfall des Higgs nach zwei  $\tau$ -Leptonen. Dieser tritt zwar nicht so häufig auf wie der Zerfall in zwei b-Quarks, lässt sich aber gut vom QCD-Untergrund unterscheiden. Ab  $m_H = 140$  GeV überwiegt der Zerfall des Higgs über Vektorbosonen.

## 2.3 Vektor-Bosonen-Fusions-Kanal

Da bei einer Proton-Proton-Kollision sehr viele Ereignisse stattfinden, sollte ein Zerfallskanal genutzt werden, der sich vom Untergrund und anderen Zerfällen hervorhebt. Somit bietet sich der Vektor-Boson-Fusions-Kanal (Abb. 2.6) an.

### 2.3.1 Vektor-Bosonen-Fusion

Die Produktion des Higgs findet hier über eine Vektor-Bosonen-Fusion statt. Hierfür werden zwei Vektor-Bosonen aus zwei Quarks abgestrahlt. Diese Vektor-Bosonen fusionieren zu einem Higgs-Boson des Standardmodells. In dieser Produktion des Higgs ist keine starke  $WW$  involviert. Der Vorteil dabei ist, dass der Zerfall eines so entstandenen Higgs wahrscheinlich nicht dem QCD Untergrund ähnelt.

### 2.3.2 Zerfall

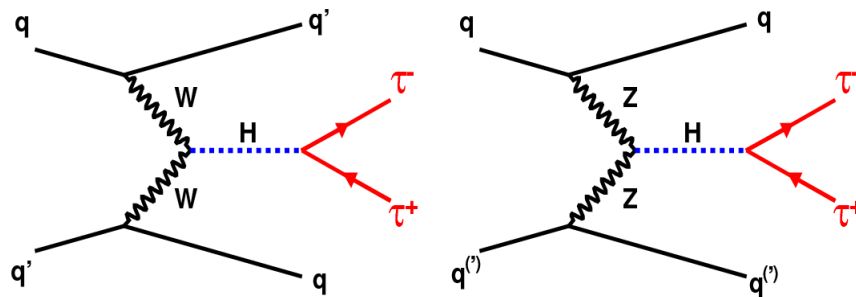


Abb. 2.6: VBF-Kanäle [7]

Die zur Vektor-Bosonen Produktion benötigten Quarks zerfallen in andere Quarks. Die daraus entstehenden Jets liegen weit auseinander. Außerdem sind sie stark geboostet und liegen somit mit einem hohen Impuls im Vorwärtsbereich. Durch Gluonabstrahlung könnten weitere Jets entstehen, die allerdings ebenfalls im Vorwärtsbereich zu finden sein sollten. Im Zentralbereich findet der Zerfall des Higgs statt. Er wird als leptonisch betrachtet. Da die Kopplung des Higgs massenabhängig ist, wird das schwerste Lepton, das  $\tau$ , genutzt. Die zwei aus dem Higgs entstehenden  $\tau$ -Leptonen zerfallen leptonisch weiter. Da Leptonen nicht an der starken  $WW$  teilnehmen, können durch sie keine Gluonen abgestrahlt werden. Das bedeutet, dass im Zentralbereich keine Jets vorhanden sind. Dies macht eine Suche nach Ereignissen, mit Jets im Vorwärtsbereich möglich und spricht für ein Veto auf den Jet im Zentralbereich.

## 2.4 Wichtige Messgrößen der Analyse

In der Analyse werden die eben genannten Merkmale genutzt, um den Higgs-Zerfall von anderen physikalischen Ereignissen mit gleichen Endzuständen zu unterscheiden. Dafür

wird die räumliche Verteilung der Jets mit dem höchsten transversalen Impuls betrachtet. Im Folgenden werden die Messgrößen, die dafür genutzt werden, erläutert.

### 2.4.1 Transversaler Impuls $p_T$

Der transversale Impuls  $p_T$  ist die transversale Komponente des Dreierimpulses eines Teilchens.

$$p_T = |\vec{p}| \sin(\phi') \quad (2.17)$$

Dabei ist  $\phi'$  der Azimuthwinkel.

### 2.4.2 Dijetmasse $M(JJ)$

Die Dijetmasse wird durch die invariante Masse der beiden Viererimpulse der betrachteten Jets bestimmt. Sie ist wie folgt definiert:

$$M = \sqrt{(E_1^2 + E_2^2)^2 - |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|^2} \quad (2.18)$$

### 2.4.3 Pseudorapidität $\eta$

Den im Detektor eintreffenden Teilchen werden die Koordinaten  $z$ ,  $\theta$  und  $\phi'$  zugewiesen. Die  $z$ -Achse zeigt dabei in Strahlrichtung und der Polarwinkel  $\theta$  beschreibt den Winkel zur positiven  $z$ -Achse. Der Azimuthwinkel  $\phi'$  beschreibt den Winkel zur transversalen Ebene. Außerdem wird der Polarwinkel  $\theta$  in die *Pseudorapidität*  $\eta$  übersetzt:

$$\eta \equiv -\frac{1}{2} \ln \left( \frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) = -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.19)$$

Der Vorteil dieser Größe ist, dass die Differenz zweier Pseudorapiditäten  $\Delta\eta$  lorentzinvariant ist. Diese Messgröße ist somit unabhängig vom Inertialsystem.

### Pseudorapiditätsdifferenz $\Delta\eta$

Wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben, liegen die beiden bei diesem Zerfall produzierten Jets weit auseinander. Aus diesem Grund wird in folgender Analyse die Rapiditätsdifferenz der beiden Jets mit dem höchstem transversalen Impuls

$$\Delta\eta = |\eta_{Jet1} - \eta_{Jet2}| \quad (2.20)$$

betrachtet. Sie ist ein Maß für den Winkel zwischen diesen Jets und sollte daher einen recht großen Wert für den VBF-Zerfall haben.

### Pseudorapidität eines dritten Jets $\eta_{Jet3}$

Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, werden im Endzustand des Higgs Zerfalls zwei Jets mit hohem transversalen Impuls, großer Rapiditätsdifferenz und kein dritter Jet erwartet. Sollte doch ein dritter Jet vorhanden sein, so spielt seine Pseudorapidität bei der Entscheidung, ob es sich um ein Higgs-Signal handelt oder nicht, eine sehr wichtige Rolle. Der Grundgedanke ist, dass ein dritter Jet im Higgs Signal nur durch Gluonabstrahlung der äußeren beiden Jets zustande gekommen sein kann. Daher muss der dritte Jet auch weit außen liegen, und zwar sehr nahe an dem jeweiligen Jet, aus dem das Gluon stammt, das diesen Jet hervorgerufen hat. In der folgenden Analyse wird daher die Pseudorapidität  $\eta_{Jet3}$  eines dritten Jets betrachtet.

### Pseudorapidität $\eta^*$

Da die Verteilung der Pseudorapidität  $\eta_{Jet3}$  eines dritten Jets nur eine Aussage liefert wo ein dritter Jet liegt und keinen Bezug auf die führenden Jets hat, wird eine neue Größe  $\eta^*$  eingeführt:

$$\eta^* \equiv \eta_{Jet3} - \left( \frac{\eta_{jet1} + \eta_{Jet2}}{2} \right). \quad (2.21)$$

Mit  $\eta^*$  lässt sich nach Definition angeben, wie groß die Pseudorapiditätsdifferenz zwischen einem dritten Jet und dem Mittel des ersten und zweiten Jets ist. Hiermit lässt sich ein direkter Bezug auf die führenden Jets auftragen.

### Pseudorapidität $Z^*$

Die Idee hinter  $Z^*$  ist, die selbe wie die Idee hinter  $\eta^*$ . Auch hier soll - wenn überhaupt - nur ein dritter Jet durch Gluonabstrahlung zustande kommen und nah bei einem der anderen beiden Jets liegen.

$$Z^* \equiv \frac{\eta_{Jet3} - \left( \frac{\eta_{jet1} + \eta_{Jet2}}{2} \right)}{|\eta_{Jet1} - \eta_{Jet2}|} \quad (2.22)$$

Hier wird allerdings noch auf die Pseudorapiditätsdifferenz vom ersten und zweiten Jet normiert, um diese Messgröße unabhängig von dieser Differenz mit anderen Ereignissen vergleichen zu können und Verteilungsformen somit noch deutlicher zu machen.

### 2.4.4 Statistische Signifikanz

Die statistische Signifikanz ist im Allgemeinen ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein gemessener Messwert nicht durch Zufall zustande gekommen ist.

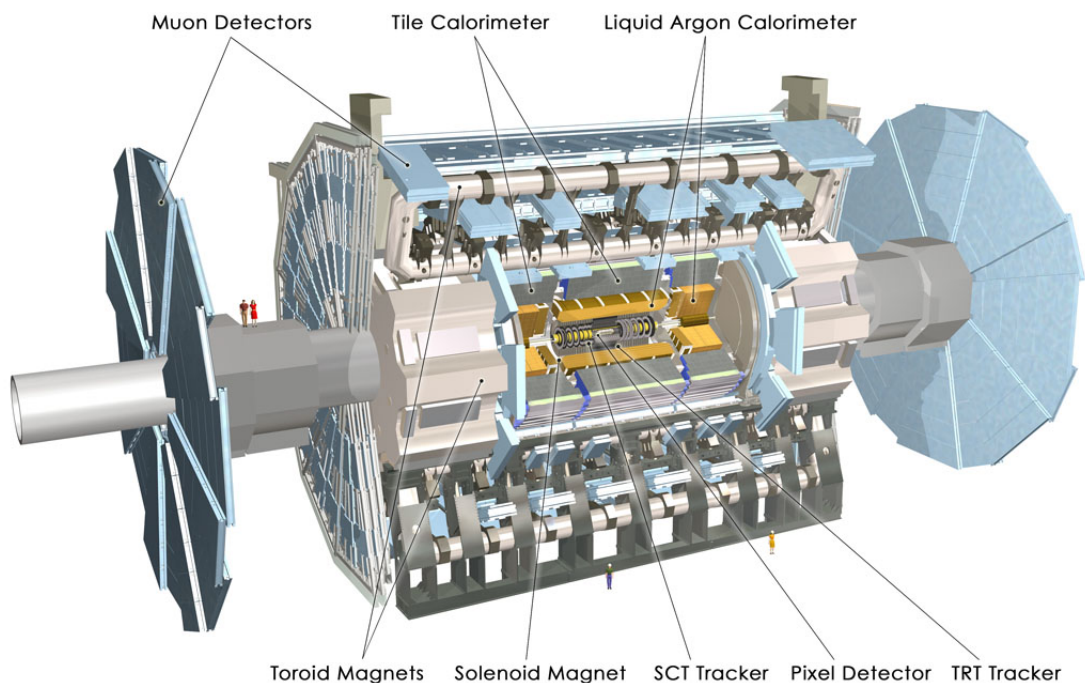
$$S \equiv \frac{N_{Sig}}{\sqrt{N_{Sig} + N_{BG}}} \quad (2.23)$$

$N_{Sig}$  ist hierbei die Anzahl der Signalereignisse und  $N_{BG}$  die Anzahl der Untergrundeignisse.



### 3 Der ATLAS Detektor

Der ATLAS Detektor, auf dem die Monte Carlo generierten Daten der Analyse beruhen, befindet sich im größten Teilchenbeschleuniger der Welt: dem Large Hadron Collider (LHC). In ihm finden Proton-Proton Kollisionen statt. Der LHC hat einen Umfang von 27 km und ist auf eine Schwerpunktenenergie von bis zu  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  ausgelegt. Allerdings wurde er während des vergangenen Jahres mit einer Schwerpunktenenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  und wird momentan mit  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  betrieben. Der Beschleuniger befindet sich 100 m unter der Erde. Der ATLAS Detektor selbst ist 44 m lang, 25 m hoch und  $6.4 \cdot 10^6 \text{ kg}$  schwer. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 3.1 gezeigt und besteht aus mehreren Systemen, die im Folgenden kurz erläutert werden. Genauere Information sind in [8] zu finden.



**Abb. 3.1:** Schematischer Aufbau des ATLAS Detektors [9]

## 3.1 Magnet-System

Das Magnet-System des ATLAS Detektors besteht aus dem Solenoid-System und aus dem Toroid-System. Ersteres wird zur Bestimmung des transversalen Impulses von geladenen Teilchen genutzt und befindet sich zwischen dem inneren Detektor und dem elektromagnetischen Kalorimeter. Sein Magnetfeld ist im Bereich von  $|\eta| < 2.7$  nahezu homogen und besitzt eine Stärke von 2 T.

Das Toroid-System besteht aus einem zentralen und zwei Endkappen-Toroiden. Der zentrale Toroid dient der Bestimmung des transversalen Impulses von Myonen und kann eine Krümmung der Flugbahn von 2 - 6 mT, in einem Bereich von  $0 \leq |\eta| \leq 1.3$ , verursachen. Die Endkappen-Toroiden umschließen das hadronische und das elektromagnetische Kalorimeter. Sie weisen im Bereich  $1.6 \leq |\eta| \leq 2.7$  eine Krümmungsstärke von 4 - 8 mT auf [8].

## 3.2 Innerer Detektor

Der innere Detektor lässt sich in drei Teile einteilen: der Silicon Pixel Detector, der Silicon Strip Detector (SCT) und der Transition Radiation Tracker (TRT). Die ersten beiden sind Halbleiterdetektoren, bei dem Pixeldetektor handelt es sich um den innersten Spurdetektor. Er dient in einem Bereich bis zu  $|\eta| = 2.5$  zur Detektion von Vertices. Der SCT ist in Detektorstreifen eingeteilt und bedient einen Bereich von  $1.4 \leq |\eta| \leq 2.5$ . Der dritte Subdetektor, der TRT, hingegen besteht aus gasgefüllten Driftröhren und kann neben der normalen Spurerkennung auch Übergangsstrahlung detektieren. [8].

## 3.3 Kalorimeter

Das Kalorimeter-System setzt sich aus einem hadronischen und einem elektromagnetischen Kalorimeter zusammen. Mit diesem System lässt sich die Energie von Partikeln mit sehr hoher Energie in einem Bereich bis zu  $|\eta| = 4.9$  messen.

Das elektromagnetische Kalorimeter ist ein Sandwich-Kalorimeter, bestehend aus einem zentralen Teil und zwei Endkappen. Der zentrale Teil reicht bis zu  $|\eta| = 1.475$  und die Endkappen decken den Bereich  $1.375 \leq |\eta| \leq 3.2$  ab. Als Absorbermaterial wird Blei und als aktives Material flüssiges Argon (LAr) verwendet.

Das hadronische Kalorimeter umgibt das elektromagnetische bis zu  $|\eta| = 4.9$  und ist aus drei Komponenten aufgebaut: einem Platten-, einem Endkappen- und einem Vorwärts-Kalorimeter. Das Plattenkalorimeter ist ein Sandwich-Kalorimeter mit Eisen als Absor-

bermaterial ( $|\eta| < 1.7$ ). Hier wird die Lumineszenz des Szintillators als Signal genutzt. Die Endkappe misst im Bereich von  $1.5 < |\eta| < 3.2$  und ist ebenfalls ein Sandwich-Kalorimeter, wobei wiederum Eisen zur Absorption und LAr als aktives Material genutzt wird. Ein Teil des Absorbermaterials des Vorwärts-Kalorimeters besteht aus Kupfer und zwei weitere Teile aus Wolfram. Das aktive Material ist ebenfalls LAr, allerdings sind diese Teile dünner als in den anderen Kalorimetern, da sich das Vorwärts-Kalorimeter sehr nah am Strahl befindet und somit ein hoher Teilchenfluss vorherrscht, was bedeutet, dass dieses Kalorimeter besonders strahlenhart sein muss. Der Messbereich liegt bei  $3.1 \leq |\eta| \leq 4.9$  [8].

### 3.4 Myon-System

Das Myon-System besteht aus vier Teilen, den Monitored Drift Tubes (MDT), den Cathod Strip Chambers (CSC), den Resistive Plate Chambers (RPC) und den Thin Gap Chambers (TGC). Es wird zur Bestimmung des transversalen Impulses von Myonen von einigen GeV bis zu 3 TeV benötigt und kann eine Pseudorapidität bis zu  $|\eta| = 2.7$  messen. Im MDT werden Driftröhren verwendet. Das CSC und das RPC sind als Vieldrahtproportionalkammern aufgebaut und dienen als Trigger im zentralen Myon-System und in den Endkappenbereichen. [8].

### 3.5 Trigger-System

Die Ereignisrate im ATLAS Detektor kann bis zu 40 MHz erreichen. Da der zur Verfügung stehende Speicherplatz jedoch deutlich unterhalb dieses Wertes liegt und pro Ereignis ca. 1.5 MB benötigt werden, kann lediglich 1 Ereignis von 100000 aufgezeichnet werden. Daher müssen gute Trigger eingesetzt werden, welche über die Aufnahme eines Ereignisses entscheiden und die Ereignisrate stark senken. Durch diese Reduktion ist in den nachfolgenden Schritten eine zeitlich intensivere und somit genauere Analyse möglich.

Das Online-Trigger-System setzt sich aus den folgenden drei Komponenten zusammen:

- **Level 1:** Hierbei handelt es sich um einen Hardware-Trigger, welcher durch eine benutzerdefinierte Elektronik unterstützt wird. Anhand der Informationen der Kalorimeter, des Myon-Systems und der Vorwärts-Detektoren generiert der *Central Trigger Processor (CTP)* die Level1-Akzeptanz, wodurch die Weiterverarbeitung der Daten ermöglicht wird. Unter Berücksichtigung der Messungen bezüglich der transversalen und fehlenden Energie werden für die weitere Auswertung interessan-

### 3 Der ATLAS Detektor

te Bereiche (*Regions of Interest*, ROIs) ausgewählt.

Die Ereignisrate wird innerhalb von  $2.5 \mu\text{s}$  von 40 MHz auf 75 kHz reduziert.

- **Level 2:** Die zuvor definierten ROIs werden nun genauer untersucht, wobei die Informationen aller Detektoren herangezogen werden.  
Für die Reduktion der Ereignisrate von 75 kHz auf 1 kHz stehen 40 ms zur Verfügung.
- **Event Filter:** Auf der letzten Triggerstufe werden Offline-Algorithmen innerhalb der Online-Rahmenstruktur verwendet. Nun können alle zur Verfügung stehenden Daten verwendet werden. Dadurch wird die Ereignisrate innerhalb von 4 s von 40 kHz auf 200 Hz gesenkt [8].

# 4 Rekonstruktion und Identifikation von Teilchen

Ein Teilchen, welches den Detektor passierte, kann nur anhand des von ihm hervorgerufenen Signals identifiziert werden. Für diese Zuordnung stehen diverse Rekonstruktions- und Identifikationsalgorithmen zur Verfügung.

## 4.1 Rekonstruktion von Jets

In folgender Analyse wird das topologische Zellen-Cluster verwendet. Ausgehend von einer Keimzelle, dessen Signal einen bestimmten Schwellwert überschreitet, werden Energie Cluster erstellt. Das heißt Nachbarzellen, deren Signale sich um das Vierfache vom Untergrundrauschen abhebt, werden zu einem Cluster zusammengesetzt. Sollten deren Nachbarzellen ebenfalls ein ausreichend starkes Signal aufweisen, werden auch diese in das Cluster aufgenommen. Befinden sich mehrere lokale Maxima in einem Cluster, wird er aufgeteilt. In diesem Schritt werden die neuen Cluster basierend auf den Daten des elektromagnetischen Kalorimeters auf eine entsprechende elektromagnetische Energie-Skala kalibriert.

Aus dem erstellten Zellen-Cluster werden anschließend Jets mit dem AntiKt-Algorithmus mit dem Parameter  $R < 0.4$  rekonstruiert [10]. Des Weiteren findet eine Neukalibrierung auf die Jet-Energieskala statt. Hierbei werden die Unterschiede zwischen dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter berücksichtigt. Außerdem fließen Messungen von Teilchen, welche beide Kalorimeter passieren und somit nicht ihre komplette Energie deponieren, mit ein [11].

Die somit rekonstruierten Jets sollen in der durchgeführten Analyse  $|\eta| < 4.5$  haben und einen transversalen Impuls von  $p_T > 20$  aufweisen, um QCD-Ereignisse mit niedrigem  $p_T$  auszuschließen.

## 4.2 Rekonstruktion von Elektronen

Um ein Elektron zu identifizieren, ist eine Deponierung transversaler Energie von mindestens 3 GeV im Kalorimeter nötig. Die dabei betroffenen Zellen des Kalorimeters werden zu einem Cluster zusammengesetzt. Dieses Cluster muss eine bestimmte Größe besitzen, damit die Energie der eines Elektrons zugeordnet wird. Danach wird eine passende Spur im inneren Detektor ermittelt, welche zum Kalorimeter extrapoliert wird und sowohl in  $\eta$  als auch in  $\phi'$  übereinstimmen muss. Des Weiteren ist es notwendig, dass der transversale Impuls  $p_T$  dieser Spur zu der im Kalorimeter deponierten Energie konform ist. Mit diesem Verfahren lassen sich Elektronen von Photonen unterscheiden.

Es stehen eine weiche, eine mittlere und eine harte Elektron-Identifikation zur Verfügung, welche die Schauerform, Eigenschaften der Spur und die Übergangsstrahlung benutzen [12]. In der folgenden Analyse wird mit der harten Identifikation gearbeitet. Die zugehörige Spur im inneren Detektor muss weiter zum Primärvertex extrapoliert werden können. Somit lassen sich Elektronen mit einer Effizienz von 75% rekonstruieren.

Ein weiteres Kriterium für Elektronen ist deren Isolation. Dafür wird der Isolationskonus  $R_{cone}$  eingeführt:

$$\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi'^2} < R_{cone}. \quad (4.1)$$

Elektronen deponieren ihre Energie in einem kleineren Radius als Jets. Um den entstehenden Energiekegel wird ein Hohlkegel mit dem Radius  $R_{cone}$  gelegt. Die Energie innerhalb des Hohlkegels darf einen bestimmten Grenzwert nicht überschreiten, damit ein Objekt als Elektron rekonstruiert wird. Da die Energiedeposition vom transversalen Impuls  $p_T$  abhängig ist, wird der Energiekegel auf  $p_T$  normiert. Damit folgen Grenzwerte der Energie für:  $E_{t_{cone}}/p_T < 0.1$ . Die auf diese Weise identifizierten und isolierten Elektronen werden in folgender Analyse mit einer Pseudorapidität von  $|\eta| < 2.7$  und einem transversalen Impuls von  $p_T > 15$  GeV betrachtet.

## 4.3 Overlap Removal

Um zu verhindern, dass ein Objekt mehreren Teilchen zugeordnet wird, benötigt es ein *Overlap Removal*. Dies bedeutet, dass ein Teil der Jets in der nachfolgenden Analyse nicht verwendet werden. Im Fall des hier betrachteten Zerfalls könnte ein Elektron mit einem Jet verwechselt werden. Um dies zu verhindern, werden rekonstruierte Jets und Elektronen miteinander verglichen. Sollten sie zu nah beieinander liegen, werden die entsprechenden

Jets aus dem Ereignis entfernt. In der hier im folgenden beschriebenen Analyse wird ein Abstand der Energiekegel von  $\Delta R > 0.2$  gefordert [8].





# 5 Analyse des VBF-Higgs Signals

## 5.1 Datensample

Die in dieser Analyse genutzten Daten sind MonteCarlo simuliert und beruhen auf dem Stand des Atlas Detektors von 2011. Das genutzte VBF-Higgs-Signal wird von POWHEG und PYTHIA [13] generiert. Über POWHEG [14] werden die Matrixelemente auf „next to leading order“ (NLO) in der Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  generiert. Dazu addiert ALPGEN Partonschauer und „Underlying Events“, und simuliert die Hadronisierung der Partonen im Detektor. Die dazu genutzte Masse des Higgs-Bosons liegt in dieser Analyse bei  $m_H = 120$  GeV. Es wird ausschließlich der Zerfall  $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$  betrachtet.

Der hier untersuchte Untergrund besteht aus dem  $Z \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_\tau\nu_e\bar{\nu}_\tau$  und  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e$  Prozess. Sie werden von ALPGEN [15] und HERWIG mit JIMMY simuliert. ALPGEN wird zur Konstruktion von „tree-level“ Matrixelementen genutzt und HERWIG simuliert mit JIMMY den Partonschauer, „Underlying Events“ und die Hadronisierung der Partonen.  $Z \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e$  Events werden mit bis zu fünf Partonabstrahlungen einbezogen und  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$  Ereignisse werden bis zu NNLO bestimmt. Das simulierte Signal und der Untergrund müssen noch an die Detektorgegebenheiten angepasst werden. Dies übernimmt GEANT4 [16]. Hierüber werden die Struktur und die Funktion des ATLAS Detektors berücksichtigt. Schließlich werden alle Daten für eine Schwerpunktennergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV generiert und auf eine Datenmenge von  $4.7\text{fb}^{-1}$  normiert [17]. Außerdem wird die Simulation so gewichtet, dass ihre Pileup Verteilung den Daten entspricht.

## 5.2 Vorselektion

Bevor die eigentliche Analyse betrachtet wird, werden erste Selektionen genutzt, um die zu analysierende Datenmenge zu reduzieren. Im Folgenden wird diese Selektion aufgeführt:

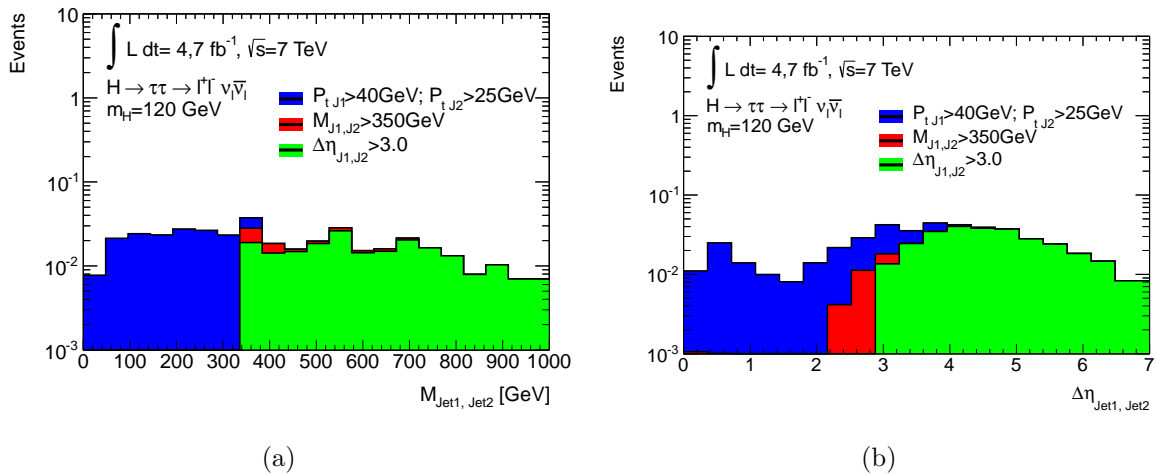
	Schnitt	Definition
<b>Elektronen:</b>	Trigger	harte Selektion von Elektronen
	Electron_MinPt	$p_T$ von mindestens 15 GeV
	Electron_MaxEta	$\eta$ ist höchstens 2.47
	Opposite_Charge	mind. zwei Elektronen mit gegensätzlicher Ladung
	Lepton_Seperation	Abstand zwischen Elektronen mind. $R_{cone} = 0.2$
	DiLepton_Mass	Masse der Elektronen: $30 \text{ GeV} > m_e > 75 \text{ GeV}$
<b>Jets:</b>	Jet_MinPt	$P_T$ von mindestens 20 GeV
	Jet_Maxxy	$\eta$ ist höchstens 4.5
	Jet_Multi	mindestens ein weiterer Jet

**Tab. 5.1:** Schnitte der Vorselektion

## 5.3 Untersuchung der Signal und Untergrund-Verteilung

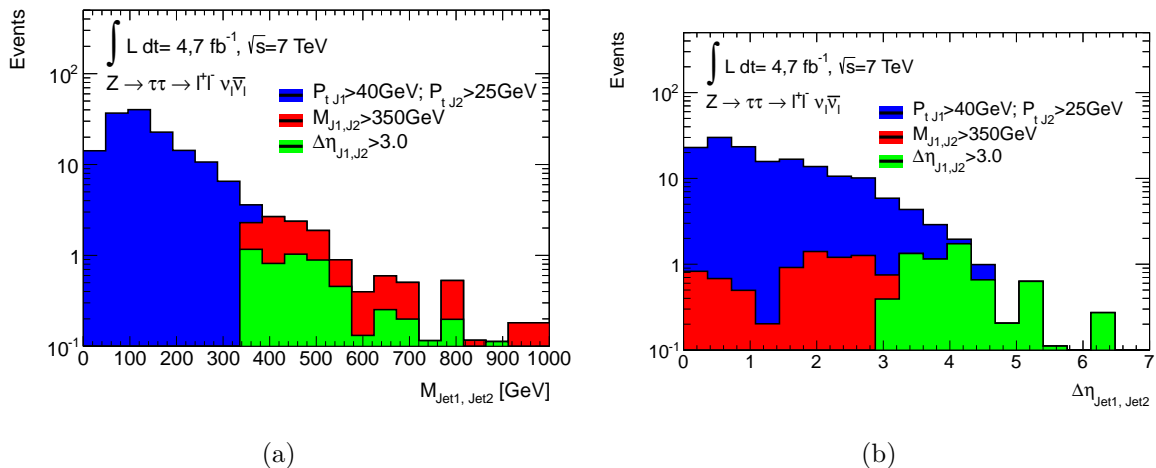
### 5.3.1 $M_{Jet1,Jet2}$ - und $\Delta\eta$ -Verteilung

In den aus der Vorselektion gewählten Ereignissen lassen sich also mindestens zwei Elektronen und zwei Jets mit den in Tabelle 5.1 aufgeführten Eigenschaften finden. Diese wird genutzt, da die so gewählten Ereignisse die wichtigsten Merkmale des in Kapitel 2.3 beschriebenen VBF-Kanals erfüllen. Auf die übrig gebliebenen Ereignisse werden weitere Schnitte gesetzt, deren Anwendung die Signifikanz des Signals im Vergleich zum Untergrund erhöhen. Sie liegen der Überlegung der stark geboosteten, weit auseinander liegenden Jets (beschrieben in Abschnitt 2.3.2) zugrunde. Diese Schnitte beziehen sich auf die Masse der beiden führenden Jets  $M(J1, J2) \geq 350 \text{ GeV}$  und auf ihre Pseudorapiditätsdifferenz  $\Delta\eta_{Jet1,Jet2} \geq 3.0$ . Sie sollen ein Beispiel für die darauf folgenden zu analysierenden Schnitte sein, um ein erstes Bild der Verteilung von Signal zu Untergrund zu bekommen. Die Verteilung zeigt die Events, die nach den Schnitten übrig bleiben. Dabei sind diese Verteilungen übereinandergelegt. Schnitte auf den transversalen Impuls ( $p_{T,Jet1} \geq 40 \text{ GeV}$  und  $p_{T,Jet2} \geq 25 \text{ GeV}$ ) wurden ebenfalls gesetzt. Diese werden aus Gründen der Übersicht nicht mit aufgetragen, sind aber überall vorhanden.



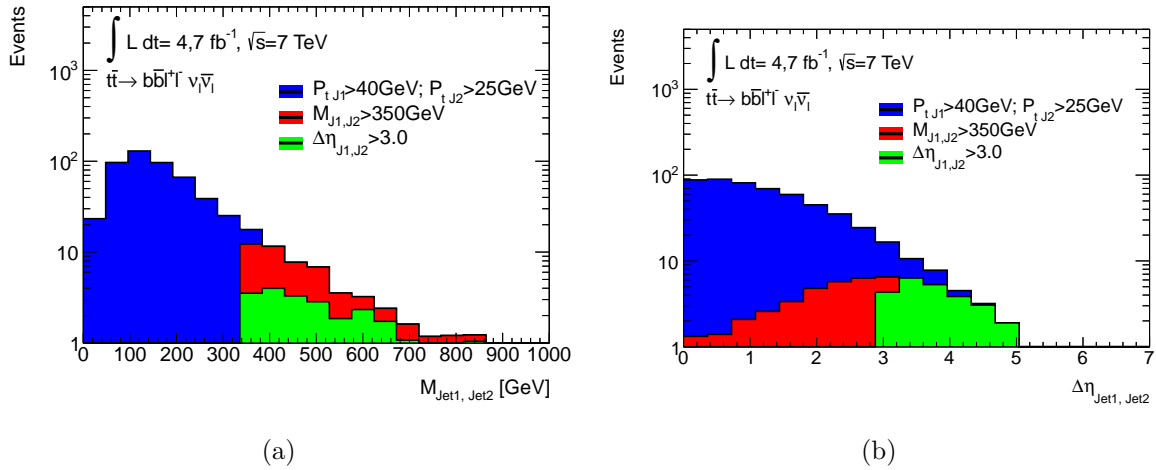
**Abb. 5.1:** Vergleich der Dijetmasse der führenden Jets und ihrer Pseudorapiditätsdifferenz von MonteCarlo simuliertem VBF-Higgs-Signal.

- (a) Dijetmasse des VBF-Higgs-Signals bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 120 \text{ GeV}$
- (b) Pseudorapiditätsdifferenz der führenden Jets des VBF-Higgs-Signals bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 120 \text{ GeV}$



**Abb. 5.2:** Vergleich der Dijetmasse der führenden Jets und ihrer Pseudorapiditätsdifferenz von MonteCarlo simuliertem Ztautau Untergrund.

- (a) Dijetmasse des Ztautau Untergrunds
- (b) Pseudorapiditätsdifferenz der führenden Jets des Ztautau Untergrunds



**Abb. 5.3:** Vergleich der Dijetmasse der führenden Jets und ihrer Pseudorapiditätsdifferenz von MonteCarlo simuliertem  $t\bar{t}$  Untergrund.

(a) Dijetmasse des  $t\bar{t}$  Untergrunds

(b) Pseudorapiditätsdifferenz der führenden Jets des  $t\bar{t}$  Untergrunds

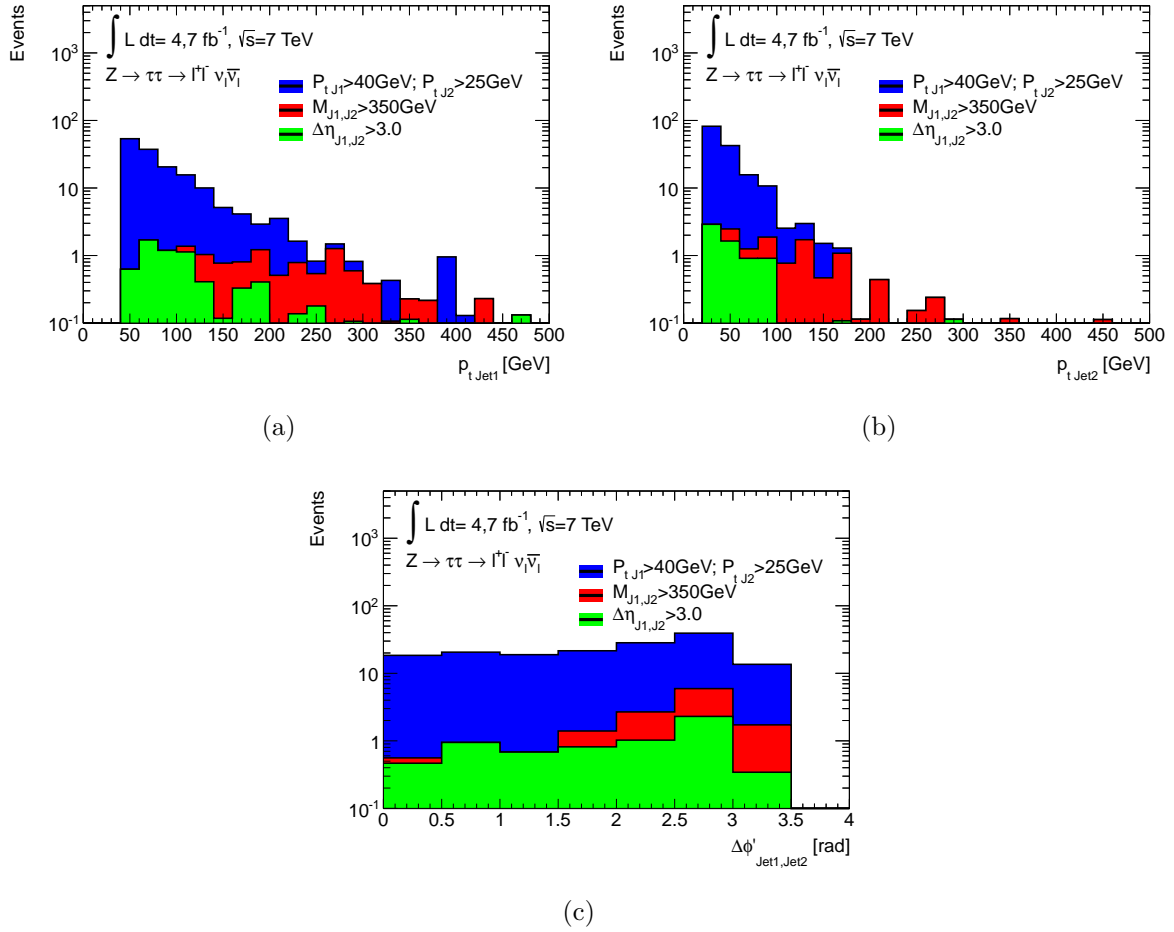
Im VBF-Higgs-Signal ist eine deutliche Korrelation zwischen hoher Dijetmasse und weit auseinander liegenden führenden Jets zu erkennen, da der Schnitt auf  $\Delta\eta$  hier nicht mehr sonderlich viele Ereignisse herausfiltert. Außerdem sind in dieser Verteilung bereits nach dem Massenschnitt kaum noch nah bei einander liegende Jets vorhanden.

Dies sieht im Untergrund anders aus. Beide Schnitte werfen ungefähr gleich viele Ereignisse. Außerdem ist im  $t\bar{t}$  Untergrund deutlich zu erkennen, dass es viele Ereignisse mit großer Jetmasse aber kleinem  $\Delta\eta$  gibt. Dies ist typisch für Jets, die eine große Differenz im Azimutwinkel  $\Delta\phi'_{Jet1, Jet2}$  und einen hohen transversalen Impuls  $p_T$  aufweisen, die sich also im Zentralbereich befinden.

### 5.3.2 $p_T$ - und $\Delta\phi'$ -Verteilung

Um zu überprüfen, ob wirklich 'back to back' Jets, also Jets mit hohem transversalen Impuls und großer Differenz im Azimutwinkel  $\phi'$ , vorliegen, werden die folgenden Verteilungen dargestellt:

### 5.3 Untersuchung der Signal und Untergrund-Verteilung



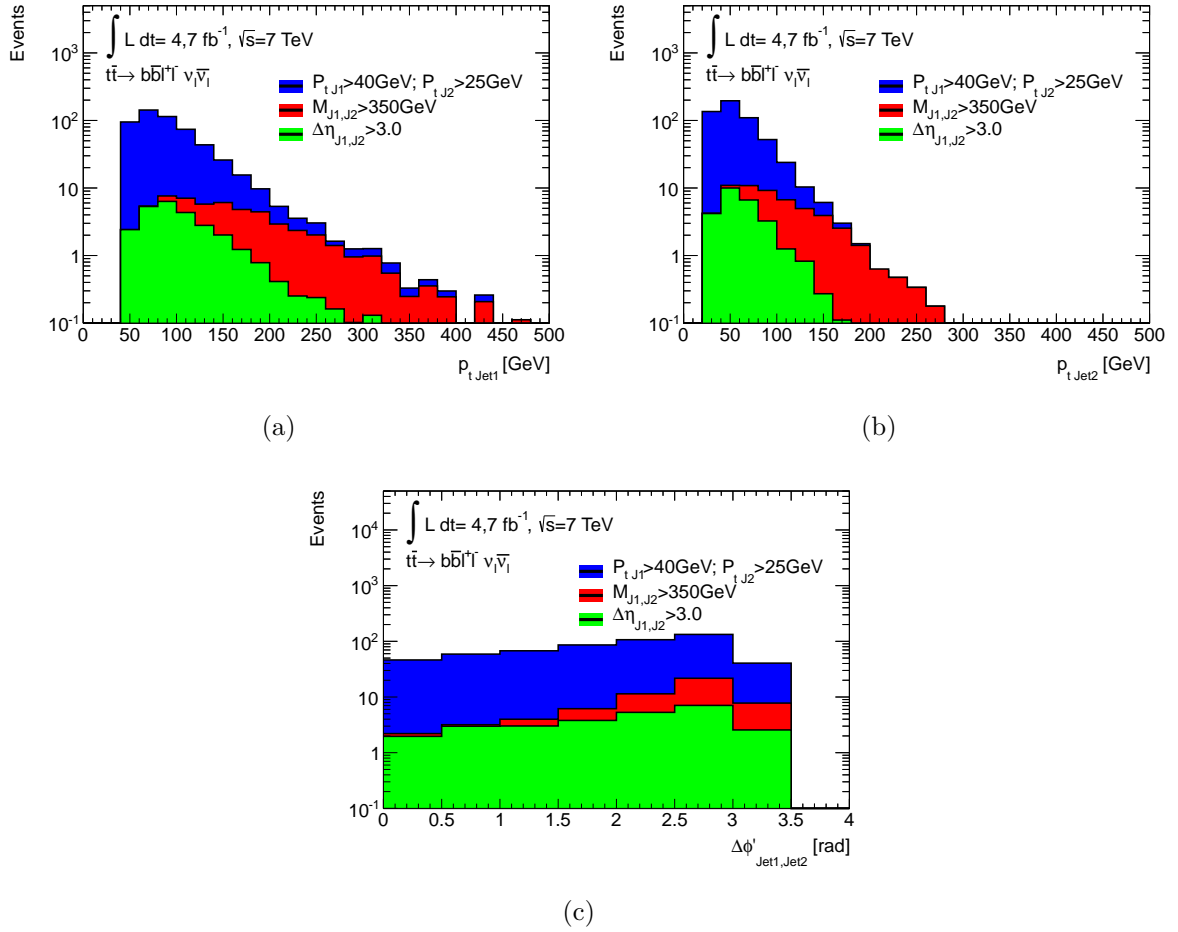
**Abb. 5.4:** Verteilung des transversalen Impulses  $p_T$  der führenden Jets des MonteCarlo simulierten Ztautau Untergrunds.

- (a) Transversaler Impuls des führenden Jets des Ztautau Untergrunds
- (b) Transversaler Impuls des zweiten Jets des Ztautau Untergrunds
- (c) Azimuthwinkeldifferenz  $\Delta\phi'_{Jet1,Jet2}$  der führenden Jets des Ztautau Untergrunds

Wie zu sehen ist, werden beim Schnitt auf die Dijetmasse  $M(J1, J2) \geq 350$  GeV Ereignisse angereichert, die Jets mit hohem transversalen Impuls  $p_T$  und großer Azimuthwinkeldifferenz  $\Delta\phi'$  zwischen ihnen aufweisen. Dies bestätigt die Annahme von 'back to back' Jets. Mit dem Schnitt auf die Pseudorapiditätsdifferenz  $\Delta\eta_{J1,J2} \geq 3.0$  werden viele der 'back to back' Ereignisse verworfen, da eine große Dijetmasse  $M(J1, J2)$  auch für weichere Jets mit großem  $\Delta\eta$  möglich ist.

Auch der  $t\bar{t}b\bar{b}$  Untergrund sollte das gleiche Muster aufweisen, daher wird auch er untersucht:

## 5 Analyse des VBF-Higgs Signals



**Abb. 5.5:** Verteilung des transversalen Impulses  $p_T$  der führenden Jets des MonteCarlo simulierten  $t\bar{t}b\bar{a}$  Untergrunds.

- (a) Transversaler Impuls des führenden Jets des  $t\bar{t}b\bar{a}$  Untergrunds;
- (b) Transversaler Impuls des zweiten Jets des  $t\bar{t}b\bar{a}$  Untergrunds;
- (c) Azimutwinkeldifferenz  $\Delta\phi'_{Jet1,Jet2}$  der führenden Jets des  $t\bar{t}b\bar{a}$  Untergrunds

Es ist das gleiche Muster wie im zuvor untersuchten Ztautau Untergrund zu erkennen. Im nächsten Schritt kann nun der dritte Jet untersucht werden.

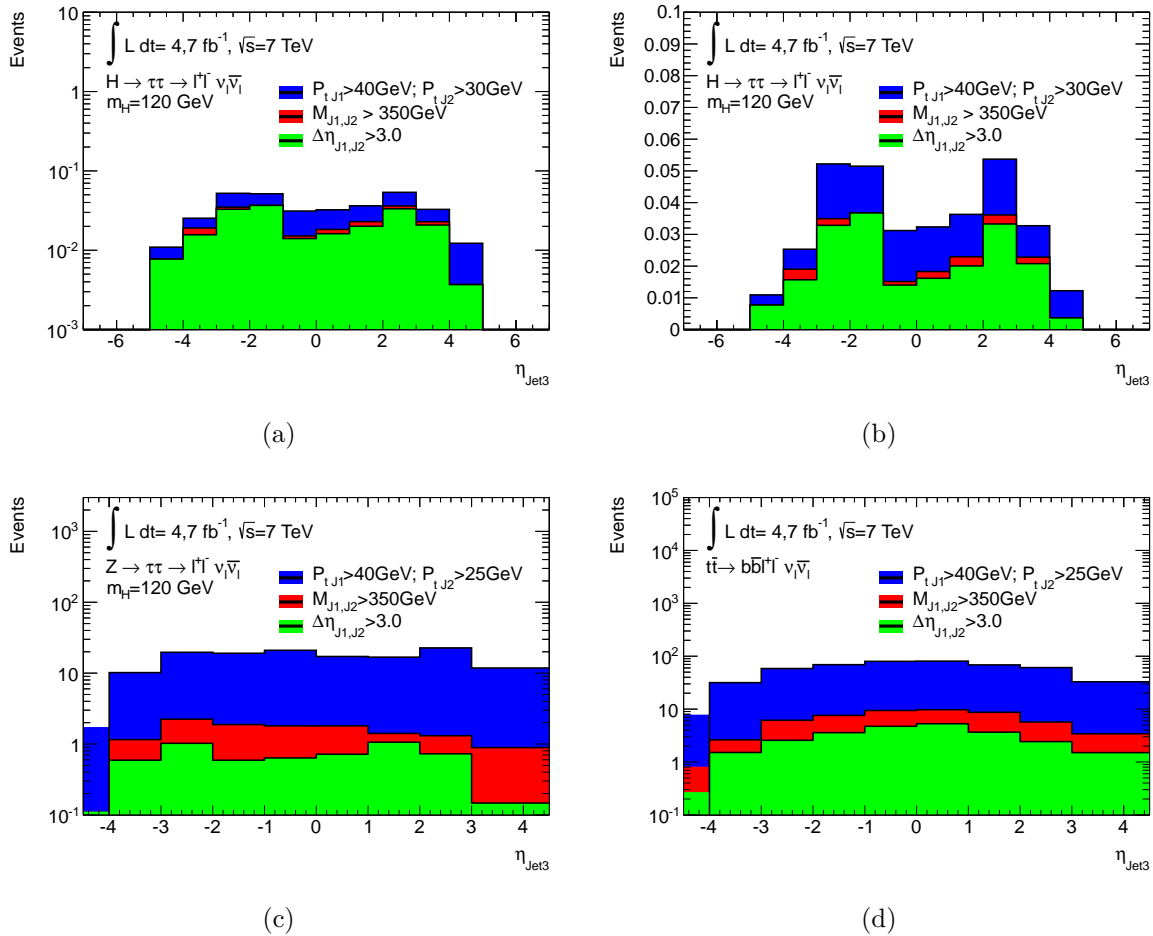
### 5.4 Pseudorapiditäts-Verteilung eines dritten Jets

Da in ca. 30% des Signals und nur etwa 15% des Untergrunds nach der Vorselektion übrigen Ereignisse einen dritten Jet aufweisen, wäre es möglicherweise ein Vorteil, hier nach einem Merkmal des Signals, das der Untergrund nicht aufweist, zu suchen. Ein wichtiger Unterschied zwischen Signal und Untergrund ist, wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, die räumliche Verteilung der führenden Jets. Diese Jets können ein Gluon abstrahlen,

das wiederum einen Jet erzeugt. Dieser Jet müsste sich nahe an seinem Entstehungsjet befinden. Daher wird im Folgenden die Rapidityverteilung eines dritten Jets untersucht. Wie in der Vorselektion definiert muss auch der dritte Jet einen transversalen Impuls  $p_T$  von mindestens 20 GeV haben.

### 5.4.1 $\eta_{Jet3}$ -Verteilung

Zunächst wird ohne Schnitt die Pseudorapidität eines dritten Jets aufgetragen:



**Abb. 5.6:** Vergleich der  $\eta_{Jet3}$ -Verteilung des MonteCarlo simulierten VBF-Higgs-Signal, Ztautau Untergrund und ttbar Untergrund.

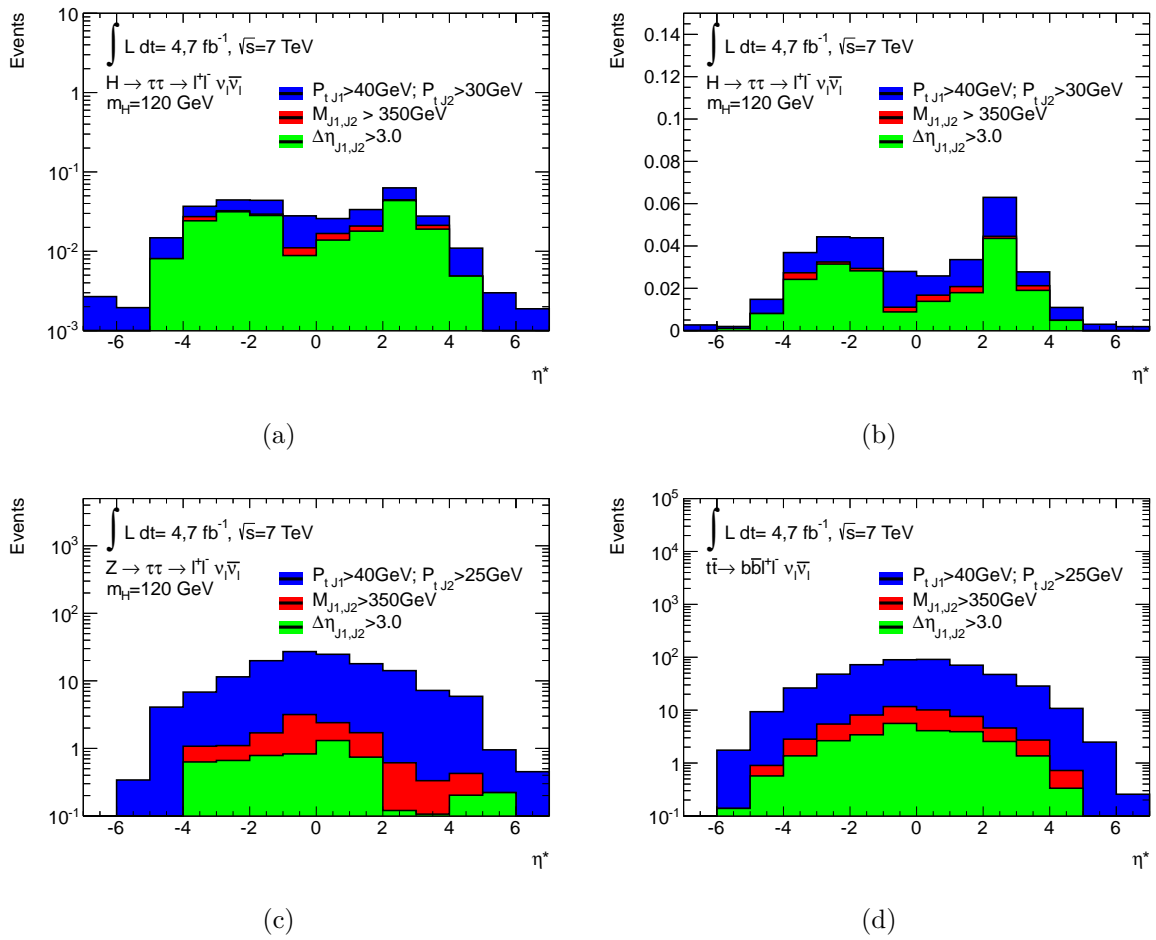
- (a)  $\eta_{Jet3}$  des VBF-Higgs-Signals bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 120$  GeV logarithmisch aufgetragen (b)  $\eta_{Jet3}$  des VBF-Higgs-Signals bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 120$  GeV  
 (c)  $\eta_{Jet3}$  des Ztautau Untergrunds; (d)  $\eta_{Jet3}$  des ttbar Untergrunds

Auch hier ist die Korrelation zwischen Dijetmasse und  $\Delta\eta$  im Signal zu sehen. Des Weiteren findet sich im VBF-Signal eine Verteilung, die eine deutliche Erhöhung bei etwa

$|\eta_{Jet3}| \simeq 1 - 3$  aufweist. Im Vergleich dazu ist – wie erwartet – ein Großteil der Ereignisse des Untergrunds eher im Zentralbereich zu finden.

### 5.4.2 $\eta^*$ -Verteilung

Zwar ist in  $\eta_{Jet3}$  im erhofften Bereich eine deutliche Erhöhung zu sehen, die führenden Jets können allerdings auch im zentralen Bereich liegen und ein dritter, durch Abstrahlung eines Gluons, erzeugter Jet somit auch. Daher ist  $\eta_{Jet3}$  nicht die optimale Messgröße für diese Analyse. Die in Abschnitt 2.4.3 eingeführte Messgröße bezieht sich auf die Nähe zu den führenden Jets. Sie wird in Abb. 5.7 gezeigt.



**Abb. 5.7:** Vergleich der  $\eta^*$ -Verteilung des MonteCarlo simulierten VBF-Higgs-Signal, Ztautau Untergrund und  $t\bar{t}b\bar{a}r$  Untergrund.

(a)  $\eta^*$  des VBF-Higgs-Signals bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 120$  GeV logarithmisch aufgetragen (b)  $\eta^*$  des VBF-Higgs-Signals bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 120$  GeV

(c)  $\eta^*$  des Ztautau Untergrunds; (d)  $\eta^*$  des  $t\bar{t}b\bar{a}r$  Untergrunds

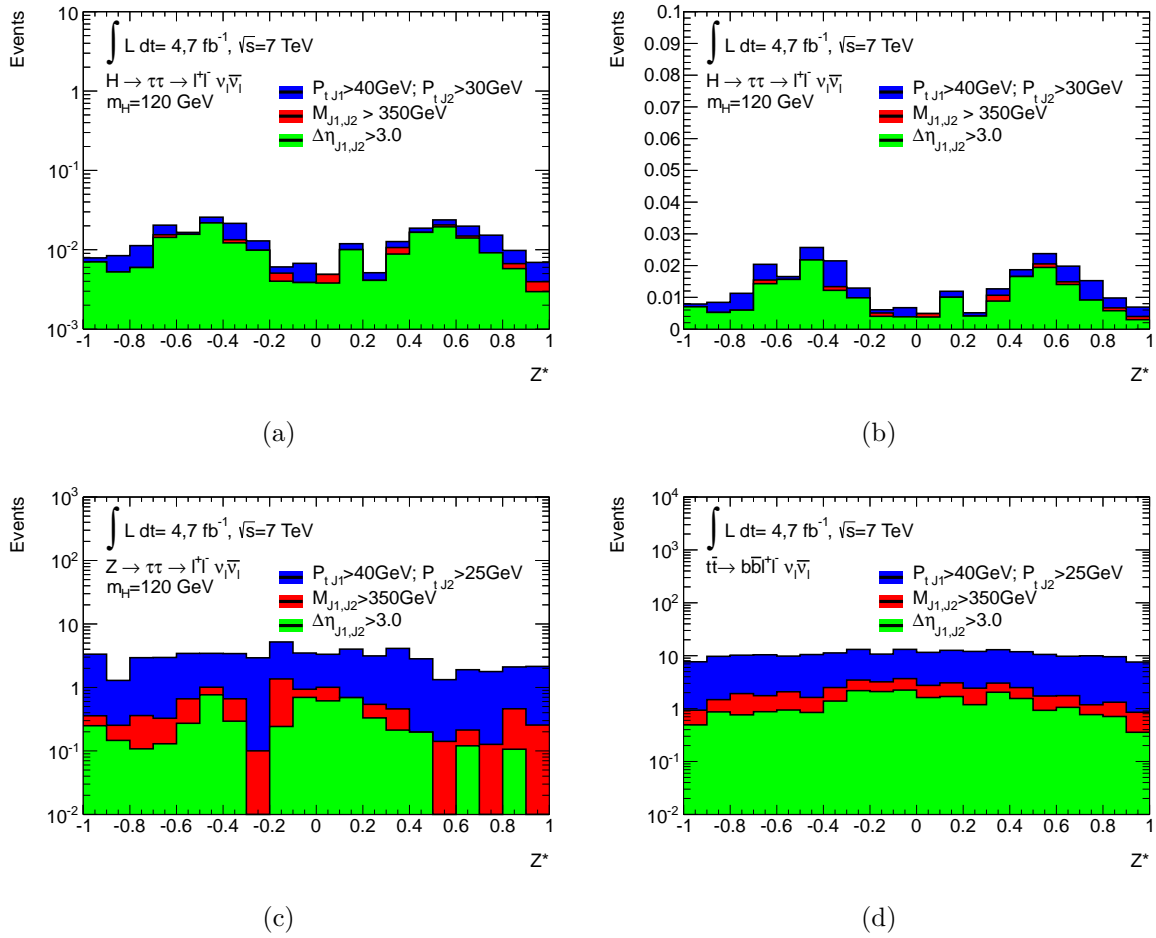


Da  $\eta^*$  einen besseren Bezug auf die Nähe des dritten Jets zu einem führenden Jet bietet, ist diese Verteilung aussagekräftiger. Sie zeigt ebenfalls eine deutliche Erhöhung im Vorwärtsbereich des Signals, sowie eine Anhäufung der Ereignisse im Zentralbereich. Es kann mit größerer Sicherheit davon ausgegangen werden, dass der hier untersuchte Jet wirklich durch Gluonabstrahlung eines führenden Jets entstanden ist.

### 5.4.3 $Z^*$ -Verteilung

Um zu untersuchen, ob es vielleicht besser ist, einen Schnitt auf die in Abschnitt 2.4.3 eingeführte Observable  $Z^*$  zu machen und somit unabhängig von der Pseudorapiditätsdifferenz der beiden führenden Jets zu selektieren, wird die Verteilung von  $Z^*$  im Signal sowie im Untergrund in Abb. 5.8 betrachtet.

## 5 Analyse des VBF-Higgs Signals



**Abb. 5.8:** Vergleich der  $Z^*$ -Verteilung des MonteCarlo simulierten VBF-Higgs-Signal, Ztautau Untergrund und ttbar Untergrund.

(a)  $Z^*$  des VBF-Higgs-Signals bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 120$  GeV logarithmisch aufgetragen (b)  $Z^*$  des VBF-Higgs-Signals bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 120$  GeV

(c)  $Z^*$  des Ztautau Untergrunds; (d)  $Z^*$  des ttbar Untergrunds

Zu erkennen ist immer noch die Erhöhung des Vorwärtsbereichs im Signal, unabhängig davon wie groß die Pseudorapiditätsdifferenz der führenden Jets ist. Allerdings ist die Verteilung des Untergrunds im Vergleich zur  $\eta^*$ -Verteilung flacher, was auf die Unabhängigkeit von der Pseudorapiditätsdifferenz zurückzuführen ist und zeigt, dass es hier keinen Zusammenhang zwischen der Rapidität eines dritten Jets und der führenden Jets gibt.

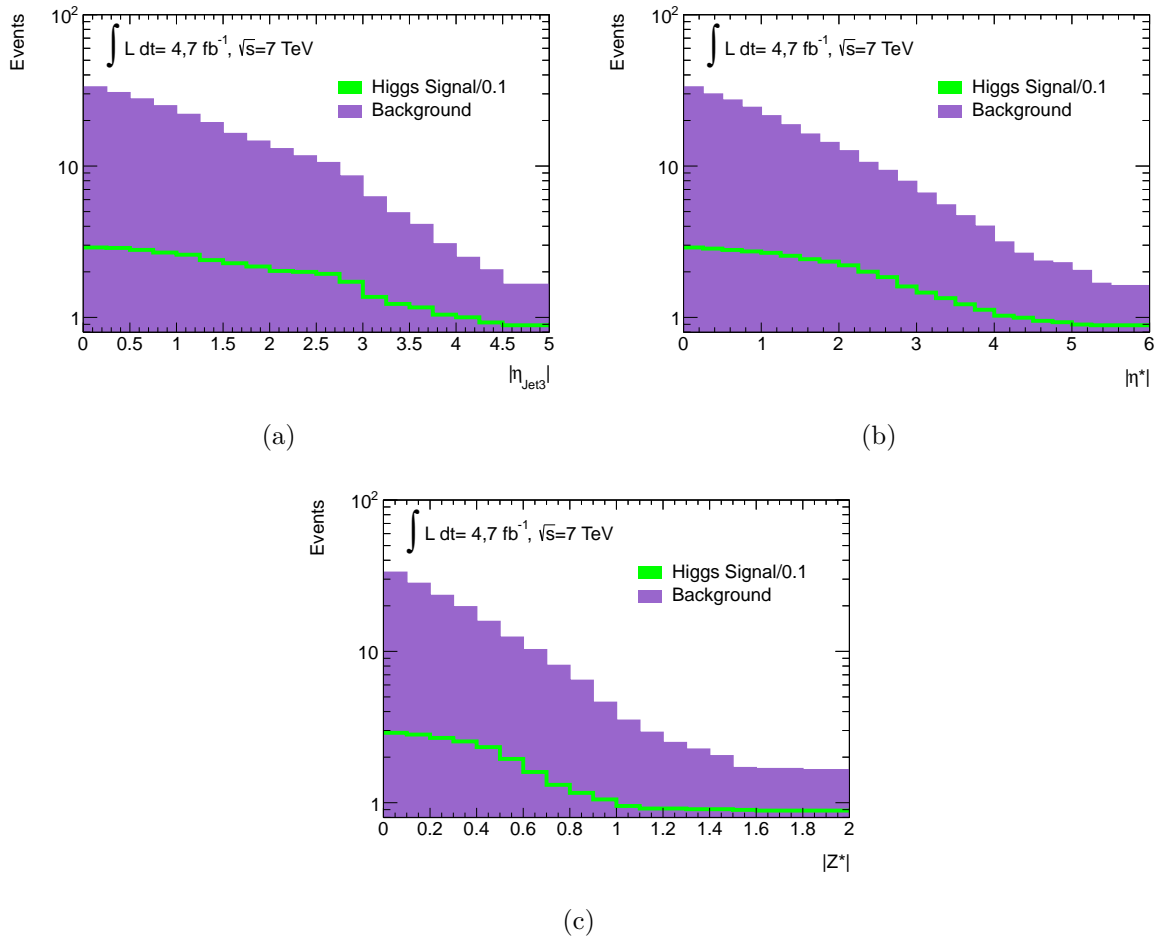
Da alle in diesem Kapitel aufgeführten Verteilungen nahezu symmetrisch sind, kann im folgenden Verlauf der Betrag der Messgrößen betrachtet werden. Dies verbessert die zur Verfügung stehende Statistik.

## 5.5 Untersuchung auf einen Schnitt in der Pseudorapidität eines dritten Jets

Damit der gesamte Untergrund mit dem Signal besser verglichen werden kann, werden die beiden hier genutzten Untergründe nach dem Schnitt auf die Dijetmasse  $M(J1, J2) \geq 350 \text{ GeV}$  und auf die Pseudorapiditätsdifferenz der führenden Jets  $\Delta\eta \geq 3.0$  (die zuvor in grün betrachteten Verteilungen) addiert. Außerdem werden die Ereignisse in negativer Richtung integriert. Somit ist direkt abzulesen, wie viele Ereignisse nach einem Schnitt, der auf der x-Achse aufgetragen Messgröße, noch vorhanden sind und wie viele ausgesiekt werden. Dabei passieren alle Ereignisse, die einen größeren Messwert haben, den Schnitt. Ereignisse ohne einen dritten Jet liegen auf einem Messwert, der größer ist als der hier aufgetragene Bereich, sodass auch sie einen Schnitt passieren.

Das Higgs-Signal wird auf exakt die gleiche Weise aufgetragen und um einen Faktor von zehn hochskaliert, um es im Verhältnis zum Untergrund sichtbar zu machen. Die daraus folgenden Histogramme sind in Abb. 5.9 dargestellt.

## 5 Analyse des VBF-Higgs Signals

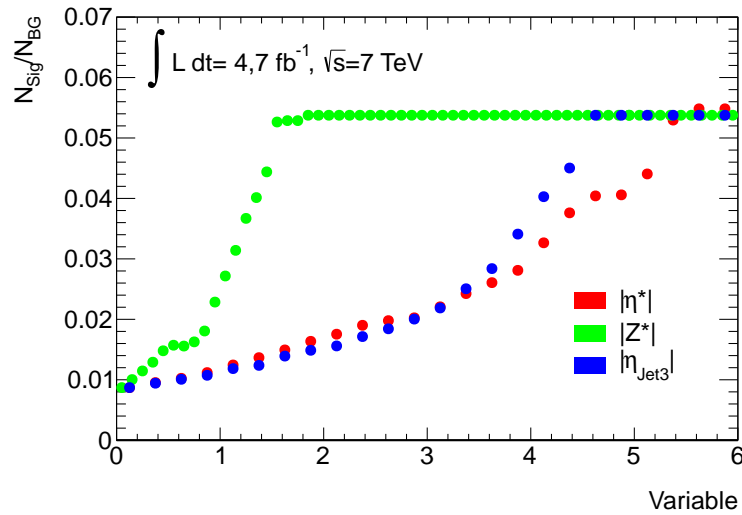


**Abb. 5.9:** In negativer Richtung integrierte Ereignisanzahl der Messgrößen  $\eta_{Jet3}$ ,  $\eta^*$  und  $Z^*$  des Higgs-Signals bei einer Higgsmasse von  $m_H = 120$  GeV und aller in dieser Analyse verwendeten Untergründe.

(a) Pseudorapidity  $\eta_{Jet3}$ ; (b) Pseudorapidity  $\eta^*$ ; (c) Pseudorapidity  $Z^*$

Im Untergrund sind im Vergleich zum Signal sehr viel mehr Ereignisse zu finden. Aus diesem Grund wird im nächsten Schritt versucht, in den Variablen einen Wert zu finden, der den Untergrund im Vergleich zum Signal reduziert. Dazu wird in den aufgeführten Histogrammen in Abbildung 5.10 das Verhältnis  $N_{Sig}/N_{BG}$  betrachtet:

## 5.5 Untersuchung auf einen Schnitt in der Pseudorapidität eines dritten Jets

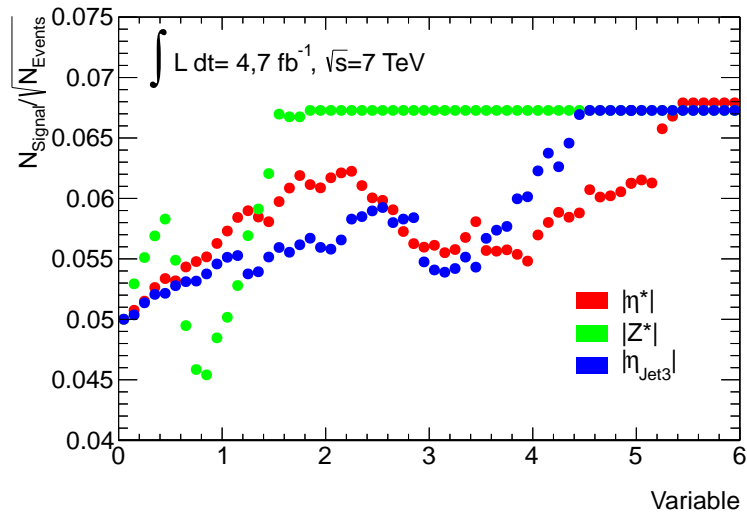


**Abb. 5.10:**  $N_{sig}/N_{BG}$  der Pseudorapiditäten  $\eta_{Jet3}$ ,  $\eta^*$  und  $Z^*$  für das VBF-Higgs-Signal bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 120 \text{ GeV}$  mit  $Z\tau\tau$  und  $t\bar{t}$  Untergrund.

Es ist zu erkennen, dass die Signifikanz bei größeren Messwerten steigt. Das Verhältnis ist am größten, wenn kein dritter Jet zugelassen wird.

### 5.5.1 Statistische Signifikanz

Ein besserer Anhaltspunkt zur Überprüfung, ob ein Schnitt der Messgrößen  $\eta_{Jet3}$ ,  $\eta^*$  und  $Z^*$  das Signal vom Untergrund hervorhebt, ist die in Abschnitt 2.4.4 definierte statistische Signifikanz  $S \equiv \frac{N_{Sig}}{\sqrt{N_{Sig} + N_{BG}}}$ . Da die Anzahl aller Ereignisse um  $\sqrt{N}$  fluktuiert, kann mit  $S$  abgeschätzt werden, um wie viele Einheiten dieser erwarteten Fluktuationen das Signal vom Untergrund abweicht. Die Signifikanz ist in folgender Abbildung aufgetragen:



**Abb. 5.11:** Statistische Signifikanz der Pseudorapiditäten  $\eta_{Jet3}$ ,  $\eta^*$  und  $Z^*$  für das VBF-Higgs-Signal bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 120$  GeV mit  $Z\tau\tau$  und  $t\bar{t}b\bar{b}$  Untergrund.

Wie zu sehen ist, befindet sich das globale Maximum außerhalb des durch die Jet-Rekonstruktion (siehe Kapitel 4.1) eingeschränkten Pseudorapiditätsbereich  $|\eta_{Jet}| \leq 4.5$ . Das lokale Maximum innerhalb dieses Bereich liegt für  $|\eta_{Jet3}|$  bei ca 2.5, für  $|\eta^*|$  bei ca 2.2 und für  $Z^*$  bei ca 0.5. Dies spiegelt exakt das Maximum der Verteilungen dieser Messgrößen aus Kapitel 5.4 wieder und bestätigt somit die zuvor gemachten Annahmen. Da das globale Maximum hier aber nicht zu finden ist, wird die höchste statische Signifikanz mit einem Veto auf einen dritten Jet erreicht. Außerdem ist zu sehen, dass die Messgröße  $\eta^*$  das größte lokale Maxima aufweist und somit am besten für eine weitere Analyse geeignet sein sollte.

## 6 Diskussion

In der Analyse lassen sich die theoretische Überlegung, die eine Selektion nach  $\eta_{Jet3}$ ,  $\eta^*$  und  $Z^*$  rechtfertigen, durchaus bestätigen. Die Verteilung der Pseudorapidität und der Dijetmasse weisen auf „back to back“ Jets im Untergrund hin. Dieser Verdacht kann durch die Verteilungen des transversalen Impulses und des Azimutwinkels bestätigt werden. Die nach dem Schnitt auf die Dijetmasse und die Pseudorapiditätsdifferenz übrig bleibenden Jets erzeugen über QCD-Prozesse weitere Jets, welche für eine Anreicherung von Jets im Zentralbereich sorgen. Dies lässt sich für das Signal ausschließen, da das Signal nur über schwache WW erzeugt wird. Daher könnte ein Veto auf den zentralen Jet das VBF-Higgs-Signal aus dem Untergrund hervorheben. Das bisher genutzte Veto bezieht sich auf einen dritten Jet. Da sich aber bei ungefähr 30% des Signals und nur bei etwa 15% des Untergrunds aller Ereignisse mehr als zwei Jets finden lassen, würde ein Veto auf den zentralen Jet möglicherweise eine Verbesserung der Signifikanz zeigen. Die daraufhin untersuchten Verteilungen eines dritten Jets, mit einem transversalen Impuls von  $p_T > 20$  GeV, zeigen die erwarteten Ergebnisse. Im Higgs-Signal lässt sich ein dritter Jet im Vorwärtsbereich finden, im Untergrund ist dieser vorwiegend im Zentralbereich. Dennoch kann eine Erhöhung der Signifikanz nicht festgestellt werden. Das Veto auf einen dritten Jet ist somit als Selektion besser geeignet als ein Schnitt auf einen Wert von  $\eta_{Jet3}$ ,  $\eta^*$  oder  $Z^*$ .

Weitere Untersuchungen zum Veto auf den zentralen Jet sollten im Bereich der Vorselektion gemacht werden. Allerdings sollte die bereits genutzte Vorselektion stärker sein oder weitere Schnitte in anderen Messgrößen gemacht werden. Dadurch könnte eine erneute Untersuchung eines dritten Jets bessere Ergebnisse zeigen. Außerdem wurde in dieser Analyse nicht auf statistische Fehler eingegangen. Dies sollte bei weiteren Studien ebenfalls durchgeführt werden.





# Literaturverzeichnis

- [1] GEMEINSCHAFT DER DEUTSCHEN TEILCHENPHYSIKER: *Das Standardmodell*. [http://www.weltmaschine.de/physik/standardmodell\\_der\\_teilchenphysik/](http://www.weltmaschine.de/physik/standardmodell_der_teilchenphysik/), Juni 2012
- [2] GRIFFITHS, D.: *Introduction to Elementary Particles*. Second, Revised Edition. New York, USA : John Wiley & Sons, 1987
- [3] SCHROEDER, Michel E. Peskin; Daniel V.: *An introduction to quantum field theory*. (1995)
- [4] POVH, B. ; RITH, K. ; SCHOLZ, C. ; ZETSCHKE, F.: *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer, 2006 (Springer-Lehrbuch). <http://books.google.de/books?id=yPRSPwAACAAJ>. – ISBN 9783540366850
- [5] TWIKI AT CERN: *Wirkungsquerschnitt der Higgs-Produktion*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSectionsFigures>, Juni 2012
- [6] TWIKI AT CERN: *Verzweigungsverhältnis des Higgs-Zerfalls*. [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSectionsFigures#Higgs\\_decay\\_branching\\_ratios](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSectionsFigures#Higgs_decay_branching_ratios), Juni 2012
- [7] ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE: *Vektor-Bosonen-Fusion*. [http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/hdg/results/smtautau\\_jul10/analysis.htm](http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/hdg/results/smtautau_jul10/analysis.htm), April 2012
- [8] AAD, G. u. a.: *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*. (2009)
- [9] COLLABORATION, The A.: *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. In: *Journal of Instrumentation* 3 (2008), Nr. 08, S08003. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08003>
- [10] CACCIARI, M. ; SALAM, G.P. ; SOYEZ, G.: *The anti-kt jet clustering algorithm*. In: *Journal of High Energy Physics* 2008 (2008), S. 063

- [11] ATLAS COLLABORATION: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. In: *Journal of Instrumentation* 3 (2008), August, Nr. 08, S08003. <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>. – DOI 10.1088/1748-0221/3/08/S08003. – ISSN 1748-0221
- [12] ATLAS COLLABORATION: *Elektronenrekonstruktion*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/ElectronReconstruction>, Juni 2012
- [13] SJOSTRAND, Torbjorn ; MRENNNA, Stephen ; SKANDS, Peter: PYTHIA 6.4 Physics and Manual. (2006), Mai. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026>. – DOI 10.1088/1126-6708/2006/05/026
- [14] FRIXIONE, Stefano ; NASON, Paolo ; OLEARI, Carlo: Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method. (2007), September. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070>. – DOI 10.1088/1126-6708/2007/11/070
- [15] MANGANO, M. L. ; MORETTI, M. ; PICCININI, F. ; PITTAU, R. ; POLOSA, A. D.: ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. In: *Journal of High Energy Physics* 2003 (2003), Mai, Nr. 07, 001+. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2003/07/001>. – DOI 10.1088/1126-6708/2003/07/001. – ISSN 1126-6708
- [16] ATLAS COLLABORATION: The ATLAS Simulation Infrastructure. (2010), Mai. <http://arxiv.org/abs/1005.4568>
- [17] ATLAS COLLABORATION: *Normalisierungsfaktoren*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TopMC11>, Juni 2012

# Danksagung

Ich möchte mich als erstes bei Herrn Prof. Dr. Arnulf Quadt, Frau Prof. Dr. Frey und Frau Ulla Blumenschein für die Möglichkeit das Thema im Rahmen dieser Bachelorarbeit bearbeitet haben zu können bedanken. Sie gaben mir immer einen Leitfaden und waren stets für Erklärungen und Fragen offen.

Des Weiteren möchte ich mich bei der Higgs-Arbeitsgruppe bedanken: Katharina Bierwagen, Despoina Evangelakou, Henrike Fleischhack und Eric Drechsler. Von ihnen ging immer ein freundliches Arbeitsklima aus. Sie halfen mir bei technischen und physikalischen Problemen. Außerdem möchte ich mich noch einmal sehr für die hervorragende Erreichbarkeit bedanken.

Ein ganz großer Dank geht an Rike Bostelmann und Ursula Kotyrba, die durch Korrektur und Hilfestellung beim Drucken und der Abgabe erst für eine leserliche Arbeit sorgten. Selbstverständlich danke ich auch meiner Familie sowie meinen Freunden zu Hause, die mich immer bei meinem Studium unterstützen.



**Erklärung**

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

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

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

Göttingen, den 1. März 2013

(Lilly Wüst)