

**Untersuchung des Zentralen Jet-Vetos
für die Suche nach dem Higgs-Boson
im Zerfall $H \rightarrow \tau\tau$ mit dem
ATLAS-Detektor**

Bachelorarbeit

ZUR ERLANGUNG DES GRADES EINES
BACHELOR OF SCIENCE PHYSIK

VORGELEGT VON

Ulrich Baumann

AUS TÜBINGEN

THEMENSTELLUNG: PROF. DR. MARKUS SCHUMACHER

FAKULTÄT FÜR MATHEMATIK UND PHYSIK

ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT

FREIBURG IM BREISGAU

2012

Erklärung

Hiermit versichere ich, die eingereichte Bachelorarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben. Wörtlich oder inhaltlich verwendete Quellen wurden entsprechend den anerkannten Regeln wissenschaftlichen Arbeitens (lege artis) zitiert. Ich erkläre weiterhin, dass die vorliegende Arbeit noch nicht anderweitig als Bachelorarbeit eingereicht wurde.

Ort, Datum Unterschrift

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Phänomenologie des Higgs-Bosons	7
2.1	Higgs-Mechanismus	7
2.2	Produktionsmechanismen und Zerfallskanäle des Higgs-Bosons	7
2.2.1	Produktionsmechanismen	8
2.2.2	Zerfallskanäle	9
2.3	Überblick über die Suche nach dem Higgs-Boson am LHC	10
2.3.1	Status	10
2.3.2	Ausblick	11
3	Betrachtete Signal- und Untergrundprozesse	13
3.1	Betrachteter Signalprozess	13
3.2	Wichtige Untergrundprozesse	13
3.3	Unterschiede zwischen $t\bar{t}$ und VBF und deren Ausnutzung - das Zentrale Jet-Veto	15
3.3.1	η -Verteilung der zusätzlichen Jets	16
3.4	Verwendete Monte-Carlo-Simulationen	16
4	ATLAS-Experiment am LHC	18
4.1	CERN	18
4.2	LHC	18
4.3	ATLAS	18
4.3.1	Koordinatensystem des ATLAS-Detektors	19
4.3.2	Aufbau des ATLAS-Detektors	19
4.4	<i>Pile-up</i>	21
4.4.1	<i>Pile-up</i> Jet-Paare	23
5	Ereignisrekonstruktion	24
5.1	Jets	24
5.1.1	Rekonstruktion der Jets	24
5.1.2	<i>Tagging</i> -Jets	25
5.1.3	Jet-Vertex Fraction	25
5.2	Elektronen	26
5.3	Myonen	26
5.4	Überlapp-Entfernung	26
5.5	Fehlende transversale Energie	27
6	Basisselektion	28
6.1	Kollineare Masse	30

7	Optimierung des Zentralen Jet Vetos	33
7.1	Parameter für die Auswahl der Schnitte	33
7.1.1	Signifikanz	33
7.1.2	Effizienzen ϵ	35
7.1.3	Altes Zentrales Jet-Veto	35
7.2	Variablen in der Optimierung des Zentralen Jet-Vetos	36
7.2.1	Interaktionen pro <i>Bunchcrossing</i>	36
7.2.2	Transversalimpuls p_T	37
7.2.3	$\Delta\eta_{min}$	37
7.2.4	min p_T Balance	38
7.2.5	maximale ϕ -Differenz max $\Delta\phi$	38
7.2.6	Bemerkungen zu max $\Delta\phi$ und min p_T Balance	39
7.3	Aufteilung in Kategorien	39
7.4	Optimierung der Kategorie 1	42
7.4.1	Verteilungen	42
7.4.2	Optimierung	45
7.4.3	Schnittauswahl	50
7.5	Optimierung der Kategorie 2	51
7.5.1	Verteilungen	51
7.5.2	Optimierung	52
7.5.3	Schnittauswahl	54
7.6	Voroptimierung der <i>Pile-up</i> -Kriterien	55
7.6.1	Verteilungen	55
7.6.2	Optimierung	58
7.6.3	Schnittauswahl	58
7.7	Optimierung der Kategorie 3	59
7.7.1	Verteilungen	59
7.7.2	Optimierung	59
7.7.3	Erneute Optimierung der <i>Pile-up</i> -Kriterien	61
7.7.4	Schnittauswahl	62
7.8	Optimierung der Kategorie 4	63
7.8.1	Verteilungen	63
7.8.2	Optimierung	63
7.8.3	Erneute Optimierung der <i>Pile-up</i> -Kriterien	64
7.8.4	Schnittauswahl	65
7.9	Zusammenfassung der Ergebnisse	66
7.9.1	Kombination der Kategorien	67
8	Fazit	68

1 Einleitung

Eine wichtige ungeklärte Frage in der Physik ist der Ursprung der Masse der Elementarteilchen. Diese Fragestellung wird unter anderem am ATLAS-Detektor am CERN untersucht. Eine mögliche Antwort auf diese Frage gibt der Higgs-Mechanismus, der allerdings bisher noch nicht experimentell bestätigt werden konnte. Zwar wurde vor Kurzem die Entdeckung eines neuen Bosons vermeldet, das in den bisher vermessenen Eigenschaften mit dem Higgs-Boson des Standardmodells verträglich ist, aber der endgültige Beweis dafür, dass es sich tatsächlich um das Higgs-Boson handelt, steht noch aus. Dafür muss das Higgs-Boson beispielsweise noch in dem Zerfallskanal $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$, der Gegenstand dieser Studie ist, beobachtet werden. Deshalb ist es wichtig, in diesem Zerfallskanal die Analyse so zu verbessern, dass entweder auch hier das Higgs-Boson nachgewiesen oder ausgeschlossen werden kann.

Dazu beschäftigt sich diese Studie mit dem Zentralen Jet-Veto, einer wichtigen Diskriminante zwischen dem Signal- und den QCD-Untergrund-Prozessen in der Vektorbosonenfusion des Higgs-Bosons.

Das Zentrale Jet-Veto für eine Schwerpunktennergie von $\sqrt{S} = 7 TeV$ und eine integrierte Luminosität von $4,66 fb^{-1}$ für die 2011er Monte-Carlo-Ereignisse untersucht. Optimierte wurde das Zentrale Jet-Veto in 4 Kategorien für alle Ereignisse mit 3 bzw. 4 Jets. Bei dieser Optimierung wurden nur statistische Fehler berücksichtigt. Dabei konnte eine Steigerung der Signifikanz von $14 \pm 4\%$ gegenüber dem bisher verwendeten Zentralen Jets-Veto erreicht werden.

2 Phänomenologie des Higgs-Bosons

2.1 Higgs-Mechanismus

Im Rahmen einer Bachelorarbeit kann keine vollständige und mathematische Beschreibung des Higgs-Mechanismus [1][2][3][4][5][6] erfolgen. Statt dessen soll hier erklärt werden, warum der Higgs-Mechanismus für eine konsistente Beschreibung eingeführt wurde. Das Standardmodell [7][8][9] der Elementarteilchenphysik beschreibt fast alle Eigenschaften der Elementarteilchen und ihr Wechselwirkung sehr präzise und konnte vielfach experimentell bestätigt werden. Im Rahmen der lokale Eichtheorien, die zur mathematischen Beschreibung des Standardmodells genutzt werden, kann aber a priori den Elementarteilchen keine Masse zugeschrieben werden, da unter Einführung eines Massenterms beispielsweise die Renormierbarkeit der lokalen Eichtheorie verloren geht. Die Eigenschaft der Renormierbarkeit ist aber für präzise Vorhersagen zwingend notwendig. Das Standardmodell erlaubt also nicht zeitgleich eine präzise Beschreibung und Masse der Elementarteilchen. Da aber aus physikalischem Standpunkt eine Theorie der Elementarteilchen notwendig ist, die die Wirklichkeit und damit auch die beobachteten Massen der Elementarteilchen mit hinreichend guter Präzision beschreibt, muss die Theorie angepasst werden. Eine verhältnismäßig einfache und elegante Lösung des Problems bietet der Higgs-Mechanismus. Dabei wird ein alles durchdringendes skalares Feld eingeführt, dessen nicht verschwindender Vakuumerwartungswert mit den Elementarteilchen proportional zur deren Masse wechselwirkt. Diese Wechselwirkung kann als Masse interpretiert werden. Die Anregungen dieses Feldes können im Rahmen der Quantenfeldtheorie als Teilchen interpretiert werden. Im einfachsten Fall führt die Einführung des Higgs-Feldes deshalb dazu, dass ein neues Teilchen, das sogenannte Higgs-Boson des Standardmodells, zu den Elementarteilchen des Standardmodells hinzugefügt werden muss. Da der uns umgebende Raum erwiesenermaßen isotrop, elektrisch neutral und nach dieser Theorie komplett von dem Higgs-Feld durchdrungen ist, muss es sich bei dem Higgs-Boson des Standardmodells um ein skalares, elektrisch neutrales Teilchen handeln. Experimentell kann der Higgs-Mechanismus durch die Entdeckung des Higgs-Bosons bewiesen werden. Deshalb werden weltweit große Bemühungen unternommen um das Higgs-Boson experimentell nachzuweisen.

2.2 Produktionsmechanismen und Zerfallskanäle des Higgs-Bosons

Für die Suche nach dem Higgs-Boson ist es von großer Bedeutung möglichst genaue Vorhersagen über die Produktion und den Zerfall des Higgs-Bosons zu haben. Die Produktionsmechanismen und Zerfallskanäle unterscheiden sich in ihren physikalischen Eigenschaften sowohl untereinander als auch von den Untergrundprozessen. Diese Unterschiede in den physikalischen Eigenschaften führen zu unterschiedlichen Signaturen in dem Detektor und können dadurch im Idealfall in den Daten voneinander unterschieden werden. Neben ihren verschiedenen physikalischen Eigenschaften unterscheiden sich die einzelnen Prozesse auch in ihren Wirkungsquerschnitten bzw. ihren Verzweigungsverhältnissen. Bei Annahme einer Masse erlaubt das Standardmodell diese präzise vorherzusagen, da im Standardmodell mit der Annahme einer Masse des Higgs-Bosons alle

Eigenschaften von diesem festgelegt sind.

2.2.1 Produktionsmechanismen

Abbildung 1 und 2 zeigen die Feynman-Diagramme und Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons. Die Abbildung 1 (a) zeigt ein Bei-

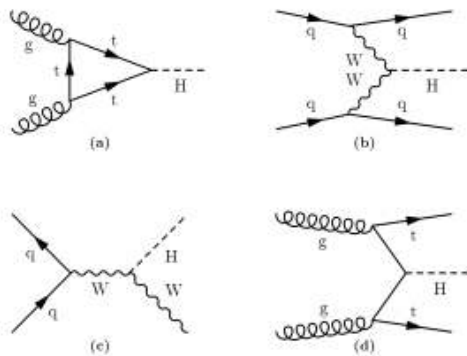


Abb. 1: Feynman-Diagramme der wichtigsten Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons entnommen aus [10] Seite 11

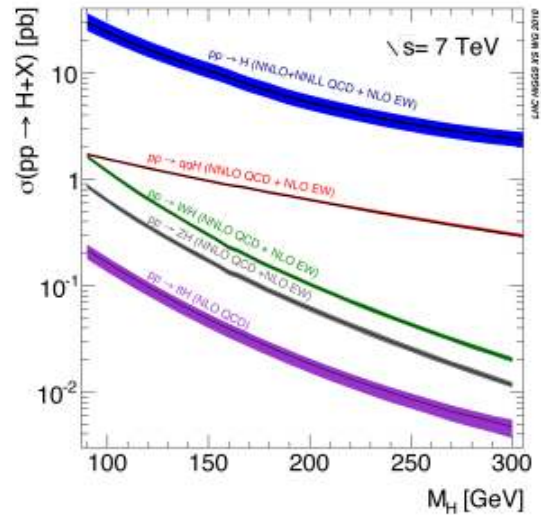


Abb. 2: Wirkungsquerschnitt der Produktionsmechanismen in Abhängigkeit der Masse des Higgs-Bosons bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ [11]

spiel für die Gluon-Gluon-Fusion (hier über eine Top-Quark-Schleife). Der dazugehörige Wirkungsquerschnitt, der in Abbildung 2 blau markiert ist, ist der größte aller möglichen Wirkungsquerschnitte der Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons. Ein Beispiel eines Feynman-Diagramms für die Vektorbosonenfusion aus zwei W-Bosonen wird in Abbildung 1 (b) dargestellt. Dieser Prozess der schwachen Wechselwirkung ist vollkommen analog auch mit zwei Z-Bosonen möglich. Der Wirkungsquerschnitt der Vektorbosonenfusion ist rot eingezeichnet.

Die Higgs-Strahlung, oder auch assoziierte Produktion mit einem schwachen Eichboson genannt, ist in (c) dargestellt. Auch dies ist ein Prozess der schwachen Wechselwirkung und ebenfalls vollkommen analog mit einem Z-Boson möglich. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte für die assoziierte Produktion mit einem W- bzw. Z-Boson sind in grün und grau eingezeichnet. Schließlich bleibt noch der lila eingezeichnete Prozess mit dem kleinsten hier dargestellten Wirkungsquerschnitt. Bei diesem Prozess handelt es sich um die assoziierte Produktion eines Higgs-Bosons mit einem $t\bar{t}$ -Quark-Paar. Obwohl es sich hier um einen Prozess der starken Wechselwirkung handelt, ist der Wirkungsquerschnitt sehr klein, da bei einer Schwerpunktenenergie von 7 TeV die Wahrscheinlichkeit

dafür, dass die wechselwirkenden Gluonen genug Energie haben, um ein $t\bar{t}$ -Quark-Paar und ein Higgs-Boson auf der Massenschale zu erzeugen, sehr gering ist.

2.2.2 Zerfallskanäle

Da das Higgs-Boson nicht stabil und bevor es nachgewiesen werden kann bereits zerfallen ist, können im Detektor nur die Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Deshalb ist es notwendig neben den Vorhersagen über die Produktion auch präzise Vorhersagen über die Zerfälle des Higgs-Bosons zu haben. In Abbildung 3 ist zu erkennen, dass das Higgs-Boson im Massenbereich um 126 GeV viele mögliche Zerfallskanäle besitzt.

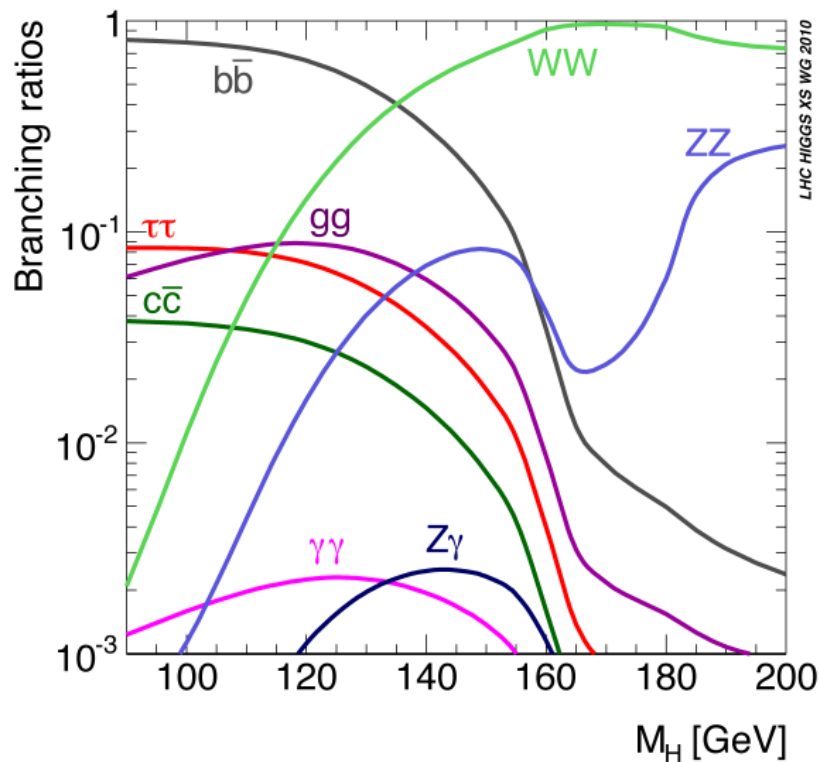


Abb. 3: Verzweigungsverhältnis in Abhängigkeit der Masse des Higgs-Bosons [11]

Dominant ist für diesen Massenbereich der Zerfall in ein $b\bar{b}$ Quark-Paar. Aufgrund des großen QCD-Untergrunds in Proton-Proton-Kollisionen kann dieser Zerfallskanal trotz des großen Verzweigungsverhältnisses nur eingeschränkt für die Higgs-Suche genutzt werden. Der in dieser Bachelorarbeit betrachtete Zerfallskanal $H \rightarrow \tau\tau$ weist in dem Massenbereich um 126 GeV ein Verzweigungsverhältnis von etwa 6,2% auf[12]. Obwohl das Verzweigungsverhältnis von $H \rightarrow \gamma\gamma$ und $H \rightarrow Z Z$ recht gering ist, haben diese beiden Zerfallskanäle zur Entdeckung eines neuen Bosons, bei dem es sich mit ho-

her Wahrscheinlichkeit um das Higgs-Boson handelt, geführt (siehe dazu Kapitel 2.3), da die Massenaufösung in diesen Kanälen besonders gut ist.

2.3 Überblick über die Suche nach dem Higgs-Boson am LHC

In diesem Kapitel soll eine kurze Zusammenfassung des aktuellen Standes der Higgs-Suche mit ATLAS und der notwendigen nächsten Schritte gegeben werden. Diese Zusammenfassung kann im Rahmen dieser Bachelorarbeit nicht in aller Tiefe und Vollständigkeit erfolgen. Für einen tieferen Einblick sei auf die Quelle [13] für diesen Abschnitt verwiesen.

2.3.1 Status

Am 4. Juli 2012 sind die ATLAS CMS Kollaborationen gemeinsam an die Öffentlichkeit getreten, um diese über die Entdeckung eines neuen Bosons am LHC zu informieren. Dabei konnten beide Kollaborationen die Entdeckung eines neuen Bosons mit einer Masse von ungefähr 126 GeV verkünden. Im folgenden werden die Ergebnisse der ATLAS Kollaboration kurz vorgestellt.

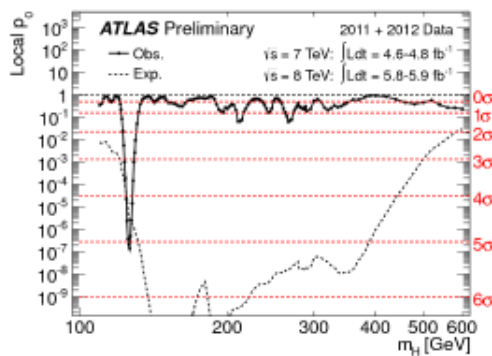


Abb. 4: Lokaler P-Wert und Signifikanz in Abhängigkeit der Masse des Higgs-Bosons [13]

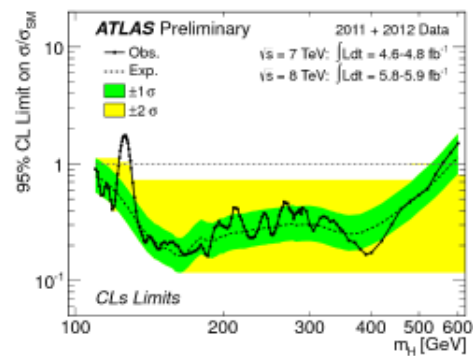


Abb. 5: Obere Grenze für Wirkungsquerschnitt des Higgs-Bosons (95% CL)[13]

Die zentralen Ergebnisse der Analyse, die zu der Entdeckung des neuen Bosons geführt haben, sind in den Abbildungen 4 und 5 dargestellt. Für diese Analyse wurden die 2011 aufgezeichneten Daten mit einer integrierten Luminosität von 4.6 fb^{-1} bis 4.9 fb^{-1} bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ in den Zerfallskanälen $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^{(*)}$, $H \rightarrow WW^{(*)}$, $H \rightarrow b\bar{b}$ und $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ und die ersten Daten aus 2012 mit einer integrierten Luminosität von 5.8 fb^{-1} bis 5.9 fb^{-1} bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ in den Zerfallskanälen $H \rightarrow \gamma\gamma$ und $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ verwendet.

Abbildung 5 zeigt die obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt eines Higgs-Bosons, normiert auf den Wirkungsquerschnitt des Higgs-Bosons des Standardmodells, der in einem Vertrauensintervall von 95% ausgeschlossen werden kann, in Abhängigkeit der hypothetischen Masse des Higgs-Bosons. Die durchgezogene schwarze Linie stellt die Messdaten dar und die schwarz gestrichelte Linie den erwarteten Verlauf unter der Annahme, dass nur Untergrundprozesse beteiligt sind. Farbig sind die 1 (grün) und 2 (gelb) σ Fehlerbänder auf den erwarteten Verlauf dargestellt. Für einen Ausschluss reicht nach den Kriterien der Teilchenphysik dieses 95%-Vertrauensintervall. Also können alle Bereiche der Higgs-Masse ausgeschlossen werden, bei denen die schwarze durchgezogene Linie der Messdaten Werte von unter 1 aufweist. Es ist zu erkennen, dass ein Standardmodell-Higgs-Boson auf einem weiten Massenbereich ausgeschlossen werden kann. Lediglich für sehr hohe Massen und den Massenbereich um 125 GeV kann das Standardmodell-Higgs-Boson nicht ausgeschlossen werden, obwohl der nach dem erwarteten Verlauf auch hier ein Ausschluss möglich sein sollte. Ausgeschlossen wurde das Higgs-Boson in einem Massenbereich von 110 GeV bis $122,6 \text{ GeV}$ und von $129,7 \text{ GeV}$ bis 558 GeV . Der Massenbereich von unter $114,4 \text{ GeV}$ konnte bereits mit anderen Experimenten, wie beispielsweise dem LEP [14] ausgeschlossen werden.

Abbildung 4 zeigt den lokalen P-Wert in Abhängigkeit der Higgs-Masse in einem Massenbereich von 100 bis 600 GeV . Der lokale P-Wert gibt die Wahrscheinlichkeit für die Hypothese an, dass die gemessenen Daten nur durch die bekannten Untergrundprozesse, ohne Beitrag des Higgs-Bosons, erzeugt wurden. Die durchgezogene schwarze Linie zeigt die Messwerte, die gestrichelte schwarze Linie den für ein Higgs-Boson des Standardmodells erwarteten lokalen P-Wert und die horizontalen rot gestrichelten Linien den P-Wert in Standardabweichungen einer Gaußschen Normalverteilung. Deutlich ist ein *Peak* bei einer Masse von etwa $126,5 \text{ GeV}$ zu erkennen, der die 5σ Linie durchbricht, während in dem anderen dargestellten Massenbereich nur geringe Fluktuationen zu erkennen sind. Nach den Standards in der Teilchenphysik reichen diese lokalen 5σ für die Entdeckung eines neuen Teilchens aus. Diese 5σ entsprechen einem P-Wert von etwa $2,9 \cdot 10^{-7}$.

Mit den Daten der CMS Kollaboration, die in ihren Daten ebenfalls im Massenbereich um 125 GeV [15] einen identischen *Peak* mit $4,9\sigma$ nachweisen können, konnte die Entdeckung eines neuen Bosons vermeldet werden. Beide Kollaborationen können aber das neue Boson nur in den Kanälen $H \rightarrow \gamma\gamma$ und $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ nachweisen.

2.3.2 Ausblick

Mit der oben beschriebenen Entdeckung eines neues Bosons ist zwar ein wichtiger Schritt in der Forschung im Kontext des Higgs-Bosons getan, es sind aber bei weitem noch nicht alle Fragen geklärt. Vielmehr kann die wichtigste Frage noch nicht beantwortet werden. Diese Frage ist, ob es sich bei dem neu entdeckten Boson wirklich um das Higgs-Boson handelt. Zur Beantwortung dieser Frage muss das Higgs-Boson auch in den anderen Zerfallskanälen wie beispielsweise der in dieser Arbeit betrachtete Zerfallskanal $H \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\nu \rightarrow l^+l^-4\nu$ nachgewiesen werden. Wird dieses neue Boson auch hier nachgewiesen, bleibt noch zu klären, ob das hier beobachtete Boson auch in anderen physikalischen Eigenschaften mit dem Higgs-Boson des Standardmodells übereinstimmt oder

ob die Theorie des Standardmodell-Higgs-Bosons angepasst oder zugunsten einer anderen Theorie verworfen werden muss.

Aufgrund dessen ist es gerade in den Zerfallskanälen, die bisher noch nicht sensitiv genug sind, wichtig weiterhin Studien zur Optimierung der Schnitte durchzuführen um die vielen offenen Fragen zu beantworten.

3 Betrachtete Signal- und Untergrundprozesse

Das zentrale Jet-Veto stellt ein wichtiges Selektionskriterium in der Analyse der Vektorbosonenfusion dar, in anderen Signalprozessen wie beispielsweise der Gluonen-Fusion kann das Zentrale Jet-Veto nicht zur Selektion von Signal und Untergrund genutzt werden. In dieser Studie wird dementsprechend nur der Signalprozess der Vektorbosonenfusion des Higgs-Bosons betrachtet. Auch sind nicht alle Untergrundprozesse relevant für diese Studie. Im folgenden Abschnitt wird die Auswahl der Untergrundprozesse motiviert und ein Überblick über die betrachteten Signal und Untergrundprozesse gegeben.

3.1 Betrachteter Signalprozess

In dieser Studie wird die Vektorbosonenfusion des Higgs-Bosons in dem Zerfallskanal $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ untersucht. Da die Kinematik der Jets unabhängig von dem *Flavour* der Leptonen im Endzustand ist, werden in dieser Studie alle leptonicen Endzustände betrachtet, also der Endzustand $ee + 4\nu$, $\mu\mu + 4\nu$ und $e\mu + 4\nu$.

τ -Leptonen können aber nicht nur leptonic, sondern auch hadronisch zerfallen. Die

Zerfallsprodukte	Wahrscheinlichkeit
$e\nu_e\nu_\tau$	17,4%
$\mu\nu_\mu\nu_\tau$	17,9%
hadronisch	59,6%

Tab. 1: Zerfallskanäle mit entsprechender Wahrscheinlichkeit ein τ^\pm Lepton.[16]

Zerfallswahrscheinlichkeiten sind in Tabelle 1 gegeben. Aus den darin angegebenen Zerfallswahrscheinlichkeiten lässt sich die Wahrscheinlichkeit für einen rein leptonicen Zerfall der beiden τ -Leptonen zu ungefähr 12,5% berechnen. Damit stehen bei einer Betrachtung aller leptonicen Endzustände in etwa doppelt so viele Events zur Verfügung, wie bei einer Betrachtung des $e\mu + 4\nu$ Endzustandes.

Der Produktionsmechanismus der Vektorbosonenfusion hinterlässt im Detektor aufgrund der beiden Tagging-Jets, die sich typischerweise in unterschiedlichen Hemisphären des Detektors auffinden lassen, und aufgrund der großen Invarianten Masse des Leptonen-Systems eine klare Signatur und kann deshalb gut beobachtet werden. Die Tatsache, dass es sich bei der Vektorbosonenfusion um einen Prozess der schwachen Wechselwirkung handelt, bietet zusätzliche Möglichkeiten zwischen dem Signal und den Untergrundprozessen der starken Wechselwirkung zu unterscheiden.

3.2 Wichtige Untergrundprozesse

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit werden die Untergrundprozesse $Z \rightarrow \tau\tau$ und die Produktion eines $t\bar{t}$ Quark-Paares untersucht. Die Feynman-Diagramme dieser Prozesse sind in Abbildung 6 dargestellt. Hier zeigen die Feynman-Diagramme (a) und (b) die elektroschwache Produktion eines Z-Bosons mit zwei Jets. Abbildung (c) zeigt die Produk-

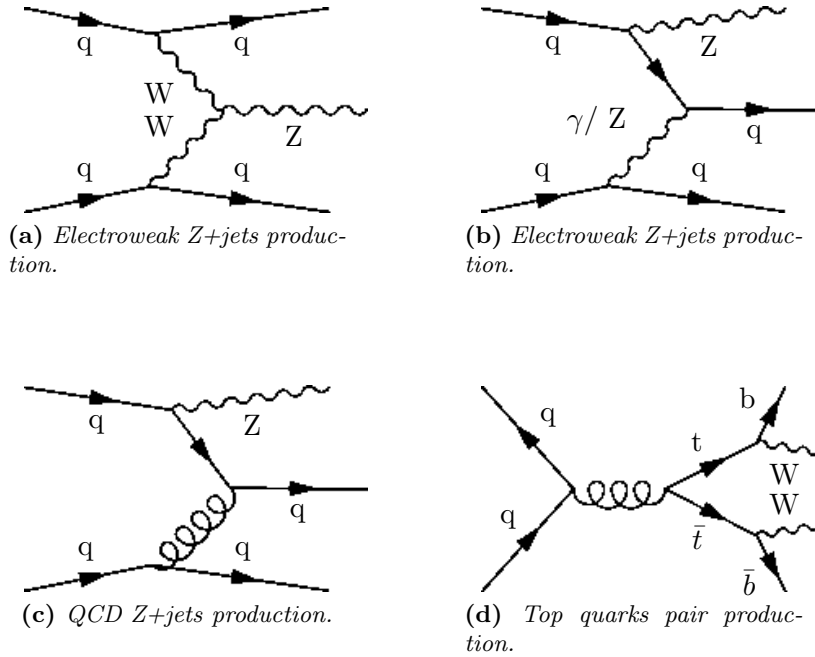


Abb. 6: Feynman-Diagramme der in diese Studie betrachteten Untergrundprozesse. Entnommen aus [10] Seite 28.

tion eines Z-Bosons und zweier Jets unter der starken Wechselwirkung. Die Produktion eines $t\bar{t}$ Quark-Paars ist in (d) gezeigt. Die $t\bar{t}$ Quark-Paar-Produktion ist ein großer Untergrund in der Vektorbosonenfusion, da das $t\bar{t}$ Quark-Paar in ein zwei W-Bosonen und zwei b-Quarks zerfallen kann. Die b-Quarks werden anschließen im Detektor als Jets nachgewiesen, während die W-Bosonen unter anderem in zwei Leptonen und 2 Neutrinos zerfallen können. Dieser Zerfall $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} + ll + \nu\nu$ hinterlässt also eine ähnliche Charakteristik, wie der in dieser Studie betrachtete Signalprozess. Der Untergrundprozess der $t\bar{t}$ -Quark-Paar-Produktion wird in dieser Studie betrachtet, da dies der größte Untergrund in der Vektorbosonenfusion ist, der vom zentralen Jet-Veto effektiv unterdrückt wird und deshalb folgerichtig in einer Optimierung des Zentralen Jet-Vetos berücksichtigt werden muss.

Das wichtigste Kriterium für die Optimierung ist in dieser Studie die Signifikanz, deren genaue Berechnung in Kapitel 7.1.1 beschrieben wird. Da in die Berechnung der Signifikanz direkt die Anzahl der erwarteten Signal- und Untergrundereignisse eingeht, führt streng genommen nur die Betrachtung aller Untergründe zu aussagekräftigen Signifikanzen. Der Untergrund in der Vektorbosonenfusion (VBF) in $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ ist aber stark durch die Prozesse $Z \rightarrow \tau\tau$ und $t\bar{t}$ und single top dominiert (Nach der Analyse [17] stammen im VBF Kanal von 34 erwarteten Untergrundereignissen 24 aus $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ und 7 aus $t\bar{t}$ +single top. Gegen diesen Untergrund erwartet man in etwa 1 Signal-Event.). Deshalb wird um aussagekräftige Signifikanzen zu erhalten auch der Untergrundprozess $Z \rightarrow \tau\tau$ betrachtet, auch wenn das Zentrale Jet-Veto keinen großen

Einfluss auf diesen Prozess hat. Die mit diesen beiden Untergründen berechneten Signifikanzen können somit als gute Näherung für die Signifikanz unter Berücksichtigung aller Untergründe betrachtet werden und ermöglichen somit eine Optimierung des Zentralen Jet-Vetos. Ein Überblick über die Wirkungsquerschnitte ist in Tabelle 2 in Kapitel 3.4 gegeben. Hier ist deutlich zu erkennen, dass mehrere Größenordnungen zwischen dem Wirkungsquerschnitt des Signal- und des Untergrundprozesses liegen.

3.3 Unterschiede zwischen $t\bar{t}$ und VBF und deren Ausnutzung - das Zentrale Jet-Veto

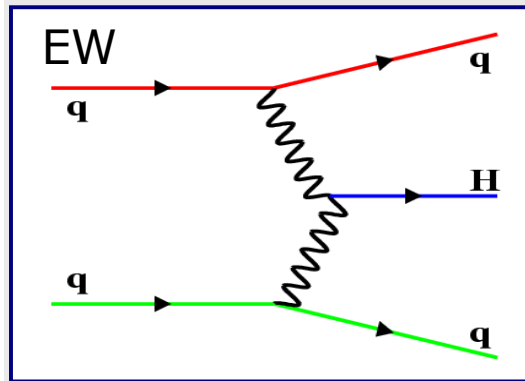


Abb. 7: Feynman-Diagramm der VBF mit eingezeichnetem Farbfuss (grün, rot). Entnommen aus [18] Folie 12

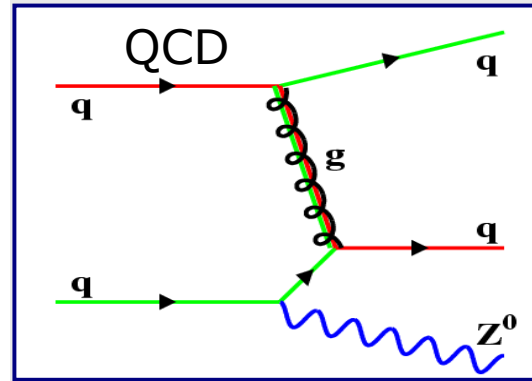


Abb. 8: QCD-Prozess mit eingezeichnetem Farbfuss (grün, rot). Entnommen aus [18] Folie 12

Das Zentrale Jet-Veto ist eine Methode zur Diskriminierung zwischen Higgs-Signal in der Vektorbosonenfusion (VBF) und QCD-Prozessen. Den dominanten QCD-Prozessen des Untergrundes stellt hierbei die $t\bar{t}$ -Quark-Paar Produktion dar, weshalb im folgenden dieser Untergrund exemplarisch diskutiert wird. Das Zentrale Jet-Veto kann aber auch zur Diskriminierung anderer QCD-Prozesse verwendet werden, wie beispielsweise für den in Abbildung 8 veranschaulichten Prozess der Produktion eines Z-Bosons mit Jets. Für diese Diskriminierung wird ausgenutzt, dass es sich bei der Vektorbosonenfusion um einen Prozess der schwachen Wechselwirkung handelt. Aufgrund dessen gibt es in der Vektorbosonenfusion keinen Farbfuss zwischen den beiden an der Streuung beteiligten Quarks, während bei den QCD-Prozessen ein Farbfuss stattfindet. Dieser Farbfuss ist den Feynman-Diagrammen in Abbildung 7 und Abbildung 8 anschaulich in rot und grün eingezeichnet.

Aufgrund dieser grundlegenden physikalischen Differenzen der beiden Prozesse kann man zwischen ihnen unterscheiden. Dazu dient das sogenannte Zentrale Jet-Veto. Erfüllen die zusätzlichen Jets (alle Jets, die nicht als *Tagging*-Jets identifiziert wurden) eines Ereignisses bestimmte vorher definierte Kriterien, wird dieses Ereignis aus der weiteren Analyse aussortiert, da es sich mit hoher Wahrscheinlichkeit um einen Untergrundprozess handelt.

3.3.1 η -Verteilung der zusätzlichen Jets

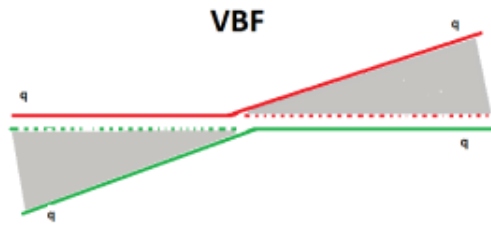


Abb. 9: Schematische Darstellung des Farbflusses bei einer VBF im Detektor

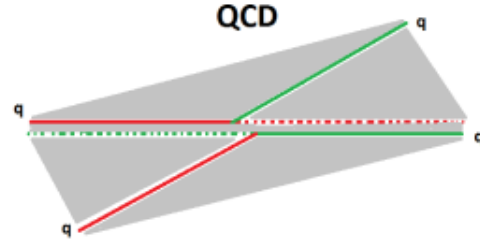


Abb. 10: Schematische Darstellung des Farbflusses bei einem QCD-Prozess im Detektor

Analog zur Elektrodynamik führt auch die Beschleunigung einer Farbladung in der QCD zu Strahlung. Die dabei abgestrahlten Partikel (Gluonen) können zu Jets im Detektor führen. Die abgestrahlten Partikel finden sich nach der QCD mit erhöhter Wahrscheinlichkeit in dem Winkelbereich zwischen der ursprünglichen und der aufgrund der Streuung neu eingenommenen Trajektorie.

Abbildung 9 zeigt die schematische Darstellung einer Vektorbosonenfusion in seitlicher Detektoransicht. Dabei symbolisieren die durchgezogenen Linien die tatsächlichen Trajektorien der Quarks, während die gestrichelten Linien die hypothetischen Trajektorien der Quarks ohne Interaktion zeigen. Der grau eingezeichnete Bereich ist der η -Bereich, in dem vorwiegend Strahlung abgegeben wird und damit auch mit erhöhter Wahrscheinlichkeit Jets produziert werden. Abbildung 10 zeigt in gleicher Darstellung einen schematischen QCD-Prozess mit Farbfluss zwischen den streuenden Jets. An dieser schematischen Darstellung der beiden Prozesse erkennt man, dass im zentralen Bereich des Detektors (betragsmäßig kleines η) die Wahrscheinlichkeit für die Produktion eines Jets bei dem QCD-Prozess höher ist, als bei der Vektorbosonenfusion. Mit der QCD kann man den differentiellen Wirkungsquerschnitt bezüglich des η -Werts des dritten Jets im jeweiligen Event ausrechnen. Diese Rechnung wird beispielsweise in [19] durchgeführt. Abbildung 11 zeigt diese Verteilung. Auf der X-Achse dieses Plots ist die η -Differenz des 3. Jets bezüglich des Mittelwerts in η der ersten beiden Jets aufgetragen. Die Y-Achse zeigt den normierten differentiellen Wirkungsquerschnitt.

3.4 Verwendete Monte-Carlo-Simulationen

In dieser Studie soll eine detaillierte Untersuchung und Optimierung des Zentralen Jet-Vetos erfolgen. Dazu ist es notwendig eine große Anzahl an simulierten Ereignissen zur Verfügung zu haben, um den Einfluss von statistischen Fehlern und Fluktuationen in der Optimierung so gering wie möglich zu halten. Um diesem Umstand Rechnung zu tragen wurde neben der Berücksichtigung aller reinen leptonenischen Endzustände (siehe Kapitel

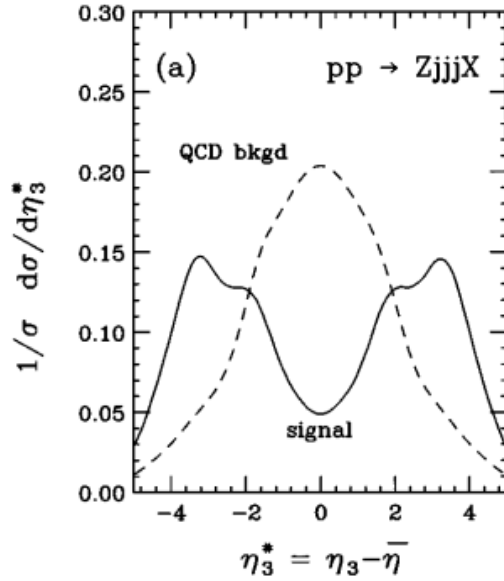


Abb. 11: η -Verteilung des 3. Jets für ein VBF-Signal und QCD-Untergrund [19]

Kanal	Generator	Wirkungsquerschnitt/ fb	Anzahl Ereignisse/1000
$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$	PowHeg [20]	8,694	550
$Z \rightarrow \tau\tau + 0$ Partonen	AlpGenJimmy [21]	835500	10613
$Z \rightarrow \tau\tau + 1$ Partonen	AlpGenJimmy	168700	3334
$Z \rightarrow \tau\tau + 2$ Partonen	AlpGenJimmy	50450	1004
$Z \rightarrow \tau\tau + 3$ Partonen	AlpGenJimmy	14060	509
$Z \rightarrow \tau\tau + 4$ Partonen	AlpGenJimmy	3488	145
$Z \rightarrow \tau\tau + 5$ Partonen	AlpGenJimmy	962,5	45
$t\bar{t}$	Mc@NLO [22]	89000	11477

Tab. 2: In dieser Studie verwendete Monte-Carlo-Simulationen

3.1) auch alle verfügbaren Monte-Carlo-Simulationen der Vektorbosonenfusion im Zerfallskanal $H \rightarrow \tau\tau$ ungeachtet ihrer Masse verwendet. Diese Monte-Carlo-Simulationen mit den unterschiedlichen Massen (11 verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen mit simulierten Higgs-Massen zwischen $100 GeV$ und $150 GeV$) wurden als eine Simulation mit einer Masse von $125 GeV$ mit dem Wirkungsquerschnitt des Higgs-Bosons mit einer Masse von $125 GeV$ behandelt. Tabelle 2 fasst die wesentlichen Informationen über die verwendeten Monte-Carlo-Simulationen zusammen.

4 ATLAS-Experiment am LHC

Der ATLAS-Detektor ist einer der vier großen Detektoren am LHC [23] (Large Hadron Collider) am CERN.

4.1 CERN

Das CERN, das europäische Labor für Teilchenphysik, hat seinen Sitz an der Grenze zwischen der Schweiz und Frankreich nahe Genf. Der Name CERN setzt sich aus den Anfangsbuchstaben von “Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire” zusammen. Diesen Namen trug zunächst nur die Kommission, die mit der Planung eines europäischen Teilchenforschungszentrums beauftragt wurde, später entschied man diesen Namen auch für das Forschungszentrum selbst zu verwenden. Gegründet wurde das CERN 1954 von 12 europäischen Staaten und wird heute von 20 europäischen Staaten finanziert. Am CERN wird ein breites Spektrum an Grundlagenforschung in der Teilchenphysik betrieben. Das derzeit größte und aufwendigste Experiment ist der LHC. [24]

4.2 LHC

Der LHC ist mit einem Radius von $26,7\text{ km}$ und einer Schwerpunktenergie der kollidierenden Protonen von derzeit 8 TeV der größte und leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger weltweit. Im LHC zirkulieren zwei Strahlen von Hadronen in entgegengesetzter Umlaufrichtung, verwendet werden je nach den experimentellen Zielsetzungen Protonen oder Bleikerne. Konzipiert wurde der LHC für Proton-Proton-Kollisionen im Takt von 25 ns bei einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 14\text{ TeV}$ und einer instatanten Luminosität von $L = 10^{34}\text{ cm}^2\text{s}^{-1}$. Damit ist die derzeitige Leistung des LHC mit der oben genannten Schwerpunktenergie und den alle 50 ns zur Kollision gebrachten Protonen noch nicht an der Grenze seiner Leistungsfähigkeit angelangt. Dennoch konnten im bisherigen Betrieb Ereignisse mit einer integrierten Luminosität von etwa 10 fb^{-1} aufgezeichnet werden. Sowohl der komplette ringförmige Beschleuniger als auch die an den vier Kreuzungspunkten der Strahlen untergebrachten Detektoren befinden sich rund 100 m unter der Erde.

Diese vier Detektoren sind neben ATLAS[25] CMS [26], ALICE [27] und LHCb [28]. Das ATLAS-Experiment deckt wie das CMS-Experiment ein breites Spektrum an wissenschaftlichen Fragestellungen ab.

4.3 ATLAS

Nicht nur das weite Spektrum an physikalischen Fragestellungen, die am ATLAS-Experiment untersucht werden sollen, sondern auch die extremen Bedingungen im Betrieb stellen hohe Anforderungen an den Detektor. Es muss gewährleistet werden, dass die unterschiedlichsten entstehenden Teilchen mit einer hohen Effizienz richtig detektiert werden und ihre Spuren, Impulse und Energien im Detektor mit hinreichend hoher Präzision vermessen werden. Dabei ergeben sich vor allem durch die große Anzahl der entstehenden Teilchen, die hohe Frequenz der Kollisionen und die daraus resultierende hohe

Strahlenbelastung große technische Herausforderungen an den Detektor. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über den ATLAS-Detektor gegeben werden, für detailliertere Informationen sei auf Quelle [25] verwiesen, aus der alle in diesem Abschnitt verwendeten Informationen über den ATLAS-Detektor stammen.

4.3.1 Koordinatensystem des ATLAS-Detektors

Für eine einfache Beschreibung des Detektors und vor allem für eine sinnvolle Definition der Messgrößen in den darauffolgenden Kapiteln ist es zunächst notwendig sich ein Koordinatensystem für die Beschreibung des Detektors zu definieren. Es ist üblich den Ursprung des rechtshändigen Koordinatensystems an dem Punkt der Wechselwirkung der Hadronen zu setzen. Von diesem Punkt aus definiert man die positive X-Achse entlang der Verbindungslinie des Wechselwirkungspunkts mit dem Kreismittelpunkt des LHC und die Y-Achse senkrecht nach oben. Die Z-Achse wird durch die Stahlrichtung des Hadronenstrahls definiert. Dabei wird die positive Richtung der Z-Achse so gewählt, dass die drei Achsen ein rechtshändiges Koordinatensystem bilden.

Aufgrund der Rotationssymmetrie wählt man als Koordinaten Kugelkoordinaten. Dabei bezeichnen ϕ den Azimutwinkel um die Stahlachse, während θ den von der Z-Achse aus gemessen Polarwinkel bezeichnet. Allerdings ist es üblich anstelle des Polarwinkels die Pseudorapidität η als Maß für den Polarwinkel zu verwenden.

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (1)$$

4.3.2 Aufbau des ATLAS-Detektors

Abbildung 12 zeigt eine Skizze des etwa 44 m langen und etwa 25 m hohen zylinderförmigen ATLAS-Detektors. Der Detektor lässt sich in drei funktionale Bereiche unterteilen. Diese sind von innen nach außen: Der innere Spurdetektor, die Kalorimeter und das Myonen-System.

Der innere Spurdetektor bildet mit einem Zylinder von 6,2 m Länge und einem Durchmesser von 2,1 m den kleinsten funktionalen Bereich des ATLAS-Detektors. Mit dem inneren Spurdetektor werden die Spuren der geladenen Teilchen vermessen. Eine präzise Information über die Trajektorie des Teilchens ist von großer Bedeutung, um die Teilchen dem richtigen Vertex und damit dem richtigen Ereignis zuzuordnen.

Um aus den Spuren neben den Informationen über die genaue Trajektorie zusätzlich Informationen über den Impuls des Teilchens zu erhalten, befindet sich der innere Spurdetektor vollständig in einer supraleitenden Spule, die ein Magnetfeld von etwa 2 T erzeugt. Dieses Magnetfeld ist nötig um die Trajektorie der geladenen Teilchen zu krümmen um dann aus der Krümmung der Spur des Teilchens im Detektor den Impuls des Teilchens berechnen zu können.

Für den Nachweis der Spuren werden zum einen in Strahlnähe Pixel-Detektoren und Silizium-Streifen-Detektoren verwendet und zum anderen im Außenbereich des inneren Spurdetektors Übergangsstrahlungs-Detektoren.

Die mittlere funktionale Einheit des ATLAS-Detektors bilden die Kalorimeter. Die Kalorimeter des ATLAS-Detektors bestehen sowohl aus elektromagnetischen, als auch aus

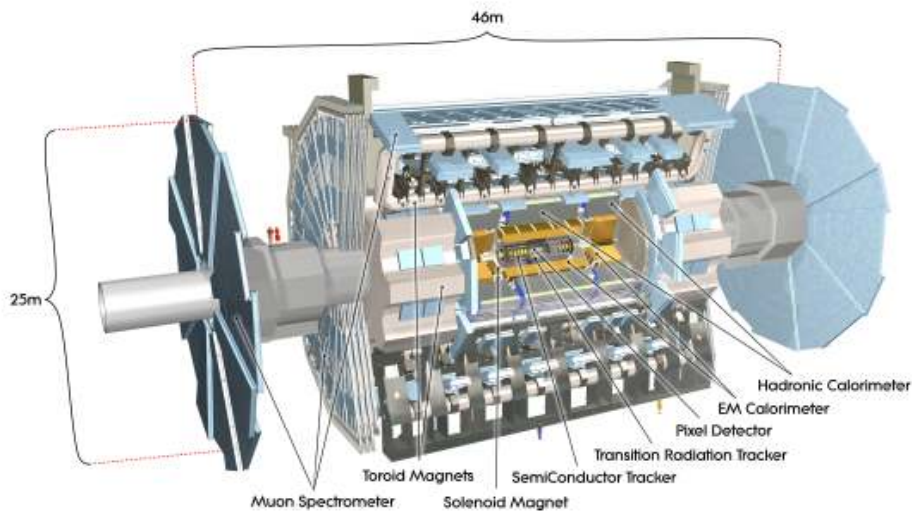


Abb. 12: Skizze des ATLAS-Detektors entnommen aus [25] Seite 4

hadronischen Kalorimetern. Diese liefern vor allem Informationen über die Energie, aber auch über die Trajektorie der Teilchen. Die Informationen über die Trajektorie aus dem Kalorimeter sind bei weitem nicht so präzise wie die Informationen aus dem inneren Spurdetektor, aber dennoch von Bedeutung, da hier auch die ungeladenen Teilchen, wie beispielsweise Photonen, vermessen werden können, über die es keine Informationen aus dem inneren Spurdetektor gibt. Prinzipiell liefert das elektromagnetische Kalorimeter Informationen über alle Teilchen, die elektromagnetisch wechselwirken können. Da aber die Energiedeposition invers proportional zur Masse der Teilchen ist, durchdringen die schweren Myonen die Kalorimeter nahezu ohne mit diesen in Wechselwirkung zu treten. Aufgrund dessen besteht der dritte und äußerste funktionale Teil des Detektors aus dem Myonensystem. Wie der Name schon verrät, ist das Myonensystem vollständig auf das Vermessen der Energien, Impulse und Trajektorien der Myonen ausgelegt. Zur besseren Vermessung der Trajektorien der Myonen sind in dem Myonensystem drei große supraleitende Toroid-Magnete integriert, deren Magnetfeld so ausgerichtet ist, dass es möglichst orthogonal zu den Trajektorien der Myonen steht.

Die oben beschriebenen Teile des Detektors dienen zur Vermessung der physikalischen Eigenschaften der den Detektor durchdringenden Teilchen. Für einen erfolgreichen Betrieb des ATLAS-Detektors sind aber noch weitere Systeme notwendig, wie beispielsweise das Triggersystem, das eine intelligente Selektion der aufgezeichneten Ereignisse ermöglicht. Diese Selektion der Ereignisse ist zwingend notwendig, da die hohe Frequenz (20 MHz) der Proton-Proton-Kollisionen in Kombination mit der großen pro Ereignis aufgezeichneten Datenmenge ($1,3\text{ MB}$) ein Auslesen und Speichern der Daten aller Kollisionen unmöglich machen. In der ersten Stufe des dreistufigen Triggersystems wird

nur ein Bruchteil der im ATLAS-Detektor erfassten Daten genutzt. Hierbei werden vor allem Informationen über physikalisch interessante und signifikante Objekte genutzt, wie beispielsweise Elektronen, Myonen oder Jets mit einem hohen transversalen Impuls oder einen großen fehlenden transversalen Impuls. In weiteren Stufen des Triggersystems werden sukzessive mehr Informationen des Detektors genutzt und somit die Datenflut auf etwa 200 aufgezeichnete Ereignisse pro Sekunde reduziert. Ein Überblick über das Auflösungsvermögen und die η -Abdeckung der einzelnen funktionalen Bereiche ist in Abbildung 13 gegeben.

Detector component	Required resolution	η coverage	
		Measurement	Trigger
Tracking	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$	± 2.5	
EM calorimetry	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
Hadronic calorimetry (jets)	barrel and end-cap	± 3.2	± 3.2
	forward	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
Muon spectrometer	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ at $p_T = 1$ TeV	± 2.7	± 2.4

Abb. 13: Übersicht des Auflösungsvermögens und des Abdeckungsbereichs des ATLAS-Detektors in η . Entnommen aus [25] Seite 5

4.4 Pile-up

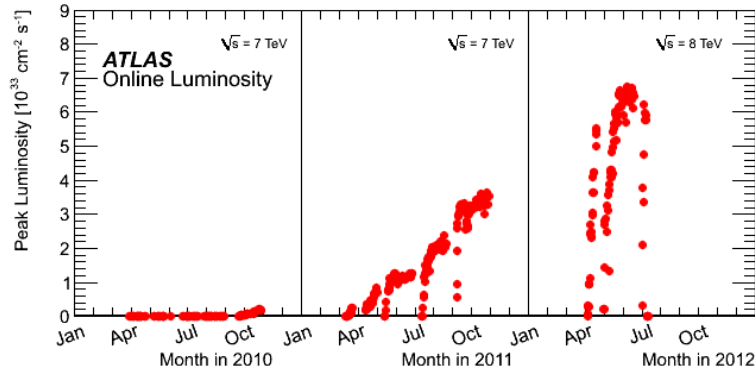


Abb. 14: Online Luminosität seit der Wiederinbetriebnahme des LHC 2010 [29]

Es wird große Sorgfalt darauf verwendet jedes detektierte physikalische Objekt einem Vertex zuzuordnen. Diese Zuordnung ist von großer Bedeutung, da für eine Diskriminierung des Signals von dem Untergrund eine exakte Kenntnis aller produzierten Teilchen und ihrer physikalischer Eigenschaften notwendig ist. Gleichzeitig ist man bemüht die instatane Luminosität zu maximieren, um in gleicher Zeit eine höhere integrierte Luminosität zu erlangen und damit mehr physikalisch interessante Ereignisse detektieren zu

können.

Die Zuordnung der Teilchen zu einem Vertex wird mit zunehmender Anzahl an zeitgleich stattfindenden Kollisionen immer schwieriger, sodass schließlich falsche Zuordnungen nicht mehr auszuschließen sind. Zusätzlich kann es aufgrund der hohen Frequenz der Proton-Proton-Kollisionen in Verbindung mit der endlichen Auslesegeschwindigkeit der Kalorimeter dazu kommen, dass auch eine zeitlich falsche Zuordnung der Signale des Kalorimeters erfolgen kann. Physikalische Objekte, die einem falschen Ereignis zugeordnet werden, bezeichnet man als *Pile-up*. Mit zunehmendem Leistungsvermögen des LHC wird *Pile-up* zu einem immer größeren Problem, da die Wahrscheinlichkeit für eine falsche Zuordnung stark mit der Luminosität korreliert ist.

Abbildung 14 zeigt die *online* Luminosität seit der Wiederinbetriebnahme des LHC 2010. Deutlich ist der Anstieg der instantanen (*online*) Luminosität zu erkennen. Dieser Anstieg der instantanen Luminosität wurde vor allem durch eine deutlich erhöhte Anzahl der Proton-Proton-Kollisionen pro Durchdringung zweier Photonenpakete (*Bunchcrossing*) erreicht.

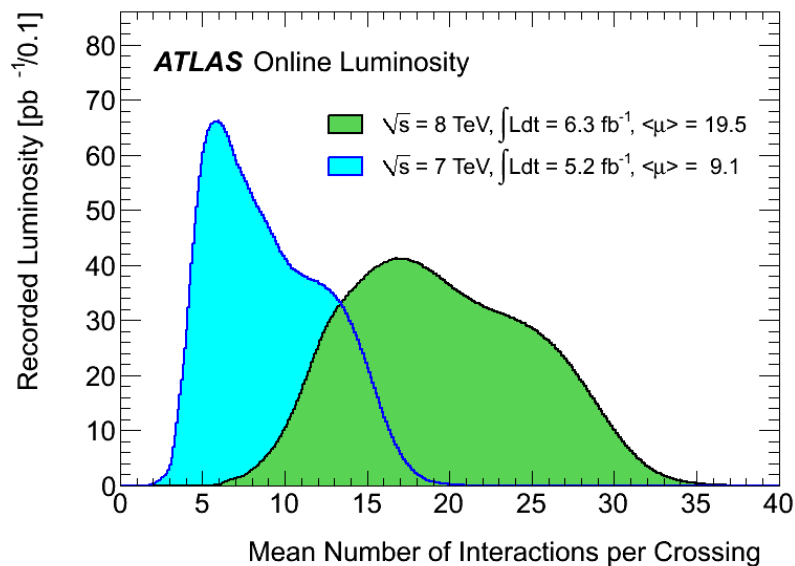


Abb. 15: Vergleich der mittleren Anzahl der Interaktionen pro *Bunchcrossing* zwischen 2011 und 2012 [30]

Abbildung 15 zeigt die deutlich erhöhte Anzahl der Proton-Proton-Kollisionen pro *Bunchcrossing* in den 2012 aufgenommenen Daten im Vergleich zu den 2011 aufgenommenen Daten.

Dem daraus resultierenden starken Anstieg an *Pile-up* muss in der Analyse Rechnung getragen werden, da viele verwendete Größen sehr sensitiv auf *Pile-up* reagieren, wie beispielsweise das ZJV. Zusätzliche *Pile-up*-Jets im zentralen Bereich des Detektors können dazu führen, dass das Ereignis aufgrund der *Pile-up*-Jets verworfen wird, obwohl es ei-

gentlich die Selektion unbeschadet überstehen müsste [10].

4.4.1 Pile-up Jet-Paare

Da die meisten *Pile-up*-Jets aus niederenergetischen QCD-Prozessen stammen, erwartet man, dass ein charakteristisches *Pile-up*-Jet-Ereignis aus zwei Jets besteht, da die Produktion von mehr als zwei Jets unterdrückt ist. Diese Jets weisen aufgrund der Energie- und Impulserhaltung einen in guter Näherung gleichen transversalen Impuls auf. Die Projektionen ihre Trajektorien auf die zum Strahl senkrechte Ebene verlaufen in entgegengesetzter Richtung, was zu einer Differenz im Azimutalwinkel ϕ der beiden Jets von etwa π führt. Ein Ziel dieser Arbeit ist es die *Pile-up*-Jet-Paare anhand dieser Eigenschaften zu identifizieren und das ZJV so anzupassen, dass die Empfindlichkeit auf *Pile-up* reduziert wird. Zwar erkennt man in Abbildung 15, dass in den 2011 gewonnenen Daten mit deutlich weniger *Pile-up* zu rechnen ist, als in den 2012 aufgezeichneten Daten, aber dennoch müsste man erste Effekte des *Pile-ups* erkennen und untersuchen können [10].

5 Ereignisrekonstruktion

Ein wichtiger Schritt in der Analyse der Daten ist die Rekonstruktion der Physikobjekte aus den vom Detektor aufgezeichneten Daten. In diesem Abschnitt wird ein kurzer Überblick über die Rekonstruktion der Elektronen und Myonen gegeben. Ausführlicher wird auf die Eigenschaften und die Rekonstruktion der Jets eingegangen, da die Jets für diese Studie sehr wichtig sind.

5.1 Jets

Als Jet bezeichnet man einen gebündelten hadronischen Schauer im Detektor, der aufgrund der Hadronisierung der farbgeladener Teilchen entsteht.

5.1.1 Rekonstruktion der Jets

Das Ziel der Rekonstruktion der Jets ist aus den Viererimpulsen des hadronischen Schauers den Viererimpuls der ursprünglichen Quarks zu errechnen. In dieser Studie wurde der sogenannte AntiKt-Algorithmus [31] verwendet, der die Jets sequenziell aus den Energiedepositionen in den Kalorimeter rekonstruiert. Bevor aus den im Kalorimeter identifizierten Schauern die Jets rekonstruiert werden können, müssen zunächst die Schauer aus den Signalen der einzelnen Zellen des Kalorimeters rekonstruiert werden. Dazu wird ein Algorithmus angewendet, der diese Signale zu sogenannten topologischen *Clustern* [32] zusammenfasst. Dabei werden zunächst alle Zellen des Kalorimeters, die ein Signal aufweisen, das um 4 Standardabweichungen über dem Rausch-Niveau liegt als Startpunkte für die *Cluster* genutzt. Zu den Startpunkten des *Clusters* werden dann alle benachbarten Zellen hinzugefügt, die ein Signal aufweisen, das um mehr als 2 Standardabweichungen über den Rausch-Niveau liegt. Von diesen Zellen werden wiederum alle benachbarten Zellen hinzugefügt, die ein Signal aufweisen, ungeachtet von dessen Stärke verglichen mit dem Rausch-Niveau. Anschließend werden die *Cluster*, die sich noch überlappen können, aufgeteilt.

Bei dem $\text{Anti}k_t$ Algorithmus werden nun diese *Cluster* nach folgender sequenzieller Vorgehensweise zu Jets zusammengefasst: Zunächst werden die Kontrollgrößen d_{ij} und d_{iB} zwischen rekonstruierten *Clustern* mit einem reellen Parameter R definiert.

$$d_{ij} = \min(p_{Ti}^{-2}, p_{Tj}^{-2}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (2)$$

$$d_{iB} = p_{Ti}^{-2} \quad (3)$$

mit

$$\Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (4)$$

und selektiert nun sukzessive die Jets nach folgendem iterativen Verfahren

1. Berechne für alle *Cluster* i und j aus der Menge der rekonstruierten *Cluster* d_{ij} und d_{iB}

2. Suche aus der Menge der d_{ij} und d_{iB} das kleinste Element.
3. Ist das Minimum ein d_{ij} , kombiniere die Viererimpulse der *Cluster* i und j zu einem neuen *Cluster*, füge diesen *Cluster* an Stelle von i und j zur Menge der *Cluster* hinzu und beginne von neuem mit Schritt 1.
4. Ist das Minimum d_{iB} , erkläre i zu einem Jet und entferne i aus der Menge der *Cluster* und beginne erneut mit Schritt 1.
5. Beende das Verfahren, wenn die Menge der *Cluster* leer ist.

Die Anzahl und Eigenschaften der rekonstruierten Jets sind damit abhängig von der Wahl von R . Bei dem in dieser Bachelorarbeit benutzten AntiKt4TopoEM-Algorithmus wird $R = 0,4$ gesetzt. Die so rekonstruierten Jets beinhalten aber noch uninteressante Jets mit einem geringen transversalen Impuls und andere physikalische Objekte, wie beispielsweise Elektronen, die aufgrund ihres Schauers im elektromagnetischen Kalorimeter auch von dem AntiKt-Algorithmus als Jet identifiziert werden. Diese müssen natürlich noch aus der Liste der identifizierten Jets entfernt werden. Die genaue Vorgehensweise dieser sogenannten Überlapp-Entfernung ist in Kapitel 5.4 beschrieben.

5.1.2 Tagging-Jets

In der Vektorbosonenfusion werden die beiden streuenden Quarks aus den Protonen im Detektor als hochenergetische und stark in η getrennte Jets sichtbar. Diese beiden Jets sind charakteristisch für die Vektorbosonenfusion und werden als *Tagging*-Jets bezeichnet. In den Daten werden sie als die beiden Jets mit der höchsten transversalen Energie und einer η -Differenz von $\Delta\eta > 3$ identifiziert.

5.1.3 Jet-Vertex Fraction

Die Jet-Vertex Fraction (JVF) ist eine reelle Zahl zwischen -1 und 1 , die anschaulich gesehen ein Maß dafür ist, wie hoch die Wahrscheinlichkeit dafür ist, dass ein bestimmter Jet zum Primärvertex gehört [33]. Damit ist die JVF eine wichtige Größe für die Identifikation von *Pile-up*-Jets. Im Allgemeinen gilt: Je höher die JVF eines Jets ist, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit, dass dieser Jet *Pile-up* ist. Zur Berechnung werden die transversalen Impulse p_T der vorher zu einem Jet zugeordneten Spuren benutzt. Die JVF berechnet sich nach folgender Formel:

$$JVF(\text{Jet}_j) = \frac{\sum p_T \text{ von Spuren die auf Primärvertex Zeigen}}{\sum p_T \text{ alle Spuren}} \quad (5)$$

Da p_T eine positiv definierte Größe ist liefert dies eine reelle Zahl zwischen 0 und 1 . Da aber nur im Zentralbereich des Detektors ($|\eta| < 2,5$) die Spuren vermessen werden können, kann auch nur für Jets im Zentralbereich eine JVF berechnet werden. Für alle Jets außerhalb des Zentralbereichs und alle Jets, von denen keine Spur einem Vertex zugeordnet werden kann, wird $JVF = -1$ gesetzt.

5.2 Elektronen

Die Rekonstruktion der Elektronen erfolgt in zwei Schritten.[34] [35] Zunächst erfolgt die eigentliche Rekonstruktion aus den Messdaten des Detektors, dann folgt als zweiter Schritt eine Identifikation der Elektronen. Die Algorithmen der Rekonstruktion sind auf eine hohe Effizienz ausgelegt, um möglichst viele Elektronen zu erkennen, dabei werden aber auch andere Physikobjekte als Elektronenkandidaten akzeptiert. Das Ziel der Identifikation ist es, dass es sich bei den identifizierten Elektronen mit hoher Sicherheit auch um Elektronen handelt. Dabei werden aber auch zwangsläufig echte Elektronen aussortiert. Man ist also gezwungen einen Kompromiss zwischen Reinheit und Effizienz einzugehen. Da für verschiedene Analysen verschiedene Anforderungen an die Identifizierung der Elektronen gestellt werden, erfolgt die Identifizierung der Elektronen in drei Kategorien.

Diese Kategorien sind *loose*, *medium* und *tight*. Wobei in der *loose*-Kategorie die Kriterien, die an einen Elektronenkandidaten gestellt werden, die lockersten der drei Kategorien sind. Dementsprechend ist die Effizienz hier am höchsten, aber es werden auch am meisten andere Physikobjekte als Elektronen identifiziert. Entsprechend besitzt die *tight*-Kategorie die strengsten Kriterien und bietet damit eine hohe Reinheit der identifizierten Elektronen, allerdings bei einer geringeren Effizienz. Für genauere Informationen dazu sei auf [34] und [35] verwiesen. Für diese Studie werden *tight++* Elektronen mit für die Basisselektion gesenkten Mindestanforderung an den transversalen Impuls von 10 GeV verwendet. Diese Senkung der p_T -Schwelle in der Basisselektion wurde vorgenommen um die Anzahl der Ereignisse nach der Basisselektion zu erhöhen. Zusätzlich wird von den Elektronen $|\eta| < 2,47$ gefordert.

5.3 Myonen

Für die Myonen stehen nur Informationen aus dem Myonen-System und dem inneren Detektor zu Verfügung, da die Myonen nur in sehr geringem Umfang mit den Kalorimetern wechselwirken. Aus den hier gewonnenen Spurpunkten kann der transversale Impuls und durch die bekannte Myonen-Masse die Energie vermessen werden. Im Rahmen der Basisselektion wird von Myonen gefordert, dass ihr transversaler Impuls mindestens 6 GeV beträgt und $|\eta| < 2,4$. Für die Details der Myonen-Rekonstruktion sei auf [36] verwiesen.

5.4 Überlapp-Entfernung

Da die oben beschriebenen Algorithmen unabhängig voneinander Physikobjekte identifizieren, kann es vorkommen, dass detektierte Objekte als unterschiedliche Physikobjekte interpretiert werden. Es kann beispielsweise passieren, dass ein Elektron von dem Jet-Algorithmus als Jet erkannt wird. Die damit verbundene falsche Identifikation und doppelte Zählung gilt es zu verhindern. Physikobjekte werden nach folgendem Schema iterativ entfernt, wenn sie sich in einem Abstand von ΔR von einem anderen Physikobjekt befinden.

- Ein Elektron wird entfernt, wenn es sich in einem Abstand $\Delta R < 0,2$ zu einem Myon befindet.
- Ein Jet wird entfernt, wenn er sich im Abstand von $\Delta R < 0,2$ zu einem Myon befindet.
- Ein Jet wird entfernt, wenn er sich im Abstand von $\Delta R < 0,2$ zu einem Elektron befindet.

5.5 Fehlende transversale Energie

In dieser Studie wird der *MET Ref Final* [37] Algorithmus zur Bestimmung der fehlenden transversalen Energie verwendet.

6 Basisselektion

Um die Optimierung vor dem Einfluss von statistischen Fluktuationen und Fehlern zu schützen, ist es notwendig eine möglichst große Anzahl an simulierten Ereignissen für die Optimierung zu nutzen. Eine größere Anzahl an simulierten Ereignissen erhöht aber den Rechen- und damit den Zeitaufwand, der für die Optimierung nötig ist. Das Zentrale Jet-Veto wird in der Analyse zur Higgs-Suche in dem in dieser Studie betrachteten Zerfallskanal als einer der letzten Schnitte angewendet, es sind zu diesem Zeitpunkt also schon sehr viele Ereignisse aussortiert. Da aber nicht alle Schnitte der Analyse unabhängig voneinander sind, können die einzelnen Schritte nicht unabhängig voneinander betrachtet werden. Es wäre also weder aufgrund der Abhängigkeit der einzelnen Schnitte sinnvoll, noch aufgrund des hohen Rechenaufwands möglich die Optimierung für alle simulierten Ereignisse durchzuführen. Deshalb wird zunächst eine Basisselektion durchgeführt, die die Anzahl der Ereignisse, die in der Optimierung prozessiert werden müssen, deutlich senkt, gleichzeitig aber ermöglicht alle Informationen, die für die Optimierung des ZJV nötig sind, aus allen simulierten Ereignissen zu nutzen.

Bei einer solchen Basisselektion muss aber auch darauf geachtet werden, dass nicht schon zu viele Ereignisse aussortiert werden, um zu vermeiden, dass für die Optimierung wiederum zu wenig Ereignisse zur Verfügung stehen und somit die Optimierung von statistischen Fluktuationen oder im Extremfall von einzelnen Ereignissen stark beeinflusst wird.

Schnitt	$VBFH$	$t\bar{t}$	$Z\tau\tau$
beforeCuts	44.580 ± 0.060	320750 ± 110	$(5001.500 \pm 1.300) \times 10^3$
trigger	26.400 ± 0.050	171088 ± 79	462240 ± 390
looseDiLepton	11.220 ± 0.030	47127 ± 41	63060 ± 140
GRL	11.220 ± 0.030	47127 ± 41	63060 ± 140
primVtx	11.220 ± 0.030	47127 ± 41	63060 ± 140
LarHoleVeto	11.100 ± 0.030	45767 ± 41	62650 ± 140
jetCleaning	11.080 ± 0.030	45712 ± 41	62590 ± 140
larError	11.080 ± 0.030	45712 ± 41	62590 ± 140
twoLeptons	6.010 ± 0.020	11797 ± 21	27740 ± 96
triggerMatching	5.890 ± 0.020	11649 ± 20	26705 ± 94
dilepton	5.870 ± 0.020	11581 ± 20	26601 ± 94
oneTagJet	4.930 ± 0.020	10730 ± 20	3367 ± 27
twoTagJets	3.580 ± 0.020	9557 ± 19	1499 ± 18
etaJetJet	2.470 ± 0.010	818.400 ± 5.400	169.200 ± 5.900
mJetJet	2.120 ± 0.010	522.800 ± 4.400	75.400 ± 3.800

Tab. 3: Basisselektion für die betrachteten Signal- und Untergrundprozesse für eine integrierte Luminosität von $4,661 \text{ fb}^{-1}$

Die hier verwendete Basisselektion ist in Tabelle 3 für eine Luminosität von $4,661 \text{ fb}^{-1}$

gezeigt. Hier ist gut zu erkennen, dass zwar durch die Schnitten der Basisselektion das Signal- zu Untergrundverhältnis, das vor allen schnitten in der Größenordnung 1 zu 1000000 lag, deutlich reduziert wird, aber dennoch nach der Basisselektion auf 2 erwartete Signalereignisse ungefähr 600 Untergrundereignisse erwartet werden. Dabei wurden bis auf zwei Ausnahmen alle wichtigen Schnitte verwendet, die in der Analyse vor dem Zentralen Jet-Veto angewendet werden. Die Beiden Ausnahmen sind die Schnitte auf die fehlende Transversale Energie und den und die Invariante Masse des Leptonen-Systems. Diese Schnitte wurden hier nicht berücksichtigt, da diese den Untergrund stark reduzieren und damit eine Optimierung aus den oben genannten Gründen erschweren. Hinter den recht kryptischen Namen der Schnitte verbirgt sich folgendes:

- **beforeCuts:** Gibt die Anzahl an erwarteten Ereignissen vor allen Schnitten an.
- **trigger:** Simulation des *Triggers*. Alle Ereignisse, die den simulierten *Trigger* nicht auslösen, werden ausselektiert.
- **looseDiLepton:** Es werden mindestens zwei Leptonen gefordert.
- **GRL:** Ereignis muss in Good-Run-List enthalten sein, hat keine Auswirkung auf MC.
- **primVtx:** Es wird gefordert, dass mindestens 3 Spuren auf den Primär-Vertex zeigen.
- **LarHoleVeto:** Ein Ereignis, das in einer bestimmten Zeitperiode aufgenommen wurde, darf keine Teilchen aus dem fehlerhaften Bereich des LAr-Kalorimeters enthalten.
- **jetCleaning:** Es werden Qualitätskriterien an Jets gestellt, wie beispielsweise ein transversaler Impuls von $20 GeV$.
- **larError:** Es wird gefordert, dass das LAr-Kalorimeter während der Aufzeichnung eines Ereignisses voll funktionstüchtig war.
- **twoLeptons:** Es werden genau zwei Elektronen oder genau zwei Myonen oder genau ein Elektron und ein Myon gefordert.
- **triggerMatching:** Es wird gefordert, dass die Leptonen aus dem twoLeptons-Schnitt den *Trigger* ausgelöst haben.
- **dilepton:** Die Summe der Ladungen der Leptonen muss 0 sein.
- **oneTagJet:** Es wird gefordert, dass im Ereignis mindesten 1 Jet vorhanden ist und dass der Jet mit dem größten transversalen Impuls $p_T > 40 GeV$ aufweisen kann.
- **twoTagJets:** Es werden mindesten zwei Jets im Ereignis gefordert und ein transversale Impuls des Jets mit dem zweitgrößten transversalen Impuls von $p_T > 25 GeV$.

- **etaJetJet:** Die η -Differenz der Jets mit dem höchsten und zweithöchsten transversalen Impuls muss betragsmäßig mindestens 3 sein.
- **mJetJet:** Die invariante Masse der Jets mit dem höchsten und zweithöchsten transversalen Impuls muss mindestens 350 GeV sein.

Alle Ereignisse, die diese Basisselektion bestehen, werden für die Optimierung des Zentralen Jet-Vetos genutzt. Die Fehler auf die erwarteten Ereignisse des Signals erscheinen zunächst sehr klein, können aber damit erklärt werden, dass hier aufgrund der Nutzung aller simulierten Ereignisse ungeachtet der simulierten Higgs-Masse 550000 (siehe dazu Kapitel 3.4) eine sehr gute Statistik zur Verfügung stand.

6.1 Kollineare Masse

Die Sensitivität in der Higgs-Suche ist stark abhängig von der Güte der Massenrekonstruktion des Higgs-Bosons, da die Masse als finale Diskriminante verwendet wird. Deshalb ist es wichtig, eine zuverlässige Methode zu finden, die die Masse des Higgs-Bosons in dem beobachteten Zerfallskanal bestimmt. Auf die in dieser Studie durchgeführte Untersuchung des ZJV hat eine Massenrekonstruktion zwar keinen direkten Einfluss, aber da die Signifikanz in einem Histogramm der kollinearen Masse binweise berechnet wird und damit doch indirekt in die Optimierung des ZJV einfließt, soll hier eine kurze Erklärung der kollinearen Masse gegeben werden.

In dem hier betrachteten Zerfallskanal $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ können nicht alle Zerfallsprodukte im Detektor nachgewiesen werden, da die Neutrinos keine Spuren im Detektor hinterlassen [10]. Somit kann die Masse des Higgs-Bosons nicht direkt aus den Zerfallsprodukten errechnet werden. Unter folgenden Annahmen ist es aber dennoch möglich die Masse des Higgs-Bosons zu rekonstruieren:

1. Die Impulse der Zerfallsprodukte sind parallel zum Impuls des ursprünglichen τ -Leptons. Diese Annahme ist in guter Näherung erfüllt, da die τ -Leptonen aus dem Higgs-Zerfall aufgrund der kleinen Masse der τ -Leptonen gegenüber Masse des Higgs-Bosons einen starken *Boost* erhalten. Die hier vorgenommene Näherung wird auch als kollineare Näherung bezeichnet.
2. Die gemessene fehlende transversale Energie wird nur durch die Neutrinos verursacht.
3. Die Ruhemassen der beim Higgs-Zerfall entstehenden Leptonen können vernachlässigt werden. Da die Energien der Leptonen groß gegenüber ihren Ruhemassen sind, ist diese Annahme gerechtfertigt.

Aufgrund der Annahme 1 wird die so konstruierte Masse auch kollineare Masse genannt. Abbildung 2 skizziert die vorliegende Verteilung der Impulse unter der Annahme der Kollinearität. Mit der Definition von x_1 und x_2 als den Bruchteil des Impulses der

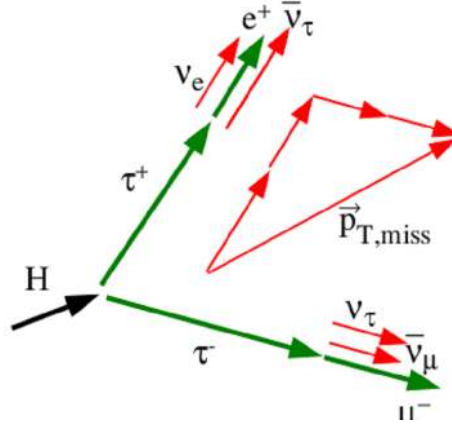


Abb. 16: Skizze zur Verteilung der transversalen Impulse in dem Zerfall $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ unter der kollinearen Näherung. Entnommen aus [10] S.42

τ -Leptonen, die die Leptonen lep_1 und lep_2 tragen,

$$x_1 = \frac{E_{lep1}}{E_{tau1}} \quad (6)$$

$$x_2 = \frac{E_{lep2}}{E_{tau2}} \quad (7)$$

kann man die Impulserhaltung in transversaler Ebene folgendermaßen schreiben:

$$\vec{p}_{T,\tau_1} + \vec{p}_{T,\tau_2} = \frac{\vec{p}_{T,lep1}}{x_1} + \frac{\vec{p}_{T,lep2}}{x_2} = \vec{p}_{T,lep1} + p_{T,lep2} + \vec{E}_{t,miss} \quad (8)$$

Da diese Gleichung vektoriell in der zum Strahl transversalen Ebene gilt, gilt sie natürlich auch in x - und y -Richtung. Damit gibt es zwei unabhängige Gleichungen für die zwei gesuchten Variablen x_1 und x_2 , nach denen aufgelöst werden kann. x_1 und x_2 können somit vollständig durch Messgrößen ausgedrückt werden.

$$x_1 = \frac{p_{x,lep1}p_{y,lep2} - p_{y,lep1}p_{x,lep2}}{p_{x,lep1}p_{y,lep2} - p_{y,lep1}p_{x,lep2} + p_{y,lep2}E_{x,miss} - p_{x,lep2}E_{y,miss}} \quad (9)$$

$$x_2 = \frac{p_{x,lep1}p_{y,lep2} - p_{y,lep1}p_{x,lep2}}{p_{x,lep1}p_{y,lep2} - p_{y,lep1}p_{x,lep2} + p_{x,lep1}E_{y,miss} - p_{y,lep1}E_{x,miss}} \quad (10)$$

Mit den so errechneten x_1 und x_2 kann nun unter Vernachlässigung der Ruhmassen die invariante Masse $M_{\tau\tau}$ des $\tau\tau$ -Systems berechnet werden.

$$M_{\tau\tau} = \frac{M_{lep1lep2}}{\sqrt{x_1x_2}} \quad (11)$$

Hierbei muss aber beachtet werden, dass die aus den Messwerten berechneten x_1 und x_2 aufgrund der endlichen Messgenauigkeit nicht zwangsläufig die zuvor in Gleichung 6 und 7 definierten physikalisch sinnvolle Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Es muss entsprechend überprüft werden, ob x_1 und x_2 physikalisch sinnvolle Werte haben. Diese Methode zur Berechnung der Higgs-Masse wurde zum ersten Mal in [38] vorgestellt. Auch in dieser Analyse stellt die kollineare Masse die finale Diskriminante dar. Abbildung 17 zeigt das Histogramm der kollinearen Masse nach der Basisselektion.

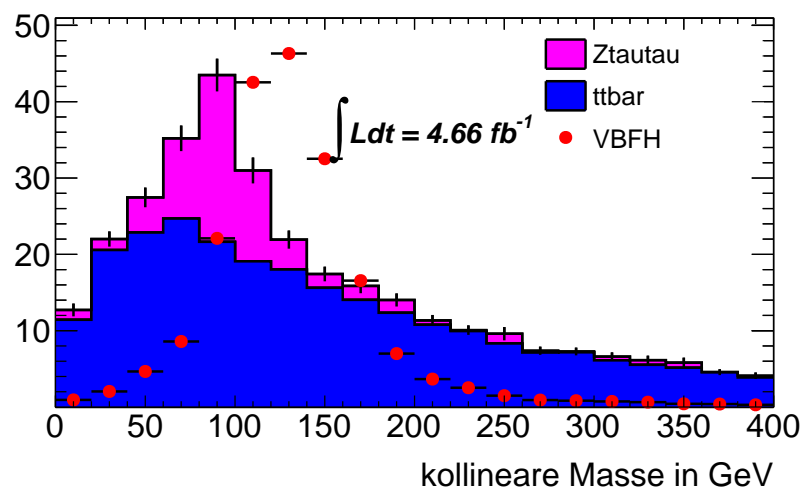


Abb. 17: Verteilung der kollinearen Masse nach der Basisselektion (VBFH 100 fach verstärkt)

7 Optimierung des Zentralen Jet Vetos

7.1 Parameter für die Auswahl der Schnitte

Für die Auswahl einer finalen Schnittkombination werden Parameter benötigt, die es ermöglichen Aussagen über die Güte der Schnittkombination zu machen. Die in dieser Studie betrachteten Parameter sind die Signifikanz, die Effizienz und als Vergleichswert das alte Zentrale Jet-Veto.

7.1.1 Signifikanz

Die Signifikanz ist ein Maß für das Entdeckungspotential eines neuen Phänomens wie für die Beobachtung des Higgs-Bosons. In der Higgs-Suche stehen sich grundsätzlich zwei Hypothesen gegenüber: Die eine setzt voraus, dass die gemessenen Daten aus Signal und Untergrund bestehen, und die Gegenhypothese geht davon aus, dass die gemessenen Daten nur durch eine Fluktuation des Untergrundes erzeugt werden. Um nun ein Ergebnis beurteilen zu können, errechnet man die Wahrscheinlichkeitsdichte für die Signal-und-Untergrund Hypothese und die Gegenhypothese in Abhängigkeit einer Teststatistik, beispielsweise der erwarteten Anzahl an Ereignissen. Damit kann man die Wahrscheinlichkeit berechnen, dass die Anzahl an erwarteten Ereignissen, die dem Median der Wahrscheinlichkeitsdichte der Signal-und-Untergrund Hypothese entspricht nur durch eine Fluktuation des Untergrundes erzeugt wird, was der Wahrscheinlichkeit für der Gegenhypothese entspricht. Nun berechnet man die Anzahl an Standardabweichungen einer Standard-Gaußverteilung, der dieser Wahrscheinlichkeit entspricht. Diese Anzahl an Standardabweichungen bezeichnet man als Signifikanz. Eine erwartete Anzahl an Ereignissen ist folgerichtig umso aussagekräftiger, je höher die Signifikanz ist. Für die Optimierung des ZJV wurde in dieser Studie die Signifikanz nach Asimov [39] binweise in dem Histogramm der kollinearen Masse berechnet.

Binweise Berechnung der Signifikanz

Die binweise Berechnung der Signifikanz hat den Vorteil, dass nicht nur die reine Anzahl an erwarteten Ereignissen verwendet wird, sondern auch die Information aus der Verteilung von Untergrund und Signal im Histogramm der kollinearen Masse ausgenutzt wird. Das Higgs-Signal zeigt in dem Histogramm der kollinearen Masse einen deutlich schmalen Peak als die Untergrundprozesse. Im Bereich dieses schmalen Peaks ist das Verhältnis von Signal zu Untergrund im Vergleich zum Mittel über alle Bins stark erhöht, was zu einer Erhöhung der Signifikanz führt. Deshalb wird in dieser Studie die Signifikanz nicht aus der gesamten Anzahl an erwarteten Signal- und Untergrundereignisse errechnet, sondern aus dem Binninhalt eines mit der kollinearen Masse gefüllten Histogramms. Dabei wurde in jedem Bin aus der Anzahl der erwarteten Signal- und Untergrundereignisse eine Signifikanz für diesen Bin errechnet. Die Signifikanzen s_i der i Bins wurden

anschließend zu der gesamten Signifikanz S quadratisch aufaddiert.

$$S = \sqrt{\sum_i s_i^2} \quad (12)$$

Damit errechnet sich die Unsicherheit auf die gesamte Signifikanz σ_S aus den Unsicherheiten auf die Signifikanz der Bins σ_{s_i} folgendermaßen:

$$\sigma_S = \frac{\sqrt{\sum_i s_i^2 \sigma_{s_i}^2}}{S} \quad (13)$$

Allerdings muss hier auch erwähnt werden, dass die binweise Berechnung der Signifikanz anfällig auf statistische Fluktuationen ist, da bereits eine starke Fluktuation in einem Bin zu einer starken Fluktuation in der Signifikanz oder der Unsicherheit der Signifikanz führen kann. Um diese Einflüsse so gering wie möglich zu halten wurde das *Binning* in dem Histogramm auf 20 GeV gesetzt.

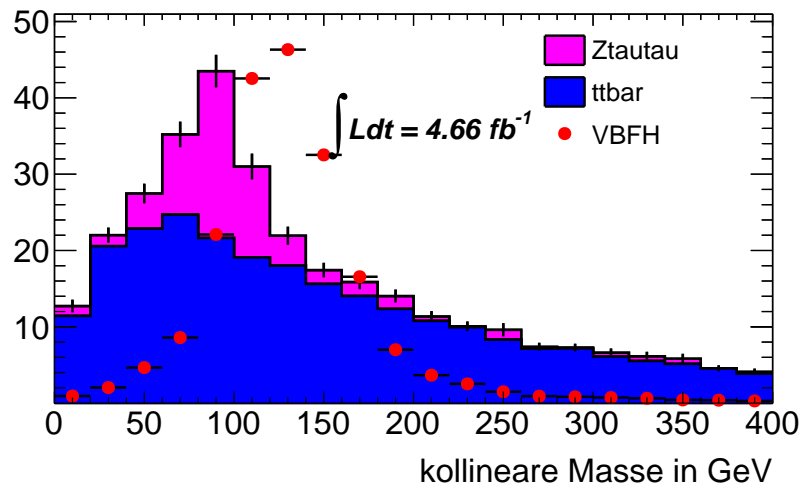


Abb. 18: Verteilung der kollinearen Masse nach der Basisselektion (VBFH 100-fach verstärkt)

Abbildung 18 zeigt die Verteilung der kollinearen Masse nach Basisselektion. Die Größe der Bins in diesem Histogramm entspricht der Größe der Bins für die Berechnung der Signifikanz. Es ist gut zu erkennen, dass selbst unter Verwendung der Monte-Carlo-Simulationen aller Massen in der Vektorbosonenfusion die Verteilung des Signals schmäler ist als die des Untergrundes.

Asimov-Signifikanz

Eine gute Näherung für die Signifikanz bei bekannter Anzahl an Untergrundereignissen b und Signalereignissen s für einen großen Bereich von s und b ist durch die Asimov-

Signifikanz S gegeben:

$$S = \sqrt{2 \left((s + b) \ln \left(1 + \frac{s}{b} \right) - s \right)} \quad (14)$$

Mit gauß'scher Fehlerfortpflanzung errechnet sich die Unsicherheit σ_S auf S zu:

$$\sigma_S = \frac{\sqrt{(\ln(1+\frac{s}{b}) * \sigma_s)^2 + ((\ln(1+\frac{s}{b}) - \frac{s}{b}) * \sigma_b)^2}}{S} \quad (15)$$

Für die Herleitung von S sei auf die Quelle dieses Abschnitts [39] verwiesen.

7.1.2 Effizienzen ϵ

Die Effizienz ϵ (Nachweiswahrscheinlichkeit) ist eine wichtige Größe zur Beurteilung der Güte eines Schnittes auf eine Variable. Sind vor einem Schnitt N Ereignisse vorhanden und nach dem Schnitt K dieser Ereignisse übrig, so ist ϵ definiert als

$$\epsilon = \frac{K}{N} \quad (16)$$

Damit ist ϵ eine reelle Zahl zwischen 0 und 1, die angibt, wie effektiv der betrachtete Schnitt ist. Sinnvoll ist es einen Schnitt so zu wählen, dass die Effizienz auf den Signalprozess so groß wie möglich ist, während die Effizienz des Untergrundprozesses so gering wie möglich sein sollte.

Der Fehler auf die Effizienzen wird hier nicht als ein gauß'scher Fehler behandelt, da angenommen wird, dass K binomialverteilt ist. Dementsprechend wird der Fehler als ein Fehler einer Binomial-Verteilung errechnet. Damit ergibt sich für den Fehler

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N}} \quad (17)$$

7.1.3 Altes Zentrales Jet-Veto

In der bisherigen Analyse wird bereits ein Zentrales Jet-Veto angewendet. (Die hier verwendete Nomenklatur "altes Zentrales Jet-Veto" für das Zentrale Jets-Veto, das in der standardmäßig in der Analyse verwendet wird, soll keinerlei Wertung implizieren, viel mehr stellt das Wort "alt" hier eine kompakte und prägnante Schreibweise dar). Für die Optimierung stellt diesen einen wichtigen Vergleichswert dar und muss deshalb mit berücksichtigt werden. Dieses alte Zentrale Jet-Veto sortiert alle Ereignisse aus, bei denen einer der zusätzlichen Jets alle der folgenden Kriterien erfüllt:

1. $|JVF| > 0.75$
2. $P_t > 25 \text{ GeV}$
3. der Jet befindet sich in η zwischen den beiden Tagging-Jets
4. der Jet befindet sich im Zentralbereich des Detektors $|\eta| < 2,4$

	VBFH	ttbar	Ztautau
Vor Selektion	44.580 ± 0.060	320750 ± 110	$(5001.500 \pm 1.300) \times 10^3$
Basisselektion	2.120 ± 0.010	522.800 ± 4.400	75.400 ± 3.800
$x_1 > 0; x_2 > 0$	1.950 ± 0.010	255.400 ± 3.000	64.900 ± 3.500
altes ZJV	1.840 ± 0.010	109.500 ± 1.900	45.700 ± 3.100

Tab. 4: Anzahl erwartete Ereignisse der betrachteten Signal- und Untergrundprozesse das alte Zentrale Jet-Veto, angewendet nach der Basisselektion für eine integrierte Luminosität von $4,66 \text{ fb}^{-1}$

Die Kriterien 3 und 4 dienen dazu einen zentralen Jet zu identifizieren, da aber das Zentrale-Jet Veto nicht durch *Pile-up*-Jets (siehe Kapitel 4.4) ausgelöst werden soll wird in Kriterium 1 und 2 Bedingungen an die zusätzlichen Jet gestellt, die von *Pile-up*-Jets nur mit geringer Wahrscheinlichkeit erfüllt werden.

Die erwartete Anzahl an Events für das alte Zentrale Jet-Veto nach der Basisselektion ist in Tabelle 4 gezeigt.

7.2 Variablen in der Optimierung des Zentralen Jet-Vetos

In diesem Abschnitt soll eine kurze Beschreibung der für die Optimierung des ZJV verwendeten Variablen gegeben werden.

7.2.1 Interaktionen pro Bunchcrossing

Die Variable Interaktionen pro *Bunchcrossing* ist in Monte-Carlo-Simulationen für jedes Ereignis bekannt. Wie bereits in Kapitel 4.4 beschrieben, ist die Anzahl an Überlagerten Ereignissen pro *Bunchcrossing* stark mit der Größe des *Pile-up* korreliert. Also können anhand der Variablen Interaktionen pro *Bunchcrossing* die Ereignisse in Gruppen mit unterschiedlicher Überlagerung und damit unterschiedlichem *Pile-up*-Einfluss unterteilt werden.

Abbildung 19 zeigt die Verteilung der Interaktionen pro *Bunchcrossing*. Es ist zu erkennen, dass der Verlauf für das Signal und den $t\bar{t}$ Untergrund sehr ähnlich ist. Dies sollte so sein, da es sich theoretisch um eine prozessunabhängige Variable handelt. Für diese Studie wurden nun drei Gruppen gebildet. Eine Gruppe mit wenig Überlagerung und damit einem geringen *Pile-up* Einfluss (Anzahl Interaktionen je *Bunchcrossing* < 8), eine mit mittlerer Überlagerung und einem mittleren *Pile-up* Einfluss ($8 \leq$ Anzahl Interaktionen je *Bunchcrossing* < 12) und eine mit hoher Überlagerung und entsprechend einem starken *Pile-up* Einfluss (Anzahl Interaktionen je *Bunchcrossing* ≥ 12). Anhand dieser Gruppen wird in der Studie der qualitative Einfluss des *Pile-up* untersucht.

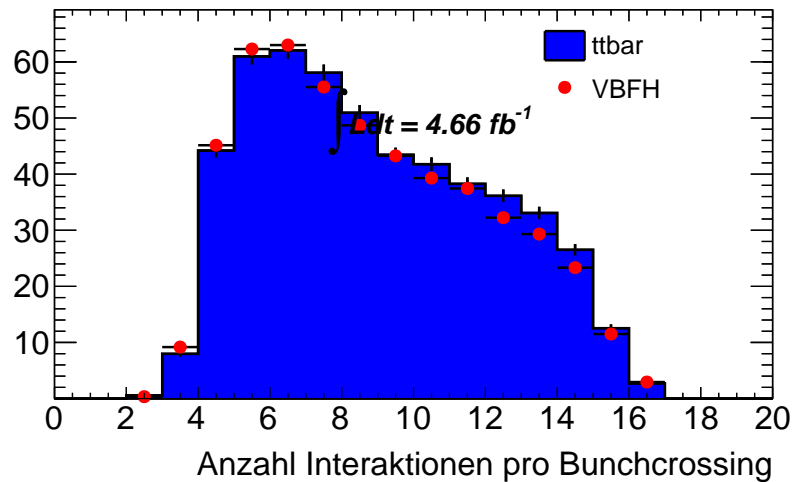


Abb. 19: Verteilung der Interaktionen pro *Bunchcrossing* in allen Ereignissen nach der Basisselektion. Das VBFH-Signal ist 240-fach verstärkt eingezeichnet.

7.2.2 Transversalimpuls p_T

Diese Messgröße ist aufgrund der nahezu 4π Abdeckung des Raumwinkels durch die Kalorimeter um den Kollisionspunkt der Protonen für alle detektierten Jets bekannt. Zusätzlich ist die Kinematik der Jets beeinflusst durch den Prozess ihrer Erzeugung. Aufgrund dessen ist der transversale Impuls p_T in der Optimierung des Zentralen Jet-Vetos eine wichtige Diskriminante.

7.2.3 $\Delta\eta_{min}$

Eines der wesentlichen Kriterien für das Zentrale Jet-Veto ist die Position der zusätzlichen Jets im η Raum bezüglich der *Tagging*-Jets. Im alten Zentralen Jet-Veto wurde hier nur unterschieden, ob der zusätzliche Jet in η zwischen den *Tagging*-Jets liegt oder nicht. Die Einführung der Variablen $\Delta\eta_{min}$ erlaubt eine zusätzliche Quantifizierung der Lage des zusätzlichen Jets. Betragsmäßig ist $\Delta\eta_{min}$ der Abstand in η eines zusätzlichen

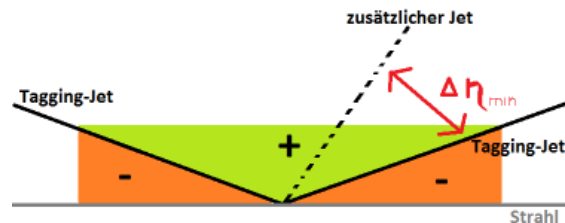


Abb. 20: Skizze zur Veranschaulichung der Variable $\Delta\eta_{min}$

Jets zu dem nächsten *Tagging*-Jet. Das Vorzeichen wird so gewählt, dass $\Delta\eta_{min}$ positiv ist, wenn sich der zusätzliche Jet zwischen den *Tagging*-Jets befindet und negativ, wenn er sich außerhalb befindet. Abbildung 20 zeigt anschaulich die Definition von $\Delta\eta_{min}$. Mit schwarzen durchgezogenen Linien sind die beiden *Tagging*-Jets, schwarz gestrichelt ist ein zusätzlicher Jet und die Stahlachse ist grau eingezeichnet. In orange (-) und grün (+) sind die η -Bereiche der Vorzeichen von $\Delta\eta_{min}$ veranschaulicht.

7.2.4 min- p_T -Balance

Diese Variable wurde eingeführt, um mögliche *Pile-up* Jet-Paare zu identifizieren. Wie bereits in Kapitel 4.4.1 erklärt, erwartet man bei *Pile-up* Jet-Paaren einen ausgeglichenen transversalen Impuls. Diese Balance der transversalen Impulse der beiden Jets wird durch die Variable min- p_T -Balance quantifiziert. Dazu wird zunächst die p_T -Balance aller Paare zusätzlicher Jets ausgerechnet. Als zusätzliche Jets sind alle Jets eines Ereignisses bezeichnet, die nicht als *Tagging*-Jets identifiziert wurden. Die Indizes i und j laufen hierbei über alle zusätzlichen Jets.

$$p_T\text{-Balance}_{ij} = \frac{|p_{Ti} - p_{Tj}|}{p_{Ti} + p_{Tj}} \quad (18)$$

Man teilt die Differenz der transversalen Impulse durch die Summe der transversalen Impulse der beiden Jets, um $p_T\text{-Balance}_{ij}$ unabhängig von der Energieskala der Jets einen Wert zwischen 0 und 1 zuordnen zu können. Auf diese Weise kann jedem Jet-Paar ij mit $i \neq j$ eine $p_T\text{-Balance}_{ij}$ zugeordnet werden. Als Entscheidungskriterium, ob der Jet i zu einem Jet-Paar gehört, interessiert aber nur die $p_T\text{-Balance}$ des Jet-Paares ij , bei dem $p_T\text{-Balance}$ minimal wird. Deshalb ordnet man dem Jet i als min- p_T -Balance das Minimum der $p_T\text{-Balance}_{ij}$ zu:

$$\text{min-}p_T\text{-Balance}_i = \min(\{p_T\text{-Balance}_{ij} | i \neq j\}) \quad (19)$$

Somit kann allen Jets aus Ereignissen mit mindestens zwei zusätzlichen Jets mit min- p_T -Balance eine Zahl zwischen 0 und 1 zugeordnet werden, die ein Maß dafür ist, ob es einen weiteren Jet im Ereignis gibt, der mit diesem Jet eine gute Balance im transversalen Impuls aufweist.

7.2.5 maximale ϕ -Differenz max- $\Delta\phi$

Neben dem gut balancierten transversalen Impuls ist zu erwarten, dass *Pile-up* Jet-Paare eine ϕ -Differenz $\Delta\phi$ von etwa π aufweisen. Da physikalisch gesehen ein $\Delta\phi$ zweier Jets von beispielsweise $\frac{\phi}{4}$ und $\frac{3\phi}{4}$ identisch sind, wird die $\Delta\phi$ auf das Intervall $[0, \pi]$ abgebildet. Analog zu der Berechnung von min- p_T -Balance berechnet man zunächst $\Delta\phi$ aller Paare zusätzlicher Jets.

$$\Delta\phi_{ij} = |\phi_i - \phi_j| \quad (20)$$

Auch hier interessiert für den Jet i nur das $\Delta\phi_{ij}$ zu dem Jet j , für den $\Delta\phi_{ij}$ das maximale, also nächste zu π , aller anderen zusätzlichen Jets ist. Also sucht man zu jedem Jet die maximale ϕ -Differenz max- $\Delta\phi$ aller Paare zusätzlicher Jets.

$$\text{max-}\Delta\phi = \max(\{\Delta\phi_{ij}\}) \quad (21)$$

7.2.6 Bemerkungen zu $\max_{\Delta\phi}$ und \min_{p_T} -Balance

Da in dieser Studie des ZJV nur Ereignisse mit maximal zwei zusätzlichen Jets untersucht werden, ist an sich eine Einführung von $\max_{\Delta\phi}$ und \min_{p_T} -Balance unnötig, da es maximal ein zusätzliches Jet-Paar im Ereignis gibt. Diese Variablen wurden trotzdem eingeführt, um die Untersuchung ZJV problemlos auch auf Ereignisse mit mehr als zwei zusätzlichen Jets fortführen zu können, da somit alle Variablendefinitionen schon im *Code* implementiert sind. Dabei sollte aber beachtet werden, dass nach dem oben beschriebenen Verfahren sich $\max_{\Delta\phi}$ und \min_{p_T} -Balance hier nicht unbedingt auf dasselbe Jet-Paar beziehen müssen. Hier empfiehlt sich dann die Einführung einer Variablen, die zunächst aus den Informationen über die Balance des transversalen Impulses und der ϕ -Differenz für jedes Jet-Paar berechnet wird. Später kann dann mittels dieser Variablen für jeden Jet i das Jet-Paar ij gefunden werden, dass sich am ehesten wie *Pile-up* Jet-Paar verhält. Eine naheliegende Wahl einer solchen Variablen wäre beispielsweise PF_i , wobei die Indices i und j wieder über alle zusätzlichen Jets läuft

$$PF_i = \min \left(\left\{ \frac{1}{2} \left(a * p_{T_Balance_{ij}} + b * \frac{\pi - \Delta\phi_{ij}}{\pi} \right) \mid i \neq j \right\} \right) \quad (22)$$

und die Koeffizienten a und b optimiert werden müssten. Die Einführung der Koeffizienten ist notwendig, da eine gleiche Gewichtung von $\max_{\Delta\phi}$ und \min_{p_T} -Balance nicht zwangsläufig zu einer optimalen Identifizierung von *Pile-up* Jet-Paaren führt.

In der im Rahmen dieser Bachelorarbeit vorgestellten Studie wurde auf die Einführung einer solchen Variable verzichtet, da dies für die Optimierung der Ereignisse mit maximal zwei zusätzlichen Jets nicht notwendig ist und die volle Information über $\max_{\Delta\phi}$ und \min_{p_T} -Balance genutzt werden kann.

7.3 Aufteilung in Kategorien

Die $t\bar{t}$ -Quark-Paar-Produktion unterscheidet sich nicht nur in der Verteilung der zusätzlich produzierten Jets stark von der VBF, sondern auch in der Anzahl der Jets pro Ereignis.

In Abbildung 21 ist die Verteilung der Anzahl an Jets der Ereignisse dargestellt. Um das Higgs-Signal in dieser Darstellung sichtbar zu machen, wurde es um den Faktor 140 verstärkt eingezeichnet. Deutlich ist ein qualitativer Unterschied in den Verteilungen zu erkennen. Während in der Vektorbosonenfusion des Higgs-Bosons die Anzahl an erwarteten Ereignissen mit zunehmender Anzahl an Jets stetig abnimmt, erreicht sie bei der $t\bar{t}$ -Produktion erst bei drei Jets ihr breites Maximum.

Der Einfluss des *Pile-Ups* auf die Anzahl der Jets in den Ereignissen lässt sich in Abbildung 22 für den Untergrund der $t\bar{t}$ -Paar-Produktion und Abbildung 23 für den Signalprozess beobachten. In beiden Abbildungen ist die auf 1 normierte Verteilung der Anzahl der Jets im Ereignis eingezeichnet. Dabei würden für die Verteilung in Grün alle Ereignisse mit wenig überlagerten Ereignissen (wenig Einfluss des *Pile-ups*), in Orange alle Ereignisse mit einer mittleren Anzahl an überlagerten Ereignissen und in Rot alle Ereignisse mit einer hohen Anzahl an überlagerten Ereignissen (starker Einfluss des *Pile-Ups*) verwendet. Anhand dieser Abbildungen ist zu erkennen, dass es unter dem

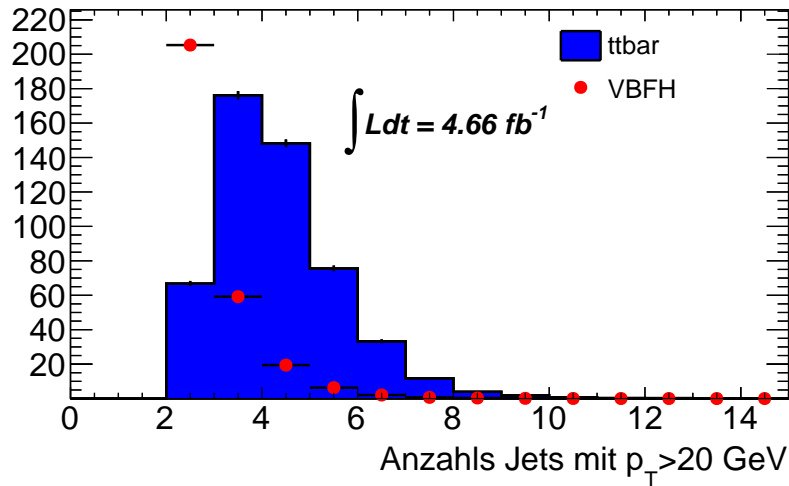


Abb. 21: Vergleich der Anzahl der Jets mit $p_T > 20 \text{ GeV}$ zwischen $t\bar{t}$ und dem 140-fach verstärkt eingezeichneten $H \rightarrow \tau\tau$ (VBFH)

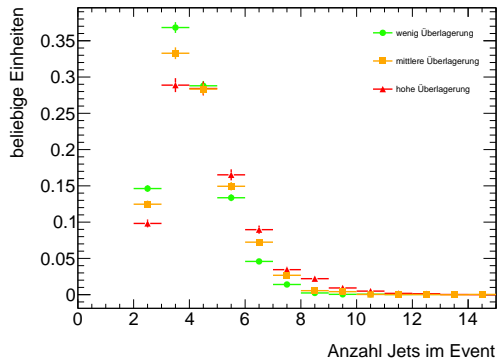


Abb. 22: Auf 1 Normierte Verteilung der Anzahl an Jets im Ereignis für den $t\bar{t}$ Untergrund

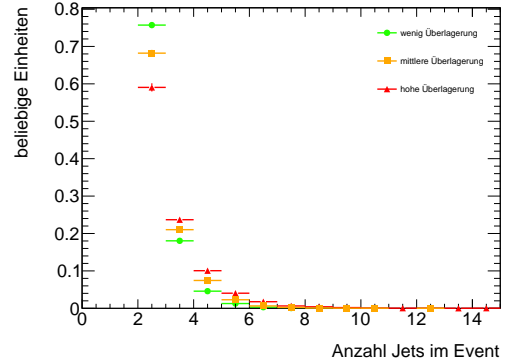


Abb. 23: Auf 1 Normierte Verteilung der Anzahl an Jets im Ereignis für das $H \rightarrow \tau\tau$ Signal

Einfluss von *Pile-Up* weniger Ereignisse mit wenigen Jets und dafür mehr Ereignisse mit einer höheren Anzahl an Jets gibt. Unter dem Einfluss von *Pile-up* steigt als im Mittel die Anzahl an Jets pro Ereignis.

Aufgrund der geringen Wahrscheinlichkeit für die Produktion eines Higgs-Bosons mit drei oder mehr zusätzlichen Jets (5 oder mehr Jets im Ereignis) in der Vektorbosonenfusion ist es nicht sinnvoll solche Ereignisse zu betrachten, da hier zum einen das Signal-Untergrund-Verhältnis sehr klein und zum anderen die Anzahl an simulierten Ereignissen sehr gering ist. Da die Anwendung eines Zentralen Jet-Vetos nur sinnvoll auf Ereignisse mit mindestens einem zusätzlichen Jet angewendet werden kann, werden

die Endzustände ohne zusätzlichen Jet ebenfalls nicht betrachtet. Folgerichtig werden in dieser Studie nur die Endzustände mit mindesten einem und maximal zwei zusätzlichen Jets berücksichtigt.

Um eine möglichst gute Optimierung zu gewährleisten, werden alle diese Ereignisse in verschiedene Kategorien unterteilt und anschließend separat optimiert. Zunächst ist es sinnvoll die Ereignisse nach der Anzahl der Jets zu trennen, da beispielsweise die Kriterien zur Identifikation von *Pile-up* Jet-Paaren nur auf Ereignisse mit mindestens zwei zusätzlichen Jets angewendet werden können. Die Topologie des Detektors liefert ein weiteres Kriterium zur Unterteilung. Nur im Zentralbereich stehen Informationen über die Spuren der Teilchen zur Verfügung und ermöglichen die JVF zu berechnen (siehe Kapitel 5.1.3). Um dies zu berücksichtigen, werden die Ereignisse mit genau einem zusätzlichen Jet nach dem η -Werts des zusätzlichen Jets in zwei Kategorien unterteilt. Bei den Ereignissen mit zwei zusätzlichen Jets ist die Unterteilung nicht mehr kanonisch. Hier wurde eine Kategorie aus den Ereignissen gebildet, bei denen beide Jets zentral sind, und eine Kategorie aus allen anderen. Damit erfolgt die Optimierung in folgenden 4 Kategorien:

- **Kategorie 1:** Genau ein zusätzlicher Jet, der sich im Zentralbereich des Detektors ($|\eta| < 2,4$) befindet
- **Kategorie 2:** Genau ein zusätzlicher Jet, der sich im Außenbereich des Detektors ($2,4 < |\eta| < 4,8$) befindet
- **Kategorie 3:** Genau zwei zusätzliche Jets, beide Jets im Zentralbereich des Detektors ($|\eta| < 2,4$)
- **Kategorie 4:** Genau zwei zusätzliche Jets, alle Ereignisse, die nicht unter Kategorie 3 fallen

Tabelle 5 zeigt die Anzahl der erwarteten Ereignisse in den 4 Kategorien für eine integrierte Luminosität von $4,66 fb^{-1}$.

	VBFH	$t\bar{t}$	$Z \rightarrow \tau\tau$
kein zusätzlicher Jet	$1,37 \pm 0,01$	32 ± 2	20 ± 2
Kategorie 1	$0,280 \pm 0,005$	$75,6 \pm 1,6$	$16,6 \pm 1,7$
Kategorie 2	$0,112 \pm 0,003$	$9,5 \pm 0,6$	$5,7 \pm 1,1$
Kategorie 3	$0,070 \pm 0,002$	$53,9 \pm 1,4$	$9,3 \pm 1,3$
Kategorie 4	$0,058 \pm 0,002$	$19,4 \pm 0,8$	$4,6 \pm 0,9$

Tab. 5: Anzahl der erwarteten Ereignisse in den einzelnen Kategorien für eine Integrierte Luminosität von $4,66 fb^{-1}$ nach der Basisselektion

Die Optimierung der einzelnen Kategorien erfolgte nach demselben Muster. Zunächst wird die Verteilung der interessanten Variablen betrachtet, um daraus Schlüsse über einen möglichen Bereich der Optimierung zu ziehen. Anschließend wird der interessante Bereich des Variablenraum in einem Raster abgefahren und für jede mögliche Schnittkombination die Signifikanz berechnet. Aus diesen Kombinationen an Schnitten wird

dann ein Schnitt mit einer möglichst hohen Signifikanz, bei gleichzeitiger kleinen Unsicherheit auf die Signifikanz und einer hohen Effizienz für das Signal ausgewählt. Die Unsicherheit der Signifikanz muss berücksichtigt werden, um zu wissen, wie vertrauenswürdig die errechnete Signifikanz ist. Auf die Effizienz des Signals muss geachtet werden, da in diesem Zerfallskanal die Anzahl der erwarteten Signale-Ereignisse sehr gering ist und bestmöglich ausgenutzt werden muss. Für die Auswahl der finalen Schnittkombination gibt es daher keine kanonische Wahl oder Vorgehensweise, vielmehr muss die entsprechende Schnitt-Kombination unter Abwägung der oben genannten Kriterien vernünftig ausgewählt werden.

Da die Vorgehensweise der Optimierung sich in den einzelnen Kategorien nicht grundlegend unterscheidet, wird die Optimierung der Kategorie 1 ausführlich diskutiert. Die Diskussion der Optimierung in anderen Kriterien erfolgt deutlich kürzer. Hier werden nur die wesentlichen Zwischenergebnisse gegeben.

7.4 Optimierung der Kategorie 1

In dieser Kategorie wird das Zentrale Jet-Veto für alle Ereignisse in Kategorie 1 betrachtet und optimiert. Nach Definition sind dies alle Ereignisse mit einem zusätzlichen Jet für den $|\eta| < 2,4$ gilt.

7.4.1 Verteilungen

Zunächst werden die Verteilungen der $\Delta\eta_{min}$ und p_T betrachtet und der Einfluss des *Pile-ups* auf diese Variablen mittels der JVF und der Anzahl an überlagerten Ereignissen untersucht.

Verteilung von $\Delta\eta_{min}$

In der Verteilung von $\Delta\eta_{min}$, die in Abbildung 24 für alle Ereignisse der Kategorie 1 gezeigt ist, lässt sich bereits eine gewisse Trennkraft der Variable erkennen.

Allerdings unterliegt die in Abbildung 24 gezeigte Verteilung noch dem Einfluss von *Pile-up*. Dieser Einfluss wird in Abbildung 26 bis 27 deutlich. Diese Abbildungen zeigen jeweils Teilmengen der Verteilung von $\Delta\eta_{min}$ für Kategorie 1. Diese Teilmengen sind unterschiedlich stark von *Pile-up* betroffen. Dabei zeigen Abbildung 27 und 28 die Abhängigkeit der Verteilung von der JVF des zusätzlichen Jets. Deutlich ist hier der Einfluss des *Pile-ups* auf die Verteilung des Signals (VBFH) zu erkennen. Abbildung 27 zeigt die Verteilung für alle Ereignisse, bei denen die JVF des zusätzlichen Jets größer als 0,2 ist. Da *Pile-up* Jets bevorzugt eine sehr kleine JVF haben ist die hier gezeigte Verteilung nur gering von *Pile-up* betroffen. Abbildung 28 zeigt die Verteilung für alle Ereignisse mit $JVF < 0,2$. Diese Verteilung ist damit deutlich stärker von *Pile-up* betroffen.

Zwischen diesen Abbildungen lässt sich für die Verteilung des Signals (VBFH) ein großer Unterschied erkennen. Bei geringer Beeinflussung durch *Pile-up*, ist das Maximum der Verteilung bei deutlich kleineren Werten von $\Delta\eta_{min}$ vorzufinden als bei hoher Beeinflussung. Somit neigt das Signal bei wenig *Pile-up* zu deutlich weniger Zentralen Jets.

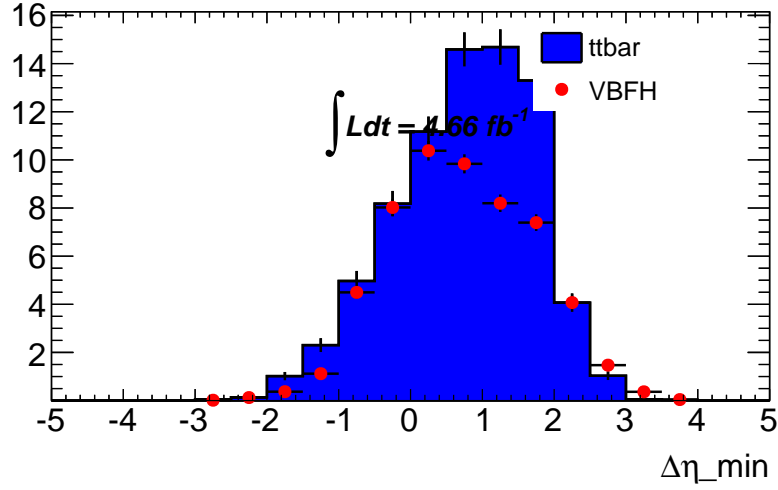


Abb. 24: Verteilung von $\Delta\eta_{min}$ für alle Ereignisse in Kategorie 1 (Das VBFH-Signal ist 140-fach verstärkt eingezeichnet)

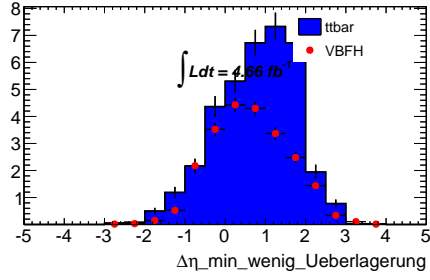


Abb. 25: $\Delta\eta_{min}$ für wenig überlagerte Ereignisse (VBFH 200-fach verstärkt)

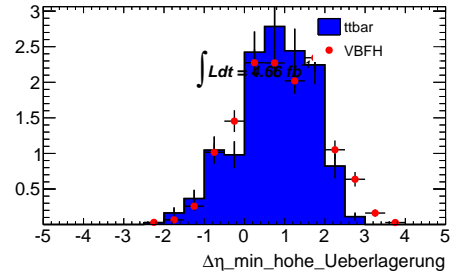


Abb. 26: $\Delta\eta_{min}$ für viele überlagerte Ereignisse (VBFH 200-fach verstärkt)

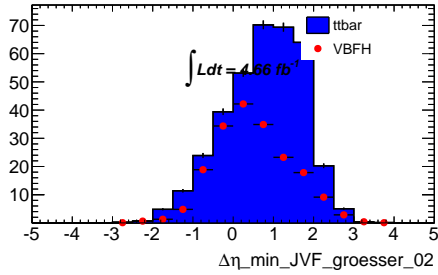


Abb. 27: $\Delta\eta_{min}$ für $JVF > 0,2$ (VBFH 200-fach verstärkt)

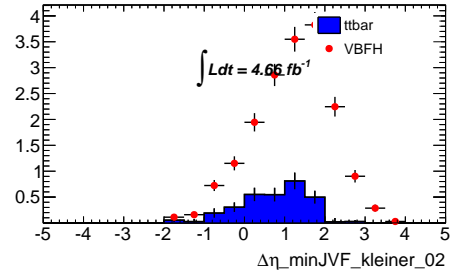


Abb. 28: $\Delta\eta_{min}$ für $JVF < 0,2$ (VBFH 200-fach verstärkt)

Abbildung 26 zeigt die Verteilung von $\Delta\eta_{min}$ für eine hohe Anzahl an überlagerten Er-

eignissen, während Abbildung 25 die selbe Verteilung für eine geringe Anzahl an überlagerten Ereignissen zeigt. Auch hier lässt sich für das Signal unter dem Einfluss von *Pile-up* einer Tendenz zu größeren Werten von $\Delta\eta_{min}$ erkennen. Der Untergrund der $t\bar{t}$ -Quark-Paar Produktion hingegen ist nicht so stark von *Pile-up* betroffen.

Aus allen vier Abbildungen lässt sich erkennen, dass die Verteilung von $\Delta\eta_{min}$ des Signals stark von *Pile-up* beeinflusst wird, während die $t\bar{t}$ -Quark-Paar Produktion weniger beeinflusst wird. Dies lässt sich durch die Anzahl der Ereignisse mit zusätzlichen Jets erklären (Abbildung 21). Geht man davon aus, dass ein fester Prozentsatz aller Ereignisse von *Pile-up* in Form eines zentralen *Pile-up* Jets betroffen ist, so landen viele Signalereignisse, die eigentlich keinen zusätzlichen Jet besitzen in der Kategorie 1, die ohne *Pile-up* sehr gering bevölkert ist. Diese deutlich geringere Bevölkerung führt dazu, dass absolut betrachtet zum einen deutlich weniger Ereignisse aus Kategorie 1 durch die *Pile-up*-Jets herausgenommen werden als neu dazukommen und zum andern dazu dass hier die Ereignisse mit einem *Pile-up*-Jet prozentual gesehen einen beträchtlichen Anteil der Ereignisse ausmachen. Bei dem Untergrund der $t\bar{t}$ -Quark-Paar Produktion sind dies Proportionen genau umgekehrt, entsprechend ist hier die Anfälligkeit für *Pile-up* gering.

Verteilung von p_T

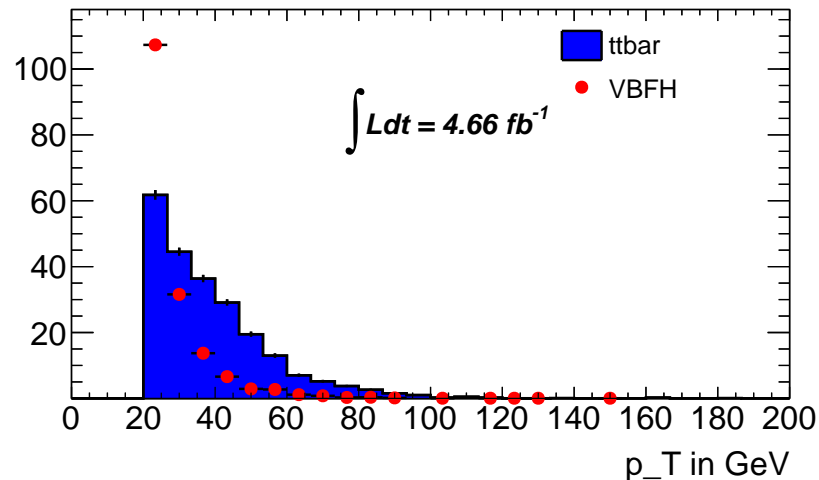


Abb. 29: Verteilung der transversalen Impulse des zusätzlichen Jets für alle Ereignisse in Kategorie 1 (Das VBFH-Signal ist 200-fach verstärkt eingezeichnet)

Die Verteilung des transversalen Impulses p_T des zusätzlichen Jets ist in Abbildung 29 dargestellt. Auch in dieser Variablen lässt sich ein Unterschied in der Verteilungen des Signals und des Untergrunds der $t\bar{t}$ -Quark-Paar Produktion erkennen. Die zusätzlichen Jets des Signals weisen vorwiegend einen geringeren transversalen Impuls auf.

Auch die Verteilung des transversalen Impulses ist von *Pile-up* beeinträchtigt. Dies

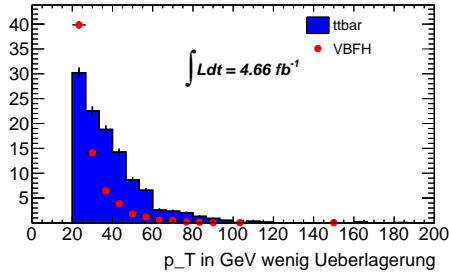


Abb. 30: Verteilung von p_T wenig Überlagerung (VBFH 200-fach verstärkt)

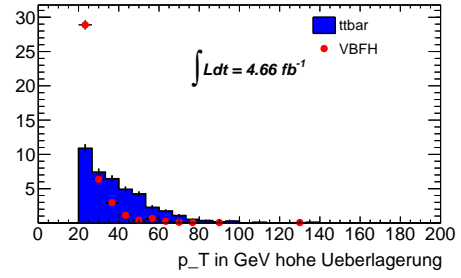


Abb. 31: Verteilung von p_T hohe Überlagerung (VBFH 200-fach verstärkt)

lässt sich anhand von Abbildung 31, die die Verteilung von p_T für eine hohe Anzahl an Interaktionen pro *Bunchcrossing* zeigt, und an Abbildung 30, die entsprechend die Verteilung für eine geringe Anzahl an Interaktionen pro *Bunchcrossing* zeigt, gut erkennen. Das deutlich erhöhte Verhältnis von Jets mit einem geringen transversalen Impuls des Signals verglichen mit dem Untergrund lässt sich dadurch erklären, dass zum einen das Signal deutlich stärker von *Pile-up* beeinflusst wird (wie bei der Verteilung von $\Delta\eta_{min}$ beobachtet) und zum anderen *Pile-up* Jets vorwiegend aus niederenergetischen QCD Prozessen stammen.

Diese hier erwähnten Unterschiede in den Verteilungen lassen sich nun ausnutzen, um mit richtig gewählten Schnitten zwischen Signal und Untergrund zu diskriminieren.

7.4.2 Optimierung

Für eine optimale Diskriminierung des Untergrundes und des Signals ist es wichtig eine gute Schnittkombination zu wählen. In dieser Studie wird eine möglichst große Anzahl an Kombinationen untersucht. Das Grundgerüst, mit dem optimiert wird, orientiert sich an der Form des alten Zentralen Jet-Vetos (siehe Kapitel 7.1.3). In dieser Optimierung dieser Kategorie wird ein Ereignis ausselektiert, wenn für den zusätzlichen Jet alle in Tabelle 6 aufgelisteten Kriterien erfüllt sind.

Kriterium	Start Variation	Ende Variation	Schrittweite
$JVF > X$	$X = 0,2$	$X = 1$	0,05
$p_T > Y$	$Y = 20$	$Y = 34$	2
$\Delta\eta_{min} > Z$	$Z = -0,6$	$Z = 0,6$	0,1

Tab. 6: Kriterien und Variationsparameter für die Optimierung von Kategorie 1

In der Optimierung werden die Parameter X , Y und Z über alle in Tabelle 6 angegebenen Werte variiert und die Signifikanz und Effizienz für die jeweilige Schnittkombination berechnet. Damit werden also in dieser Kategorie Signifikanzen für 1768 Schnittkombinationen berechnet. Um aussagekräftige Signifikanzen zu erhalten wird sowohl der Untergrund der $t\bar{t}$ -Paar Produktion und als auch $Z \rightarrow \tau\tau$ Untergrund berücksichtigt.

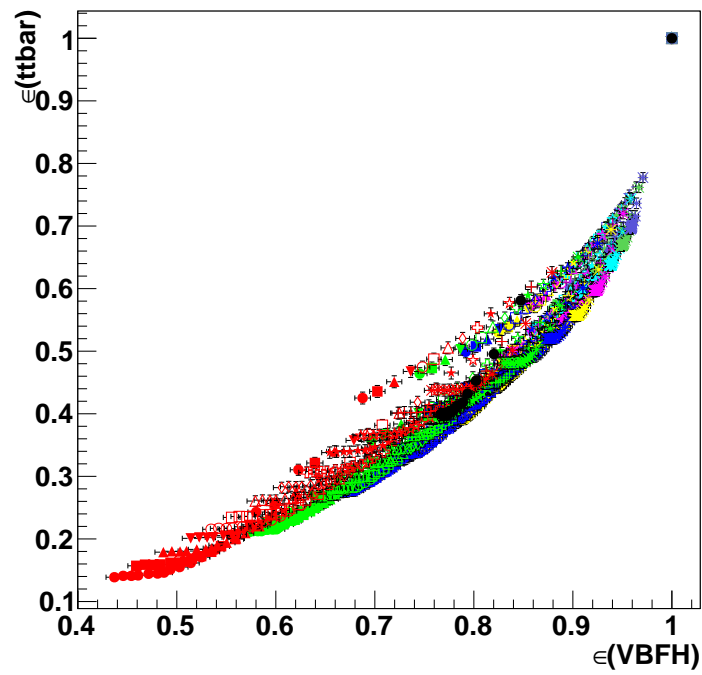


Abb. 32: Effizienz aller berechneten Schnittkombinationen in Kategorie 1

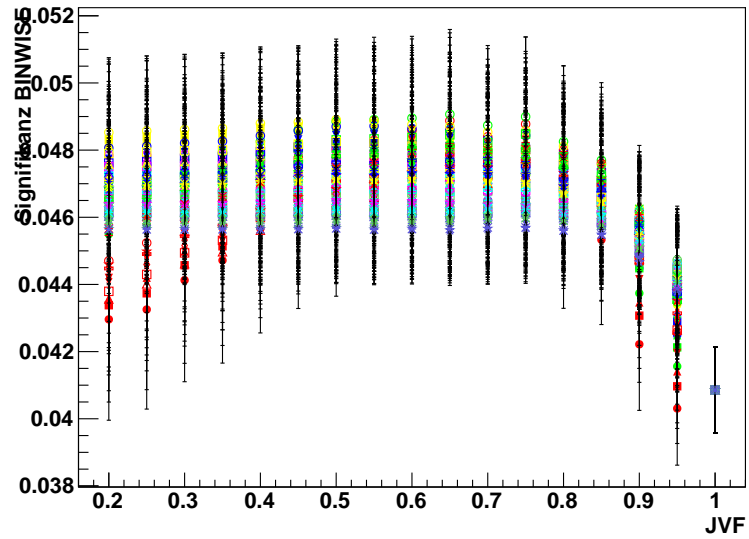


Abb. 33: Signifikanz aller berechneten Schnittkombinationen in Kategorie 1

Abbildung 32 und 33 zeigen die Effizienzen und Signifikanzen aller errechneten Schnittkombinationen. Bewusst wurde hier auf das Hinzufügen einer Legende verzichtet, da zu viele unterschiedliche Schnittkombinationen eingezeichnet, sind um diese sinnvoll auf einer Legende angeben zu können. Des Weiteren soll anhand dieser Plots nur ein Überblick über das generelle Verhalten der Signifikanzen und Effizienzen beschrieben werden und nicht das Verhalten einzelner Schnittkombinationen. Um aber dennoch eine geringe Orientierung zu geben, wurden alle Schnittkombinationen mit dem gleichen Wert auf p_T in der gleichen Farbe und die Schnittkombinationen mit dem gleichen $\Delta\eta_{min}$ mit dem gleichen Marker eingezeichnet.

In Abbildung 32 ist die Effizienz auf den $t\bar{t}$ -Untergrund ($t\bar{t}bar$) gegen die Effizienz des Signals (VBFH) aufgetragen. Gut ist zu erkennen, dass bei allen Schnittkombinationen die Grundidee des Zentralen Jet-Vetos funktioniert. Alle Schnittkombinationen weisen eine höhere Effizienz für das Signal als für den Untergrund auf. Erwähnenswert ist auch die Tatsache, dass die Schnittkombinationen insgesamt nur ein sehr schmales Band in der $\epsilon(\text{VBF})-\epsilon(\text{ttbar})$ -Ebene einnehmen.

Die Signifikanzen sind für alle Schnittkombinationen in Abbildung 33 gegen den Wert der JVF in der Schnittkombination aufgetragen. Hier zeigt sich bereits, dass die Signifikanzen der einzelnen Schnittkombinationen sich nur geringfügig unterscheiden. Auch ist zu erkennen, dass Schnittkombinationen mit einem hohen Schnitt tendenziell die schlechtesten Signifikanzen haben.

Für eine genauere Untersuchung werden die Schnittkombinationen nach ihrer Signifikanz sortiert. Die hohe Anzahl an Schnittkombinationen ermöglicht es nicht, hier alle Signifikanzen anzugeben, stattdessen werden in Tabelle 7 die 15 Schnittkombinationen mit der höchsten Signifikanz und in großen Abständen einige Schnittkombinationen mit einer deutlich schlechteren Signifikanz angegeben. Hierbei wurde bewusst darauf verzichtet die Signifikanzen auf die Größenordnung des Fehlers zu runden, da andernfalls die Differenzen zwischen den Signifikanzen der einzelnen Schnittkombinationen nicht mehr erkennbar sind. In dieser Tabelle wird der Eindruck aus der Abbildung aller Signifikanzen bestätigt. Die Differenzen der Signifikanzen der einzelnen Schnittkombinationen sind nur sehr gering, so ist beispielsweise die Differenz zwischen dem ersten und dem 15. Platz noch deutlich kleiner als die Fehler der Signifikanz. Auch auf den hinteren Plätzen bleiben die Differenzen der Signifikanzen benachbarter Schnittkombinationen sehr gering. Um diese Signifikanzen der neuen Schnittkombinationen einordnen zu können ist es wichtig die Signifikanz des alten Zentralen Jet-Vetos zu kennen. Diese ist in Tabelle 8 angegeben.

Die neun besten Signifikanzen werden mit Schnittkombinationen erzielt, deren Schnitt auf $\Delta\eta_{min}$ bei $-0,2$ liegt. In Abbildung 34 sind die Signifikanzen dieser Schnittkombinationen gegen die JVF aufgetragen. Farblich sind die unterschiedlichen Schnitte auf den transversalen Impuls gekennzeichnet. Abbildung 35 zeigt die Effizienzen für die gleichen Schnittkombinationen. Hier ist die Effizienz auf den Untergrund der $t\bar{t}$ -Paar-Produktion gegen die Effizienz auf das Signal aufgetragen. Auch hier sind farblich die unterschiedlichen Schnitte auf p_T gekennzeichnet. Zusätzlich wurde hier in Schwarz die Effizienzkurve für das alte Zentrale Jet-Veto eingezeichnet. Für diese Abbildung wurde für das

#	Schnittkombination	S	σ_S	Signal	σ_{Signal}
1	$\Delta\eta_{\min} > -0, 2; p_T > 22 \text{ GeV}; JVF > 65$	0.0490668	0.0024	0.191	0.004
2	$\Delta\eta_{\min} > -0, 2; p_T > 22 \text{ GeV}; JVF > 75$	0.048995	0.0024	0.196	0.004
3	$\Delta\eta_{\min} > -0, 2; p_T > 22 \text{ GeV}; JVF > 60$	0.0489529	0.0024	0.190	0.004
4	$\Delta\eta_{\min} > -0, 2; p_T > 22 \text{ GeV}; JVF > 55$	0.0489076	0.0025	0.189	0.004
5	$\Delta\eta_{\min} > -0, 2; p_T > 26 \text{ GeV}; JVF > 50$	0.0489068	0.0022	0.218	0.004
6	$\Delta\eta_{\min} > -0, 2; p_T > 20 \text{ GeV}; JVF > 65$	0.0488756	0.0027	0.166	0.004
7	$\Delta\eta_{\min} > -0, 2; p_T > 26 \text{ GeV}; JVF > 55$	0.0488733	0.0022	0.218	0.004
8	$\Delta\eta_{\min} > -0, 2; p_T > 22 \text{ GeV}; JVF > 50$	0.0488492	0.0025	0.188	0.004
9	$\Delta\eta_{\min} > -0, 2; p_T > 26 \text{ GeV}; JVF > 45$	0.0488334	0.0022	0.218	0.004
10	$\Delta\eta_{\min} > -0, 5; p_T > 26 \text{ GeV}; JVF > 50$	0.0488156	0.0024	0.206	0.004
11	$\Delta\eta_{\min} > -0, 5; p_T > 26 \text{ GeV}; JVF > 55$	0.048799	0.0024	0.206	0.004
12	$\Delta\eta_{\min} > -0, 2; p_T > 26 \text{ GeV}; JVF > 40$	0.0487975	0.0022	0.217	0.004
13	$\Delta\eta_{\min} > -0, 2; p_T > 20 \text{ GeV}; JVF > 75$	0.0487753	0.0026	0.172	0.004
14	$\Delta\eta_{\min} > -0, 2; p_T > 26 \text{ GeV}; JVF > 60$	0.0487629	0.0022	0.219	0.004
15	$\Delta\eta_{\min} > -0, 4; p_T > 26 \text{ GeV}; JVF > 50$	0.0487606	0.0024	0.210	0.004
300	$\Delta\eta_{\min} > 0, 5; p_T > 20 \text{ GeV}; JVF > 85$	0.0476778	0.0020	0.224	0.004
325	$\Delta\eta_{\min} > 0, 3; p_T > 22 \text{ GeV}; JVF > 65$	0.0476438	0.0020	0.215	0.004
600	$\Delta\eta_{\min} > -0, 5; p_T > 30 \text{ GeV}; JVF > 65$	0.0472488	0.0020	0.230	0.004
900	$\Delta\eta_{\min} > -0, 5; p_T > 20, \text{ GeV}; JVF > 45$	0.0467567	0.0030	0.138	0.003
1200	$\Delta\eta_{\min} > 0, 5; p_T > 30 \text{ GeV}; JVF > 85$	0.0462102	0.0017	0.258	0.005
1500	$\Delta\eta_{\min} > 0, 3; p_T > 32 \text{ GeV}; JVF > 90$	0.0451859	0.0016	0.257	0.005
1768	$\Delta\eta_{\min} > -0, 6; p_T > 20 \text{ GeV}; JVF > 95$	0.0403066	0.0017	0.189	0.004

Tab. 7: Nach Signifikanz S sortierte Auswahl der Schnittkombinationen aus Kategorie 1. Signal bezeichnet das für die Schnittkombination erwartete Signal für eine integrierte Luminosität von $4,66 \text{ fb}^{-1}$

Schnittkombination	S	σ_S	Signal	σ_{Signal}
Altes ZJV	0.0466205	0.0020	0.217078	0,004

Tab. 8: Binweise errechnete Signifikanzen für das alte ZJV in Kategorie 1

alte Zentrale Jet-Veto ebenfalls die JVF variiert, um eine Vergleichskurve zu erhalten. Es wurde aus Gründen der Übersicht darauf verzichtet eine Beschriftung auf die JVF einzuführen. Eine Effizienz von 1 entspricht einem Schnitt auf die JVF in der Schnittkombination $JVF > 1$. Die kleineren Werte der Effizienz können nun absteigend den andern Werten der JVF zugeordnet werden, bis hin zum kleinsten Wert der Effizienz, der mit dem kleinsten Schnittwert auf die JVF erzielt wird. Hier ist zu erkennen, dass mit den eingezeichneten Schnittkombinationen mit $\Delta\eta_{\min} > -0, 2$ eine deutlich erhöhte Unterdrückung des Untergrundes verglichen mit dem alten ZJV erreicht werden kann. Allerdings muss dafür in den Kauf genommen werden, dass auch eine deutlich geringere Effizienz für das Signal erzielt wird. Die höchsten Signifikanzen weisen nach Tabelle 7 die Schnittkombinationen auf, die neben dem Schnitt von $\Delta\eta_{\min} > -0, 2$ einen Schnitt auf $p_T > 22$ oder $p_T > 26$ beinhalten.

Schnittkombinationen, die diese Schnitte enthalten, sind grün bzw. gelb eingezeichnet.

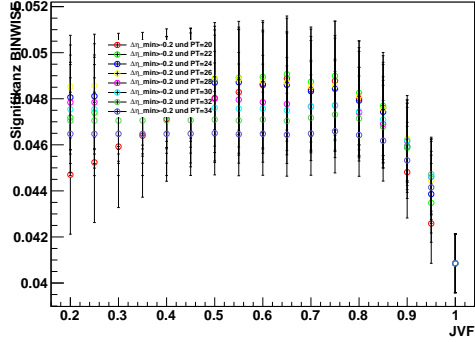


Abb. 34: Signifikanzen für alle Schnittkombinationen mit $\Delta\eta_{min} > -0,2$

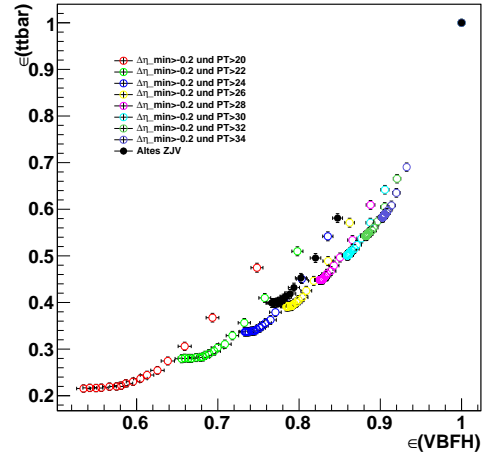


Abb. 35: Effizienten für alle Schnittkombinationen mit $\Delta\eta_{min} > -0,2$

Einige Punkte der Schnittkombination mit $\Delta\eta_{min} > -0,2$ und $p_T > 26$ befinden sich in der $\epsilon(\text{VBF})$ - $\epsilon(\text{ttbar})$ -Ebene rechts unterhalb von den Punkten des alten Zentralen Jet-Vetos. Dies bedeutet, dass diese Schnittkombinationen sowohl eine bessere Unterdrückung des Untergrundes, als auch eine erhöhte Akzeptanz des Signals bieten, was zwangsläufig zu einer höheren Signifikanz dieser Schnittkombinationen im Vergleich zu dem alten Zentralen Jet-Veto führt. Allerdings zeigt die Berechnung der Signifikanz, dass eine Schnittkombination mit $\Delta\eta_{min} > -0,2$ und $p_T > 22$ (grün in Abbildung 35) zu bevorzugen ist. Hier ist zwar die Akzeptanz deutlich geringer, aber dafür die Unterdrückung des Untergrundes stark genug vergrößert, um den Verlust an Signal zu kompensieren und eine höhere Signifikanz zu erreichen.

Abbildung 36 und 37 zeigen die entsprechenden Abbildungen für alle Schnittkombinationen mit $\Delta\eta_{min} > 0,3$.

In diesen Schnittkombinationen liegt die maximal erreichte Signifikanz bei $S = 0.04764$ auf Platz 325 der sortierten Signifikanzen. Damit sind diese Schnittkombinationen unter allen Schnittkombinationen mit einem festen $\Delta\eta_{min}$ diejenigen mit der kleinsten maximalen Signifikanz. In Abbildung 37 ist zu erkennen, warum dies so ist. Es gibt zwar einige Punkte, die eine deutlich erhöhte Effizienz für das Signals gegenüber dem alten zentralen Jet-Veto aufweisen, allerdings ist hier auch die Effizienz des Untergrundes sehr hoch. Andererseits gibt es nur wenige Schnittkombinationen, die eine deutlich bessere Unterdrückung des Untergrundes als das alte Zentrale Jet-Veto erreichen. Die wenigen Schnittkombinationen, die das erreichen, weisen aber zeitgleich eine geringe Akzeptanz des Signals auf. Deshalb kann eine Schnittkombination mit $\Delta\eta_{min} > 0,3$ keine deutliche Steigerung an Signifikanz gegenüber dem alten Zentralen Jet-Veto bringen.

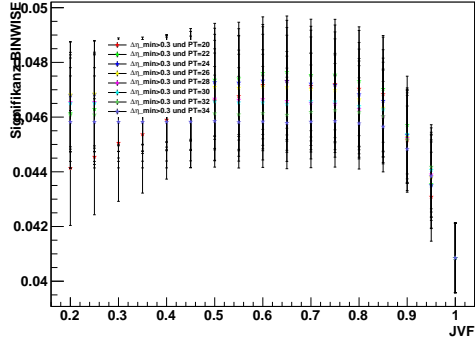


Abb. 36: Signifikanzen für alle Schnittkombinationen mit $\Delta\eta_{min} > 0,3$

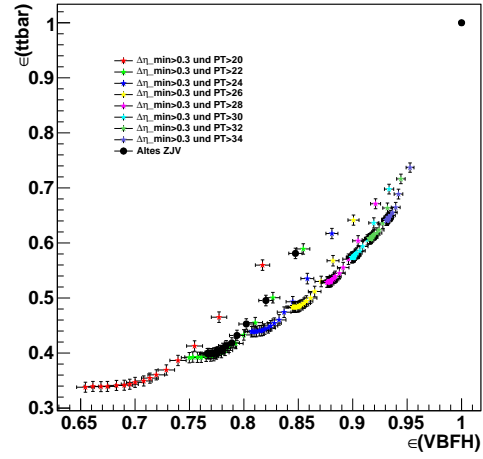


Abb. 37: Effizienten für alle Schnittkombinationen mit $\Delta\eta_{min} > 0,3$

7.4.3 Schnittauswahl

Da die Unsicherheiten auf die Signifikanzen der einzelnen Schnittkombinationen in dieser Kategorie sehr konstant sind, muss keine Schnittkombination aufgrund einer zu großen Unsicherheit und damit verbundenen geringen Aussagekraft ausgeschlossen werden. Ist das Ziel, eine Schnitt zu finden, der die maximale Signifikanz liefert, so fällt die Wahl auf $\Delta\eta_{min} > -0,2$; $p_T > 22 GeV$; $JVF > 65$. Dies ist die Schnittkombination mit der höchsten Signifikanz. Allerdings verliert man, wie bereits oben diskutiert, mit dieser Schnittkombination viele Signalereignisse.

Die Schnittkombination $\Delta\eta_{min} > -0,2$; $p_T > 26 GeV$; $JVF > 55$ (#7 in Tabelle 7) ermöglicht bei nur geringfügig geringerer Signifikanz fast 15% mehr Signal zu behalten. Da in dem hier beobachteten Zerfallskanal nur sehr wenige Ereignisse zu erwarten sind, ist es wichtig, sorgsam damit umzugehen, weshalb es sinnvoll ist, die zuletzt genannte Schnittkombination zu verwenden.

Damit steht in Kategorie 1 ein neues Zentrales Jet-Veto zur Verfügung, das im Vergleich zum alten eine leicht erhöhte Signifikanz aufweist ($0,049 \pm 0,002$ vs. $0,047 \pm 0,002$) und gleichzeitig in der Signaleffizienz vergleichbar mit dem alten Zentralen Jet-Veto ist. Allerdings muss erwähnt werden, dass die Erhöhung der Signifikanz noch in den Unsicherheiten der beiden Signifikanzen liegt, auch wenn diese Unsicherheiten stark korreliert sind.

7.5 Optimierung der Kategorie 2

In diesem Abschnitt erfolgt die Untersuchung und Optimierung des Zentralen Jet-Vetos für alle Ereignisse mit einem zusätzlichen Jet im Außenbereich des ATLAS Detektors. Die Optimierung dieser Kategorie erfolgt technisch analog zu der in Kategorie 1, abgesehen davon, dass für Ereignisse aus Kategorie 2 keine Informationen über die JVF zur Verfügung stehen.

7.5.1 Verteilungen

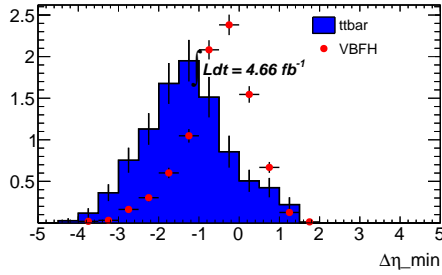


Abb. 38: $\Delta\eta_{min}$ für alle Ereignisse in Kategorie 2 (VBFH 80-fach verstärkt)

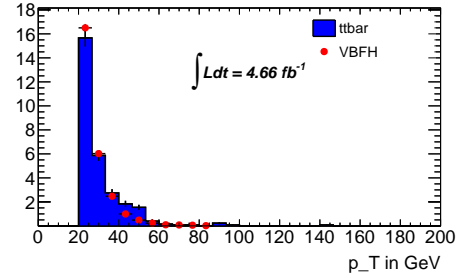


Abb. 39: p_T für alle Ereignisse in Kategorie 2 (VBFH 80-fach verstärkt)

In Abbildung 38 erkennt man, dass $\Delta\eta_{min}$ auch in Kategorie 2 über eine gewisse Trennkraft verfügt, allerdings zeigt hier der Untergrund der $t\bar{t}$ -Paar-Produktion ein ganz anderes Verhalten als noch in Kategorie 1. In Kategorie 2 treten die zusätzlichen Jets dieses Untergrundprozesses vorwiegend weit außerhalb der *Tagging*-Jets auf (deutlich negatives $\Delta\eta_{min}$). So weit außerhalb, dass das Maximum des Untergrundes der $t\bar{t}$ -Paar-Produktion bei deutlich kleineren Werten liegt als das Maximum des Signals. Damit ist in dieser Kategorie das Verhalten von Signal und Untergrund bezüglich $\Delta\eta_{min}$ genau umgekehrt wie in Kategorie 1.

Der Einfluss von *Pile-up* auf diese Kategorie kann in Abbildung 40 bis 43 beobachtet werden. Hier ist die Verteilung von $\Delta\eta_{min}$ und p_T jeweils für Ereignisse mit wenigen Interaktionen pro *Bunchcrossing* (wenig Überlagerung) und Ereignisse mit einer hohen Anzahl an Interaktionen pro *Bunchcrossing* (viel Überlagerung) gezeigt.

Allerdings werden Aussagen hier durch die großen Unsicherheiten aufgrund einer geringen Anzahl an simulierten Ereignissen erschwert. In den beiden Histogrammen, die $\Delta\eta_{min}$ für Ereignisse mit wenigen und vielen Interaktionen pro *Bunchcrossing* zeigen, (Abbildung 40 und 41) kann keine eindeutige Aussage über den Einfluss des *Pile-ups* getroffen werden. Dagegen zeigen die gleich gefüllten Histogramme für p_T den gleichen Einfluss von *Pile-up* wie in Kategorie 1, allerdings ist dieser Effekt hier deutlich schwächer. Auch ist hier das Verhältnis der Jet mit kleinem transversalen Impuls des Signals und des Untergrundes der $t\bar{t}$ -Paar-Produktion abhängig von der Anzahl der Interaktionen pro *Bunchcrossing*. Ist die Anzahl der Interaktionen hoch, treten bei dem deutlich *Pile-*

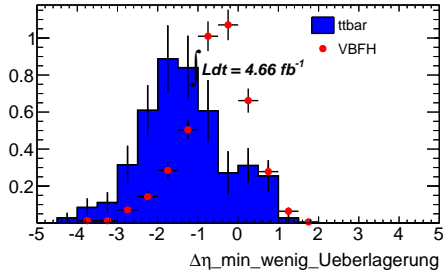


Abb. 40: $\Delta\eta_{min}$ für wenig Überlagerung (VBFH 80-fach verstärkt)

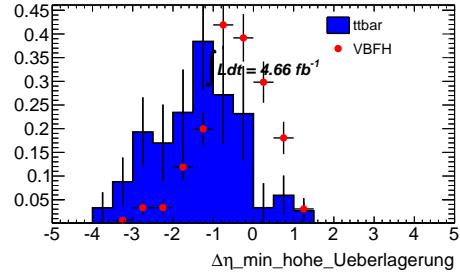


Abb. 41: $\Delta\eta_{min}$ für viel Überlagerung (VBFH 80-fach verstärkt)

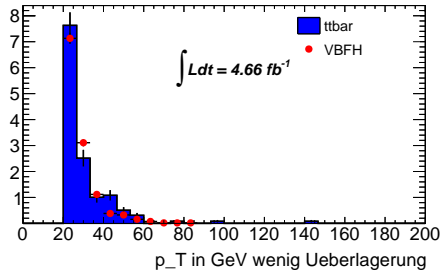


Abb. 42: p_T für wenig Überlagerung (VBFH 80-fach verstärkt)

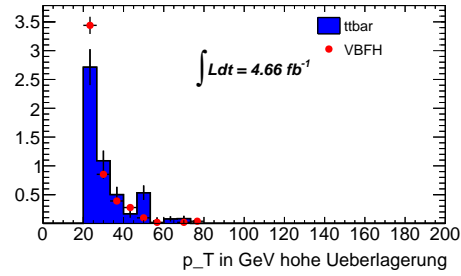


Abb. 43: p_T für viel Überlagerung (VBFH 80-fach verstärkt)

up -empfindlicheren Signalprozess vermehrt Jets mit einem geringen transversalen Impuls auf, wie sie vorwiegend von den niederenergetischen QCD-Prozessen erzeugt werden.

7.5.2 Optimierung

Für die Optimierung des zentralen Jet-Vetos stehen in dieser Kategorie nur die Variablen p_T und $\Delta\eta_{min}$ zur Verfügung. Des Weiteren muss unbedingt beachtet werden, dass in dieser Kategorie das Signal und nicht der Untergrund eine erhöhte Wahrscheinlichkeit für ein großes $\Delta\eta_{min}$ zeigt. Deshalb müssen die Anforderungen, die an ein Ereignis im Rahmen des Zentralen Jet-Vetos gestellt sind, angepasst werden. Dies führt zu einem Wechsel des Schnitts auf $\Delta\eta_{min}$. Hier wird nicht mehr so geschnitten, dass $\Delta\eta_{min}$ größer als ein bestimmter Wert ist. In der Optimierung dieser Kategorie wird ein Ereignis verworfen, wenn die für den zusätzlichen Jet in Tabelle 9 aufgelisteten Kriterien erfüllt sind.

Kriterium	Start Variation	Ende Variation	Schrittweite
$p_T > Y$	$Y = 20$	$Y = 60$	2
$\Delta\eta_{min} < Z$	$Z = -2,5$	$Z = 0,5$	0,1

Tab. 9: Kriterien und Variationsparameter für die Optimierung von Kategorie 2

Die für diese Schnittkombinationen berechneten Signifikanzen sind in Tabelle 10 für

eine Auswahl an Schnittkombinationen angegeben.

#	Schnittkombination	S	σ_S	Signal	σ_{Signal}
1	$\Delta\eta_{\min} < -1, 7; p_T > 20 \text{ GeV}$	0.0489249	0.0683	0.101	0.003
2	$\Delta\eta_{\min} < -1, 7; p_T > 22 \text{ GeV}$	0.0474747	0.0044	0.104	0.003
3	$\Delta\eta_{\min} < -1, 2; p_T > 20 \text{ GeV}$	0.0469509	0.0054	0.089	0.003
4	$\Delta\eta_{\min} < -1, 8; p_T > 20 \text{ GeV}$	0.0469172	0.0044	0.102	0.003
5	$\Delta\eta_{\min} < -1, 6; p_T > 20 \text{ GeV}$	0.0468505	0.0045	0.099	0.003
6	$\Delta\eta_{\min} < -1; p_T > 20 \text{ GeV}$	0.0467059	0.0048	0.084	0.003
7	$\Delta\eta_{\min} < -1, 1; p_T > 20 \text{ GeV}$	0.0466677	0.0049	0.086	0.003
8	$\Delta\eta_{\min} < -1; p_T > 22 \text{ GeV}$	0.0465406	0.0043	0.092	0.003
9	$\Delta\eta_{\min} < -0, 9; p_T > 22 \text{ GeV}$	0.0463738	0.0045	0.090	0.003
10	$\Delta\eta_{\min} < -1, 8; p_T > 22 \text{ GeV}$	0.0463245	0.0043	0.105	0.003
11	$\Delta\eta_{\min} < -1, 6; p_T > 22 \text{ GeV}$	0.0463225	0.0042	0.103	0.003
12	$\Delta\eta_{\min} < -1, 5; p_T > 20 \text{ GeV}$	0.0463015	0.0045	0.097	0.003
13	$\Delta\eta_{\min} < -0, 9; p_T > 20 \text{ GeV}$	0.0459785	0.0050	0.081	0.003
14	$\Delta\eta_{\min} < -1, 5; p_T > 22 \text{ GeV}$	0.0459364	0.0042	0.102	0.003
15	$\Delta\eta_{\min} < -1, 7; p_T > 24 \text{ GeV}$	0.0458668	0.0040	0.106	0.003
100	$\Delta\eta_{\min} < -2, 4; p_T > 24 \text{ GeV}$	0.0421148	0.0039	0.110	0.003
200	$\Delta\eta_{\min} < -2, 3; p_T > 54 \text{ GeV}$	0.0412121	0.0039	0.111	0.003
300	$\Delta\eta_{\min} < -0, 5; p_T > 50 \text{ GeV}$	0.0411461	0.0036	0.111	0.003
400	$\Delta\eta_{\min} < -0, 5; p_T > 46 \text{ GeV}$	0.0410195	0.0037	0.108	0.003
500	$\Delta\eta_{\min} < 0, 1; p_T > 56 \text{ GeV}$	0.0406332	0.0035	0.109	0.003
600	$\Delta\eta_{\min} < 0, 5; p_T > 26 \text{ GeV}$	0.0353474	0.0032	0.067	0.002
620	$\Delta\eta_{\min} < 0, 5; p_T > 20 \text{ GeV}$	0.0122698	0.0045	0.010	0.001

Tab. 10: Nach Signifikanz S sortierte Auswahl der Schnittkombinationen in Kategorie 2. Signal bezeichnet das für die Schnittkombination erwartete Signal für eine integrierte Luminosität von $4,66 \text{ fb}^{-1}$

Alle Schnittkombinationen, die zu einer Signifikanz unter den 15 Plätzen führen, weisen einen ausgesprochen geringen Schnittwert für p_T und $\Delta\eta_{\min}$ auf. Auffällig sind hierbei, verglichen mit der Optimierung von Kategorie 1, die deutlich höheren Abweichungen in den berechneten Signifikanzen, vor allem der Signifikanzen auf Platz 1 und 2, wobei die Signifikanz auf Platz 1 mit Vorsicht zu genießen ist, da hierfür die Unsicherheit der Signifikanz größer als die Signifikanz ist.

Abbildung 44 und 45 zeigen die Signifikanzen und Effizienzen für die Schnittkombinationen mit dem Schnitt $\Delta\eta_{\min} < -1,7$. Hier sind die beiden Schnittkombinationen, die die größten Signifikanzen liefern, enthalten.

Anhand der Effizienzen in Abbildung 45 kann man gut erkennen, dass auch in dieser Kategorie eine starke Reduktion des Untergrundes der $t\bar{t}$ -Paar-Produktion bei zeitgleich geringen Verlusten im Signal möglich ist. In der Abbildung sind die Effizienzen auf den Untergrundprozess der $t\bar{t}$ -Paar Produktion gegen die Effizienzen des Signals gezeigt. Jeder Punkt entspricht einer Schnittkombination mit $\Delta\eta_{\min} < -1,7$ und einem der p_T -Schnitte. Die größte Effizienz entspricht einem Schnitt auf den größten p_T -Wert, die nächst kleinere Effizienz iterativ dem nächst kleineren p_T -Wert. Die Unsicherheit der

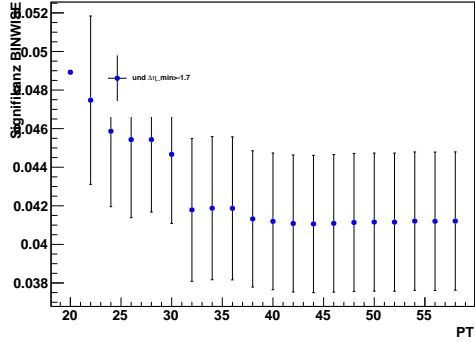


Abb. 44: Signifikanz für den Schnitt $\Delta\eta_{min} < -1,7$ in Kategorie 2 (Der Fehler der Schnittkombination $\Delta\eta_{min} < -1,7$; $p_T > 20 GeV$ wurde auf 0 gesetzt.)

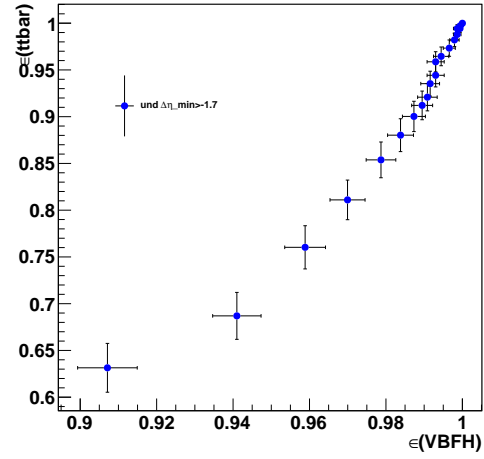


Abb. 45: Effizienz für den Schnitt $\Delta\eta_{min} < -1,7$ in Kategorie 2

Schnittkombination $\Delta\eta_{min} < -1,7$; $p_T > 20 GeV$ wurde nicht eingezeichnet, da diese größer als die Signifikanz ist und somit die Abbildung zu stark verzerrt hätte.

In Abbildung 44 ist die Signifikanz für den Schnitt $\Delta\eta_{min} < -1,7$ über dem entsprechenden p_T -Wert des p_T -Schnitts aufgetragen. Hier wird der Eindruck aus Tabelle 10, dass Schnittkombinationen mit einem geringen Schnitt auf p_T zu hohen Signifikanzen führen, bestätigt.

Das alte Zentrale Jet-Veto zeigt hier zwar keine Wirkung, da es fordert, dass der zusätzliche Jet zentral ist, kann aber trotzdem als Vergleichswert herangezogen werden. Die Signifikanz für das alte Zentrale Jet-Veto ist in Tabelle 11 angegeben.

Schnittkombination	S	σ_S	Signal	σ_{Signal}
altes ZJV	0.040905	0.0034	0.111	0.003

Tab. 11: Binweise berechnete Signifikanzen für das alte Zentrale Jet-Veto in Kategorie 2

7.5.3 Schnittauswahl

In dieser Kategorie kann eine deutliche Steigerung der Signifikanz im Vergleich zum alten Zentralen Jet-Veto ($0,049 \pm 0,004$ vs $0,041 \pm 0,003$) erzielt werden. Allerdings ist aufgrund der sehr großen Unsicherheit auf die Signifikanz der Schnittkombination

$\Delta\eta_{min} < -1,7$; $p_T > 20 GeV$ davon abzuraten, diese Schnittkombination zu verwenden. Deshalb ist auch wegen der höheren Effizienz für das Signal für in Kategorie die Schnittkombination $\Delta\eta_{min} < -1,7$; $p_T > 22 GeV$ zu empfehlen.

7.6 Voroptimierung der Pile-up-Kriterien

In Kategorie 3 und 4 stehen nun neben der JVF auch die Variablen $\max_{\Delta\phi}$ und \min_{p_T} -Balance für die Identifikation von *Pile-up* zur Verfügung, da diese beiden Kategorien die Ereignisse mit zwei zusätzlichen Jets beinhalten. Zusammen mit $\Delta\eta_{min}$ und p_T kann das Zentrale Jet-Veto hier also aus 5 Variablen aufgebaut werden. Gleichzeitig soll aber auch für diese Kategorien der gesamte Variablenraum möglichst detailliert untersucht werden. Dies ist aber für 5 Variablen nicht möglich, denn bereits 10 Scann-Punkte pro Variable führen zu 10^5 Schnittkombinationen, was einen erheblich zu großen Rechenaufwand erfordert.

Aufgrund dessen wird in diese Analyse ein anderer Weg verfolgt. Zunächst werden die Variablen $\max_{\Delta\phi}$, *JVF* und \min_{p_T} -Balance, die alle dazu dienen *Pile-up*-Jet-Paare zu erkennen, für alle Ereignisse mit 2 zusätzlichen Jets getrennt optimiert. Die Optimierung dieser *Pile-up*-Kriterien wird in diesem Abschnitt vorgestellt. Im nächsten Abschnitt werden mit den aus dieser Optimierung gewonnenen Schnitten auf $\max_{\Delta\phi}$ *JVF* und \min_{p_T} -Balance die Variablen $\Delta\eta_{min}$ und p_t optimiert. Anschließend werden die so gewonnenen Schnitte auf $\Delta\eta_{min}$ und p_t festgehalten und die *Pile-up*-Kriterien erneut optimiert. So soll trotz getrennter Optimierung der Variablen eine möglichst gute Schnittkombination der 5 Variablen gefunden werden.

7.6.1 Verteilungen

Die Verteilungen von $\max_{\Delta\phi}$ und \min_{p_T} -Balance sind in Abbildung 46 und 47 gezeigt.

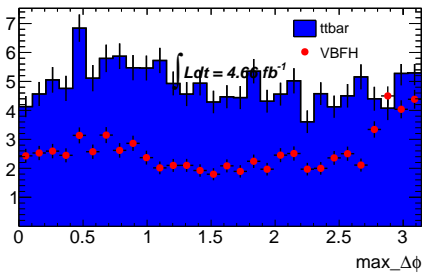


Abb. 46: Verteilung von $\max_{\Delta\phi}$ für alle Ereignisse mit 2 zusätzlichen Jets (VBFH 300-fach verstärkt)

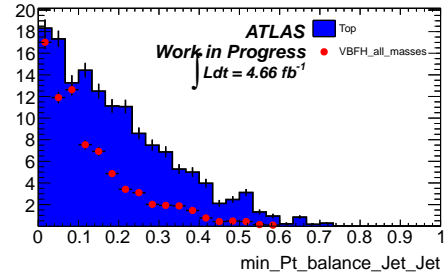


Abb. 47: Verteilung von \min_{p_T} -Balance für alle Ereignisse mit 2 zusätzlichen Jets (VBFH 300-fach verstärkt)

Man erkennt zwar, dass für die *Pile-up*-verdächtigen Werte nahe π bzw. 0 das Verhältnis von Signal zu Untergrund etwas erhöht ist, dennoch kann man diesen Variablen keine

bedeutende Trennkraft zusprechen. Der Einfluss von *Pile-up* ist in Abbildung 48 bis 51 gezeigt.

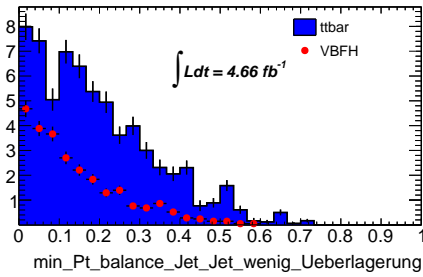


Abb. 48: Verteilung von \min_{p_T} -Balance für alle Ereignisse mit 2 zusätzlichen Jets und wenig Überlagerung (VBFH 300-fach verstärkt)

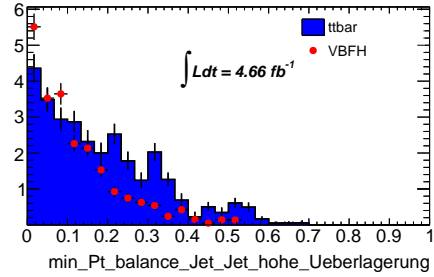


Abb. 49: Verteilung von \min_{p_T} -Balance für alle Ereignisse mit 2 zusätzlichen Jets und wenig Überlagerung (VBFH 300-fach verstärkt)

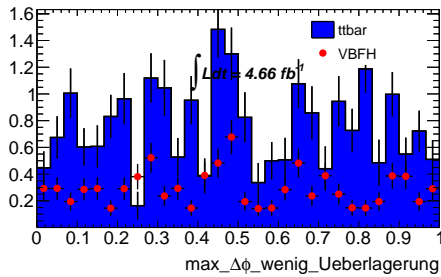


Abb. 50: Verteilung von $\max \Delta\phi$ für alle Ereignisse mit 2 zusätzlichen Jets und wenig Überlagerung (VBFH 300-fach verstärkt)

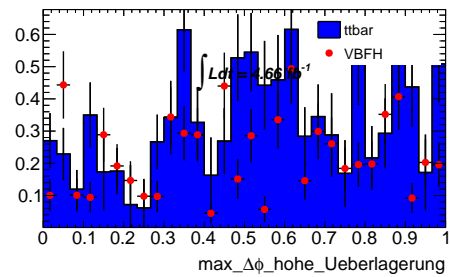


Abb. 51: Verteilung von $\max \Delta\phi$ für alle Ereignisse mit 2 zusätzlichen Jets und hoher Überlagerung (VBFH 300-fach verstärkt)

Vergleicht man Abbildung 48, die die Verteilung von \min_{p_T} -Balance für wenig Überlagerung zeigt, mit Abbildung 49, die dieselbe Verteilung für eine hohe Überlagerung zeigt, ist gut zu erkennen, dass unter Einfluss des *Pile-ups* das Verhältnis von Signal zu Untergrundereignissen für kleine Werte von \min_{p_T} -Balance erhöht ist. Dies deckt sich gut mit der Annahme der in p_T balancierten *Pile-up*-Jet-Paare. Für $\max \Delta\phi$ ist aufgrund der hohen statistischen Fluktuationen keine Aussage möglich.

Die Trennkraft der Variablen nimmt zwar mit dem Einfluss des *Pile-ups* etwas zu, aber dennoch sind sich die Verteilungen für Signal und Untergrund noch recht ähnlich. Eine gewisse Trennkraft zeigen $\max \Delta\phi$ und \min_{p_T} -Balance erst in Kombination mit der JVF. Zur Veranschaulichung dieses Sachverhalts wird die JVF über beiden Variablen in zwei zweidimensionalen Histogrammen abgetragen.

Die zweidimensionalen Histogramme aus den Abbildungen 52 bis 55 sind auf keine bestimmte Luminosität skaliert. Anhand dieser zweidimensionalen Histogramme ist gut zu erkennen, dass durch die JVF die ansonsten schlecht getrennten Verteilungen von

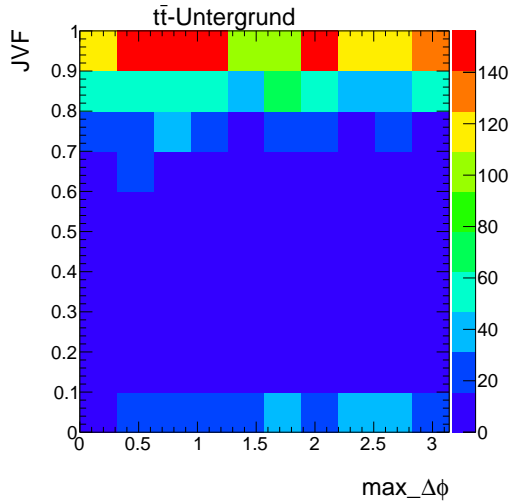


Abb. 52: JVF gegen $\max_{\Delta\phi}$ für den $t\bar{t}$ -Untergrund (auf keine bestimmte Luminosität normiert)

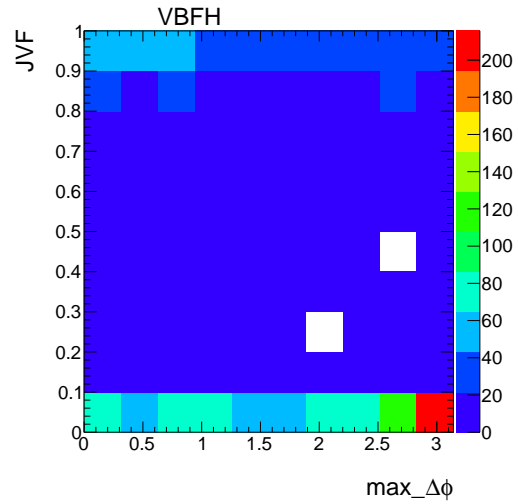


Abb. 53: JVF gegen $\max_{\Delta\phi}$ für VBFH (auf keine bestimmte Luminosität normiert)

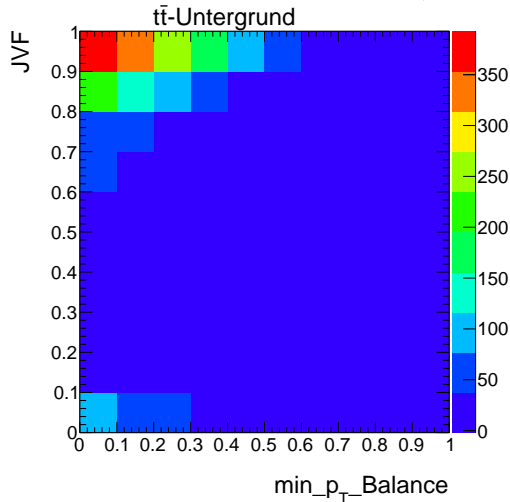


Abb. 54: JVF gegen $\min_{p_T}\text{Balance}$ für den $t\bar{t}$ -Untergrund (auf keine bestimmte Luminosität normiert)

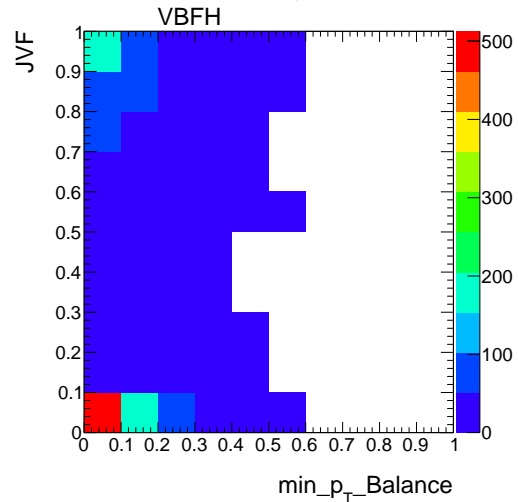


Abb. 55: JVF gegen $\min_{p_T}\text{Balance}$ für VBFH (auf keine bestimmte Luminosität normiert)

Signal und Untergrund im zweidimensionalen Variablenraum deutlich getrennt werden. So ist beispielsweise zu erkennen, dass zwar sowohl die Verteilungen von Signal und Untergrund dazu neigen kleine Werte von $\min_{p_T}\text{Balance}$ anzunehmen, aber das Signal für diese Jets eine geringe JVF, der Untergrund jedoch eine hohe JVF aufweist. Ähnliches lässt sich auch für $\max_{\Delta\phi}$ beobachten, nur kann hier zusätzlich erkannt werden, dass das Signal eher zu Werten nahe π neigt als der Untergrund. Aufgrund der guten Trennkraft

in Kombination mit der JVF ist die JVF in diese Voroptimierung aufzunehmen.

7.6.2 Optimierung

Die Optimierung wird hier technisch analog zu den Optimierungen in Kategorie 1 und 2 durchgeführt. Ein Ereignis wird genau dann verworfen, wenn es die beiden folgenden Bedingungen erfüllt.

- $\min_{p_T}\text{Balance} > A$ ODER $\max_{\Delta\phi} < B$
- $JVF > C$

Für *Pile-up-Jet*-Paare erwartet man, dass sie über einen kleinen Wert der Variablen $\min_{p_T}\text{Balance}$ und einen großen Wert nahe π für die Variable $\max_{\Delta\phi}$ aufweisen. Durch das Logische-Oder sind die *Pile-up-Jet*-Paare von der Selektion verschont. Die Variable A wurde hierbei von 0 bis 0,5 mit einer Schrittweite von 0,05, die Variable B zwischen 1,5 und 3,1 mit einer Schrittweite von 0,2 und schließlich die Variable C zwischen 0 und 1 mit einer Schrittweite von 0,1 variiert. Die Signifikanzen, die für diese Schnittkombinationen errechnet wurden, sind in Tabelle 12 eingetragen.

#	Schnittkombination	S	σ_S	Signal	σ_{Signal}
1	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0,15; \max_{\Delta\phi} < 3,1; JVF > 0,1$	0.031606	0.011	0.0399	0.0018
2	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 1,5; JVF > 0,1$	0.0314319	0.010	0.0389	0.0018
3	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 1,7; JVF > 0,1$	0.0314319	0.010	0.0389	0.0018
4	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 1,9; JVF > 0,1$	0.0314319	0.010	0.0389	0.0018
5	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 2,1; JVF > 0,1$	0.0314319	0.010	0.0389	0.0018
6	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 2,3; JVF > 0,1$	0.0314319	0.010	0.0389	0.0018
7	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 2,5; JVF > 0,1$	0.0314319	0.010	0.0389	0.0018
8	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 2,7; JVF > 0,1$	0.0314319	0.010	0.0389	0.0018
9	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 2,9; JVF > 0,1$	0.0314319	0.010	0.0389	0.0018
10	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 3,1; JVF > 0,1$	0.0314319	0.010	0.0389	0.0018
46	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0,05; \max_{\Delta\phi} < 3,1; JVF > 0$	0.0298162	0.009	0.0361	0.0017
54	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0,05; \max_{\Delta\phi} < 2,1; JVF > 0,3$	0.0251351	0.562	0.0510	0.002
57	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0,350; \max_{\Delta\phi} < 3,1; JVF > 0$	0.0250553	0.004	0.0372	0.0017
100	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0,3; \max_{\Delta\phi} < 3,3; JVF > 0,7$	0.0224744	0.003	0.0519	0.002
500	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0,25; \max_{\Delta\phi} < 2,9; JVF > 0,5$	0.0189004	0.002	0.0520	0.002
750	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0,5; \max_{\Delta\phi} < 1,7; JVF > 1$	0.0180504	0.001	0.1260	0.003
1000	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0,2; \max_{\Delta\phi} < 2,3; JVF > 0$	0.0169615	0.001	0.0561	0.002
1210	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0,5; \max_{\Delta\phi} < 1,7; JVF > 0$	0.0156491	0.001	0.0760	0.002

Tab. 12: Signifikanz für die Optimierung der *Pile-up*-Kriterien für aller Ereignisse mit 2 zusätzlichen Jets

7.6.3 Schnittauswahl

Die schlechte Trennkraft von $\max_{\Delta\phi}$ und $\min_{p_T}\text{Balance}$ spiegelt sich auch deutlich in den Signifikanzen der Tabelle 12. Von den ersten 10 Schnittkombinationen mit der

höchsten Signifikanz beinhalten 9 den Schnitt $\min_{p_T}\text{Balance} > 0$. Dieser Schnitt ist trivialerweise für alle Ereignisse erfüllt. Dieses Ergebnis spricht also stark dafür, dass das Einführen von $\min_{p_T}\text{Balance} > 0$ hier keinen großen Vorteil bringt. Um aber diese Variablen nicht schon in der Voroptimierung zu verwerfen wurde für die weitere Optimierung die Schnittkombination $\min_{p_T}\text{Balance} > 0,15$; $\max_{\Delta\phi} < 3,1$; $\text{JVF} > 0,1$ gewählt.

7.7 Optimierung der Kategorie 3

Dieses Kapitel beschreibt die Optimierung des Zentralen Jet-Vetos für aller Ereignisse mit 2 zusätzlichen Jets, die sich beide im zentralen Bereich des Detektors befinden ($|\eta| < 2,4$), zunächst unter Berücksichtigung der vorherigen Optimierung der *Pile-up*-Kriterien. Später erfolgt eine erneute Optimierung der *Pile-up*-Kriterien.

7.7.1 Verteilungen

Da in der Optimierung der *Pile-up*-Kriterien die Schnittkombinationen für die betroffenen Variablen zu $\min_{p_T}\text{Balance} > 0,15$; $\max_{\Delta\phi} < 3,1$; $\text{JVF} > 0,1$ bestimmt sind, müssen nur noch die Variablen $\Delta\eta_{\min}$ und p_T zu optimiert werden. Die Verteilungen

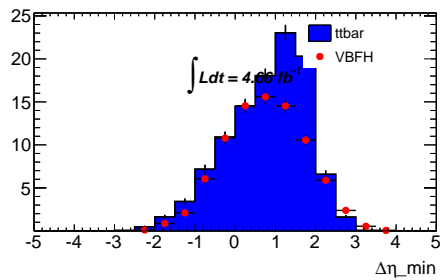


Abb. 56: Verteilung von $\Delta\eta_{\min}$ für alle Ereignisse in Kategorie 3 (VBFH 600-fach verstärkt)

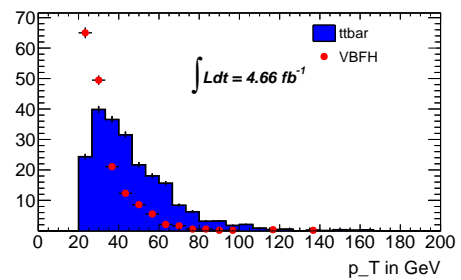


Abb. 57: Verteilung von p_T für alle Ereignisse in Kategorie 3 (VBFH 600-fach verstärkt)

dieser Variablen sind für alle Ereignisse dieser Kategorie in Abbildung 56 und 57 gezeigt. Für alle Abbildungen in dieser Kategorie wurden die Werte beider zusätzlichen Jets genutzt. Gut ist zu erkennen, dass beide Verteilungen über eine gewisse Trennkraft verfügen. Auch in dieser Kategorie lässt sich gut der Einfluss von *Pile-up* in den Verteilungen von $\Delta\eta_{\min}$ und p_T für eine geringe und eine hohe Überlagerung beobachten. Diese Verteilungen sind in den Abbildung 58 bis 61 zu sehen. Vor allem die Verteilung von p_T ist stark von *Pile-up* beeinflusst.

7.7.2 Optimierung

In der Optimierung wurde unter Berücksichtigung der vorher optimierten *Pile-up*-Kriterien folgende Kriterien an ein Ereignis gestellt. Ein Ereignis wurde genau dann verworfen,

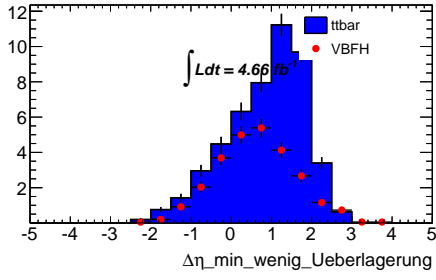


Abb. 58: $\Delta\eta_{min}$ für Ereignisse in Kategorie 3 mit geringer Überlagerung (VBFH 600 fach verstärkt)

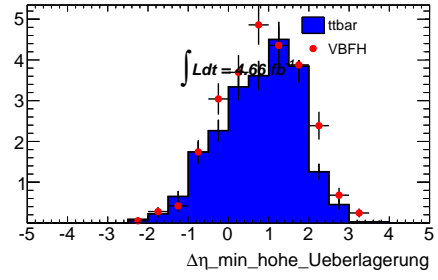


Abb. 59: p_T für Ereignisse in Kategorie 3 mit geringer Überlagerung (VBFH 600 fach verstärkt)

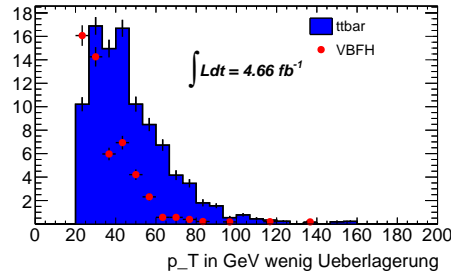


Abb. 60: $\Delta\eta_{min}$ für Ereignisse in Kategorie 3 mit hoher Überlagerung (VBFH 600 fach verstärkt)

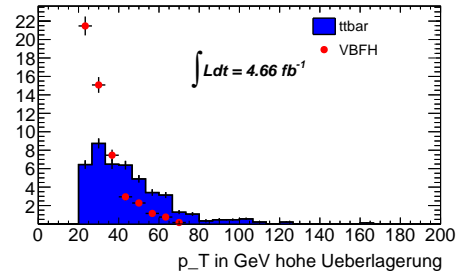


Abb. 61: p_T für Ereignisse in Kategorie 3 mit hoher Überlagerung (VBFH 600 fach verstärkt)

wenn alle Kriterien aus Tabelle 13 erfüllt sind. Für alle aufgeführten Schnittkombina-

Kriterium	Start Variation	Ende Variation	Schrittweite
$\min p_T\text{-Balance} > 0,15$ ODER $\max \Delta\phi < 3,1$	-	-	-
$JVF > 0,1$	-	-	-
$p_T > Y$	$Y = 20 \text{ GeV}$	$Y = 40 \text{ GeV}$	1 GeV
$\Delta\eta_{min} > Z$	$Z = -1,5$	$Z = 1,5$	$0,1$

Tab. 13: Kriterien und Variationsparameter für die Optimierung von Kategorie 2

tionen wurden die Signifikanzen berechnet. Ein Auszug der Ergebnisse ist in Tabelle 14 gezeigt.

Die Auswahl einer Schnittkombination für die erneute Optimierung der *Pile-up*-Kriterien ist in dieser Kategorie nicht ganz so trivial, da die 10 Schnittkombinationen mit der besten Signifikanz sehr hohe Unsicherheiten aufweisen und deshalb nicht in Frage kommen. Dazu kommt bei diesen Schnittkombinationen eine geringe Akzeptanz des Signals. Darum fiel hier die Wahl auf die Schnittkombination $\Delta\eta_{min} > -1,3$; $p_T > 32 \text{ GeV}$. Diese Schnittkombination ist zwar in der nach Signifikanz sortierten Liste (siehe Tabelle 14) nur auf Platz 24, bietet aber dafür eine geringe Unsicherheit bei gleichzeitig hoher Ak-

#	Schnittkombination	S	σ_S	Signal	σ_{Signal}
1	$\Delta\eta_{\min} > -1, 4; p_T > 20 \text{ GeV}$	0.089534	1.390	0.016	0.0011
2	$\Delta\eta_{\min} > -1, 5; p_T > 20 \text{ GeV}$	0.0878703	1.377	0.016	0.0011
3	$\Delta\eta_{\min} > -1; p_T > 20 \text{ GeV}$	0.0842545	1.575	0.016	0.0011
4	$\Delta\eta_{\min} > -1, 5; p_T > 21 \text{ GeV}$	0.0300802	20.27	0.018	0.0012
5	$\Delta\eta_{\min} > -1, 3; p_T > 21 \text{ GeV}$	0.0193289	0.0102	0.019	0.0012
6	$\Delta\eta_{\min} > -0, 9; p_T > 20 \text{ GeV}$	0.0185677	0.0672	0.016	0.0011
7	$\Delta\eta_{\min} > -1, 4; p_T > 21 \text{ GeV}$	0.0168362	0.0051	0.019	0.0012
8	$\Delta\eta_{\min} > -1, 1; p_T > 21 \text{ GeV}$	0.016825	0.0057	0.019	0.0012
9	$\Delta\eta_{\min} > -0, 7; p_T > 20 \text{ GeV}$	0.0168143	0.0168	0.017	0.0012
10	$\Delta\eta_{\min} > -1, 2; p_T > 21 \text{ GeV}$	0.0168068	0.0057	0.019	0.0012
19	$\Delta\eta_{\min} > -1, 2; p_T > 30 \text{ GeV}$	0.0146551	0.0018	0.044	0.0019
20	$\Delta\eta_{\min} > -1, 3; p_T > 30 \text{ GeV}$	0.0146498	0.0018	0.044	0.0019
21	$\Delta\eta_{\min} > -1, 5; p_T > 30 \text{ GeV}$	0.0146188	0.0018	0.044	0.0019
22	$\Delta\eta_{\min} > -1, 4; p_T > 30 \text{ GeV}$	0.0146143	0.0018	0.044	0.0019
23	$\Delta\eta_{\min} > -1, 1; p_T > 30 \text{ GeV}$	0.014607	0.0018	0.044	0.0019
24	$\Delta\eta_{\min} > -1, 3; p_T > 32 \text{ GeV}$	0.0145467	0.0012	0.048	0.002
25	$\Delta\eta_{\min} > -1; p_T > 30 \text{ GeV}$	0.0145452	0.0018	0.045	0.0019
26	$\Delta\eta_{\min} > -1, 2; p_T > 32 \text{ GeV}$	0.0145447	0.0012	0.050	0.002
100	$\Delta\eta_{\min} > 0, 9; p_T > 30 \text{ GeV}$	0.0141779	0.0008	0.062	0.002
300	$\Delta\eta_{\min} > 1; p_T > 20 \text{ GeV}$	0.0136652	0.0010	0.048	0.002
400	$\Delta\eta_{\min} > 1, 2; p_T > 28 \text{ GeV}$	0.0133568	0.0007	0.062	0.002
500	$\Delta\eta_{\min} > 1, 3; p_T > 28 \text{ GeV}$	0.0130743	0.0007	0.063	0.002
600	$\Delta\eta_{\min} > -0, 6; p_T > 25 \text{ GeV}$	0.0121298	0.0011	0.034	0.0017
630	$\Delta\eta_{\min} > -1, 3; p_T > 20 \text{ GeV}$	0.0107272	0.1152	0.016	0.0012

Tab. 14: Signifikanzen für die Optimierung von $\Delta\eta_{\min}$ und p_T in Kategorie 3

zeptanz des Signals.

7.7.3 Erneute Optimierung der Pile-up-Kriterien

Die erneute Optimierung der *Pile-up*-Kriterien erfolgt technisch analog zur ersten Optimierung der *Pile-up*-Kriterien, nur dass nun die soeben optimierte Schnittkombination von $\Delta\eta_{\min}$ und p_T berücksichtigt wird. Ein Ereignis wird verworfen, wenn es alle der folgenden Bedingungen erfüllt.

- $\min p_T\text{-Balance} > A$ ODER $\max \Delta\phi < B$
- $JVF > C$
- $\Delta\eta_{\min} > -1, 3$
- $p_T > 32 \text{ GeV}$

Die Variation der Parameter A , B und C bleibt im Vergleich zu der ersten Optimierung der *Pile-up*-Kriterien unverändert. Die mit dieser erneuten Variation der *Pile-up*-Kriterien errechneten Signifikanzen sind auszugsweise in Tabelle 15 gezeigt. Auch eine

#	Schnittkombination	S	σ_S	Signal	σ_{Signal}
1	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0, 1; \max_{\Delta\phi} < 2, 9; \text{JVF} > 0, 7$	0.0148127	0.001	0.0499	0,002
2	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 1, 5; \text{JVF} > 0, 7$	0.0148125	0.001	0.049	0,002
3	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 1, 7; \text{JVF} > 0, 7$	0.0148125	0.001	0.049	0,002
4	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 1, 9; \text{JVF} > 0, 7$	0.0148125	0.001	0.049	0,002
5	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 2, 7; \text{JVF} > 0, 7$	0.0148125	0.001	0.049	0,002
6	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 2, 3; \text{JVF} > 0, 7$	0.0148125	0.001	0.049	0,002
7	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 2, 5; \text{JVF} > 0, 7$	0.0148125	0.001	0.049	0,002
8	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 2, 7; \text{JVF} > 0, 7$	0.0148125	0.001	0.049	0,002
9	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 2, 9; \text{JVF} > 0, 7$	0.0148125	0.001	0.049	0,002
10	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 3, 1; \text{JVF} > 0, 7$	0.0148125	0.001	0.049	0,002
100	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0; \max_{\Delta\phi} < 1, 5; \text{JVF} > 0, 3$	0.0147122	0.001	0.049	0,002
200	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0, 1; \max_{\Delta\phi} < 3, 3; \text{JVF} > 0, 1$	0.0146167	0.001	0.049	0,002
300	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0, 2; \max_{\Delta\phi} < 2, 9; \text{JVF} > 0, 6$	0.0143456	0.001	0.049	0,002
400	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0, 3; \max_{\Delta\phi} < 2, 9; \text{JVF} > 0, 3$	0.0141291	0.001	0.049	0,002
500	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0, 5; \max_{\Delta\phi} < 2, 9; \text{JVF} > 0, 4$	0.0138584	0.001	0.049	0,002
600	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0, 1; \max_{\Delta\phi} < 1, 9; \text{JVF} > 0$	0.0136788	0.001	0.048	0,002
700	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0, 15; \max_{\Delta\phi} < 1, 9; \text{JVF} > 0, 8$	0.0132677	0.001	0.051	0,002
800	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0, 4; \max_{\Delta\phi} < 2, 3; \text{JVF} > 0, 5$	0.0129398	0.001	0.052	0,002
900	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0, 35; \max_{\Delta\phi} < 1, 9; \text{JVF} > 0, 5$	0.0126354	0.001	0.054	0,002
1000	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0, 35; \max_{\Delta\phi} < 1, 7; \text{JVF} > 0, 8$	0.0122816	0.001	0.056	0,002
1100	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0, 5; \max_{\Delta\phi} < 1, 5; \text{JVF} > 0$	0.0117831	0.001	0.057	0,002
1200	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0, 45; \max_{\Delta\phi} < 3, 3; \text{JVF} > 1$	0.0115487	0.001	0.069	0,002
1210	$\min_{p_T}\text{Balance} > 0, 5; \max_{\Delta\phi} < 3, 3; \text{JVF} > 1$	0.0115487	0.001	0.069	0,002

Tab. 15: Signifikanzen für die erneute Optimierung der *Pile-up* Kriterien in Kategorie 3

erneute Optimierung der *Pile-up*-Kriterien führt zu dem Schluss, dass die Variablen $\min_{p_T}\text{Balance}$ $\max_{\Delta\phi}$ nicht gut trennen. Auch nach der erneuten Optimierung werden 9 der 10 besten Signifikanzen von Schnittkombinationen erfüllt, in denen der Schnitt auf $\min_{p_T}\text{Balance}$ $\max_{\Delta\phi}$ trivialerweise durch $\min_{p_T}\text{Balance} > 0$ erfüllt ist. Diese Schnitte sind gleichbedeutend damit, dass diese Variablen nicht berücksichtigt werden.

Als Vergleichswert kann auch hier das alte Zentrale Jet-Veto herangezogen werden. Die für das alte Zentrale Jet-Veto berechnete Signifikanz ist in Tabelle 16 dargestellt.

Schnittkombination	S	σ_S	Signal	σ_{Signal}
Altes ZJV	0.0139339	0.00109294	0.04417	0.019

Tab. 16: Altes Zentrales Jet-Veto in Kategorie 3

7.7.4 Schnittauswahl

Auch wenn durch die Einführung der neuen Variablen $\min_{p_T}\text{Balance}$ $\max_{\Delta\phi}$ nicht viel an Signifikanz gewonnen werden kann, findet sich mit $\min_{p_T}\text{Balance} > 0, 1; \max_{\Delta\phi} < 2, 9; \text{JVF} > 0, 7; \Delta\eta_{\min} > -1, 3; p_T > 32 \text{ GeV}$ diejenige Schnittkombination, die unter

den untersuchten Schnittkombinationen die höchste Signifikanz aufweist. Zusätzlich weist diese Schnittkombination gegenüber dem alten Zentralen Jet-Veto eine leicht erhöhte Signifikanz und eine etwa 10% höhere Akzeptanz des Signals auf.

7.8 Optimierung der Kategorie 4

In diesem Abschnitt wird die Optimierung des Zentralen Jet-Vetos für alle Ereignisse mit zwei zusätzlichen Jets, die nicht die Kriterien von Kategorie 3 erfüllen, vorgenommen. Dabei ist die Vorgehensweise identisch zu der in Kategorie 3. Deshalb wird auf eine ausführliche Beschreibung verzichtet. Stattdessen werden die wesentlichen Zwischenergebnisse und finalen Resultate angegeben.

7.8.1 Verteilungen

Abbildung 62 und 63 zeigen die Verteilungen für $\Delta\eta_{min}$ und p_T für alle Ereignisse aus Kategorie 4.

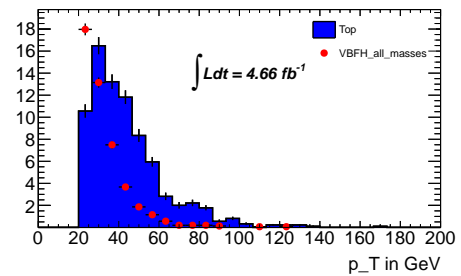
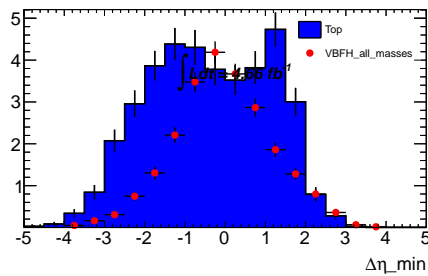


Abb. 62: $\Delta\eta_{min}$ für alle Ereignisse in Kategorie 4 (VBFH 200-fach verstärkt)

Abb. 63: p_T für alle Ereignisse in Kategorie 4 (VBFH 200-fach verstärkt)

Es ist zu erkennen, dass zwar p_T auch in dieser Kategorie ähnlich gut trennt wie in den Kategorien zuvor, aber das Maximum des Signals bezüglich $\Delta\eta_{min}$ liegt mitten in der breiten Verteilung des Untergrundes der $t\bar{t}$ -Quark-Paar Produktion.

7.8.2 Optimierung

Ein Ereignis wird analog zur Kategorie 3 in dieser Optimierung genau dann ausselektiert, wenn es alle der folgenden Kriterien erfüllt:

- $\min p_T\text{-Balance} > 0,15$ ODER $\max \Delta\phi < 3,1$
- $JVF > 0,1$
- $p_T > Y$
- $\Delta\eta_{min} > Z$

Dabei wurde Z zwischen $-1,5$ und $1,5$ mit einer Schrittweite von $0,1$ und Y zwischen 20 GeV und 60 GeV mit eine Schrittweite von 1 GeV variiert. Eine Auswahl der für diese Schnitkombinationen errechneten Signifikanzen ist in Tabelle 17 gezeigt.

#	Schnittkombination	S	σ_S	Signal	σ_{Signal}
1	$\Delta\eta_{\min} > -1, 5; p_T > 20\text{ GeV}$	0.0237072	0.0104	0.025	0.0014
2	$\Delta\eta_{\min} > -1, 3; p_T > 20\text{ GeV}$	0.0209775	0.0058	0.026	0.0014
3	$\Delta\eta_{\min} > -1, 4; p_T > 20\text{ GeV}$	0.0208064	0.0059	0.026	0.0014
4	$\Delta\eta_{\min} > -1, 2; p_T > 20\text{ GeV}$	0.0193522	0.0040	0.026	0.0014
5	$\Delta\eta_{\min} > -1, 5; p_T > 21\text{ GeV}$	0.0189881	0.0036	0.029	0.0015
6	$\Delta\eta_{\min} > -1, 5; p_T > 23\text{ GeV}$	0.0186661	0.0024	0.035	0.0017
7	$\Delta\eta_{\min} > -1, 3; p_T > 21\text{ GeV}$	0.0185664	0.0030	0.030	0.0015
8	$\Delta\eta_{\min} > -1, 4; p_T > 30\text{ GeV}$	0.0183625	0.0015	0.045	0.0019
9	$\Delta\eta_{\min} > -1, 5; p_T > 30\text{ GeV}$	0.0183612	0.0015	0.045	0.0019
10	$\Delta\eta_{\min} > -1; p_T > 20\text{ GeV}$	0.0183579	0.0032	0.026	0.0015
11	$\Delta\eta_{\min} > -1, 4; p_T > 21\text{ GeV}$	0.018345	0.0031	0.029	0.0015
12	$\Delta\eta_{\min} > 0, 2; p_T > 30\text{ GeV}$	0.0182934	0.0013	0.051	0.002
13	$\Delta\eta_{\min} > 0, 5; p_T > 30\text{ GeV}$	0.0182896	0.0013	0.053	0.002
14	$\Delta\eta_{\min} > 0, 5; p_T > 29\text{ GeV}$	0.0182821	0.0013	0.052	0.002
15	$\Delta\eta_{\min} > 0, 1; p_T > 30\text{ GeV}$	0.0182662	0.0013	0.051	0.002
200	$\Delta\eta_{\min} > -1, 2; p_T > 37\text{ GeV}$	0.0177188	0.0012	0.051	0.002
400	$\Delta\eta_{\min} > -0, 6; p_T > 41\text{ GeV}$	0.0174939	0.0012	0.054	0.002
600	$\Delta\eta_{\min} > -0, 4; p_T > 21\text{ GeV}$	0.0172515	0.0020	0.035	0.0016
800	$\Delta\eta_{\min} > 0, 9; p_T > 44\text{ GeV}$	0.0168282	0.0011	0.056	0.002
1000	$\Delta\eta_{\min} > 0; p_T > 58\text{ GeV}$	0.0165433	0.0010	0.057	0.002
1200	$\Delta\eta_{\min} > -1, 1; p_T > 56\text{ GeV}$	0.0162272	0.0010	0.057	0.002
1230	$\Delta\eta_{\min} > 1, 4; p_T > 60\text{ GeV}$	0.0160749	0.0010	0.058	0.002

Tab. 17: Signifikanzen für die Optimierung von $\Delta\eta_{\min}$ und p_T in Kategorie 4

Für die erneute Optimierung kommt eine Schnittkombination, deren Signifikanz unter den ersten 7 gelistet ist, nicht in Frage, da hier die Akzeptanz des Signals viel zu gering ist. Eine gute Kombination aus hoher Signifikanz, guter Akzeptanz des Signals und einer geringen Unsicherheit bietet die Schnittkombination $\Delta\eta_{\min} > 0, 5; p_T > 30\text{ GeV}$, deren Signifikanz auf Platz 13 gelistet ist.

7.8.3 Erneute Optimierung der Pile-up-Kriterien

Mit der Wahl dieser Schnittkombination wird für die erneute Optimierung der *Pile-up*-Kriterien ein Ereignis genau dann ausselektiert, wenn alle der folgenden Kriterien erfüllt sind:

- $\min p_T\text{-Balance} > A$ ODER $\max \Delta\phi < B$
- $JVF > C$
- $\Delta\eta_{\min} > 0, 5$

- $p_T > 30 \text{ GeV}$

Die erneute Optimierung erfolgt abgesehen vom Schnitt $B = 3,3$ mit den gleichen Variationen und damit den gleichen Schnittkombinationen, wie in der ersten Optimierung der *Pile-up*-Kriterien (siehe Kapitel 7.6.2). Dieser Schnitt wurde hinzugenommen, um zusammen mit dem schon vorher vorhandenen Schnitt mit $A = 0$ konsistent prüfen zu können, ob eine Schnittkombination bevorzugt wird, die die Variablen $\text{min}_{p_T}\text{Balance}$ und $\text{max}_{\Delta\phi}$ nicht berücksichtigt. Ist dies der Fall, werden die Schnittkombinationen mit $A = 0$ und $B = 3,3$ die höchsten Signifikanzen liefern.

Die für alle Schnittkombinationen berechneten Signifikanzen sind auszugsweise in Tabelle 18 angegeben. Bei der Berechnung der Signifikanzen zeigt sich, dass die Schnittkombina-

#	Schnittkombination	S	σ_S	Signal	σ_{Signal}
1	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0; \text{max}_{\Delta\phi} < 1,5; \text{JVF} > 0,8$	0.0184189	0.0013	0.054	0.002
2	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0; \text{max}_{\Delta\phi} < 1,7; \text{JVF} > 0,8$	0.0184189	0.0013	0.054	0.002
3	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0; \text{max}_{\Delta\phi} < 1,9; \text{JVF} > 0,8$	0.0184189	0.0013	0.054	0.002
4	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0; \text{max}_{\Delta\phi} < 2,1; \text{JVF} > 0,8$	0.0184189	0.0013	0.054	0.002
5	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0; \text{max}_{\Delta\phi} < 2,3; \text{JVF} > 0,8$	0.0184189	0.0013	0.054	0.002
6	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0; \text{max}_{\Delta\phi} < 2,5; \text{JVF} > 0,8$	0.0184189	0.0013	0.054	0.002
7	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0; \text{max}_{\Delta\phi} < 2,7; \text{JVF} > 0,8$	0.0184189	0.0013	0.054	0.002
8	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0; \text{max}_{\Delta\phi} < 2,9; \text{JVF} > 0,8$	0.0184189	0.0013	0.054	0.002
9	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0; \text{max}_{\Delta\phi} < 3,1; \text{JVF} > 0,8$	0.0184189	0.0013	0.054	0.002
10	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0; \text{max}_{\Delta\phi} < 3,3; \text{JVF} > 0,8$	0.0184189	0.0013	0.054	0.002
100	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0,5; \text{max}_{\Delta\phi} < 3,3; \text{JVF} > 0,4$	0.018408	0.0013	0.053	0.002
101	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0,05; \text{max}_{\Delta\phi} < 3,1; \text{JVF} > 0,8$	0.0184027	0.0013	0.054	0.002
200	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0,0; \text{max}_{\Delta\phi} < 3,3; \text{JVF} > 0,7$	0.0183372	0.0013	0.053	0.002
400	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0,35; \text{max}_{\Delta\phi} < 3,1; \text{JVF} > 0$	0.0182132	0.0013	0.053	0.002
600	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0,2; \text{max}_{\Delta\phi} < 2,1; \text{JVF} > 0,1$	0.0179358	0.0012	0.054	0.002
800	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0,3; \text{max}_{\Delta\phi} < 2,3; \text{JVF} > 0,4$	0.0176382	0.0012	0.054	0.002
1000	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0,5; \text{max}_{\Delta\phi} < 1,7; \text{JVF} > 0,5$	0.0172032	0.0011	0.055	0.002
1210	$\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0,5; \text{max}_{\Delta\phi} < 3,3; \text{JVF} > 1$	0.0159163	0.0010	0.057	0.002

Tab. 18: Signifikanzen für die erneute Optimierung der *Pile-up* Kriterien in Kategorie 4

tionen mit den besten 100 Signifikanzen vollständig aus Schnitten bestehen, die entweder $\text{max}_{\Delta\phi} < 3,3$ oder $\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0$ beinhalten. Aufgrund des Logischen-Oder, mit dem die Schnitte auf $\text{min}_{p_T}\text{Balance}$ und $\text{max}_{\Delta\phi}$ verknüpft, sind entsprechen die Schnittkombinationen, die Schnitte mit $\text{max}_{\Delta\phi} < 3,3$ oder $\text{min}_{p_T}\text{Balance} > 0$ beinhalten, einer Schnittkombination ohne Berücksichtigung dieser Variablen. In Kategorie 4 ist also durch die Variablen $\text{min}_{p_T}\text{Balance}$ und $\text{max}_{\Delta\phi}$ keine Verbesserung des Zentralen Jet-Vetos möglich. Tabelle 19 gibt die Signifikanz für das alte Zentrale Jet-Veto an.

7.8.4 Schnittauswahl

Mit der in Tabelle 19 gezeigten Signifikanz des alten Zentralen Jet-Vetos für die Kategorie 4 erkennt man aber, dass man trotzdem mit der Wahl der Schnittkombination

Schnittkombination	S	σ_S	Signal	σ_{Signal}
altes ZJV	0.0179566	0.00138513	0.0481481	0.002

Tab. 19: Signifikanz des alten Zentralen Jet-Vetos für Kategorie 4

$\min_{p_T} \text{Balance} > 0$; $\max_{\Delta\phi} < 1,5$; $JVF > 0,8$; $\Delta\eta_{min} > 0,5$; $p_T > 30 \text{ GeV}$ die Signifikanz leicht, wenn auch innerhalb der Unsicherheit, steigern kann. Diese Schnittkombination ermöglicht ebenso eine Steigerung der Akzeptanz des Signals um etwa 10%. Diese Schnittkombination entspricht aufgrund der nicht existenten Wirkung der Forderung $\min_{p_T} \text{Balance} > 0$ ODER $\max_{\Delta\phi} < 1,5$ einem Schnitt, bei dem ein Ereignis verworfen wird, das alle folgenden Bedingungen erfüllt:

- $JVF > 0,8$
- $\Delta\eta_{min} > 0,5$
- $p_T > 30 \text{ GeV}$

7.9 Zusammenfassung der Ergebnisse

In dieser Studie wurde das Zentrale Jet-Veto für alle Ereignisse mit einem oder zwei zusätzlichen Jets (Ereignisse mit insgesamt 3 oder 4 Jets) in vier verschiedenen Kategorien untersucht und optimiert. Die in dieser Studie ermittelten Kriterien für ein Zentrales Jet-Veto sind im Folgenden für die einzelnen Kategorien angegeben.

Kategorie 1

Diese Kategorie umfasst alle Ereignisse mit einem zusätzlichen Jet, für den gilt $|\eta| < 2,4$. Die Optimierung des Zentralen Jet-Vetos in dieser Kategorie ergab, dass ein Event genau dann aussortiert werden soll, wenn alle folgenden Bedingungen erfüllt sind:

- $JVF > 0,55$
- $p_T > 26 \text{ GeV}$
- $\Delta\eta_{min} > -0,2$

Kategorie 2

Kategorie 2 umfasst alle Ereignisse mit einem zusätzlichen Jet, für den gilt $2,4 < |\eta| < 4,8$. Nach der in dieser Studie vorgenommenen Optimierung soll hier ein Ereignis ausselektiert werden, dass die beiden folgenden Kriterien erfüllt:

- $p_T > 22 \text{ GeV}$
- $\Delta\eta_{min} < -1,7$

Kategorie 3

In Kategorie 3 sind alle Ereignisse enthalten, die zwei zusätzliche Jets mit $|\eta| < 2,4$ aufweisen können. Hier zeigt die Optimierung, dass ein Ereignis genau dann ausselektiert werden soll, wenn es alle der folgenden Kriterien erfüllt:

- $\min_{p_T} \text{Balance} > 0,1$ ODER $\max_{\Delta\phi} < 2,9$
- $\text{JVF} > 0,7$
- $p_T > 32 \text{ GeV}$
- $\Delta\eta_{\min} > -1,3$

Kategorie 4

Alle Ereignisse mit zwei zusätzlichen Jets, die nicht Kategorie 3 angehören, werden in Kategorie 4 zusammengefasst. In Kategorie 4 soll ein Ereignis genau dann ausselektiert werden, wenn alle der folgenden Bedingungen erfüllt sind:

- $\text{JVF} > 0,8$
- $\Delta\eta_{\min} > 0,5$
- $p_T > 30 \text{ GeV}$

7.9.1 Kombination der Kategorien

Kombiniert man die einzelnen Kategorien und selektiert alle Ereignisse mit drei oder mehreren zusätzlichen Jets aus, so erhält man nach der Basisselektion und dem Anwenden des hier optimierten Zentralen Jet-Vetos eine Signifikanz von $S = 0,238 \pm 0,007$ bei einem erwarteten $1,5545 \pm 0,0004$ Signal und 86 ± 3 erwarteten Untergründereignissen. Eine Berechnung der Signifikanz für das alte Zentrale Jet-Veto ergibt, wenn auch hierfür alle Ereignisse mit mehr als 2 zusätzlichen Jets ausselektiert werden, eine Signifikanz von $S = 0,209 \pm 0,005$ (ohne die Selektion auf mehr als zwei zusätzliche Jets: $S = 0,201 \pm 0,005$) bei erwarteten $1,7675 \pm 0,004$ ($1,8085 \pm 0,005$) Signal und 139 ± 4 (158 ± 5) Untergründereignissen. Damit kann unter der Voraussetzung, dass alle Ereignisse mit mehr als 2 zusätzlichen Jets ausselektiert werden, die Signifikanz um $14 \pm 4\%$ erhöht werden.

8 Fazit

Das Ziel dieser Studie bestand darin, das Zentrale Jet-Veto zu optimieren und dabei die Effekte von *Pile-up* auf das Zentrale Jet-Veto zu minimieren. Zwar zeigten die Variablen zur Identifikation von *Pile-up*-Jet-Paaren hier keine große Wirkung, aber aufgrund der deutlich größeren Effekte von *Pile-up* in den 2012 aufgenommenen Daten kann vermutet werden, dass diese Variablen für eine Analyse dieser Daten an Bedeutung gewinnen. Dennoch konnte in dieser Studie durch die Optimierung des Zentralen Jet-Vetos für alle Ereignisse mit einem oder zwei zusätzlichen Jets die Signifikanz bei Anwendung des Zentralen Jet-Vetos nach der hier vorgestellten Basisselektion um $14 \pm 4\%$ erhöht werden. Durch diese Steigerung der Signifikanz des Zentralen Jet-Vetos sollte sich auch die Signifikanz in der Analyse des Zerfallskanals $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l + 4\nu$ steigern lassen und somit die Suche nach dem Higgs-Boson in diesem wichtigen Zerfallskanal weiter voranbringen.

Literatur

- [1] P. W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508, 1964.
- [2] P. W. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys. Lett.*, 12:132, 1964.
- [3] P. W. Higgs. Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons. *Phys. Rev.*, 145:1156, 1966.
- [4] F. Englert and R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321, 1964.
- [5] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble. Global Conservation Laws and Massless Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13:585–587, Nov 1964.
- [6] T. W. B. Kibble. Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories. *Phys. Rev.*, 155:1554–1561, Mar 1967.
- [7] S.L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4):579–588, 1961.
- [8] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, Nov 1967.
- [9] A. Salam. Elementary particle theory. *Ed. N. Svartholm, Stockholm, Almqvist and Wiksell*, 367, 1968.
- [10] M. Schmitz. *Sensitivity of the ATLAS Experiment to discover the Decay $H \rightarrow \tau \tau \rightarrow ll + 4\nu$ of the Standard Model Higgs Boson produced in Vector Boson Fusion*. PhD thesis, Universitäts- und Landesbibliothek Bonn, 2011.
- [11] Dittmaier et al. *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables*. CERN, Geneva, 2011.
- [12] The ATLAS Collaboration. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CERNYellowReportPageAt7TeV>. Abgerufen am 13.7.2012.
- [13] The ATLAS Collaboration. Observation of an Excess of Events in the Search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. (ATLAS-CONF-2012-093), Jul 2012.
- [14] LEP Working Group for Higgs boson searches ALEPH DELPHI L3 and OPAL Collaborations. Search for the standard model Higgs boson at LEP. *Physics Letters B*, 565:61–75, 2003.
- [15] CMS. Observation of a new boson with a mass near 125 GeV. (CMS-PAS-HIG-12-020), 2012.

- [16] M. Trottier-McDonald. Physics with tau lepton final states in atlas. Technical Report ATL-PHYS-PROC-2012-053, CERN, Geneva, Apr 2012.
- [17] The ATLAS collaboration. Search for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ decay mode with 4.7 fb^{-1} of ATLAS data at 7 TeV. 2012.
- [18] Prof. Markus Schumacher. The central jet veto in vector boson fusion analysis. http://wwwhep.physik.uni-freiburg.de/~schumach/talks_new.html. Abgerufen am 13.7.2012.
- [19] D. Rainwater, R. Szalapski, and D. Zeppenfeld. Probing color-singlet exchange in $Z+$ 2-jet events at the CERN LHC. *Physical Review D*, 54(11):6680, 1996.
- [20] P. Nason. A new method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms. *JHEP*, 11546:040, 2004.
- [21] M.L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A. Polosa. Alpgen, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *JHEP*, 07:001, 2003.
- [22] S. Frixione and B. R. Webber. Matching NLO QCD computations and parton shower simulations. *JHEP*, 06:029, 2002.
- [23] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3:S08001, 2008.
- [24] <http://public.web.cern.ch/public/en/About/About-en.html>. Abgerufen am 8.7.2012.
- [25] The ATLAS Collaboration. *The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider*, volume 3. IOP Publishing, 2008.
- [26] *CMS, the Compact Muon Solenoid : technical proposal*. CERN, Geneva.
- [27] *ALICE: Technical proposal for a Large Ion collider Experiment at the CERN LHC*. LHC Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1995.
- [28] *LHCb : Technical Proposal*. Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1998.
- [29] The ATLAS Collaboration. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DATAPREPARATION/PublicPlots/2012/DataSummary/figs/lumivstime.png>. Abgerufen am 13.7.2012.
- [30] The ATLAS Collaboration. https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DATAPREPARATION/InteractionsperCrossing/muplot/2012/mu_2011_2012.png. Abgerufen am 13.7.2012.
- [31] G.P. Salam. Towards jetography. *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, 67(3):637–686, 2010.

- [32] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, S. Menke, S. Rajagopalan, D. Rousseau, S. Snyder, and G. Unal. Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance. Technical Report ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr 2008.
- [33] The ATLAS Collaboration. Pile-up jet energy scale corrections using the jet-vertex fraction method. Technical Report ATL-COM-PHYS-2009-180, CERN, Geneva, Apr 2009.
- [34] M. Böhler. Exclusive Search for Supersymmetry with Same-Flavour Di-Depton Final States with the ATLAS Detector. 2012.
- [35] The ATLAS Collaboration. *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*. 2011.
- [36] The ATLAS Collaboration. Muon reconstruction performance. Technical Report ATLAS-COM-CONF-2010-065, CERN, Geneva, Jun 2010.
- [37] The ATLAS Collaboration. Reconstruction and Calibration of Missing Transverse Energy and Performance in Z and W events in ATLAS Proton-Proton Collisions at 7 TeV. Technical Report ATLAS-CONF-2011-080, CERN, Geneva, Jun 2011.
- [38] R.K. Ellis, I. Hinchliffe, M. Soldate, and J.J. Van der Bij. Higgs decay to $\tau^+\tau^-$: A possible signature of intermediate mass Higgs bosons at high energy hadron colliders. *Nuclear Physics B*, 297(2):221–243, 1988.
- [39] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, 71(2):1–19, 2011.