

Optimierung der
Selektionskriterien für die Suche
nach dem Higgs-Boson im Zerfall
 $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$
mit dem ATLAS-Detektor

Bachelorarbeit

ZUR ERLANGUNG DES GRADES EINES
BACHELOR OF SCIENCE PHYSIK

VORGELEGT VON

Jonas Wenzler

AUS VILLINGEN

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	Theorie und Phänomenologie	6
2.1	Das SM-Higgs-Boson	6
2.1.1	Kurzdarstellung des Higgs-Mechanismus	7
2.1.2	Ausschlussgrenzen auf die Higgs-Boson-Masse	10
2.1.3	Produktions- und Zerfallskanäle	12
2.2	Signalprozess	17
2.3	Untergrundprozesse	18
2.4	Monte-Carlo-Simulationen	20
3	Der ATLAS-Detektor	21
3.1	Das Koordinatensystem	22
3.2	Aufbau des Detektors	22
4	Analyse	25
4.1	Objektrekonstruktion	25
4.2	Standard-Selektion	27
4.2.1	Vorselektion	27
4.2.2	Topologische Selektion und Variablen	28
4.2.3	Kollineare Massennäherung	32
4.2.4	Berechnung von Signifikanzen	35
4.2.5	Signifikanz nach der Standard-Selektion	36
4.3	Optimierung der Selektion	36
4.3.1	Multivariate Optimierung der Schnitte auf die Jet-Variablen	38
4.3.2	Eindimensionale Optimierung der verbleibenden konventionellen Variablen	44
4.3.3	Einführung weiterer diskriminierender Variablen	70
4.4	Vergleich	73
5	Zusammenfassung	82

1 Einleitung

Vor über 50 Jahren wurde das Standardmodell [1–3] der Teilchenphysik postuliert und seither alle bis auf eines der dort postulierten Teilchen entdeckt. Das vorhergesagte Higgs-Boson [4–8] des Standardmodells ist das letzte dieser Teilchen und mit den heutigen Detektoren lässt sich seine Existenz auf immer kleinere Bereiche einschränken. Die aktuellsten Forschungsergebnisse [9] haben nun ein Boson entdeckt, das als möglicher Kandidat in Frage kommt.

Auch diese Arbeit befasst sich mit der Suche nach dem Higgs-Boson. Dabei schränkt sie sich ein auf den Kanal $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$. Allerdings werden hier keine Daten ausgewertet, sondern anhand von simulierten Ereignissen in einem mehrschrittigen Verfahren versucht, eine Selektion zu optimieren, die das Potential einer Entdeckung in diesem Kanal, für den Fall eines existierenden Higgs-Bosons mit der Masse von 125 GeV erhöhen soll.

Zuerst wird eine sehr kleine Einführung in die Theorie des Standardmodells und des Higgs-Mechanismus gegeben. Es folgt die Beschreibung des ATLAS-Detektors, und eine Übersicht über die aktuelle Selektion. Im Anschluss beginnt die eigene Optimierung verschiedenster Variablen. Den Abschluss bildet der Vergleich mit der aktuellen Selektion.

2 Theorie und Phänomenologie

2.1 Das SM-Higgs-Boson

In diesem Abschnitt soll der zum ersten Mal in [4–8] eingeführte Higgs-Mechanismus¹ qualitativ motiviert und skizziert werden; allerdings wird auf eine mathematische Beschreibung verzichtet. Ziel ist es hier nur, eine gewisse Anschauung des Konzepts der spontanen Symmetriebrechung zu geben, und darzustellen, wie diese bestimmte Probleme im Standardmodell lösen kann.

Des Weiteren werden die Produktions- und Zerfallsprozesse des Higgs-Bosons dargestellt, unter anderem, um die Wahl des Kanals für die Analyse zu begründen. Auf die wichtigsten Signal- und Untergrundprozesse wird dabei gesondert eingegangen.

Die Informationen für dieses Kapitel stammen zum Großteil aus [10–12].

¹Auch Englert–Brout–Higgs–Guralnik–Hagen–Kibble-Mechanismus

2.1.1 Kurzdarstellung des Higgs-Mechanismus

Im Standardmodell [1–3] (SM) wird die Physik der bisher bekannten Elementarteilchen beschrieben. Es leitet ihre Wechselwirkungen aus fundamentalen Symmetrien ab und kommt so zu einer einheitlichen Charakterisierung der elektromagnetischen, starken² und schwachen Wechselwirkung.

Am Beispiel der elektromagnetischen Wechselwirkung in der QED³ soll kurz erläutert werden, worin der Zusammenhang zwischen Symmetrien und Wechselwirkungen besteht. Betrachtet wird hier die Lagrangedichte eines Elektrons. Die Forderung einer Invarianz unter einer konstanten Transformation des Elektronenfelds führt nach dem Noether-Theorem zum Erhalt der elektrischen Ladung Q . Postuliert man nun allerdings, dass auch lokale Eichtransformationen der unitären Gruppe $U(1)_Q$ die Lagrangedichte unverändert lassen, muss dazu ein neues Eichfeld eingeführt werden. Dieses Feld darf keinen Massenterm besitzen, da sonst die lokale Eichinvarianz gebrochen wird. Im Fall der QED lässt sich das Eichfeld direkt mit dem Photonenfeld masseloser Photonen mit Spin 1 identifizieren.

Um auch die schwache und elektroschwache Wechselwirkung zu diskutieren, werden in Tabelle 1 noch einmal die elementaren Fermionen mit ihren zugehörigen Quantenzahlen zusammengefasst. Unterschieden wird dabei zwischen Leptonen (ganzzahlige Ladung)

	Fermionenfamilien			Q	Y	I_3^W
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0	-1	1/2
	e_R	μ_R	τ_R	-1	-2	0
	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	2/3	1/3	1/2
Quarks	u_R	c_R	t_R	-1/3	1/3	-1/2
	d_R	s_R	b_R	2/3	4/3	0
				-2/3	-2/3	0

Tabelle 1: Elektroschwache Quantenzahlen der Fermionen: Ladung Q , Hyperladung Y und Isospinkomponente I_3^W . Dubletts sind in Klammern zusammengefasst.

und Quarks (drittelzahlige Ladung) mit jeweils 3 Familien, die aufgrund ihrer Chiralität

²Auf die starke Wechselwirkung und die sie beschreibende Theorie der Quantenchromodynamik wird im Rahmen dieser Arbeit nicht eingegangen.

³Quantenelektrodynamik

noch einmal unterteilt werden. Da links-chirale Fermionen schwach über den geladenen Strom koppeln, lassen diese sich innerhalb ihrer Familie noch einmal zu einem Duplett zusammenfassen. Rechtshändige Fermionen bilden Singulets bezüglich der schwachen Wechselwirkung. Die Ladung dieser Kopplung ist der schwache Isospin I_W .

Die schwache und elektromagnetische Wechselwirkung lassen sich ähnlich wie oben mit einem einheitlichen Konzept beschreiben, wenn man die schwache Hyperladung $Y = 2(Q - I_W^3)$ einführt und eine Symmetrie unter $U(1)_Y \times SU(2)_{I_W}$ verlangt. Es resultieren 4 Eichbosonen für die Kopplung, die als W^+ , W^- , W^0 und B bezeichnet werden. Die letzten beiden entsprechen keinen beobachtbaren Teilchen, stattdessen ergeben sich das Z-Boson und das Photon als Mischung der beiden, welche einer Drehung des $W^0 - B$ -Vektors um den Weinbergwinkel Θ_W entspricht.

Im Gegensatz zur Beschreibung der QED tritt hier allerdings das Problem auf, dass die 3 Vektorbosonen W^\pm und Z^0 der kurzreichweitigen schwachen Kraft nachgewiesene Massen $M_W \approx 80 \text{ GeV}$ und $M_Z \approx 90 \text{ GeV}$ besitzen. Schreibt man diese den Teilchen als explizite Masse zu, so ist die lokale Eichinvarianz gebrochen. Ohne diese ergeben sich aber Schwierigkeiten, da nur mit lokaler Eichinvarianz Divergenzen, die bei der Berechnung von diversen Wirkungsquerschnitten im SM auftraten, durch Renormierung behandelt werden können (vgl. [13, 14]). Renormierung bedeutet, dass man diese Divergenzen in die Redefinition von Ladungen und Massen integrieren kann. Nur so lassen sich exakte, naturbeschreibende Berechnungen in der Teilchenphysik durchführen.

Einen Ausweg bildet der Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung: Es lässt sich ein skalares⁴ Feld einführen, welches die Lagrangedichte lokal eichinvariant lässt, und dessen resultierender Potentialterm Grundzustände mit teilweiser gebrochener Symmetrie besitzt. In unserem Fall sollte hier einfache $U(1)_Q$ -Eichsymmetrie erhalten bleiben, die $U(1)_Y \times SU(2)_{I_W}$ -Symmetrien aber gebrochen sein. Um die lokale Eichinvarianz zu gewährleisten, muss das Potential Φ der Bedingung

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

gehörchen, dabei beschreibt λ die Selbstkopplungsstärke und μ den Massenparameter. Sowohl λ als auch μ^2 müssen dabei größer 0 sein, da sonst keine spontane Symmetriebrechung auftritt. Das einfachste Feld, welches auch im Standardmodell verwendet wird, ist von der Form

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_3 + i \Phi_4 \\ \Phi_1 + i \Phi_2 \end{pmatrix}, \quad \Phi_i \in \mathbb{R}$$

⁴Vektorfelder scheiden hier aus, da ein Kondensat dieser eine Raumrichtung auszeichnet, wodurch sie den Forderungen der Lorentzinvarianz nicht standhalten können.

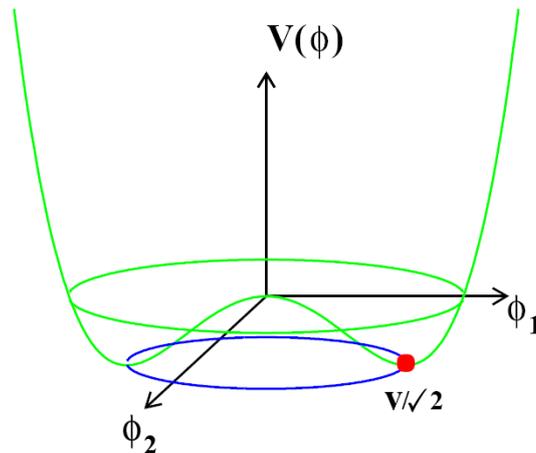


Abbildung 1: Darstellung des skalaren Potentials des Higgs-Felds im SM in Abhängigkeit von 2 Parametern. Bei $\Phi_1 = \Phi_2 = 0$ liegt ein lokales Maximum mit totaler Symmetrie. Die Auswahl des markierten Punkts bedeutet eine spontane Symmetriebrechung [10].

Alle Punkte des Minimums erfüllen die Bedingung $\Phi^\dagger \Phi = \frac{\mu^2}{2\lambda} =: \frac{v^2}{2}$ mit dem so definierten Vakuumerwartungswert v . Da sein schwacher Isospin I_W und seine Hyperladung Y für $v > 0$ nichtverschwindend sind, ist in jedem dieser Punkte $U(1)_Y \times SU(2)_{I_W}$ gebrochen. Allerdings lässt sich mit der Wahl von z.B. $\Phi_1 = v/\sqrt{2}$, $\Phi_{2,3,4} = 0$ ein Punkt finden indem die Ladung Q verschwindet. Somit ist die Symmetrie der QED erhalten. In Abbildung 1 wird ein solches Potential für die ersten beiden Felder dargestellt, der gewählte Punkt ist markiert. Betrachtet man Auslenkungen in Φ_1 und Φ_2 -Richtung (die anderen beiden Koordinaten verhalten sich äquivalent zur zweiten), fällt auf, dass sich nur in die erste Richtung eine Potentialänderung ergibt. Anregungen eines Feldes lassen sich als Teilchen interpretieren, so entspricht dieser Potentialänderung eine Masse. In den 3 „flachen“ Richtungen ergeben sich so die 3 masselosen Pseudo-Goldstone-Bosonen, deren Freiheitsgrade allerdings durch Umeichung von den Eichbosonen absorbiert werden können, welche damit massiv werden. Das Photon bleibt, wegen der ungebrochenen $U(1)_Q$ -Symmetrie masselos. Das vierte Teilchen, das Higgs-Boson des SM, ist massiv, da es der Anregung gegen den Potentialgradienten entspricht.

Auch alle anderen Teilchen, die mit dem Feld wechselwirken, spüren diesen oft als „Reibung“ veranschaulichten Effekt, welcher sich dann als individuelle effektive Masse je nach Größe der Kopplung interpretieren lässt. Für die Eichbosonen und Fermionen ergeben sich die Massen zusammen mit den jeweiligen Kopplungsstärken g und g' sowie

der Yukawa-Kopplung λ_f zu:

$$M_W = v \frac{g}{2} \quad M_Z = v \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} \quad m_f = v \frac{\lambda_f}{\sqrt{2}} \quad M_H = v \sqrt{2\lambda} = \sqrt{2}\mu$$

Alle Massen besitzen somit eine Proportionalität zum Vakuumerwartungswert v , der sich aus der Fermikonstante direkt ergibt zu:

$$v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246 \text{ GeV}$$

Die Massen der Eichbosonen sind somit bestimmt, für die Fermionen kann man aus den bekannten Massen die Werte für die Yukawa-Kopplungskonstanten extrahieren. Allerdings lässt sich die Higgs-Masse nicht berechnen, solange man nicht zusätzlich die Selbstkopplung λ oder den Massenparameter μ kennt.

Für die im Folgenden betrachteten Zerfälle des Higgs sind auch die Kopplungen des selben an die verschiedenen Teilchensorten von Bedeutung. Sie sind proportional zur schwachen Kopplungskonstante und der jeweiligen Teilchenmasse:

$$Hf\bar{f} \sim g \frac{m_f}{2M_W} \quad HW^+W^- \sim g M_W \quad HZZ \sim g \frac{M_Z}{\cos(\Phi_W)} \sim g M_W$$

2.1.2 Ausschlussgrenzen auf die Higgs-Boson-Masse

Wie oben kurz erwähnt, lässt sich die Masse des Higgs-Bosons im Standardmodell nicht alleine aus dem Vakuumerwartungswert des zugehörigen Felds berechnen. Dennoch gibt es theoretische Ausschlussgrenzen auf bestimmte Massenbereiche, deren Diskussion hier zu weit führen würde. Ein Beispiel hierfür ist die Unitaritätsgrenze, die sich ergibt, wenn man annimmt, dass die Kopplung des Higgs-Bosons bis zu hohen Energien perturbativ bleibt. Eine Higgs-Boson-Masse oberhalb $\approx 1 \text{ TeV}$ würde hier bei vielen Streuprozessen zu Divergenzen führen, die nicht renormierbar wären. Weitere Grenzen ergeben sich aus der Skala Λ ab welcher man „neue Physik“ erwartet. Die Annahme, dass dies nicht vor Erreichen der Planckskala $M_{\text{Pl}} \approx 10^{19} \text{ GeV}$ auftritt, ergibt zum Beispiel direkt die Einschränkung auf die Higgs-Boson-Masse $130 \text{ GeV} < M_H < 190 \text{ GeV}$. Zusammenfassend sei hier nur auf Abbildung 2 auf der nächsten Seite verwiesen.

Natürlich können auch aus experimentellen Messergebnissen Anhaltspunkte für den erwarteten Massebereich für M_H abgeleitet werden. Zum einen lässt sich unter Annahme der Gültigkeit des SM bis zu hohen Energien aus elektroschwachen Präzisionsmessungen Information über die Higgs-Boson-Masse extrahieren. Eine χ^2 -Anpassung an die Messergebnisse ergibt einen Schätzwert auf M_H . In Abbildung 3 auf Seite 12 ist die

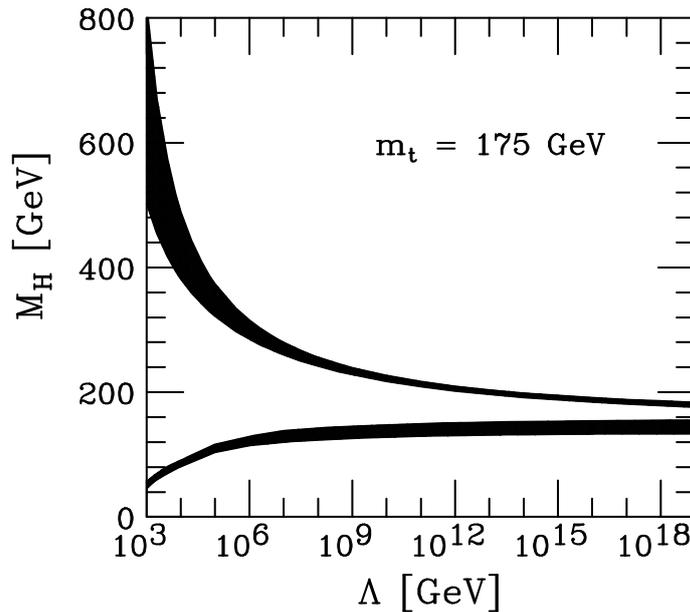


Abbildung 2: χ^2 -Theoretische Einschränkung auf die Higgs-Boson-Masse mit Unsicherheiten für $\alpha_s(M_Z) = 0.118$ in Abhängigkeit der Skala Λ ([15] und dortige Referenzen)

Anpassungsgüte an kombinierte Messwerte von LEP, Tevatron und SLAC⁵ abhängig von M_H dargestellt. Es ergibt sich $\hat{M}_H = 94^{+29}_{-24}$ GeV (68% C.L.) und für ein einseitiges 95%iges Konfidenzintervall eine Obergrenze von 152 GeV [16].

Eine andere Methode besteht in der direkten Suche nach Prozessen, in denen das Higgs-Boson entsteht und zerfällt. Man vergleicht dann die Vorhersagen mit und ohne Higgs-Boson bei einer bestimmten Masse mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten in Daten. Auf diese Weise kann aus den LEP-Ergebnissen eine Masse unter 114,4 GeV mit 95% C.L. ausgeschlossen werden [17], die obige Obergrenze von 152 GeV steigt unter Berücksichtigung dieses Werts auf 171 GeV. Die ATLAS-Kollaboration gibt mit gleicher Konfidenz Ausschlussgrenzen für die Bereiche 110 GeV – 122,6 GeV und 129,7 GeV – 558 GeV an. Darüber hinaus wurde im kombinierten Ergebnis von den beiden Zerfallskanälen $H \rightarrow Z^*Z \rightarrow l_1^+ l_1^- l_2^+ l_2^-$ und $H \rightarrow \gamma\gamma$ ⁶ bei etwa 126 GeV ein Überschuss an Ereignissen im Vergleich zu einer „Nur-Untergrund-Hypothese“ mit 5σ festgestellt, was die Entdeckung eines neuen Teilchens bedeutet [9]. Aufgrund des Spins der Endpro-

⁵Large Electron-Positron-Collider am CERN, Tevatron am Fermilab und Stanford Linear Accelerator Center

⁶Diese Kanäle werden im nächsten Kapitel noch einmal näher erläutert.

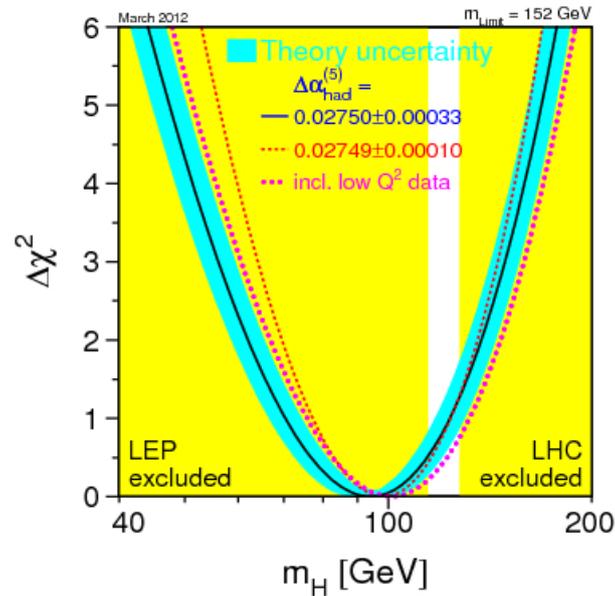


Abbildung 3: χ^2 -Anpassung der Higgs-Boson-Masse an elektroschwache Präzisionsmessungen [16]

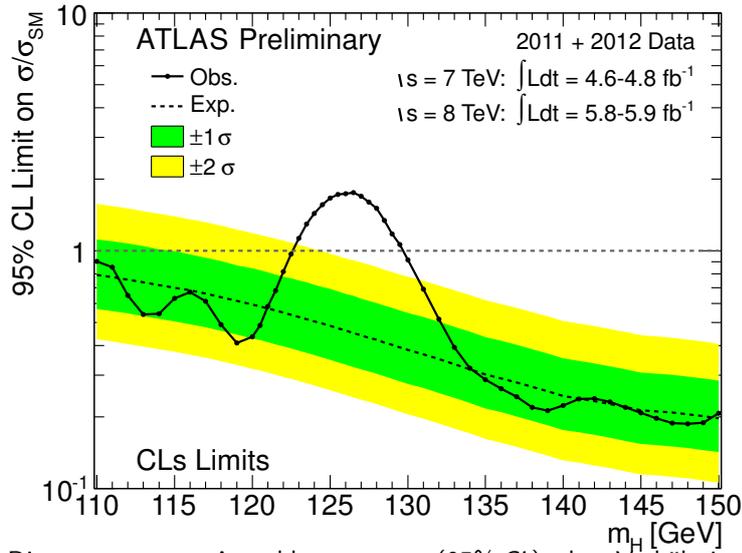
dukte kann man dabei auf ein Boson schließen, wobei Spin 1 wegen dem Zerfall in 2 Photonen nicht möglich ist. Abbildung 4(a) auf der nächsten Seite zeigt, für welchen Bruchteil des SM-Higgs-Wirkungsquerschnitts ein solcher Prozess mit 95% *C.L.* bei ATLAS ausgeschlossen werden könnte. Liegt dieser Wert unter 1, führt dies zum Ausschluss dieses Massenbereichs. Abbildung 4(b) auf der nächsten Seite zeigt den *p*-Wert für die Verträglichkeit der Daten mit einer reinen Untergrundhypothese für die verschiedenen Zerfallskanäle. Im hier untersuchten Zerfall in Tau-Leptonen zeigt sich hier im dargestellten Massenbereich keine Auffälligkeit. Auch die CMS⁷-Gruppe kam zu vergleichbaren Ergebnissen [18].

Aufgrund dieser Resultate lässt sich die hier für eine Higgs-Boson-Masse von 125 GeV durchgeführte Studie sehr gut motivieren.

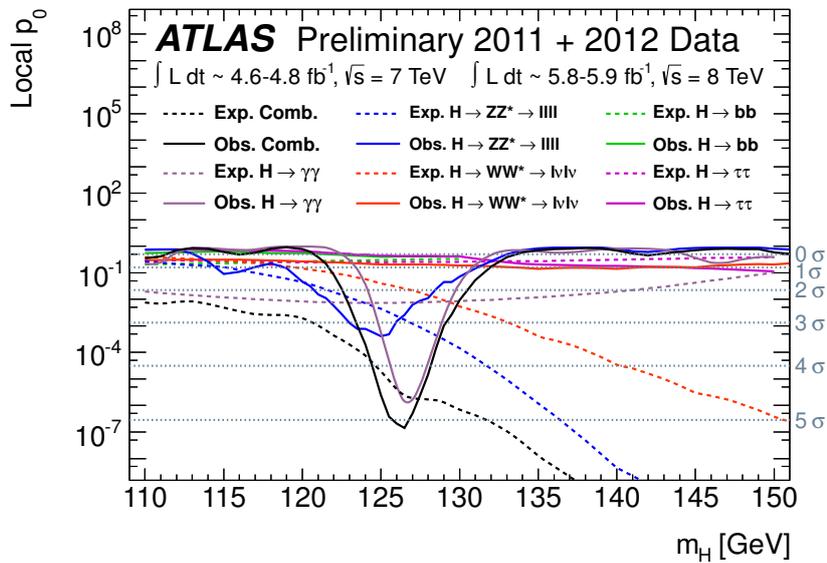
2.1.3 Produktions- und Zerfallskanäle

Bei der in dieser Analyse verwendeten Schwerpunktsenergie von 7 TeV dominieren vier Mechanismen zur Produktion des Higgs-Bosons. Mögliche Feynman-Diagramme dafür

⁷Compact-Muon-Solenoid am CERN



(a) Die gemessenen Ausschlussgrenzen (95% CL) des Verhältnisses aus gemessenem Wirkungsquerschnitt der Higgsproduktion und dem SM-Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse. Zum Vergleich gibt die gestrichelte Linie den erwarteten Wert ohne Higgs-Boson bei der entsprechenden Masse an. [9]



(b) Der p-Wert (Wahrscheinlichkeit) dafür, dass sich die Abweichung vom Untergrund in den einzelnen Kanälen nur durch stat. Schwankungen des Untergrunds erklären lassen. Die gestrichelten Linien geben die erwarteten Werte für ein Higgs-Boson bei der entsprechenden Masse an. [9]

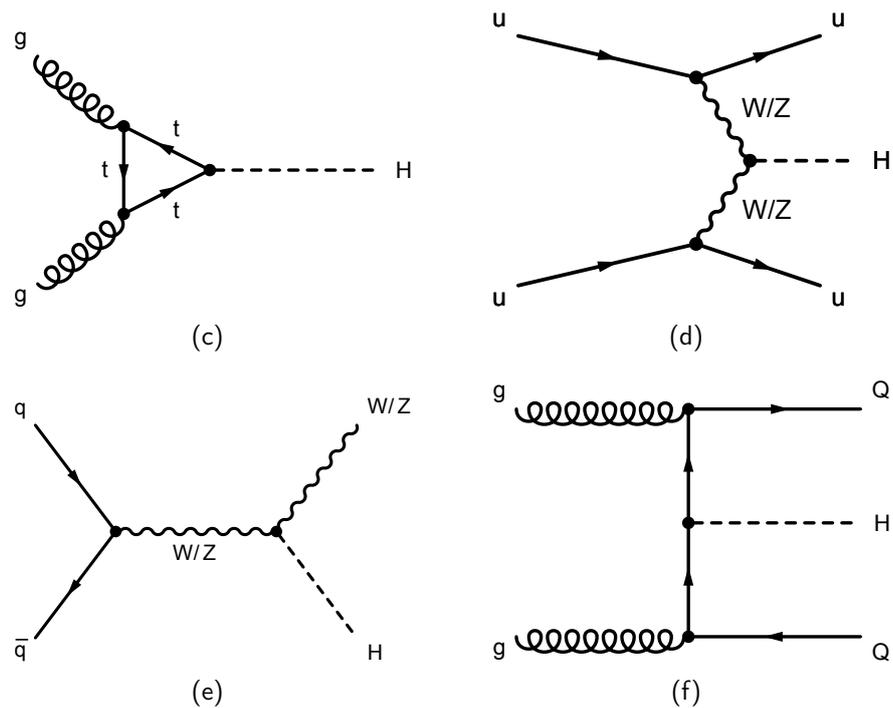


Abbildung 4: Die dominierenden Erzeugungsprozesse des SM-Higgs-Bosons am LHC nach Wirkungsquerschnitt sortiert: (c)Gluon-Gluon-Fusion,(d)Vektorbosonen-Fusion,(e)Assoziierte Produktion (Higgsstrahlung) mit Vektorbosonen und (f)Assoziierte Produktion mit schweren Quarks [11]

finden sich in Abbildung 4 auf der vorherigen Seite. Bei einer Higgs-Boson-Masse von ca. 125 GeV liegt dabei der Wirkungsquerschnitt Gluon-Gluon-Fusion über eine Größenordnung oberhalb des nächsten Kanals, der Vektorbosonen-Fusion (vgl. Abbildung 5). Da bei der Vektorbosonen-Fusion (VBF) die Partonen beim Abstrahlen der Vektorbosonen nur leicht abgelenkt werden, entstehen durch Hadronisierung zwei messbare *Jets* mit großer Pseudorapidität⁸. Diese werden als *Tagging-Jets*⁹ bezeichnet und ergeben ein gutes Identifikationsmerkmal dieses Prozesses. Diese Arbeit wird sich deshalb hauptsächlich auf diesen Prozess konzentrieren. Die Produktion über Higgsstrahlung von einem W^\pm oder Z^0 sowie die Erzeugung mit einem zusätzlichen $t\bar{t}$ -Paar tragen nur wenig zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei.

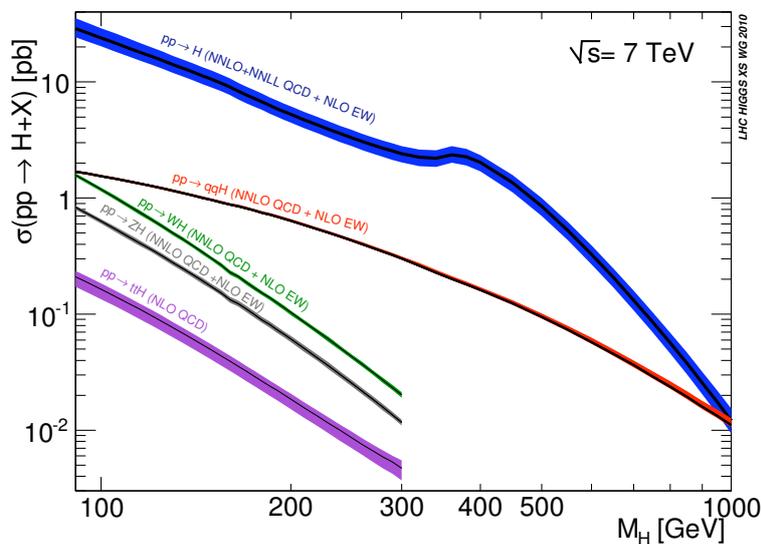


Abbildung 5: Produktionswirkungsquerschnitte des SM-Higgs-Boson bei Schwerpunktsenergie 7 TeV [19]

Für die Wahl des betrachteten Zerfallskanals spielen die Verzweungsverhältnisse eine Rolle (aufgetragen in Abbildung 6 auf der nächsten Seite), mit denen das Higgs in die verschiedenen Teilchen zerfällt. Bevorzugt werden dabei Prozesse mit einer hohen Produktionsrate, die sich gleichzeitig gut vom Untergrund separieren lassen und eine gute Energieauflösung bieten.

Im betrachteten Bereich von 120 GeV – 130 GeV dominiert die Produktionsrate im Zerfallsprozess $H \rightarrow b\bar{b}$ um eine Größenordnung gegenüber dem Zerfall in gg oder

⁸Für die Definition siehe Abschnitt 3.1 auf Seite 22

⁹to tag (engl.): auszeichnen

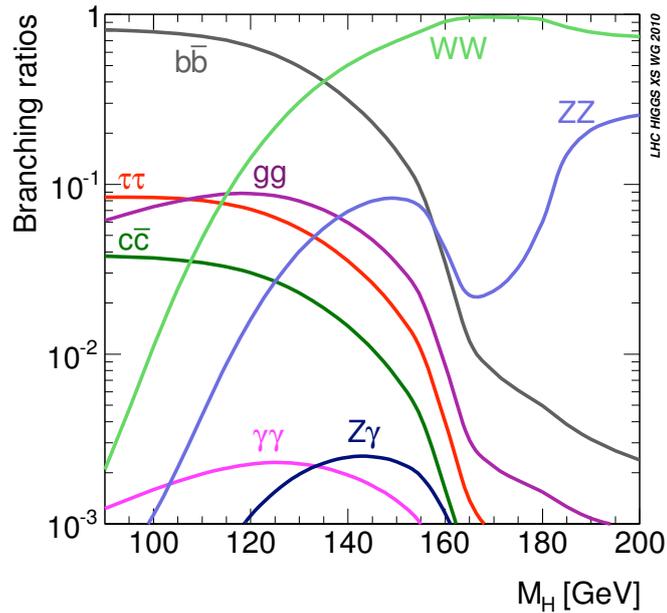


Abbildung 6: Zerfallsmoden des Standardmodell-Higgs-Bosons [19]

$\tau^+\tau^-$. Allerdings ist der riesige QCD-Untergrund den ersten beiden starken Prozessen so ähnlich, dass diese nur schlecht selektiert werden können. Auch bei den Tau-Leptonen fällt dies schwer, wenn sie beide hadronisch zerfallen; der leptonische Zerfall $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ ($l = e, \mu$)¹⁰ hebt sich dagegen klar von diesem Untergrund ab. Er bringt trotz der Verringerung des Wirkungsquerschnitts aufgrund des zugehörigen Verzweigungsverhältnisses von 12,4% [20] noch eine ausreichende Sensitivität. Diese Studie beschäftigt sich mit dem myonischen Endzustand, der ungefähr den vierten Teil des leptonischen Wirkungsquerschnitts ausmacht.

Die Kanäle, die in den ATLAS-Ergebnissen von Juli 2012 [9] zur Entdeckung geführt haben, sind $H \rightarrow Z^*Z \rightarrow l_1^+l_1^-l_2^+l_2^-$ und $H \rightarrow \gamma\gamma$. Der erste der beiden ist auf Born-Niveau möglich, der zweite wegen der fehlenden Kopplung des Higgs-Bosons an Photonen nur in höherer Ordnung, zum Beispiel über Quarkloops. Beide haben ein Verzweigungsverhältnis vergleichbar mit oder kleiner als der oben diskutierte Zerfall in zwei

¹⁰Teilchen und Antiteilchen werden in dieser Arbeit in der Nomenklatur nicht unterschieden um die Beschreibung zu vereinfachen.

Myonen [19, 20]:

$$\begin{array}{ll}
 H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu & 1,93 \cdot 10^{-3} \\
 H \rightarrow \gamma\gamma & 2,3 \cdot 10^{-3} \\
 H \rightarrow Z^*Z \rightarrow l_1^+ l_1^- l_2^+ l_2^- & 1,3 \cdot 10^{-4}
 \end{array}$$

Allerdings treten hier in den Endzuständen keine Neutrinos auf, so dass die invariante Masse des Higgs-Bosons mit guter Auflösung rekonstruierbar ist. Diese hohe Massenauflösung gibt den beiden eine überragende Sensitivität.

Mit der Sensitivität alleine lässt sich folglich der für diese Arbeit gewählte Kanal nicht begründen. Vielmehr wird er untersucht, weil er wichtig ist, um das neu entdeckte Boson zu charakterisieren. Wenn das neue Teilchen dem Standardmodell-Higgs-Boson entspricht, sollte bei ausreichender Anzahl von Ereignissen vielleicht schon dieses Jahr ein signifikanter Überschuss von Signal in Bezug auf Untergrund im Kanal $H \rightarrow \tau\tau$ nachweisen lassen. Kann die Higgs-Masse dagegen in diesem Bereich in der Suche in diesem Kanal ausgeschlossen werden, lässt sich die Neuentdeckung nicht mit einem SM-Higgs-Boson erklären, das auch den Fermionen Masse gibt.

2.2 Signalprozess

Als dominanter Signalprozess wird hier der Zerfall eines durch Fusion der Vektorbosonen Z^0 oder W^\pm erzeugten Higgs-Boson in Tau-Leptonen mit myonischen Endzuständen betrachtet. Auch die Beiträge aus den Produktionsmechanismen der Gluon-Gluon-Fusion $gg \rightarrow H$ und der Higgsstrahlung $Z(W)H$ werden berücksichtigt, die topologischen Schnitte bevorzugen aber klar die Vektorbosonenfusion.

Wie oben schon erwähnt, zeichnet sich die VBF-Topologie durch zwei *Jets* nahe der Strahlachse aus, die durch die Ablenkung der beteiligten Partonen im harten Streuprozess ihre Ursache haben. Beide Partonen strahlen jeweils ein schweres Vektorboson ab und erhalten so ihren transversalen Impuls. Über einen Partonschauer und eine anschließende Hadronisierung entstehen aus den nicht isoliert vorkommenden Partonen farbneutrale Teilchenbündel, sogenannte *Jets*.

Die Abstrahlung der Vektorbosonen ist dagegen ein Prozess der schwachen Wechselwirkung ohne Farbfluss, sodass zwischen den beiden *Tagging-Jets* nur selten weitere hochenergetische *Jets* entstehen.

Das Higgs-Boson aus der VBF erhält wegen der großen Masse der Vektorbosonen meist einen großen Transversalimpuls, weshalb seine Zerfallsprodukte am häufigsten im Zentralbereich des Detektors detektiert werden können. Die entstehenden Tau-Leptonen

erhalten beim Zerfall des vergleichsweise schweren Higgs-Bosons relativistische Geschwindigkeiten, trotzdem zerfallen sie aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer noch im Strahlrohr. Im rein leptonischen Endzustand entstehen dabei vier Neutrinos, die große Teile des Gesamtimpulses undetektiert aus dem Detektor tragen. Die resultierende fehlende Energie ist charakteristisch für Kanäle mit leptonisch zerfallenden Tau-Leptonen und zeichnet das Signal weiter aus, schränkt aber auch die Möglichkeit ein, die invariante Masse des 2-Tau-Systems zu rekonstruieren (siehe Abschnitt 4.2.3 auf Seite 32).

Bei einer betrachteten Higgs-Boson-Masse von 125 GeV liegt der Wirkungsquerschnitt $\sigma(VBF, NNLO, QCD + EW)$ bei 1193 fb [19]. Über das Verzweigungsverhältnis von $BR(H \rightarrow \tau\tau) = 6,37\%$ [19] für den Zerfall in Tau-Leptonen und $BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu) = 17,36\%$ [20] für jeden der beiden Tau-Zerfälle in Myon und Neutrinos ergibt sich ein Gesamtwirkungsquerschnitt für den Signalprozess von 2,29 fb. Bei der verwendeten integrierten Luminosität von $4,66 \text{ fb}^{-1}$ erwartet man damit $N = \sigma \int \mathcal{L} \approx 10,7$ Ereignisse. Der Wirkungsquerschnitt liegt um Größenordnungen unter dem der unten aufgeführten Untergrundprozesse.

2.3 Untergrundprozesse

$Z(\rightarrow \tau^+\tau^-) + \text{Jets}$: Zerfällt ein Z^0 -Boson über zwei Tau-Leptonen in Myonen und Neutrinos, so stimmen die leptonischen Endzustände exakt mit dem Signalprozess überein. Durch die entstehenden Neutrinos ergibt sich auch hier eine große fehlende Transversalenergie. Man spricht in diesem Fall von einem irreduziblen Untergrund. Da *Jets* und Elektronen nur selten als Myonen fehlidentifiziert werden, tragen Tau-Zerfälle in Elektronen oder Hadronen kaum zum Untergrund bei.

Eine Möglichkeit zur Unterdrückung dieses Untergrunds ergibt sich je nach Produktionsmechanismen für das Z^0 . Es sind dabei sowohl eine rein elektroschwache Produktion als auch eine Produktion mit dem Auftreten starker Vertizes möglich. Obwohl erster dem Signal von der Jet-Kinematik viel ähnlicher ist, hat sich gezeigt (siehe auch [12]), dass der zweite aufgrund seines großen Wirkungsquerschnitts den dominanteren Untergrund darstellt. Nur dieser wurde in dieser Arbeit berücksichtigt. Da zwischen den *Jets* Farbfluss vorhanden ist, ergeben sich hier wichtige Unterschiede zur VBF-Topologie, die eine Diskriminierung ermöglichen.

$Z(\rightarrow (\mu^+\mu^-/e^+e^-)) + \text{Jets}$: Im Unterschied zur Untersuchung eines Signalprozesses mit gemischt-leptonischen Endzuständen ist hier der Zerfall des Z -Bosons direkt in zwei leichte Fermionen der gleichen Familie ein bedeutender Untergrund. Wie bei $Z \rightarrow \tau\tau$ schon erwähnt, können die Produkte aus elektronischen Zerfällen fast vollstän-

dig unterdrückt werden.

Der myonische Endzustand besitzt anders als das Signal kaum fehlende Energie, auch erwartet man Massen des Myonensystems hauptsächlich in der Nähe der Z-Masse. Damit lässt sich ein großer Anteil des Untergrunds unterdrücken, allerdings hat der Zerfall des Z direkt in Myonen einen über 30 mal größeren Wirkungsquerschnitt als der Zerfall über Tau-Leptonen in Myonen¹¹.

$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b}$: Die Produktion eines Top-Quark-Paars und sein in der Überschrift beschriebener Zerfall stellt einen großen Untergrund aufgrund seines hohen Wirkungsquerschnitts dar. Die beiden Bottomquarks können als *Tagging-Jets* fehlinterpretiert werden. Durch leptonisch zerfallende W-Bosonen treten hier ähnliche Endzustände wie im Signalprozess mit Neutrinos auf, was auch eine signifikante fehlende Energie zur Folge hat. Trotz des Verzweigungsverhältnisses $BR(W \rightarrow \mu\nu_\mu) = 10,57\%$ ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt, der den des Signalprozesses um 3 Größenordnungen überragt.

Obwohl die Produkte des Zerfalls mit denen des Signals übereinstimmen können, so unterscheiden sie sich doch in der flacheren Verteilung der invarianten Massen der *Jets* und der Leptonen, da hier im Gegensatz zum Signal keine Resonanz zerfällt. Weiter unterdrückt werden kann dieser Untergrund über ein Veto auf identifizierte *b-Jets*, sowie aufgrund der durch den möglichen Farbfluss zwischen den *b-Quarks* entstehenden weiteren *Jets*.

Prozesse mit einem einzelnen t: Prozesse mit der Produktion eines einzelnen Top-Quarks können im s-Kanal, im t-Kanal oder in Verbindung mit einem zusätzlichen W-Boson stattfinden. Nur wenn neben dem aus dem Top-Quark-Zerfall stammenden W-Boson noch ein zusätzliches W-Boson auftritt und beide myonisch zerfallen ergibt sich hier ein Endzustand mit zwei Myonen. Da Fehlidentifikation von *Jets* als Myonen unwahrscheinlich sind, sind andere Zerfallskanäle vernachlässigbar. Insgesamt trägt dieser Prozess kaum zum Untergrund bei.

Dibosonenprozesse WW,WZ und ZZ: Unter dem Namen Dibosonprozess wird in dieser Arbeit jeder Prozess bezeichnet, bei dem Paare von den in der Überschrift genannten Vektorbosonen produziert werden. Durch den leptonischen Zerfall von 2 W-Bosonen oder einem Z-Boson können hier dem Signal sehr ähnliche Endzustände mit 2 Myonen und fehlender Energie durch abgestrahlte Neutrinos auftreten. Werden bei der Produktion zusätzlich zwei *Jets* abgestrahlt, die im Detektor identifiziert werden können, sind die detektierbaren Endzustände mit dem Signalprozess identisch. Allerdings besitzen

¹¹Verzweigungsverhältnis $BR(\tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu) = 3\%$

diese Prozesse einen kleinen Wirkungsquerschnitt und können durch jetkinematische Schnitte relativ gut unterdrückt werden.

W($\rightarrow \ell\nu_\ell$) + Jets: Einzelproduzierte W-Bosonen zeichnen sich bei einem leptonen Zerfall zwar durch fehlende Energie aus, allerdings tritt im Zerfall höchstens ein Myon auf. Weitere Myonenkandidaten durch Fehlidentifikation sind selten, sodass dieser Untergrund von geringer Bedeutung ist.

QCD-Multijet-Prozesse: Werden durch Prozesse der starken Wechselwirkung mehrere *Jets* erzeugt und werden zwei dieser *Jets* fälschlicherweise als Myonen rekonstruiert, können diese Ereignisse als Untergrund relevant werden. Zwar ist die Wahrscheinlichkeit der Fehlidentifikation als Myon klein, aber auch mit großen Unsicherheiten behaftet. In Kombination mit dem sehr großen Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse ergibt sich ein Untergrund, der nur schwer durch MC simuliert werden kann. Stattdessen wird er oft aus den Daten abgeschätzt, darauf wird in dieser Arbeit aber verzichtet.

2.4 Monte-Carlo-Simulationen

Für diese Studie werden durch Monte-Carlo-Generatoren simulierte Ereignisse für eine Higgs-Boson-Masse von $m_H = 125$ GeV bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV verwendet. Die Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse sind in Tabelle 2 auf der nächsten Seite zusammengefasst und für die Signalprozesse mit [19] und [20] berechnet. Außerdem orientiert sich dieser Abschnitt an [21].

Für die Signalprozesse wurden verschiedenen Generatoren verwendet. Die Wirkungsquerschnitte für die Vektorbosonfusion wurde mit VBF@NNLO [22] berechnet, bei der Gluon-Gluon-Fusion wurde in NNLO¹² HIGLU [23] und ggh@nnlo [24] verwendet. Die Ereignissimulation erfolgte für beide Prozesse mit POWHEG [25]. Für die Prozesse der Higgsstrahlung durch W oder Z-Bosonen wurden die Wirkungsquerschnitte in NNLO für QCD-Prozesse und in NLO für elektroschwache Prozesse berechnet [26, 27] und mit PYTHIA [28] simuliert. Auch die Dibosonprozesse wurden von diesem Generator erzeugt.

Die Produktion von W- und Z-Bosonen-Ereignissen wurde von ALPGEN [29] übernommen, $t\bar{t}$ wurde mit MC@NLO [30] erzeugt. Alle Kanäle mit einzelnen Top-Quarks wurden simuliert durch ACERMC [31].

Partonenschauder wurden für MC@NLO and ALPGEN mit sc Herwig berechnet. Für ACERMC and POWHEG wurde diese Aufgabe von PYTHIA übernommen.

¹²next-to-next-to-leading order

Signalprozesse	Wirkungsquerschnitt $\sigma/\text{pb} \times BR$
$gg \rightarrow H(\rightarrow \tau\tau(\rightarrow \ell\ell + 4\nu)), (\ell = e, \mu)$	0,16
VBF $H(\rightarrow \tau\tau(\rightarrow \ell\ell + 4\nu)), (\ell = e, \mu)$	$1,26 \times 10^{-2}$
$W H(\rightarrow \tau\tau(\rightarrow \ell\ell + 4\nu)), (\ell = e, \mu)$	$5,98 \times 10^{-3}$
$Z H(\rightarrow \tau\tau(\rightarrow \ell\ell + 4\nu)), (\ell = e, \mu)$	$3,30 \times 10^{-3}$
Untergrundprozesse	
$W \rightarrow \ell\nu + \text{Jets}, (\ell = e, \mu, \tau)$	31.5×10^3
$Z\gamma^* \rightarrow \ell\ell + \text{Jets} (m_{\ell\ell} > 19 \text{ GeV}), (\ell = e, \mu, \tau)$	15.0×10^3
$W(\rightarrow \ell\nu + \text{Jets}), (\ell = e, \mu, \tau)$	10.5×10^3
$t\bar{t}$	167
Einzelnes Top-Quark: t, s und Wt -Kanäle	64.6, 4.6, 15.7
$WW, WZ, ZZ (66 \text{ GeV} < M_Z < 116 \text{ GeV})$	44.9, 18.0, 5.6

Tabelle 2: Verwendete Wirkungsquerschnitte für Signal und Untergrundprozesse bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV und einer Higgs-Boson-Masse von $m_H = 125 \text{ GeV}$. Die Werte stammen aus [19–21]

3 Der ATLAS-Detektor

ATLAS (**A** Toroidal LHC Apparatu**S**) ist, wie sein Name schon sagt, ein das Strahlrohr zylinderförmig umschließender Detektor zugehörig zum LHC¹³ am CERN. Neben dem ATLAS-Experiment, das mit seinen 44 m Länge und 25 m Durchmesser die größten Abmessungen hat, liegen auch die 3 Experimente ALICE, CMS und LHCb direkt an weiteren Kollisionspunkten in diesem Beschleunigerring mit einem Radius von 26,7 km.

Der LHC liefert diesen Experimenten seit den ersten Proton-Proton-Kollisionen 10.3.2010 Ereignisse, nachdem die bei seiner Inbetriebnahme 2008 aufgetretenen Probleme behoben waren. Allein im Jahr 2011 konnte ATLAS so eine integrierte Luminosität von $5,626 \text{ fb}^{-1}$ an Daten bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ aufnehmen. Inzwischen wurde diese auf weltweit einmalige 8 TeV erhöht und soll in den folgenden Jahren noch bis auf 14 TeV gesteigert werden.

Neben Protonenkollisionen werden am LHC auch Schwerionenkollisionen durchgeführt, diese sind aber hier nicht relevant.

¹³Large Hadron Collider

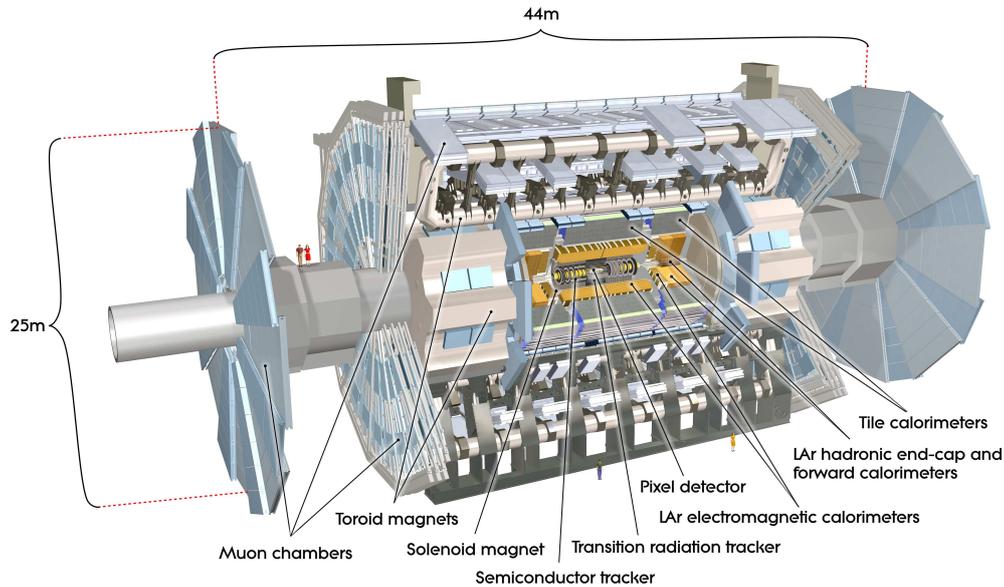


Abbildung 7: Schnittzeichnung des ATLAS-Detektors. [19]

3.1 Das Koordinatensystem

Als einheitlicher Bezug für alle Positions- und Richtungsmesswerte wird ein rechtshändiges, kartesisches Koordinatensystem definiert, welches seinen Ursprung im nominalen Wechselwirkungspunkt hat. Die x -Achse wird dabei positiv zum Mittelpunkt des Beschleunigerrings definiert, die Wahl der positiven y -Achse nach oben legt auch die z -Richtung in der Strahlachse fest. Der Zylindersymmetrie des Detektors angemessen wird der azimuthale Winkel Φ konventionell um die Strahlachse herum definiert. Der Polarwinkel Θ gibt dagegen den Winkel zur Strahlachse an, allerdings ist hier die Pseudorapidität $\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\Theta}{2}\right)\right)$ die gebräuchlichere Größe. Als Abstandsnorm in den η - Φ -Koordinaten wird $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\Phi^2}$ eingeführt.

Die Projektion vektorieller Größen auf die x - y -Ebene wird im Folgenden immer als transversale Komponente bezeichnet, so sind z.B. auch die Größen des Transversalimpulses p_T oder der transversalen fehlenden Energie E_T zu verstehen.

3.2 Aufbau des Detektors

Der ATLAS-Detektor (siehe auch Abbildung 3 auf der vorherigen Seite) ist nahezu rotationssymmetrisch um die Strahlachse aufgebaut und besteht aus mehreren Schalen

unterschiedlichster Messsysteme. Die hier gegebenen Beschreibungen stützen sich auf die technische Beschreibung aus [32].

Dem Wechselwirkungspunkt am Nächsten liegt der **innere Detektor**. Er dient dazu, Impulse und Trajektorien geladener Teilchen zu erfassen. Möglich wird dies durch ein den inneren Detektor durchdringendes Solenoid-Magnetfeld in z-Richtung von 2 T, dass von supraleitenden Spulen erzeugt wird und geladene Teilchen mit einem Krümmungsradius proportional zum Teilchenimpuls ablenkt. Diese Spuren werden in 3 Untersystemen vermessen: Zuerst durchqueren die Teilchen den hochaufgelösten dreilagigen Pixeldetektor, der sowohl die $R - \Phi$ - als auch die z-Koordinate sehr genau vermessen kann. Das zweite System bildet ein Silikon-Streifendetektor mit guter $R - \Phi$ -Auflösung. Es erfasst im Mittel 8 Spurpunkte pro Teilchen. Als äußerste Komponente liefert der Übergangsstrahlungs-Spurdetektor¹⁴ durchschnittlich 36 weitere Spurpunkte. Besonders für die Elektronen-Pionen-Diskriminierung ist diese Lage von großer Bedeutung. Die jeweils abgedeckten η -Bereiche sowie die Impulsaufösungen finden sich in Tabelle 3.

Tabelle 3: Auflösungen und Abdeckungsbereiche der einzelnen Detektorkomponenten, E und p_T werden in GeV eingesetzt

Detektorkomp.	Auflösung	η - Abdeckung	
		Hauptmessung	Trigger
innerer Detektor	$\sigma_{p_T}/p_T = 0,05\% p_T \oplus 1$	$\pm 2,5$	
Pixeldetekt.		$\pm 2,5$	
Streifendetekt.		$\pm 2,5$	
Ü.strahl.detekt.		$\pm 2,0$	
EM-Kalori.	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0,7\%$	$\pm 3,2$	$\pm 2,5$
Had.-Kalori.			
Zent. & Endkappe	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	$\pm 3,2$	$\pm 3,2$
Vorwärts	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3,1 < \eta < 4,9$	$3,1 < \eta < 4,9$
Myonenspekt.	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\% \text{ at } p_T = 1\text{TeV}$	$\pm 2,7$	$\pm 2,4$

Im Anschluss an den inneren Detektor beginnt das Kalorimetersystem, welches in der Lage ist, Energien von Elektronen, Photonen und *Jets* sehr genau zu bestimmen. Da Elektronen und Photonen elektromagnetisch, *Jets* dagegen dominierend stark wechselwirken, sind verschiedene Bereiche für die Vermessung der jeweiligen Objekte notwendig.

Innen liegt dabei das **EM Kalorimeter** mit *Liquid-Argon-Technologie*, dass vor allem im η -Bereich des inneren Detektors eine sehr hohe Auflösung zur genauen Elektronen-

¹⁴eigentlich Kombination aus Driftkammern und Übergangsstrahlungsdetektor

und Photonenrekonstruktion besitzt. Ihm vorgelagert ist noch ein Presampler, der die Korrektur des Energieverlusts von Elektronen und Photonen vor dem Eintritt in das Kalorimeter erlaubt.

Das außenliegende **hadronische Kalorimeter** ist im Zentralbereich schichtweise aus Absorbern und Szintillatoren aufgebaut und erfasst die Energien stark wechselwirkender Teilchen. Des weiteren muss es sicherstellen, dass keine Teilchen bis zum Myonenspektrometer vordringen können. Beide Kalorimetertypen sind auch in den Endkappen- und Vorwärtsdetektoren vertreten, um größere η -Bereiche abzudecken.

Myonen durchdringen die Kalorimeter ohne große Energiedeposition und können deshalb von diesen nur sehr ungenügend gemessen und identifiziert werden. Diesen Zweck erfüllt das **Myonenspektrometer**, welches den Abschluss des Detektors bildet. Ähnlich wie im inneren Detektor werden hier die Myonenspuren mit einem B-Feld zwischen 0,5 und 2,5 T (je nach η und R) gekrümmt und mit Driftkammern Spurpunkte bestimmt. Im Vorwärts- und Rückwärtsbereich sind die Driftkammern durch Kathodenstreifenkammern ersetzt. Das Magnetfeld wird im Zentralbereich toroidal von 8 ringförmigen Luftspulen erzeugt und geht zum Rand hin in ein von Spulen in den Endkappen erzeugtes Feld über. Durch den großen Abstand zum Strahl und die allgemein größere Ausdehnung der Myonenkammern ergeben sich aus den Spurpunkten sehr präzise Messungen des Myonenimpulses und seiner Richtung.

Um nun die von den Detektoren gesammelte Datenflut aufzuzeichnen, ist ein weiteres System notwendig: Der **Trigger**. Er verwirft in einem mehrstufigen Prozess Ereignisse, die physikalisch uninteressant erscheinen und reduziert so die Ereignisrate von 20 MHz auf ungefähr 200 Hz. Die erste Stufe L1 wertet dabei nur die Information einzelner Detektor-Subsysteme aus. Ereignisse, die sich z.B. durch hochenergetische Objekte oder große fehlende Energie auszeichnen, werden an die Software-basierte Stufe L2 weitergegeben. Zusätzlich markiert L1 interessante Detektorbereiche (RoI's). Pro Ereignis benötigt L1 dafür durchschnittlich $2,5 \mu\text{s}$. L2 verwendet nun einen größeren Teil der Information aus diesen Bereichen, selektiert, und gibt bei einer gemittelten Prozessierungszeit von 40 ms Ereignisse zur abschließenden und schärfsten Selektion an den Ereignis-Filter weiter. Bei ca. 1,3 MByte pro Ereignis wird damit in etwa eine Datenrate von $0.26 \text{ GByte s}^{-1}$ aufgezeichnet.

Weitere ATLAS-Bestandteile sind LUCID, ALFA und ZDC, die zwischen 17 – 240 m entfernt von ATLAS am Strahlrohr liegen und unter anderem die aktuelle Luminosität messen können.

4 Analyse

In dieser Arbeit wird eine Reoptimierung der derzeit gängigen Selektion [21, 33] durch konsekutive Schnitte vorgenommen. Nach grundlegenden Schritten wie der Objektrekonstruktion wird diese in Abschnitt 4.2 auf Seite 27 beschrieben. Dabei werden auch die dort verwendeten Variablen vorgestellt, da diese in der anschließend diskutierten Reoptimierung zum Großteil verwendet werden. Abschließend werden dann die Ergebnisse der neuen Analyse mit der Standardselektion verglichen.

4.1 Objektrekonstruktion

Wird ein Ereignis aufgezeichnet, so liefert der Detektor bzw. die Detektorsimulation eine Liste von Spurpunkten und Kalorimereinträgen. Die Objektrekonstruktion schlägt nun die Brücke zwischen diesen Informationen und Physikobjekten wie Elektronen, Myonen oder *Jets* mit physikalischen Größen wie Richtung und Impuls wie sie für die Analyse der Topologie benötigt werden.

Durch kinematische Anpassungen lassen sich die Spurpunkte und Energiedepositionen teilweise einander zuordnen; durch weitere Kriterien werden so gefundene Spuren in die verschiedenen Teilchenklassen eingeordnet. Die verschiedenen dafür verwendeten Algorithmen können hier nicht beschrieben werden, es werden jeweils nur die Schlüsselbegriffe genannt und auf Sekundärliteratur verwiesen.

Elektronen: Um als Elektron (oder Positron¹⁵) identifiziert zu werden, muss ein Objekt die *tightpp*-Bedingungen [34] für Elektronen erfüllen, innerhalb eines Pseudorapiditätsbereichs $|\eta| < 1,37$ oder $1,52 < |\eta| < 2,47$ liegen und einen Transversalimpuls von mindestens 15 GeV besitzen. Der Bereich $1,37 < |\eta| < 1,52$ wird als Übergangsbereich zwischen Zentral- und Endkappenkalorimeter ausgeschlossen.

Außerdem wird für das Elektron ein Isolationskriterium gefordert: Innerhalb eines Kegels mit Radius $\Delta R = 0,4$ wird der Transversalimpuls aller Objekte mit $p_T > 1$ GeV betragsmäßig addiert¹⁶. Diese Summe darf 6% des transversalen Elektronenimpulses nicht überschreiten. Die in den Kalorimetern in einem Kegel mit $\Delta R = 0,2$ deponierte Energie darf nur 6% der transversen Elektronenenergie betragen.

¹⁵Der Einfachheit halber werden in Zukunft die Antiteilchen nicht gesondert erwähnt.

¹⁶Die Objekte innerhalb von $\Delta R = 0,05$ werden dem Elektron zugeordnet und nicht mitgezählt.

Myonen: Myonen werden nach dem STACO [35]-Algorithmus¹⁷ rekonstruiert [36]. Dabei werden die unabhängigen Messungen des Myonenspektrometers und des inneren Detektors kombiniert; zueinander passende Spuren in beiden Detektoren sind also erforderlich. Dies unterdrückt unter anderem die unerwünschte Identifikation von Myonen, die erst bei Zerfällen im Kalorimeter entstehen.

Ein Myonenkandidat muss oberhalb der Schwelle $p_T > 10$ GeV und innerhalb eines η -Bereichs von $|\eta| < 2,5$ liegen. Für Myonen, die den Trigger ausgelöst haben, werden noch schärfere Bedingungen definiert. Aufgrund der Trigger-Reichweite muss $|\eta| < 2,4$ sein. Der Transversalimpuls muss über 17 GeV liegen, wenn das Myon den Trigger ausgelöst hat.

Um den Untergrund durch kosmische und im Protonenstrahl erzeugte Myonen zu reduzieren, werden Myonen verworfen, deren Abstand in z-Richtung zwischen dem Punkt größter Annäherung an die Strahlachse und dem Primärvertex größer als 1 cm ist.

Neben einigen anderen Qualitätskriterien nach [37] müssen Myonen isoliert sein: Die transversale Energie im Kalorimeter innerhalb eines Kegels mit $\Delta R = 0,2$ darf maximal 4% des Myonentransversalimpulses betragen; die Transversalimpulssumme aller Spuren mit $p_T > 1$ GeV in einem Kegel mit $\Delta R = 0,4$ muss kleiner sein als 6% des Myonentransversalimpulses.

Jets: *Jets* werden nach dem *Anti- k_T* -Algorithmus [38–40] mit dem Abstandsparameter $\Delta R = 0,4$ aus topologischen *Clustern* [41] rekonstruiert. Nur *Jets* mit $p_T > 20$ GeV innerhalb von $|\eta| < 4,5$ werden akzeptiert. Werden vermeintliche *Jets* als Detektorrauschen identifiziert, wird das gesamte Ereignis verworfen.

Entfernung sich überlappender Objekte: Um zu verhindern, dass Detektoreinträge doppelt gezählt werden, wird nach der Rekonstruktion aller Objekte eine konsekutive Entfernung sich überlappender Objekte durchgeführt. Da bei den Myonen wegen des Myonenspektrometers nur wenige Fehlinterpretationen auftreten, werden Myonen nie entfernt. Alle Elektronenkandidaten, die vom nächsten Myon weniger als $\Delta R = 0,2$ entfernt sind, werden aus der Objektliste entfernt. Danach wird das Verfahren für alle *Jets*, die näher als $\Delta R = 0,2$ von einem Myon oder verbleibendem Elektron entfernt sind, wiederholt.

Fehlende transversale Energie: Nach einem in [42] beschriebenen Verfahren wird aus der im Kalorimeter im η -Bereich von $|\eta| < 4,5$ deponierten Energie und den rekon-

¹⁷STACO von *statistical combined*

struierten Myonen eine fehlende transversale Energie berechnet. Verwendet wird hier die Größe *MetRefFinal*.

4.2 Standard-Selektion

4.2.1 Vorselektion

Der erste Schritt der Vorselektion prüft Ereignisse auf einige technische Qualitätskriterien, die aber hauptsächlich für Daten relevant sind. Es wird so unter anderem gefordert, dass alle Detektorkomponenten bei der Datennahme ausreichend funktionstüchtig waren.

Darüber hinaus werden Schnitte vorgenommen, die fordern, dass die für die Signaltopologie bedeutenden Physikobjekte existieren. So wird sichergestellt, dass die später eingeführten Variablen wohldefiniert sind. Außerdem lässt sich so die Anzahl der zu prozessierenden Ereignisse für die eigentliche Analyse merklich senken.

In dieser Arbeit wird für ein Ereignis gefordert:

- dem rekonstruierten Primärvertex müssen mindestens 3 Spuren zugeordnet sein
- Auslösen entweder eines Dimyonentriggers ($p_T(\mu_1) > 15 \text{ GeV}$, $p_T(\mu_2) > 10 \text{ GeV}$) oder eines Einzelmuonentriggers ($p_T(\mu_1) > 18 \text{ GeV}$)
- exakt 2 Myonen mit entgegengesetzter Ladung, Übereinstimmung mit den Triggerobjekten
- keine Elektronen
- mindestens 2 *Jets* ($p_T(\text{Jet}_1) > 40 \text{ GeV}$, $p_T(\text{Jet}_2) > 25 \text{ GeV}$)

Die Forderung von mindestens 2 *Jets* ist dabei schon ein spezielleres Kriterium, das nicht für alle Analysen des Higgszerfalls mit leptonischem Endzustand angewandt wird. Vielmehr wird dieser Kanal hauptsächlich wegen der Unterschiede in den Topologien der verschiedenen Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons in mehrere Unterbereiche geteilt, die einzeln optimiert werden. Der hier ausschlaggebende VBF-Kanal dominiert den hier selektierten 2-Jet-Kanal aufgrund seiner charakteristischen *Tagging-Jets*.

Über diese Vorselektion wird die Menge an simulierten Ereignissen von $1.1 \cdot 10^8$ auf ca. 4% reduziert.

4.2.2 Topologische Selektion und Variablen

In dieser Phase der Analyse wird die Selektion gezielt für die VBF-Topologie der Higgsproduktion optimiert. Es werden nun nacheinander die Variablen vorgestellt, ihre Verwendung qualitativ motiviert und die derzeit verwendeten Schnittwerte zusammengefasst. Signal- und Untergrundverteilungen für alle Größen finden sich in den Abbildungen auf den Seiten 8 und 9.

Masse des Leptonensystems: Die invariante Masse des Leptonensystems berechnet sich aus der Norm der Viererimpulssumme der beiden Leptonen:

$$m_{\ell_1\ell_2} = \sqrt{(p_1 + p_2)^2} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2}$$

Ist der Impuls im Vergleich mit der Teilchenmasse groß, kann die Energie mit dem Impulsbetrag angenähert werden, was zum Beispiel für Myonen wichtig ist, deren Energie nicht im Kalorimeter bestimmt wird.

Für Prozesse ohne Neutrinos entspricht $m_{\ell\ell}$ der Masse des Ausgangsteilchens des leptonischen Zerfalls. Hier liegt die Trennkraft dieser Variable begründet: Für $Z^- \rightarrow \mu\mu$ ergibt sich hier eine schmale Anhäufung um die Z^0 -Masse, während das Signal und $Z^- \rightarrow \tau\tau$ sehr ähnliche Form in den Verteilungen aufweisen. Beide sind breiter verteilt und haben ihr Maximum bei tieferen Werten. Auch der Top-Paar-Untergrund hat eine große Breite in dieser Variable; das Maximum liegt leicht oberhalb der häufigsten Dileptonmasse des Signals.

In der vorgestellten Analyse werden nur Ereignisse im Massenfenster **30 GeV < $m_{\ell\ell}$ < 75 GeV** akzeptiert. So kann der schwer zu simulierende Bereich bei niedrigen Massen und ein großer Teil des $Z \rightarrow \mu\mu$ Untergrunds unterdrückt werden.

Fehlende transversale Energie: Die in Abschnitt 4.1 auf Seite 26 eingeführte Variable ¹⁸ nimmt für Prozesse, bei denen der Impuls aller Endprodukte vermessen werden kann, kleine Werte an, da die Protonen im Anfangszustand kaum Transversalimpuls besitzen. Bei Prozessen mit Zerfällen in Neutrinos ist dagegen ein Teil des Impulses für den Detektor nicht messbar, damit nimmt \cancel{E}_T höhere Werte an. Der hier verwendete Schnitt **$\cancel{E}_T > 40$ GeV** richtet sich damit hauptsächlich gegen $Z_{\mu\mu}$, die meisten Untergründe und der Signalprozess häufen sich dabei fast deckungsgleich bei höheren Energien an.

¹⁸Entspricht dem Betrag der Summe aller gemessenen Objektimpulse.

Die Größen x_1 und x_2 aus der kollinearen Näherung: In Abschnitt 4.2.3 auf Seite 32 wurden bei der Herleitung der kollinearen Masse $m_{\text{koll}} := \frac{m_{\ell\ell}}{\sqrt{x_1 x_2}}$ die Größen x_1 und x_2 definiert. Sind die Voraussetzungen der Näherung erfüllt, so entsprechen sie dem Anteil des jeweiligen Leptonenimpulses von dem auf ihre Flugrichtung projizierten Impuls des Ausgangszustands. In diesem Fall liegen die physikalischen Werte zwischen 0 und 1. Dies trifft für die Prozesse $Z \rightarrow \tau\tau$ und Signal innerhalb des Auflösungsvermögen des Detektors auch zu. Für $Z \rightarrow \mu\mu$ existiert kaum fehlende Energie, die Myonen besitzen damit den vollen Impuls, x_1 und x_2 sind um 1 herum verteilt. Im Top-Paar-Prozess zerfallen schwere Vektorbosonen praktisch ohne *Boost*, die Kollinearität ist nicht gegeben und die Werte sind breit auch über den Bereich von 0 und 1 hinaus verteilt.

Die Schnittgrenzen werden hier gelegt auf $\mathbf{0, 1 < x_{1,2} < 1}$, damit ist die kollineare Masse auf jeden Fall definiert.

Differenz der Myonenrichtungen in Φ : Der jeweils kleinere Winkel in Φ -Richtung zwischen den Leptonen wird definiert als $\Phi_{\ell\ell}$ und liegt damit zwischen 0 und π . Bis auf die für kleine Massen simulierten Z -Zerfälle sind die Verteilungen der anderen Prozesse relativ flach verteilt. Nur $Z \rightarrow \mu\mu$ steigt etwas stärker zu großen Winkeln hin an. Der Schnitt verwirft alle Ereignisse außerhalb des Bereichs $\mathbf{0, 5 < \Phi_{\ell\ell} < 2, 5}$, dient aber weniger der Untergrundunterdrückung als der Verbesserung der Auflösung der kollinearen Masse, da diese für parallele und antiparallele Myonenimpulse divergiert.

η -Differenz der beiden Tagging-Jets: Diese und die folgenden Variablen sind typisch für die Optimierung des 2-Jet-Kanals, der durch die Vektorbosonenfusion dominiert wird. Wie schon in Abschnitt 2.2 auf Seite 17 erwähnt, treten beim Signalprozess zwei charakteristische *Jets* mit großem Abstand in η -Richtung auf, die direkt aus hart gestreuten Partonen hadronisiert werden. Keiner der hier simulierten Untergründe besitzt diese Jetkinematik, sodass diese Variable stark trennt. Sogar der bisher kaum unterdrückte Top-Paar-Untergrund wird durch den Schnitt $\mathbf{\Delta\eta_{jj} > 3}$ stark reduziert.

Die invariante Masse der Tagging-Jets: So wie die Masse des Leptonensystems berechnet werden konnte, ergibt sich auch die Masse m_{jj} . Alle simulierten Untergründe sind relativ schmal verteilt und haben ihr Maximum im Bereich von 100 GeV, der Signalprozess besitzt häufig *Jets* mit hoher Masse, die Verteilung ist sehr breit, das Maximum liegt eher im Bereich zwischen 300-400 GeV. Auch hier lässt sich der Untergrund gut unterdrücken, allerdings besteht eine ausgeprägte Korrelation zwischen $\Delta\eta_{jj}$ und m_{jj} . Geschnitten wird auf $\mathbf{m_{jj} > 350 \text{ GeV}}$.

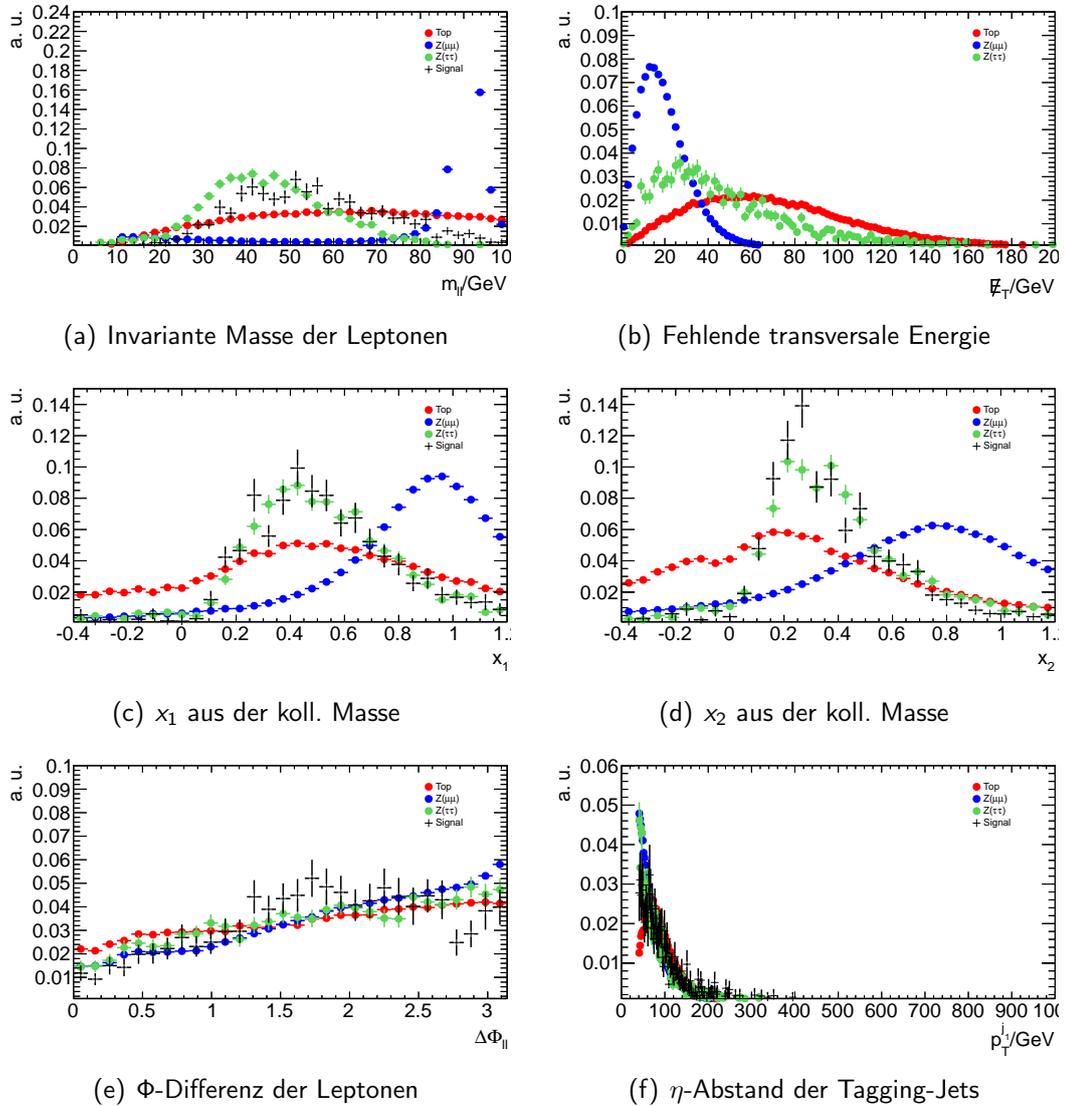


Abbildung 8: Verteilungen der in der Selektion verwendeten Variablen.

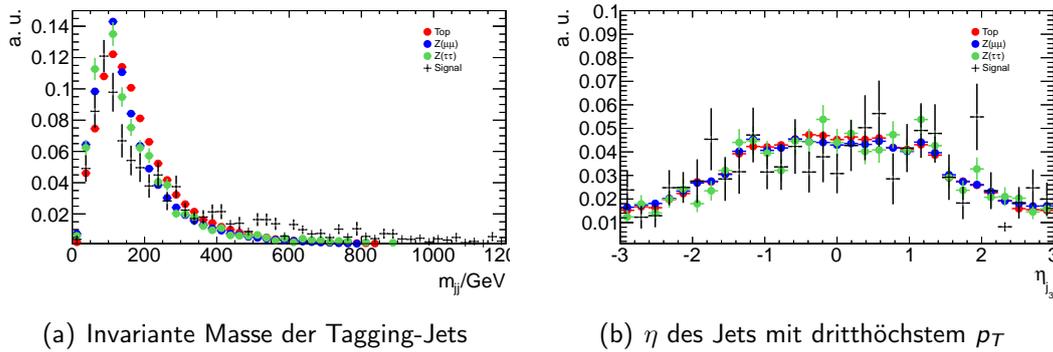


Abbildung 9: Verteilungen weiterer in der Selektion verwendeter Variablen.

Veto auf Bottom-Quarks: Speziell um Prozesse, die Top-Quarks enthalten, also hauptsächlich $t\bar{t}$, wird ein weiterer Schnitt durchgeführt. Top-Quarks zerfallen am wahrscheinlichsten in Bottom-Quarks und ein Vektorboson ($BR(t \rightarrow Wb) = 91\%$) [20]. Die b-Quarks lassen sich dank ihrer langen Lebensdauer von 1,5 ps [12] und der damit verbundenen zurückgelegten Strecke teilweise identifizieren. Die Zerfallsprodukte zeigen dann auf den Vertex des b-Zerfalls und nicht mehr auf den Primärvertex. Schneidet man auf die Wahrscheinlichkeit, dass mindestens ein Bottom-Quark im Prozess vorhanden ist, lässt sich der Top-Paar-Untergrund weiter minimieren.

Veto auf zentrale Jets: Da bei Prozessen mit Farbfluss zwischen den beiden geforderten *Jets* oft weitere *Jets* im η -Bereich zwischen den *Jets* auftreten, beim Signal aber eher selten, werden Ereignisse verworfen, die diese zusätzlichen *Jets* aufweisen. Allerdings müssen diese *Jets* einen Transversalimpuls von $p_T > 25 \text{ GeV}$ besitzen und mit großer Wahrscheinlichkeit vom Primärvertex stammen. Dies wird mit der *Jet-Vertex-Fraction* (JVF) quantifiziert, die angibt, welcher Impulsanteil des Jets auch dem Primärvertex zugeordnet werden kann. Sie ist definiert durch

$$\text{JVF} := \frac{\sum |p_T| \text{ aller Spuren die Jet und Primärvertex zugeordnet sind}}{\sum |p_T| \text{ aller Spuren die dem Jet zugeordnet sind}}$$

Verworfen werden alle Ereignisse, die mindestens einen zusätzlichen *Jet* besitzen, der die Bedingungen $|\eta| < 2,4$ und $\text{JVF} > 0,75$ erfüllt und zwischen den *Tagging-Jets* liegt.

In Tabelle 4 auf Seite 33 werden die Resultate der einzelnen Schnitte zusammenge-

fasst. Abschließend bleiben $0,37 \pm 0,04$ Signalereignisse und $7,6 \pm 1,5$ Untergrundergebnisse übrig. Um nun die Aussagekraft dieses Ergebnisses zu interpretieren, gibt es mehrere Möglichkeiten; hier wird die Methode der statistischen Signifikanz gewählt. Sie gibt an, in welchem Bereich von Standardabweichungen die Wahrscheinlichkeit liegt, bei diesem Ergebnis zwischen einem Prozess mit Signal und Untergrund und ohne Signal zu unterscheiden.

Außerdem kann man die Verteilung von Signal und Untergrund in einer weiteren Observablen betrachten, in der eine Trennung von Signal und Untergrund erwartet wird, auf die man aber nicht schneiden möchte. Sie wird als finale Diskriminante bezeichnet. Hier wird die im nächsten Abschnitt vorgestellte kollineare Masse benutzt, die im Signal einer Näherung für die Masse des zerfallenden Higgs-Bosons ist. Da sie direkt von der Higgs-Boson-Masse abhängt, würde ein Schnitt eine klar massenabhängige Selektion bedeuten. Stattdessen können dann zum Beispiel Messdaten mit der reinen Untergrundverteilung verglichen werden, und Überschüsse in bestimmten Massebereichen gesucht werden.

Die Methode der Signifikanz lässt sich auch mit der finalen Diskriminanten kombinieren, wodurch mehr Information für die Trennung von Signal und Untergrund verwendet werden kann. Die Signifikanzberechnung wird im Folgenden in Abschnitt 4.2.4 auf Seite 35 erläutert.

4.2.3 Kollineare Massennäherung

Zerfällt ein einzelnes Teilchen und sind alle Viererimpulse der Endprodukte bekannt, so lässt sich auch die Masse des Teilchens direkt bestimmen. Bei dem hier betrachteten Zerfall fehlt aber Information, da die entstehenden Neutrinos vom Detektor nicht erfasst werden. Mit vernachlässigbaren Neutrinomassen ergeben sich für beide Tau-Zerfälle jeweils 3 Unbekannte aus der nicht gemessenen Impulssumme der beiden Neutrinos. Der bekannte fehlende Transversalimpuls¹⁹ kann aber nur 2 Freiheitsgrade eliminieren.

Mit der in [43] erstmals vorgeschlagenen kollinearen Näherung lässt sich trotzdem eine approximative Lösung finden. Es wird angenommen, dass alle Zerfallsprodukte jedes Tau-Leptons weiter in die Richtung des Taus fliegen; damit sind nur noch die beiden Impulsbeträge der Neutrinopaare unbestimmt (vgl. Abbildung 10 auf Seite 34). Da die Tau-Leptonen bei dem Zerfall des viel schwereren Higgs-Bosons einen starken *Boost*²⁰ erhalten, ist diese Näherung gerechtfertigt. Im weiteren Verlauf lassen sich auch die Leptonenmassen gegenüber den mindestens 1 Größenordnung höheren Impulsen vernach-

¹⁹Fehlender Transversalimpuls und \cancel{E}_T werden hier (nicht ganz korrekt) synonym verwendet.

²⁰*boost* (engl.)=Verstärkung, Erhöhung - hier in der Bedeutung einer speziellen Lorentztransformation in ein sich mit konstanter Geschwindigkeit bewegendes System

Tabelle 4: Erwartete Anzahl von Signal- und Untergrundereignissen für eine integrierte Luminosität von $4,66 \text{ fb}^{-1}$. Top enthält den Top-Paar-Kanal, aber auch alle Prozesse mit einem Top-Quark. Diboson fasst die Kanäle WW, WZ und ZZ zusammen. Die Signalprozesse WH und ZH wurden der Übersichtlichkeit wegen weggelassen, da sie komplett durch die Schnitte unterdrückt werden.

	VBF	ggH	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z \rightarrow \ell\ell$	Top	Diboson	W
Präsel.	1.17 ± 0.03	1.90 ± 0.10	476.8 ± 9.7	68750 ± 120	3842 ± 13	825 ± 5	7.2 ± 2.0
$m_{\ell\ell}$	0.96 ± 0.03	1.60 ± 0.10	396.6 ± 8.8	5704 ± 47	1313 ± 8	58.0 ± 1.2	5.1 ± 1.7
$\#_{\tau}$	0.72 ± 0.02	1.13 ± 0.09	186.5 ± 5.9	310.1 ± 8.4	1042 ± 7	18.6 ± 0.7	2.9 ± 1.3
$x_{1,2}$	0.58 ± 0.02	0.88 ± 0.08	135.8 ± 5.1	63.7 ± 3.7	121 ± 2	4.5 ± 0.4	0.5 ± 0.5
$\Delta\Phi_{\ell\ell}$	0.49 ± 0.02	0.76 ± 0.07	111.6 ± 4.6	42.8 ± 3.0	97.8 ± 2.1	3.8 ± 0.3	0.5 ± 0.5
$\Delta\eta_{jj}$	0.34 ± 0.02	0.16 ± 0.03	9.6 ± 1.3	5.6 ± 1.4	8.8 ± 0.6	0.50 ± 0.10	0 ± 0
m_{jj}	0.30 ± 0.02	0.12 ± 0.03	5.5 ± 1.0	2.2 ± 0.9	6.0 ± 0.5	0.32 ± 0.10	0 ± 0
b-Veto	0.29 ± 0.02	0.12 ± 0.03	5.5 ± 1.0	2.2 ± 0.9	2.1 ± 0.3	0.29 ± 0.09	0 ± 0
ZJV	0.28 ± 0.02	0.09 ± 0.03	3.9 ± 0.9	1.8 ± 0.8	1.6 ± 0.3	0.26 ± 0.09	0 ± 0

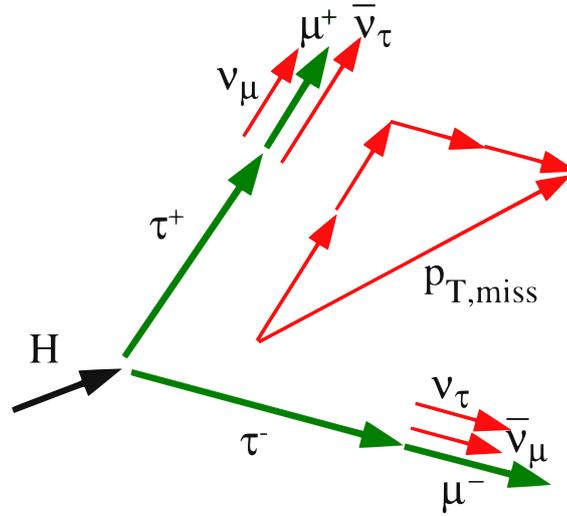


Abbildung 10: Die kollineare Näherung nähert die transversale Impulssumme der beiden Neutrinos eines Tau-Zerfalls durch die Projektion des fehlenden Transversalimpulses auf die Myonenrichtungen an [12].

lässigen. Unter diesen beiden Annahmen gilt der als Energieanteil des leichten Leptons von der Energie des Tau-Leptons definierte Faktor $x_i := \frac{E_{\ell_i}}{E_{\tau_i}}$ auch als Skalierungsfaktor zwischen den Viererimpulsen, i.e. $p_{\tau_i} \approx x_i \cdot p_{\ell_i}$. Für die Masse des Tau-Leptonensystems ergibt sich damit:

$$M_{\tau\tau} = \sqrt{(p_{\tau_1} + p_{\tau_2})^2} = \sqrt{2(m_\tau + p_{\tau_1} \cdot p_{\tau_2})} \underset{m_\tau \approx 0}{\approx} \sqrt{2 p_{\tau_1} \cdot p_{\tau_2}} \underset{\text{koll.}}{\approx} \frac{M_{\ell\ell}}{\sqrt{x_1 x_2}}$$

Stammt der fehlende Transversalimpuls nur aus den Tau-Zerfällen und sind die Leptonenimpulse linear unabhängig, lassen sich die Größen $x_{1,2}$ aus den beiden linearen Gleichungen der transversalen Impulserhaltung unter Verwendung des gemessenen $p_{T, \text{Miss}}$ bestimmen zu:

$$x_1 = \left[1 + \frac{p_{\ell_2, y} \cancel{E}_{T, x} - p_{\ell_2, x} \cancel{E}_{T, y}}{p_{\ell_1, x} p_{\ell_2, y} - p_{\ell_1, y} p_{\ell_2, x}} \right]^{-1} \quad \text{und} \quad x_2 = \left[1 + \frac{p_{\ell_1, y} \cancel{E}_{T, x} - p_{\ell_1, x} \cancel{E}_{T, y}}{p_{\ell_2, x} p_{\ell_1, y} - p_{\ell_2, y} p_{\ell_1, x}} \right]^{-1}$$

Ist die Näherung erfüllt, so ist $0 \leq x_{1,2} \leq 1$. Stammt ein Teil der fehlenden Energie aber aus anderen Prozessen oder ist die Kollinearität des Tau-Zerfalls nicht gegeben, so können auch andere Werte resultieren. Für den so möglichen Fall $x_1 \cdot x_2 \leq 0$ ist die kollineare Masse nicht definiert.

4.2.4 Berechnung von Signifikanzen

Um eine Optimierung der Selektion durchzuführen, muss eine Größe gefunden werden, die die Güte der Selektion beschreibt. Ziel dieser Arbeit ist es, das Potential einer Entdeckung eines neuen Teilchens zu untersuchen. Die zu minimierende Größe ist deshalb die Wahrscheinlichkeit, dass die Abweichungen vom Untergrund, die sich durch den zusätzlich integrierten Signalprozess in den selektierten Ereignissen ergeben, auch alleine durch statistische Schwankungen des Untergrunds erklärt werden können.

Genauer definiert man die Hypothese H_0 , die nur Untergrund annimmt und die Hypothese H_1 , die zusätzlich auch den Signalprozess berücksichtigt. Als p-Wert²¹ ist nun die Wahrscheinlichkeit definiert, dass beobachtete oder noch größere Abweichungen von H_0 in den Ereigniszahlen noch statistisch verträglich mit der Untergrundhypothese sind. Von einer Entdeckung wird in der Teilchenphysik gesprochen, wenn dieser Wert kleiner als $2,87 \cdot 10^{-7}$ wird. Es hat sich eingebürgert, statt dem p-Wert die äquivalente Größe der Signifikanz Z anzugeben, die auf der Standardabweichung einer Normalverteilung beruht. Die Signifikanz gibt an, wie viele Standardabweichungen man vom Mittelwert der Normalverteilung nach rechts gehen muss, damit das Integral von Z bis Unendlich dem korrespondierenden p-Wert entspricht. Mit der Gauss'schen Fehlerfunktion Φ gilt damit $p = 1 - \Phi(Z)$ bzw. $Z = \Phi^{-1}(1 - p)$. Dem für die Entdeckung notwendigen p-Wert entspricht eine Signifikanz von 5σ .

Um diese Wahrscheinlichkeit zu quantifizieren wird über das Likelihood-Verhältnis eine Teststatistik q_0 definiert, die unter den in [44] erläuterten Näherungen durch eine bekannte Wahrscheinlichkeitsverteilung beschrieben wird. Aus jedem Selektionsergebnis kann dann der berechnete Wert für die Teststatistik direkt in eine Signifikanz umgerechnet werden. Ist u die Anzahl von Untergrundereignissen und s die Anzahl der Signalereignisse, die die Selektion passiert haben, so ergibt sich in diesem speziellen Fall die als Asimov-Signifikanz [44] bezeichnete Größe:

$$Z = \sqrt{q_0} = \sqrt{2\left((s + u) \ln\left(1 + \frac{s}{u}\right) - s\right)}$$

Die Unsicherheit auf diese Größe wird in dieser Arbeit durch die linear propagierten Poissonfehler auf die Anzahlen der simulierten Signal- und Untergrundereignisse berechnet.

Um nun zusätzlich die Information aus der Verteilung von Signal und Untergrund in der finalen Diskriminanten m_{koll} zu nutzen, wird die Signifikanz hier nicht mit den Gesamtanzahlen von Ereignissen berechnet, sondern einzelne Signifikanzen in den Bins

²¹von engl. *probability*: Wahrscheinlichkeit

der Massenverteilung berechnet und diese nachträglich quadratisch addiert. Somit wird Untergrund, der in der Masseverteilung nicht im Bereich des Maximums der Signalverteilung liegt, nicht so stark berücksichtigt, wodurch die Signifikanz höhere Werte erreichen kann. Je schmaler man die Schrittweite des zugehörigen Histogramms macht, desto mehr Information der Verteilung wird genutzt. Allerdings stößt dies an Grenzen, sobald die Statistik für Signal oder Untergrund sehr klein wird. Zweiteres ist eher der Fall. Folgende Probleme treten dann häufig auf:

- Signalereignisse werden völlig isoliert, kein Untergrund ist mehr im Bin vorhanden. Hier divergiert die Signifikanz, die für die Herleitung wichtigen Näherungen sind stark verletzt. In diesem Fall wird die Signifikanz dieses Bins nicht berücksichtigt und das Signal geht verloren.
- Ein einzelnes Untergrundereignis liegt in einem Bin mit viel Signal, der Poissonfehler des Untergrunds ist dann genau so groß wie der Untergrund selbst. Es ergeben sich hohe Signifikanzen mit sehr großer berechneter Unsicherheit. Wird dieses Ereignis weggeschnitten, bricht die Signifikanzkurve wegen Punkt 1 plötzlich ein, obwohl man bei stärkerer Untergrundunterdrückung steigende Signifikanzen erwarten würde.

Für diese Analyse wird durchgehend eine Binbreite in den Massenhistogrammen von 15 GeV gewählt, die die Randbereiche der Verteilung werden wegen kleiner Statistik jeweils zusammengefasst. Alle Ereignisse mit $m_{\text{koll}} < 45 \text{ GeV}$ bzw. $m_{\text{koll}} > 255 \text{ GeV}$ werden jeweils in einem breiten Bin zusammengefasst.

4.2.5 Signifikanz nach der Standard-Selektion

Innerhalb der Standardselektion wird die Signifikanz von $(2.01 \pm 0.08) \cdot 10^{-2}$ nach der Präselektion auf 0.209 ± 0.034 nach dem letzten Schnitt mehr als verzehnfacht. In den Massehistogrammen in Abbildung 11 auf der nächsten Seite sind die Verteilungen nach diesen beiden Schnitten zu sehen. Deutlich wird dabei die starke Unterdrückung des Untergrunds, aber auch die Einschränkung der Masseverteilung durch die Schnitte auf $x_{1,2}$ und $m_{\ell\ell}$. Nach der Selektion ist die Statistik in den einzelnen Bins teilweise sehr klein, ein Bin wird sogar gar nicht mehr gezählt, da dort keine Untergrundereignisse mehr vorhanden sind.

4.3 Optimierung der Selektion

Aufbauend auf den Ergebnissen der Standard-Selektion wird in diesem Kapitel eine eigenständige Optimierung der Selektion durchgeführt. Als Signal dient wieder die Summe

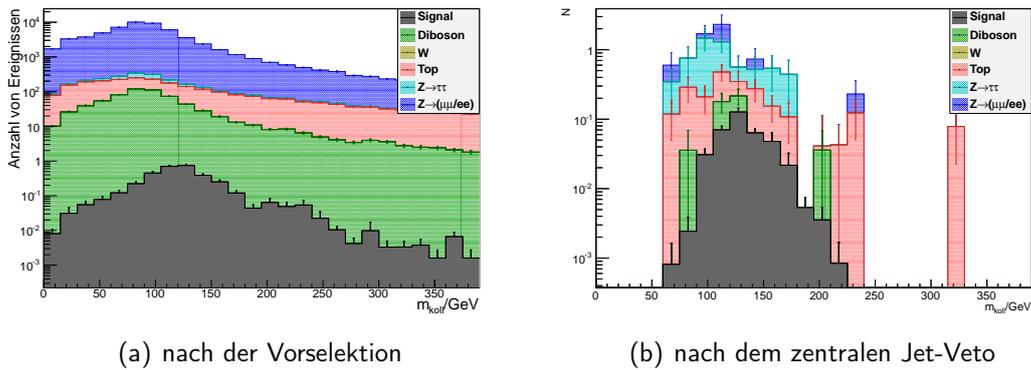


Abbildung 11: Verteilung der kollinearen Masse von Signal und Untergrund.

aller verschiedenen Erzeugungsprozesse des Higgs-Bosons. Gegliedert wird die Optimierung hier in 3 Abschnitte. Im ersten werden dabei Schnitte auf neuen Variablen und Variablen der Standardselektion optimiert, die direkt mit den beiden *Tagging-Jets* in Beziehung stehen oder deren frühe Optimierung anderweitig erforderlich ist. Der zweite Abschnitt optimiert, anschließend an die gefundenen Schnitte, die verbleibenden Variablen der Standardselektion²². Im letzten Teil werden neue Variablen eingeführt, die sich entweder mit der kombinierten Kinematik von *Jets* und Myonen, oder mit Abstandsparmetern zwischen den Myonenspuren befassen.

Insgesamt wird sich bei dieser Optimierung an der Signaleffizienz nach den entsprechenden Schnitten in der Standardselektion orientiert. Versucht wird hier unter anderem, bei gleicher oder nur leicht niedrigerer Signaleffizienz eine Erhöhung der im vorigen Kapitel eingeführten *binweisen* Signifikanz zu erreichen. Jeden Schnitt wird somit so gesetzt, dass sich durch ihn eine maximale Signifikanz bei vertretbarer Signaleffizienz ergibt. Kann durch Änderung der Schnittwerte keine eindeutige Verbesserung erzielt werden, wird in der Regel der Schnitt aus der Standardselektion beibehalten.

Optimiert man Schnitte auf mehrere abhängige Variablen nacheinander, so spielt die Reihenfolge der Optimierung eine Rolle. Weisen zum Beispiel 2 Größen einen einheitlichen monotonen Zusammenhang für alle Signal- und Untergrundprozesse auf, so wird die Optimierung der ersten Größe den Schnitt auf die zweite überflüssig machen. Das Ergebnis ändert sich aber in diesen speziellen Fall nicht bei vertauschter Optimierung. Bestehen allerdings verschiedene Korrelationen für die einzelnen Prozesse, so kann die endgültige Signifikanz nach allen Schnitten stark von der Abfolge abhängen. Es besteht

²²Alle bis auf das Veto auf zentrale *Jets* zwischen den *Tagging-Jets*, welches erst im Ende der Selektion untersucht wird.

immer das Risiko, sich mit den frühen Schnitten auf einen ungünstigen Bereich des viel-dimensionalen Variablenraums einzuschränken, in welchem später optimierte Variablen keine Trennkraft mehr besitzen.

Um dieses Problem abzuschwächen, kann die Optimierung iterativ wiederholt werden, wobei immer alle bis auf den gerade betrachteten Schnitt auf ihrem Wert belassen werden. Hier wurde eine andere Methode gewählt um den Aufwand der sonst notwendigen mehreren Durchläufe zu reduzieren.

Zu diesem Zweck wird der Variablenraum äquidistant in den einzelnen Größen gerastert und für jeden Rasterpunkt auf diesem mehrdimensionalen „Quadrigitter“ Signifikanz und Signaleffizienz berechnet. Durch Vergleich der einzelnen Werte können so interessante Schnittkombinationen gefunden werden. Leider kann wegen der endlichen Rastergröße und des beschränkten untersuchten Variablenbereichs nicht für das Auffinden eines globalen Maximums garantiert werden, durch die Wahl einer sinnvollen Rasterung und eines zu untersuchenden Variablenbereichs besteht aber dennoch die Chance auf ein relativ gutes Ergebnis. Mit dieser Wahl beschäftigt sich der folgende Abschnitt.

4.3.1 Multivariate Optimierung der Schnitte auf die Jet-Variablen

Vorselektion: Verwendet wird die gleiche Vorselektion wie in Abschnitt 4.2.1 auf Seite 27, allerdings werden zusätzliche „weiche“ Schnitte auf einige Variablen durchgeführt, um die Ereigniszahlen für die rechenintensive Gitteroptimierung zu senken. Die Schnittkriterien werden dabei aber nur so scharf gewählt, dass eine Verbesserung der Selektionsqualität durch hinzunehmen der so verworfenen Ereignisse ausgeschlossen werden kann. Neue Forderungen sind:

- $m_{jj} > 250 \text{ GeV}$
- $\eta_{jj} > 2$
- $30 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 85 \text{ GeV}$ zur Unterdrückung des Untergrunds aus der Z^0 -Resonanz
- $x_1 \cdot x_2 > 0$ um die Berechenbarkeit der kollinearen Masse zu gewährleisten

Eine Optimierung aller vorhandenen Variablen in einem einzigen multidimensionalen Gitter stößt auf das als „Fluch der Dimensionen“ [45] bekannte Problem. Die Anzahlen der Unterteilungen der einzelnen Größen multiplizieren sich zur Anzahl der Gitterpunkte,

sodass bei 10 Schritten pro Variable schon bei 4 Variablen die hier maximal ungefähr möglichen 10^4 Punkte erreicht werden.²³

Beschränkt wird sich dabei für die multivariate Technik auf 3 Jetvariablen ($\Delta\eta_{jj}$, $\Delta_{\min}\eta_{j\ell}$ und m_{jj}) und zwei alternative Typen der fehlenden Energie (\cancel{E}_T und $\cancel{E}_T^{\text{proj}}$)²⁴. Die kinematischen Variablen der *Jets* werden ausgewählt, da sie offensichtlich korreliert sind und eine gute Trennkraft versprechen. Weitere Jetgrößen, wie die Transversalimpulse der einzelnen *Tagging-Jets*, zeigen in den Optimierungskurven kaum Möglichkeit auf Signifikanzgewinn; es werden hier keine härteren Schnitte mehr auf sie angewendet. Die direkte Kombination mit einem Schnitt auf die fehlende Transversalenergie hat sich dagegen als notwendig erwiesen, um den sonst die Optimierung dominierenden $Z \rightarrow \mu\mu$ -Untergrund zu reduzieren.

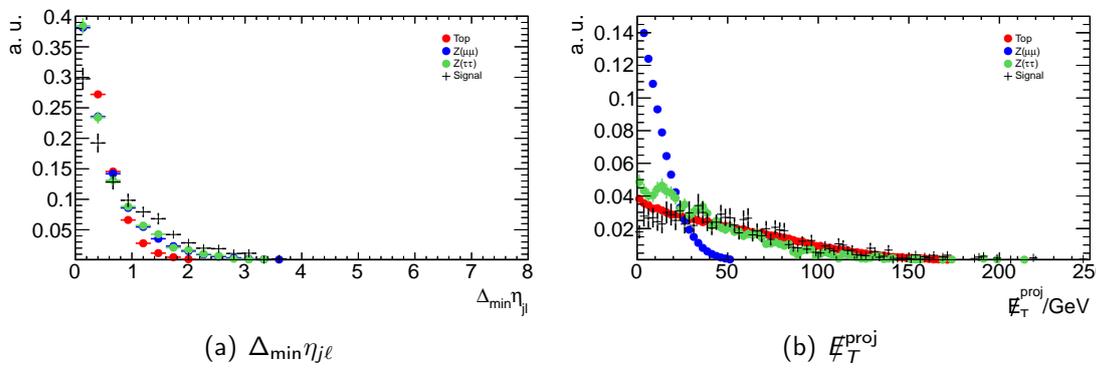


Abbildung 12: Die jeweils auf 1 normierten Verteilungen von Signal und Untergrund von (a) dem minimalen Abstand zwischen Myonen und *Tagging-Jets* und (b) der projektiven fehlenden transversalen Energie.

Der minimale η -Abstand zwischen *Tagging-Jets* und Myonen ist eine in der Standard-Selektion nicht verwendete Variable, deren Verteilung in Signal und Untergrund (Abbildung 12(a)) einen Schnitt gegen kleine Werte motiviert. Da beim Signal die *Tagging-Jets* eher im Vorwärts- und Rückwärtsbereich liegen, die Myonen dagegen sehr zentral, erwartet man im Mittel einen größeren Abstand zwischen diesen Objekten.

Die projektive fehlende Transversalenergie stellt eine Alternative zur sonst verwendeten \cancel{E}_T dar. Gerade in Prozessen ohne Neutrinos wird ein großer Anteil der fehlen-

²³Erfahrungswert, Limitierung durch den *Programcode*

²⁴Die neuen Variablen $\Delta\eta_{jj}$ und $\cancel{E}_T^{\text{proj}}$ werden hier direkt im Anschluss vorgestellt.

den transversalen Energie durch Fehlmessungen der Jetenergie verursacht. Zur Kompensation wird bei dieser neu definierten Größe der Anteil der fehlenden Energie in Richtung des nächsten *Jets* vernachlässigt. Nur der Betrag der senkrechten Komponente wird berücksichtigt. Ist $\Delta_{\min}\phi_{j\ell}$ der Winkel zum nächstgelegenen *Jet* in der transversalen Ebene, so lautet die Projektionsvorschrift:

$$\cancel{E}_T^{\text{proj}} = \cancel{E}_T \cdot \begin{cases} \sin \Delta_{\min}\phi_{j\ell} & \text{für } \Delta_{\min}\phi_{j\ell} < \pi/2 \\ 1 & \text{sonst} \end{cases}$$

Existiert im Abstand von 90 Grad kein *Jet* um den Vektor von $\vec{\cancel{E}}_T$, so wird der unprojizierte Wert übernommen. Hier geht die Vermutung ein, dass bei der Jetrekonstruktion in den meisten Fällen nicht die gesamte Energie erfasst wird, während nur selten zu viel Energie gemessen wird. Fehlende Energie entgegen der Jetrichtung wird deshalb nicht mit dem *Jet* in Verbindung gebracht. Im Signalprozess erwartet man hier deutlich größere Werte als bei Prozessen ohne Neutrinos, was auch in Abbildung 12(b) auf der vorherigen Seite deutlich zu sehen ist.

Auch bei den anderen Größen erwartet man, wie in Abschnitt 4.2.2 auf Seite 28 erläutert, eine Verbesserung nur durch Schnitte von unten. Verworfen werden alle Ereignisse, die unter einem aktuellen Schrittwert liegen. Für die Auswahl der zu untersuchenden Bereiche wurde der lockerste Schrittwert so gelegt, dass sich in Bezug auf die Vorselektion keine weiteren Einschränkungen ergeben. Der härteste Schrittwert auf jede Variable orientiert sich daran, dass noch ungefähr 0,4 Signalereignisse passieren können. Die direkt nach der Vorselektion berechneten Signifikanzkurven geben kaum Orientierung für die Bereichswahl, da ihnen ohne den Schnitt auf \cancel{E}_T die Aussagekraft für die eigentliche Studie fehlt und die meisten Maxima im Bereich sehr starker Signalunterdrückung liegen, sie werden hier nicht angegeben. Eine Zusammenfassung der Bereiche und Rasterung liefert Tabelle 4.3.1 auf der nächsten Seite. Insgesamt ergibt sich ein vierdimensionaler Raum mit ungefähr 20000 Gitterpunkten.²⁵

Unter den Schnittkombinationen werden nun für jeden Typ der fehlenden Energie jeweils zwei markante Gitterpunkte ausgewählt:

- Der Gitterpunkt größter Signifikanz mit einer ungefähr gleich großen Signalausbeute wie mit den Schrittwerten aus der Standardselektion.
- Eine Schnittkombination, die sich unter den Punkten höchster Signifikanz durch eine besondere Signaleffizienz auszeichnet.

²⁵In 2 Durchläufen berechnet, Obergrenze waren ca. 10000 Punkte.

	Bereich	Schrittweite
$\Delta\eta_{jj}$	2,0 – 4,5	0,25
$\Delta_{\min}\eta_{j\ell}$	0,0 – 1,6	0,2
m_{jj}	250 – 750 GeV	25 GeV
\cancel{E}_T	20 – 60 GeV	10 GeV
$\cancel{E}_T^{\text{proj}}$	20 – 50 GeV	10 GeV

Tabelle 5: Auflistung der im Optimierungsgitter enthaltenen Schnittwerte. $\cancel{E}_T^{\text{proj}}$ stellt eine Alternative zu \cancel{E}_T dar.

- Punkte mit einem relativen Fehler auf die Signifikanz von über 20% wurden ignoriert.

Tabelle 6: Signifikanzen und Signalausbeute für mehrere Schnittkombinationen, die sich aus der Gitteroptimierung ergeben haben. Die Binbreite in den für die Signifikanz verwendeten Massehistogrammen betrug 15 GeV. Die 5 fettgedruckten Schnitte **S1-S5** werden in den folgenden Sektionen weiter untersucht. Die oberste und unterste Zeile dienen zum Vergleich: Zum einen der Schnitt mit der größten Signifikanz aller Punkte, zum anderen das Ergebnis, wenn man Standardschnitte verwendet.

	$\Delta\eta_{jj}$	m_{jj}/GeV	$\Delta_{\min}\eta_{j\ell}$	\cancel{E}_T/GeV	$\cancel{E}_T^{\text{proj}}/\text{GeV}$	Signifikanz	Signalausbeute
Max.	> 3,75	> 475	> 0,6	–	> 40	$0,251 \pm 0,032$	$0,278 \pm 0,021$
S1	> 3,00	> 400	> 0,6	–	> 30	$0,197 \pm 0,025$	$0,453 \pm 0,032$
S2	> 3,00	> 350	> 0,6	> 40	–	$0,166 \pm 0,020$	$0,476 \pm 0,034$
S3	> 2,75	> 350	> 0,4	–	> 30	$0,163 \pm 0,020$	$0,539 \pm 0,036$
S4	> 3,00	> 350	> 0,2	–	> 30	$0,155 \pm 0,017$	$0,576 \pm 0,039$
S5	> 3,00	> 350	> 0,2	> 40	–	$0,155 \pm 0,019$	$0,569 \pm 0,039$
Std.	> 3,00	> 350	–	> 40	–	$0,141 \pm 0,015$	$0,601 \pm 0,040$

Nach diesen Kriterien ergeben sich die in Tabelle 6 aufgelisteten Kombinationen ein-dimensionaler Schnitte. Der Tabelle ist auch die Nummerierung S1-S5 zu entnehmen. Auf den Seiten 15-20 finden sich für alle verwendeten Kombinationen eine Zusammenfassung mehrerer für die Auswahl wichtiger Grafiken. Neben dem Histogramm für die kollineare Masse direkt am Gridpunkt finden sich auch eindimensionale Signifikanzkurven, bei denen immer 3 der 4 Schnitte festgehalten werden, und der letzte variiert wird.

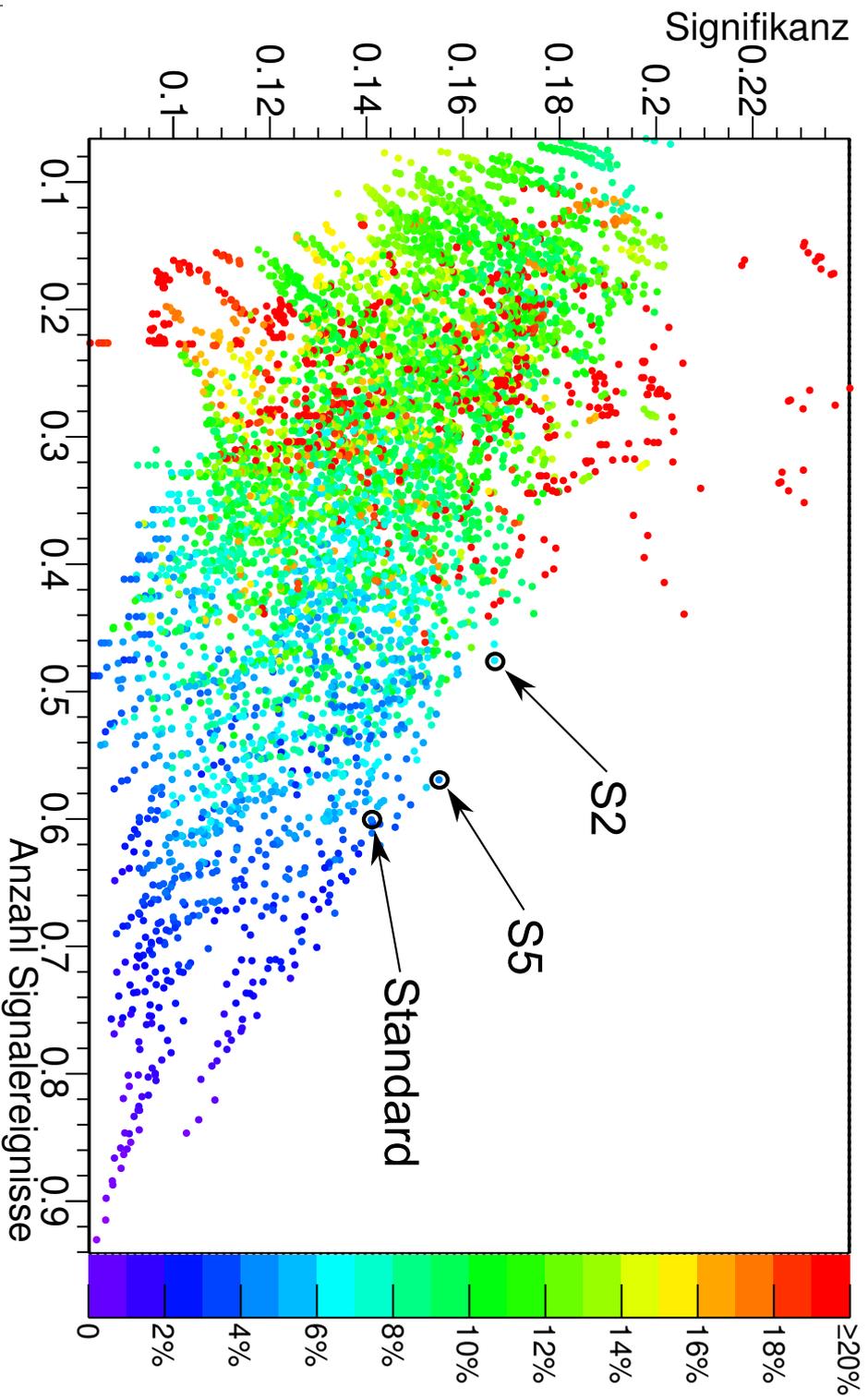


Abbildung 13: Signifikanzen und Signalausbeute für alle Gitterpunkte der Optimierung der Jetvariablen und \mathcal{E}_T . Der relative Fehler auf die Signifikanz ist farbig dargestellt, Werte über 20% (hier rot dargestellt) werden im Folgenden ignoriert. Die gewählten Schnittkombinationen liegen alle an der diagonalen Oberkante, hier finden sich die Punkte mit optimaler Signifikanz bei gegebener Signaleffizienz. Deutlich ist auch zu sehen, dass der relative Fehler bei kleinerer Signalausbeute zu größeren Werten tendiert.

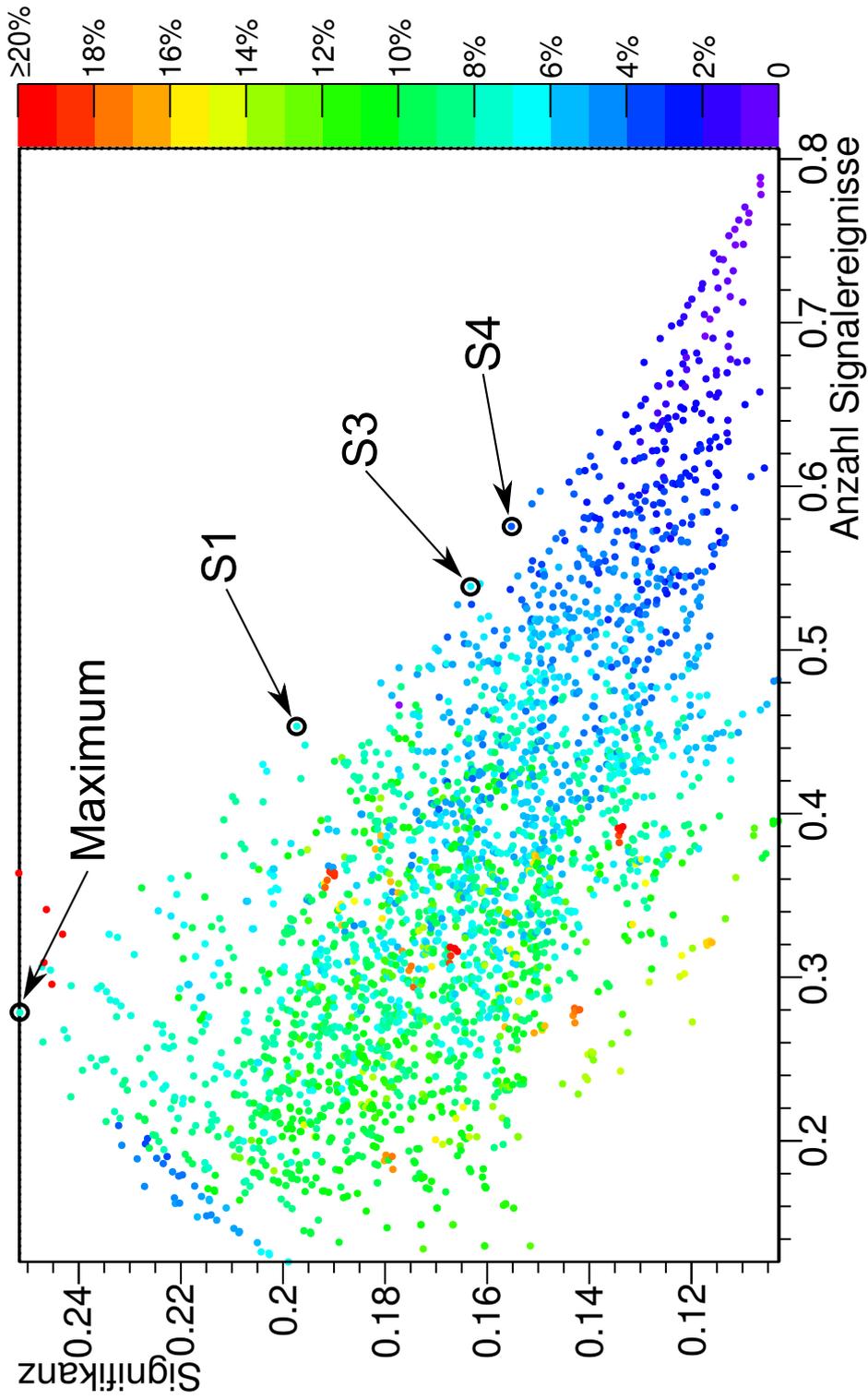


Abbildung 14: Signifikanzen und Signalausbeute für alle Gitterpunkte der Optimierung der Jetvariablen und $\#_T^{\text{proj}}$. Für die allg. Beschreibung der Abbildung siehe ???. Im Vergleich zur gewöhnlichen fehlenden Energie lässt sich hier sehen, dass ein weitaus höherer Signifikanzanstieg möglich ist, wenn man Punkte aus dem Bereich etwas niedriger Signaleffizienz auswählt.

Abbildungen 13 und 14 stellen einen Versuch dar, das Ergebnis eines Optimierungsgitters zu veranschaulichen und so die Wahl der Schnitte S1-S5 zu motivieren.

Auffällig ist, dass die beiden Schnitte mit hoher Signaleffizienz S4-S5 den Schnitten der Standardselektion sehr ähnlich sind. Außer der Ersetzung von \cancel{E}_T zu $\cancel{E}_T^{\text{proj}}$ bei S4, die an dieser Stelle keinen gravierenden Unterschied im Ergebnis ergibt, wird hier nur zusätzlich noch auf $\Delta_{\min} \eta_{j\ell} > 0,2$ geschnitten. Dieser Schnitt verursacht einen Anstieg der Signifikanz innerhalb der Unsicherheiten von etwa $10 \pm 16\%$ gegenüber dem Ergebnis des Standardschnitts. Bei S5 werden dabei 5,2%, bei S4 4,2% Signalereignisse verloren.

Mit den härteren Schnitten S1-S3 lassen sich dagegen größere Signifikanzanstiege erreichen. Führend ist dabei S1 mit einem Anstieg um $40 \pm 23\%$, wobei genau ein Viertel der Anzahl von akzeptierten Signalereignissen aus der Standardselektion verworfen wird. Die beiden anderen Schnitte gewinnen $18 \pm 18\%$ (S2) bzw. $(16 \pm 19\%)$ (S3) Signifikanz und verlieren 21% bzw. 10% an Signal.

In den Massenhistogrammen in den Abbildungen 15-20 lässt sich die Wirkung der Diskriminierung von Ereignissen mit kleinem η -Abstand zwischen *Jets* und Myonen erkennen. Während das Signal kaum unterdrückt wird, wird im Bereich der simulierten Higgs-Masse ein großer Anteil des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrunds reduziert.

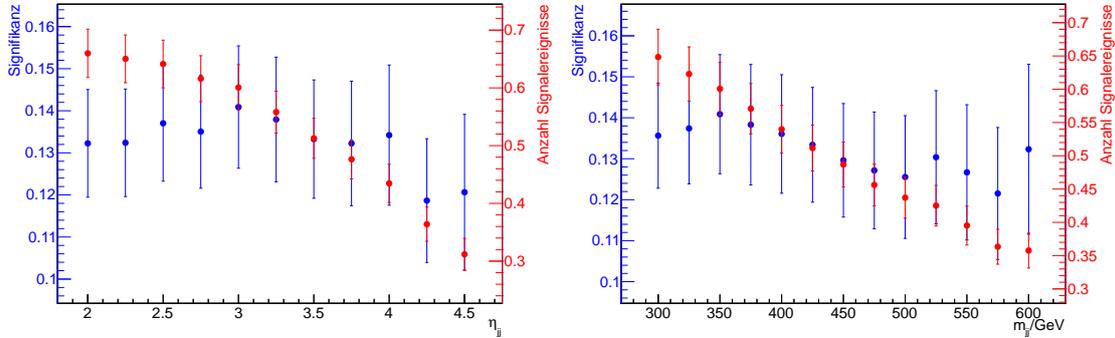
Mit den hier gefundenen Schnittkombinationen wird nun im nächsten Kapitel die Optimierung fortgesetzt. Zusammenfassend hat dieser Abschnitt ergeben, dass die in der Standardselektion verwendeten Schnitte auf $\Delta\eta_{jj}$, m_{jj} und \cancel{E}_T sich in den meisten Fällen als optimal erwiesen haben. Durch die Kombination mit dem neu eingeführten Schnitt auf den minimalen Abstand zwischen *Tagging-Jets* und Myonen lässt sich die Signifikanz mit geringen Signalverlust aber weiter steigern. Die projizierte fehlende Transversalenergie kann als alternative Diskriminierende gegen den Untergrund verwendet werden, die teilweise sogar leicht höhere Signifikanzen ergibt, als der vergleichbare Schnitt auf \cancel{E}_T .

Mit den hier gefundenen Schnittkombinationen wird nun im nächsten Kapitel die Optimierung fortgesetzt.

4.3.2 Eindimensionale Optimierung der verbleibenden konventionellen Variablen

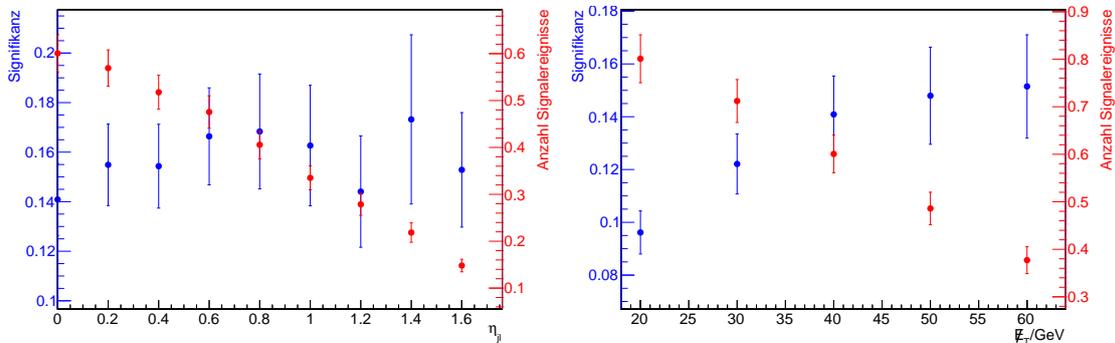
Im nächsten Kapitel werden konsequent weitere, zu den Jet-Variablen unabhängige Größen für die Optimierung verwendet.

In diesem Kapitel werden die aus der Standardselektion noch nicht verwendeten Variablen in Bezug auf eine Verbesserung der Schnittwerte untersucht. Da der vorige Abschnitt ein Niveau erreicht hat, in dem die Statistik des Untergrunds klein ist und damit die Unsicherheiten der Signifikanzen groß, wird hier keine weitere multivariate Optimierung vorgenommen. Um einen besseren Überblick über die Stabilität der Signi-



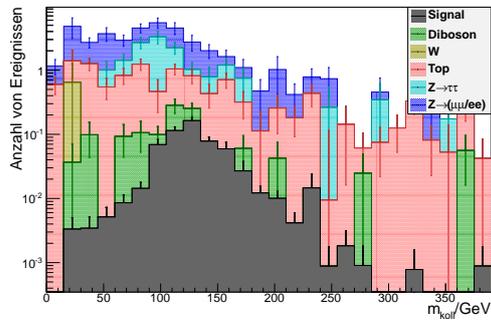
(a) Optimierungskurven für η_{jj}

(d) Optimierungskurven für m_{jj}



(b) Optimierungskurven für $\Delta_{\min} \eta_{j\ell}$

(e) Optimierungskurven für \cancel{E}_T



(c) Verteilung der kollinearen Masse

Abbildung 15: Signifikanzkurven und Signalausbeute für die **Standardschnittkombination**. Es werden immer nur 1 der 4 Variablen variiert. Zusätzlich das Massenhistogramm, welches sich für den eigentlichen Schnitt ergibt. (a) und (d) zeigen, dass eine Variation dieser Variablen keinen Signifikanzgewinn bringt. Ein härterer Schnitt auf \cancel{E}_T verwirft viel Signal bei kleinem Signifikanzgewinn (siehe (e)).

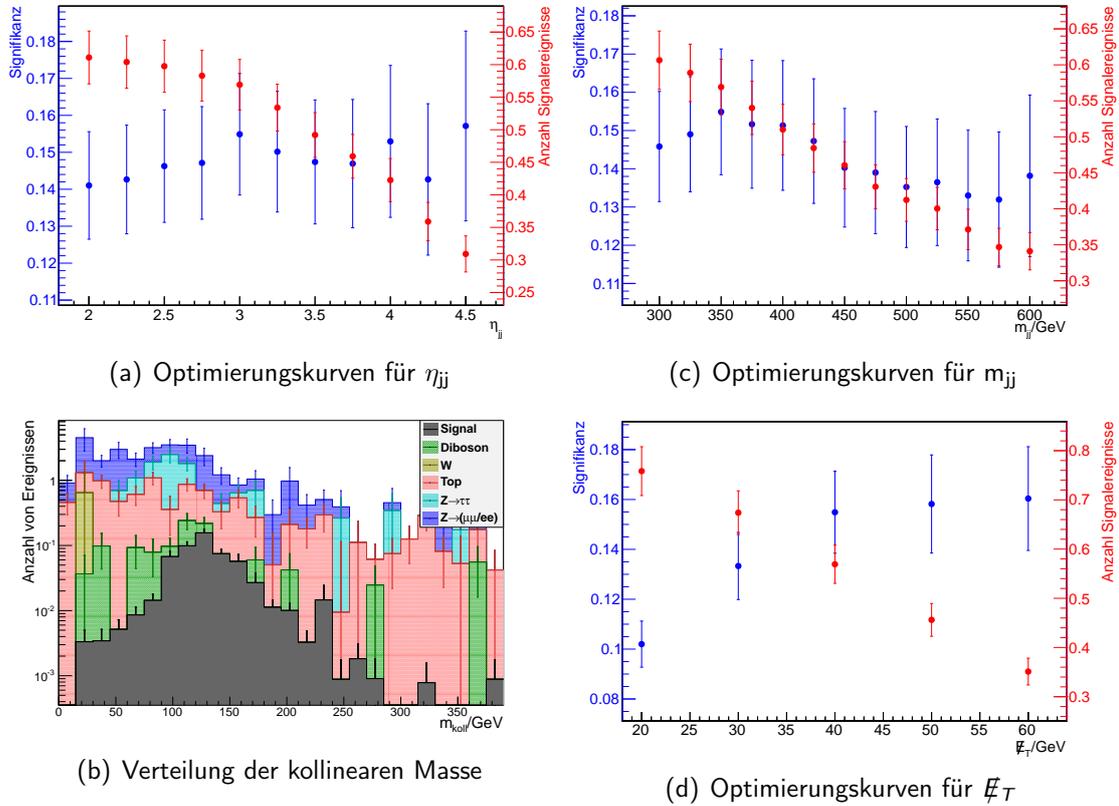


Abbildung 16: Signifikanzkurven und Signalausbeute für **Schnitt S5**, deren allgemeine Beschreibung mit Abbildung 15 auf der vorherigen Seite übereinstimmt. Im Vergleich zur Standardselektion wird hier noch auf $\Delta_{\min}\eta_{j\ell} > 0,2$ geschnitten. Die zugehörige Optimierungskurve ist identisch mit Abbildung 15(b) und zeigt einen Signifikanzgewinn, der sich durch noch härtere Schnitte und kleinerer Signaleffizienz weiter steigern lässt. Die anderen Optimierungskurven lassen sich wie bei der Standardselektion interpretieren. Im Massenhistogramm lässt sich eine Unterdrückung des Z-Untergrunds im Signalbereich deutlich beobachten, besonders auf der linken Flanke der Signalverteilung kommt es zu einem Untergrundrückgang.

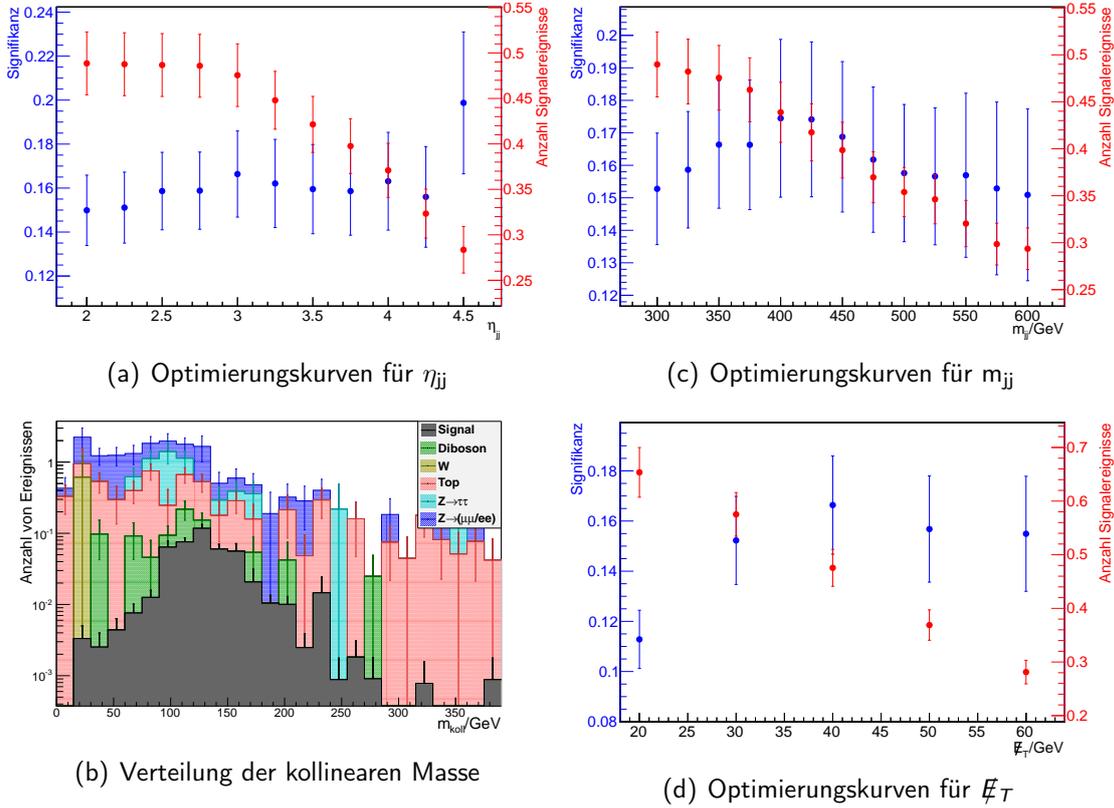
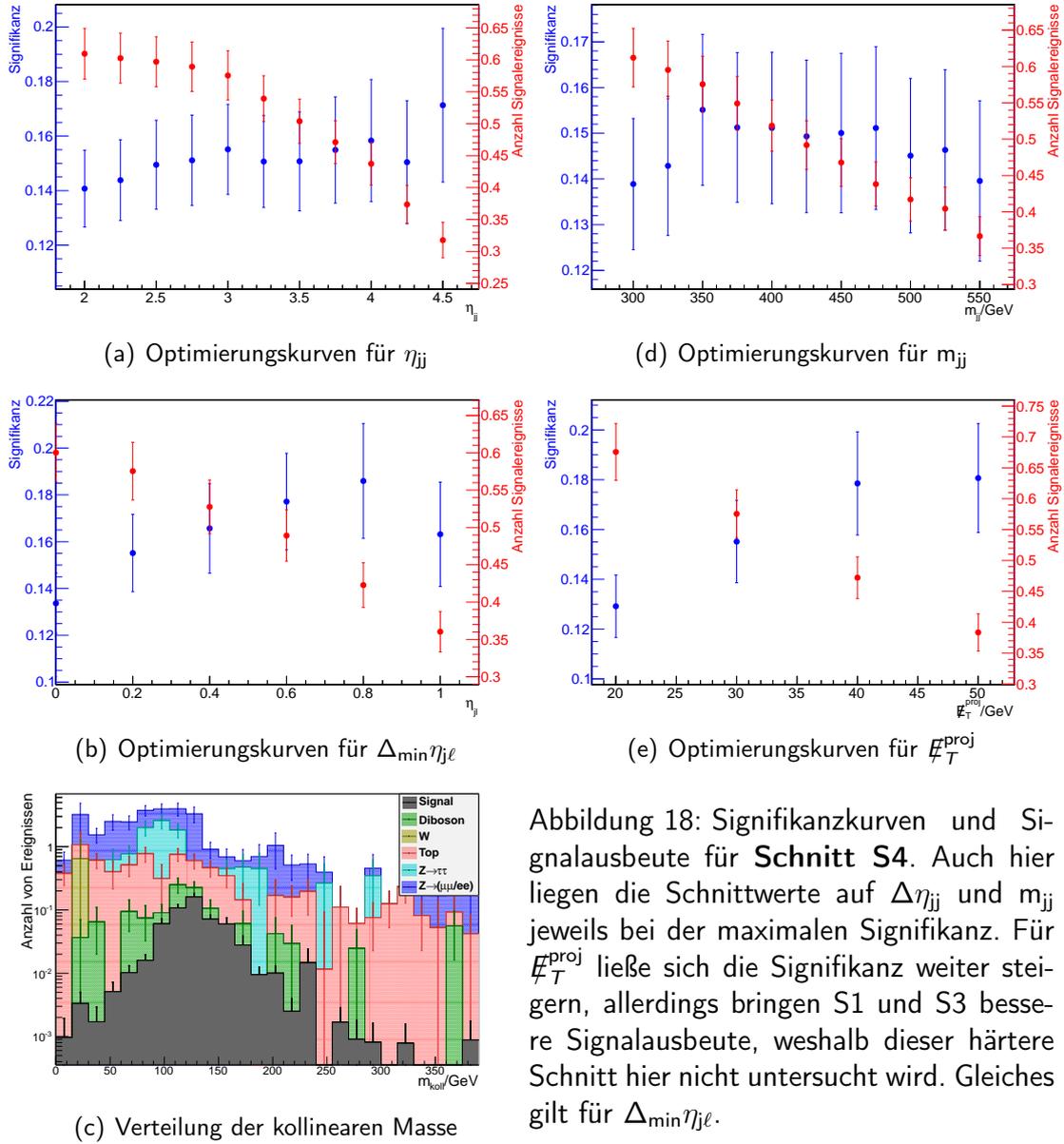
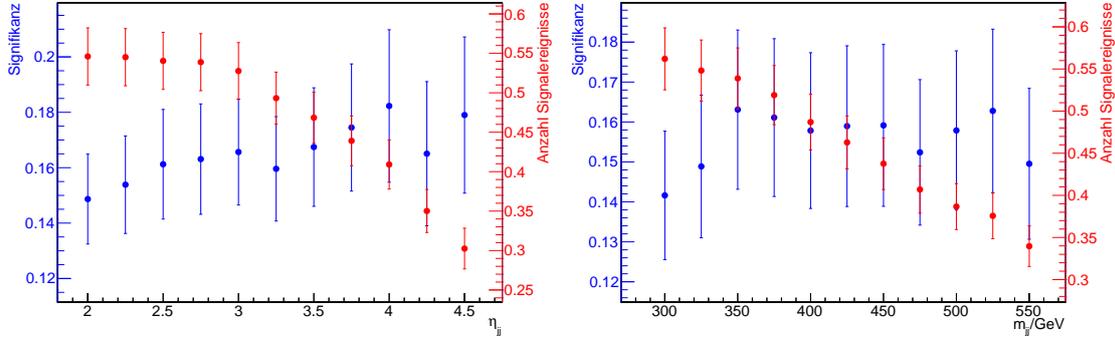


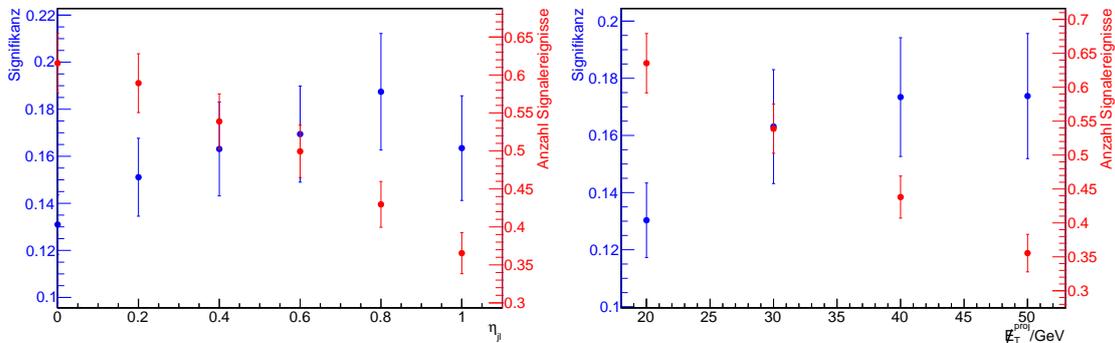
Abbildung 17: Signifikanzkurven und Signalausbeute für **Schnitt S2**. Einziger Unterschied zu S5 und der Standardkombination ist der hier durchgeführte Schnitt auf $\Delta_{\min}\eta_{j\ell} > 0,6$. Damit ist ein weiterer Signifikanzgewinn möglich, wie in Abbildung 15(b) auf Seite 45 ersichtlich wird. Zwar liegt das Signifikanzmaximum bei $\Delta_{\min}\eta_{j\ell} > 0,8$, allerdings ist der Anstieg zu klein um den zusätzlichen Signalverlust zu rechtfertigen.





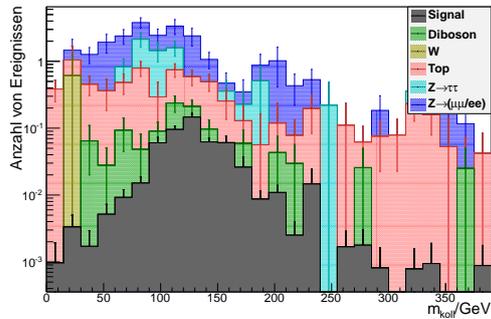
(a) Optimierungskurven für η_{jj}

(d) Optimierungskurven für m_{jj}



(b) Optimierungskurven für $\Delta_{\min} \eta_{j\ell}$

(e) Optimierungskurven für E_T^{proj}



(c) Verteilung der kollinearen Masse

Abbildung 19: Signifikanzkurven und Signalausbeute für **Schnitt S3**. Dieser Schnitt wird untersucht, da er trotz eines weicheren Schnitts auf $\Delta\eta_{jj}$ eine gute Signifikanz erreicht. Interessant ist hier die Entwicklung in den folgenden Kapiteln, die zeigen wird, ob sich Vorteile durch den geringen Signalgewinn im Endergebnis ergeben.

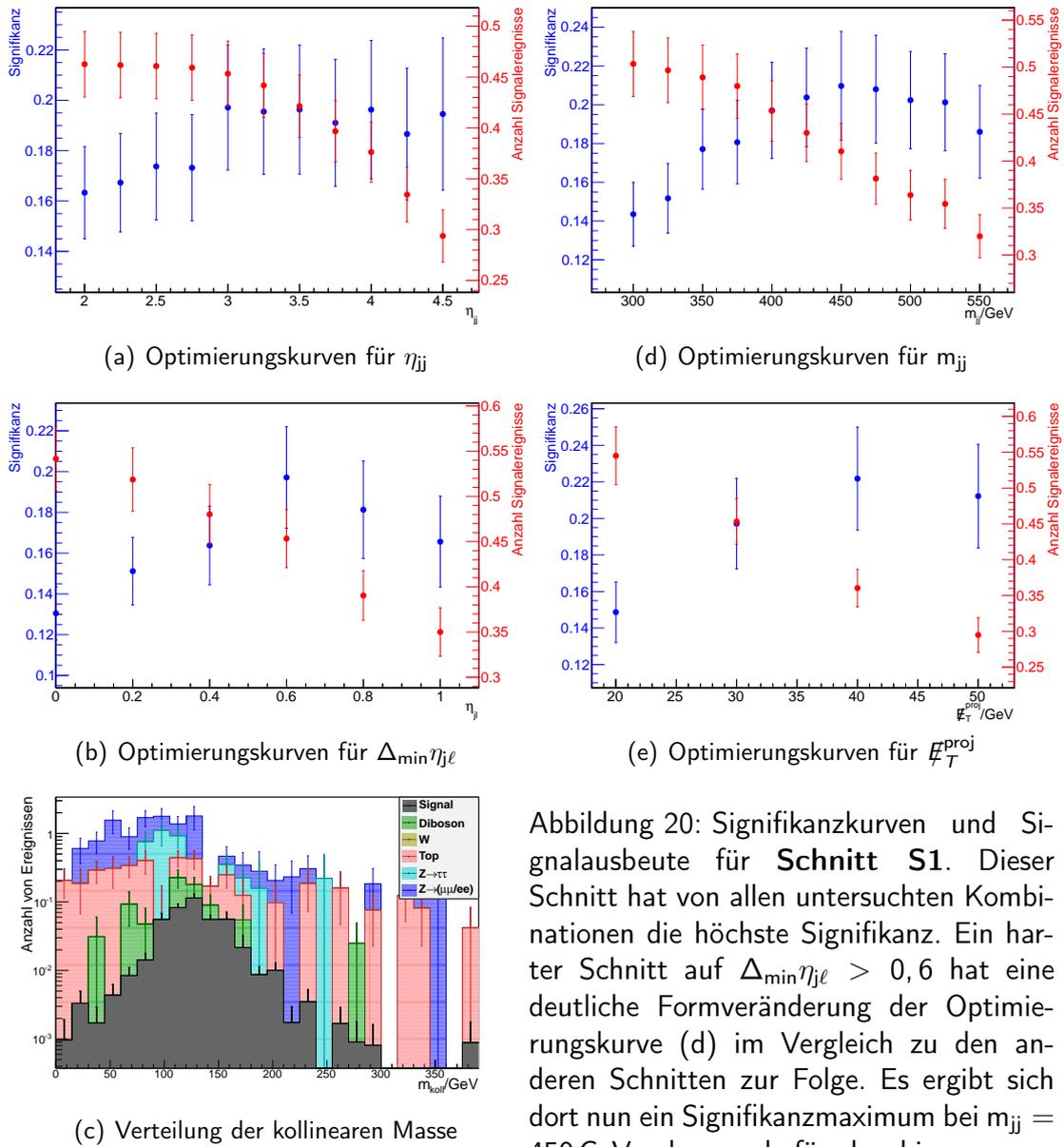


Abbildung 20: Signifikanzkurven und Signalausbeute für **Schnitt S1**. Dieser Schnitt hat von allen untersuchten Kombinationen die höchste Signifikanz. Ein harter Schnitt auf $\Delta_{\min} \eta_{j\ell} > 0,6$ hat eine deutliche Formveränderung der Optimierungskurve (d) im Vergleich zu den anderen Schnitten zur Folge. Es ergibt sich dort nun ein Signifikanzmaximum bei $m_{jj} = 450 \text{ GeV}$, aber auch für den hier verwendeten Schnitt $m_{jj} > 400 \text{ GeV}$ ist die Signifikanz gegenüber dem normalen Schnitt erhöht. Im Massenhistogramm ist die starke Reduktion des Untergrunds im Signalbereich deutlich zu sehen. Größere statistische Schwankungen in den gezeigten Optimierungskurven sind wahrscheinlich.

fikanzen zu gewinnen, werden stattdessen eindimensionale Optimierungskurven erstellt, in denen Fluktuationen der Signifikanz für dicht benachbarte Schnittwerte besser zu überblicken sind.

Die Dileptonmasse $m_{\ell\ell}$: Für alle vier untersuchten Kombinationen von Jet-Schnitten zeigen die Optimierungskurven an dieser Stelle deutlich, dass ein härterer Schnitt auf die minimale Dileptonmasse keinerlei Signifikanzgewinn bringt (Abbildung 21 auf der nächsten Seite). Stattdessen fällt sie monoton ab, je höher der Schnittwert gelegt wird. Weiterhin werden also nur Ereignisse verworfen, die $m_{\ell\ell} < 30 \text{ GeV}$ aufweisen.

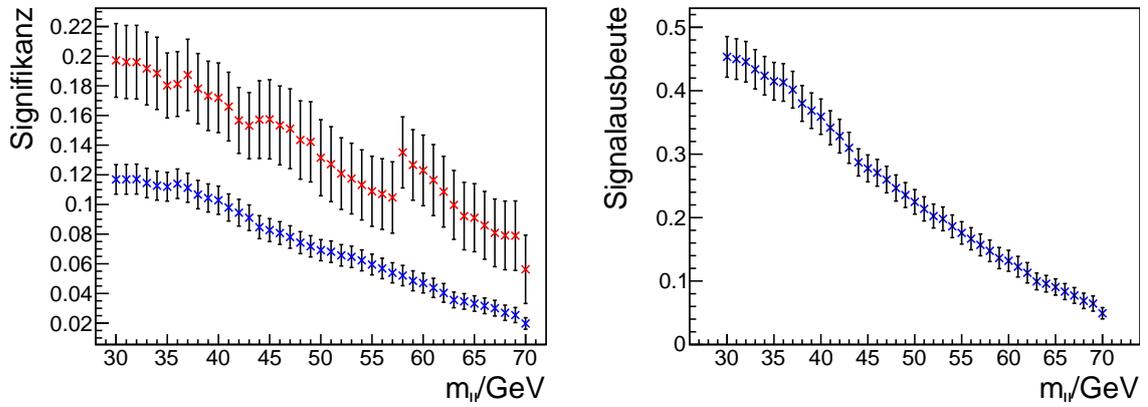
Für die obere Grenze ergibt sich, wie auch Abbildungen 22(a)-(e) zeigen, kein klares Bild. Für die Bin-weise berechneten Signifikanzkurven ergeben sich deutliche Sprünge, welche in den zum Vergleich nur aus den Gesamtzahlen²⁶ berechneten Signifikanzkurven nicht auftreten. Dominierende Ursache dafür ist die durch die vorangegangene Selektion reduzierte Untergrundstatistik, vor allem im Untergrund $Z \rightarrow \mu\mu$ treten im Bereich der Signalverteilung teilweise nur noch einzelne simulierte Ereignisse auf. Wegen dem gleichzeitig großen Wirkungsquerschnitts haben diese Einzelereignisse aber eine große Wirkung auf die Signifikanz. Werden sie „weggeschnitten“, steigt die Signifikanz sprunghaft an.

Allen Optimierungskurven (nach S1-S5) gemein ist aber ein starker Signifikanzanstieg wenn man die Schnittgrenze sukzessive von 85 GeV auf 80 GeV senkt. Danach wird der Anstieg flacher, alle Verteilungen besitzen aber bei einem Schnitt auf $m_{\ell\ell} < 72 \text{ GeV}$ ein lokales Maximum. Dieser Wert wird deshalb für den letzten Abschnitt der Selektion verwendet. Die Signaleffizienz sinkt durch diese Schnitte in etwa um 10%. Härtere Schnitte, als 72 GeV führen dagegen schnell zu starkem Signalverlust.

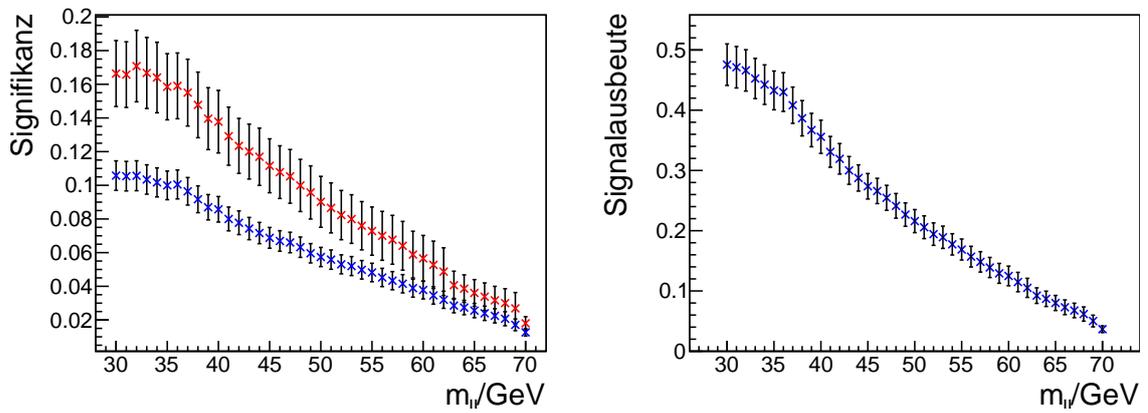
Azimutaler Abstand der Myonrichtungen $\Delta\Phi_{\ell\ell}$: Durch Betrachten der Verteilung in Signal und Untergrund dieser Variable wird hier eine große Verbesserung durch einen Schnitt auf kleine Winkel zwischen den Myonen für unwahrscheinlich befunden. Auf eine Optimierung dieser unteren Grenze wird deshalb verzichtet, der Schnittwert verbleibt bei $\Delta\Phi_{\ell\ell} > 0,5$. Anhand aller Optimierungskurven (Abbildungen 23(a)-(b)) lässt sich kein harter Schnitt auf hohe Werte dieses Winkels motivieren. Bei Senkung der Obergrenze ist je nach vorhergehender Schnittkombination auf die Jet-Kinematik eine leichte Verbesserung bis $\Delta\Phi_{\ell\ell} < 3,1$ zu beobachten, bis ungefähr zum Schnitt $\Delta\Phi_{\ell\ell} < 2,6$ ergibt sich ein Plateaubereich, danach sinkt die Signifikanz deutlich. Im Vergleich zur Standardselektion wird die obere Limitierung auf den Wert $\Delta\Phi_{\ell\ell} < 2,9$ gelockert, um weniger Signal zu verwerfen.

²⁶Entspricht der Signifikanz berechnet aus einem unendlich breiten Bin.

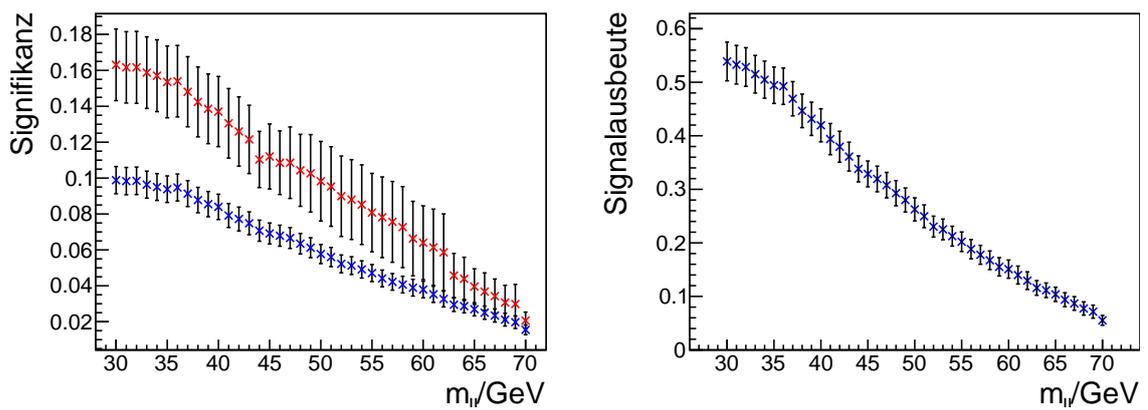
Abbildung 21: Optimierungskurven für ein Schnitt auf die minimale Dileptonmasse $m_{\ell\ell}$



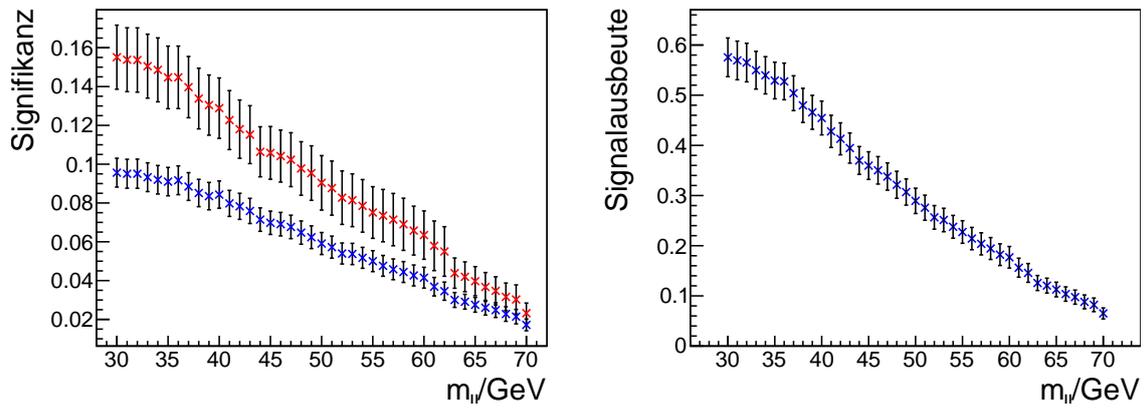
(a) Nach S1



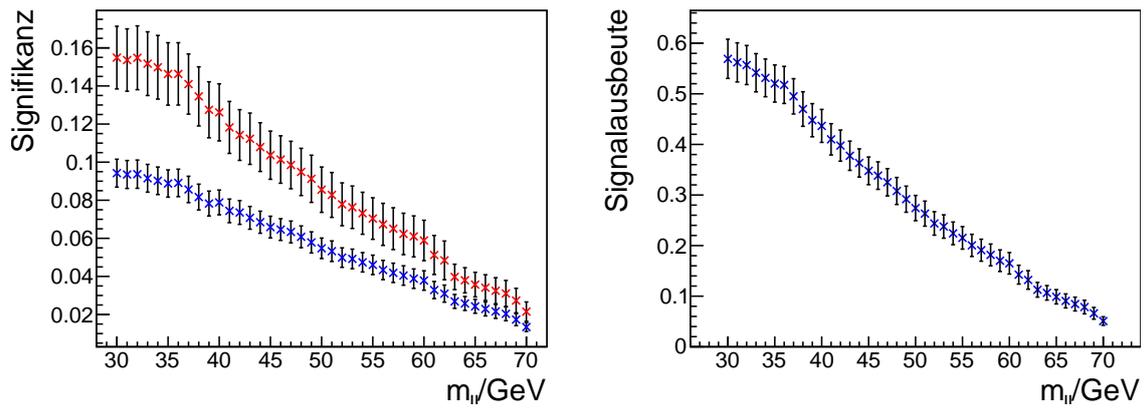
(b) Nach S2



(c) Nach S3



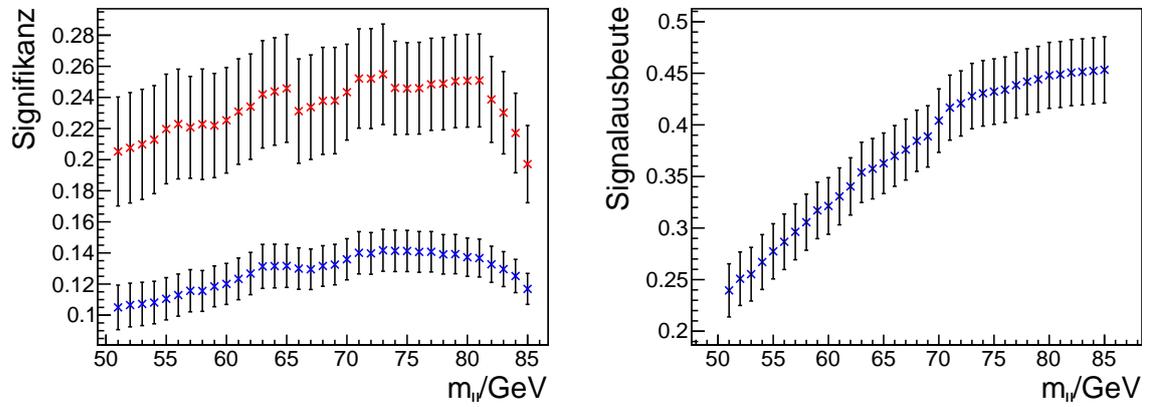
(d) Nach S4



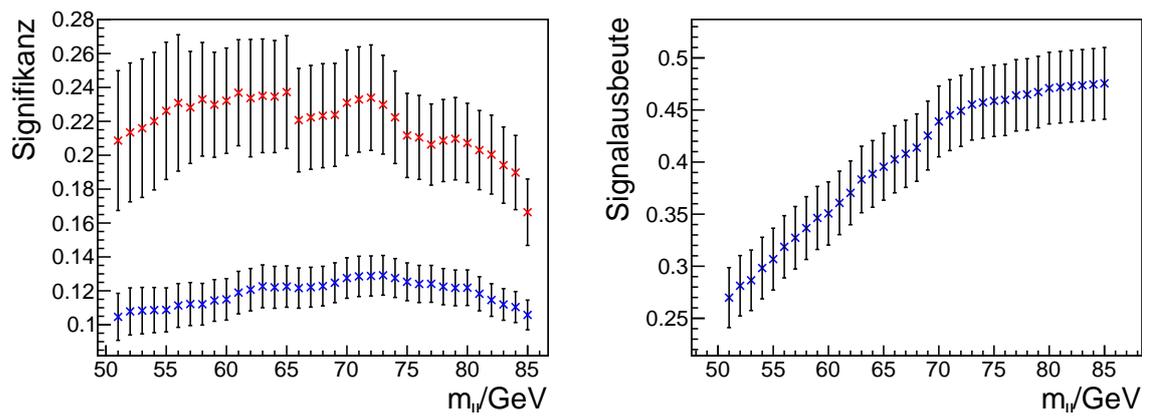
(e) Nach S5

Abbildung 21: Optimierungskurven für ein Schnitt auf die minimale Dileptonmasse $m_{\ell\ell}$

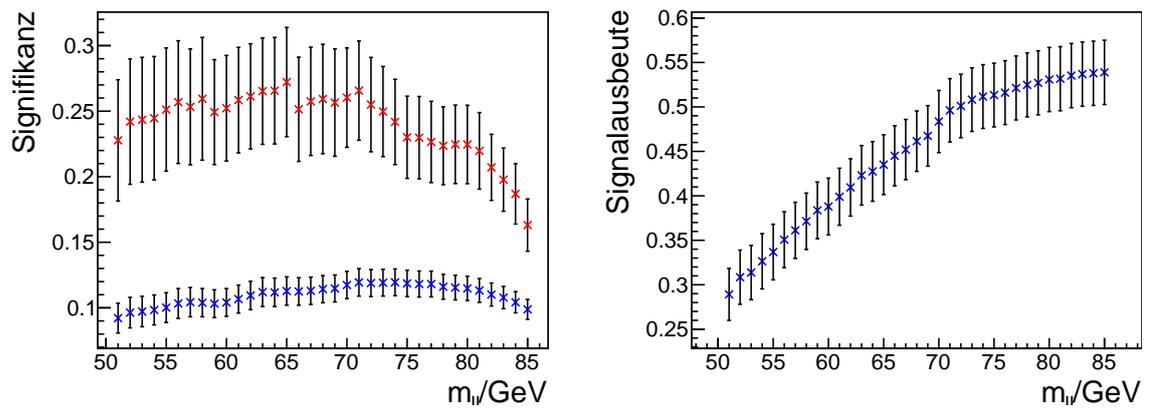
Abbildung 22: Optimierungskurven für einen Schnitt auf die maximale Dileptonmasse $m_{\ell\ell}$



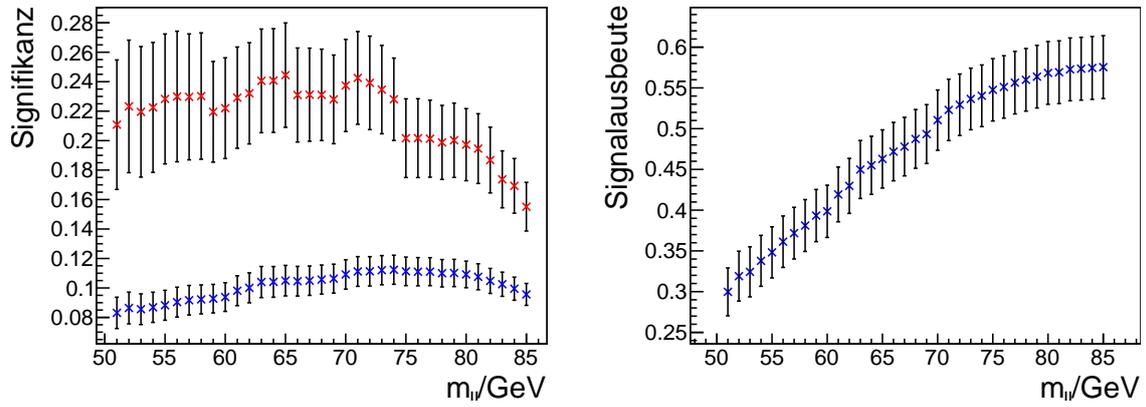
(a) Nach S1



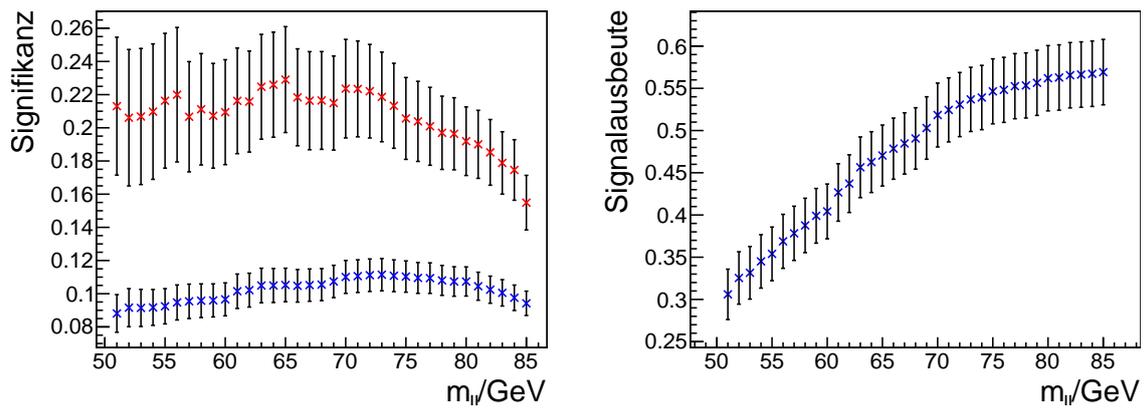
(b) Nach S2



(c) Nach S3



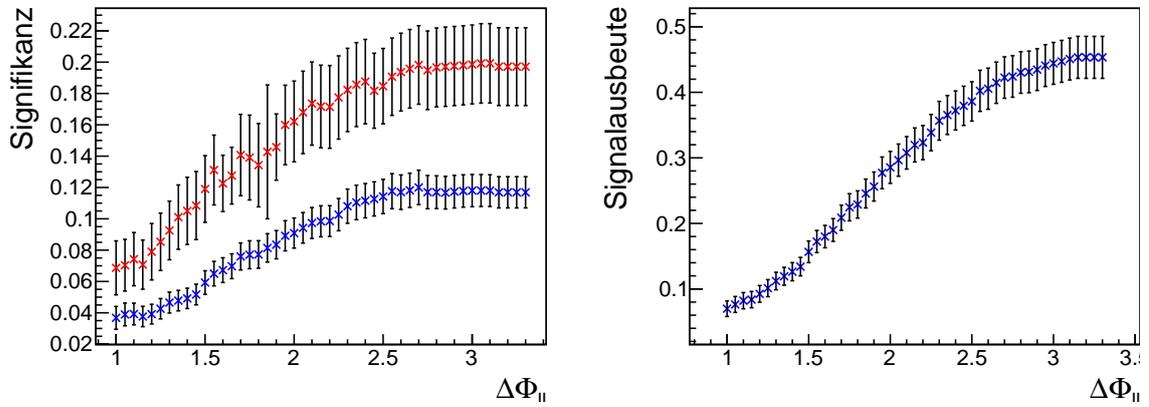
(d) Nach S4



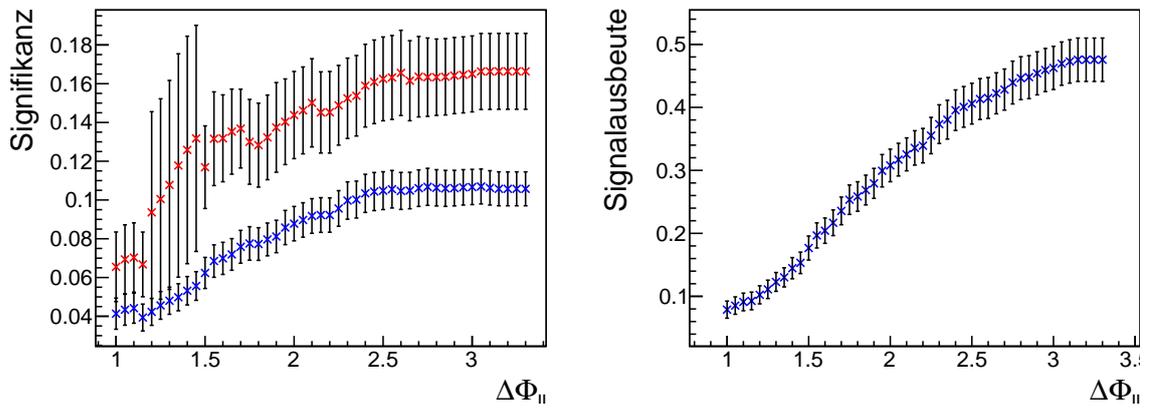
(e) Nach S5

Abbildung 22: Optimierungskurven für einen Schnitt auf die maximale Dileptonmasse $m_{\ell\ell}$

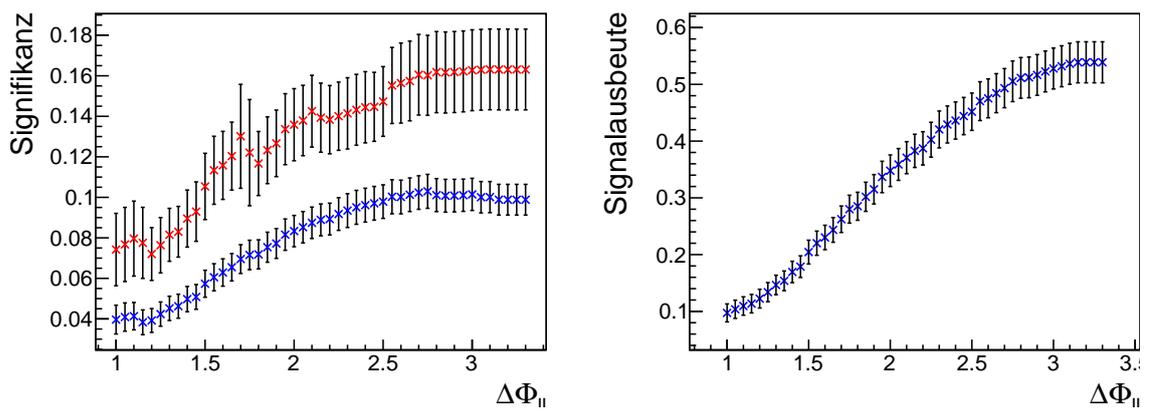
Abbildung 23: Optimierungskurven für einen Schnitt auf den maximalen Winkel $\Delta\Phi_{\ell\ell}$.



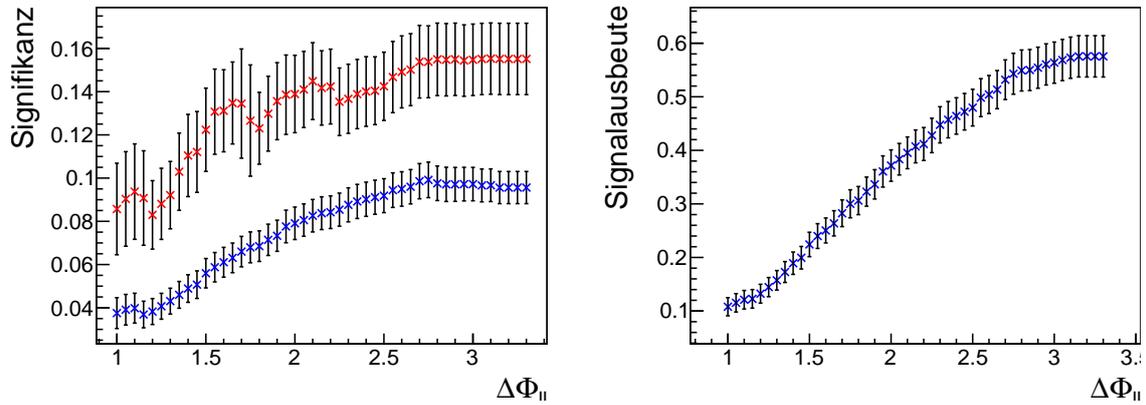
(a) Nach S1



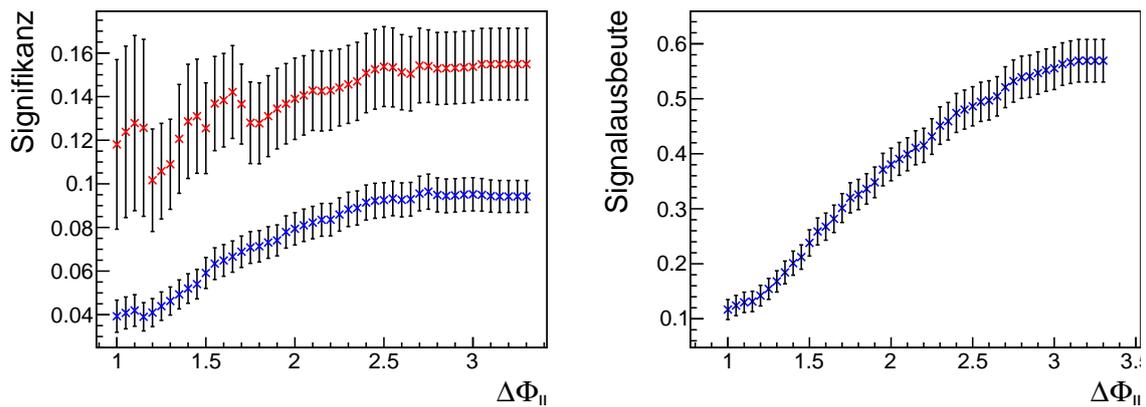
(b) Nach S2



(c) Nach S3



(d) Nach S4



(e) Nach S5

Abbildung 23: Optimierungskurven für einen Schnitt auf den maximalen Winkel $\Delta\Phi_{\ell\ell}$ zwischen den Myonenimpulsen.

Die Parameter $x_{1,2}$ aus der kollinearen Näherung: Diese Größen sind direkt mit der finalen Diskriminanten m_{koll} verknüpft, dennoch zeigt die Schnittoptimierung auf die untere Grenze für $x_{1,2}$ keine merkliche Verbesserungsmöglichkeit (siehe Abbildungen 24 und 25). Dies liegt unter anderem auch daran, dass kleine und negative Werte in dieser Selektion schon durch die Forderung $x_1 \cdot x_2 > 0$ teilweise unterdrückt werden, deshalb ergeben sich kaum Änderungen in der Signifikanz als auch in der Signaleffizienz mit steigendem unteren Limit für x_1 oder x_2 . Erst bei Schnittgrenzen, die höher liegen als der in der Standardselektion verwendete Schnitt auf $x_{1,2} > 0,1$ ergibt sich ein Einbruch von Signaleffizienz und Signifikanz. Da die Signifikanz für Variation der Schnittgrenze zwischen $-0,1 < x_2 < 0,1$ leicht konstant erhöht ist und auch Schnitte auf x_1 in dieser Region keine Verschlechterung ergeben, wird im Folgenden auf $x_{1,2} > 0$ geschnitten. Somit wird der Schnitt auf das Produkt der beiden Größen nicht weiter benötigt.

Eine Optimierung von oben zeigt einen Anstieg in der Signifikanz, allerdings erst in einem Bereich (Signifikanzmaximum bei $x_1 \approx 0,75$, $x_2 \approx 0,6$), in dem mindestens 25 % des Signals verworfen werden und auch statistische Schwankungen häufiger werden. Dies ist auch in den Abbildungen 26 und 27 dargestellt. Im Bereich guter Signaleffizienz lässt sich die Signifikanz nicht wesentlich verbessern, weshalb auch keine weitere Einschränkung auf die höchsten Werte von $x_{1,2}$ gemacht wird.

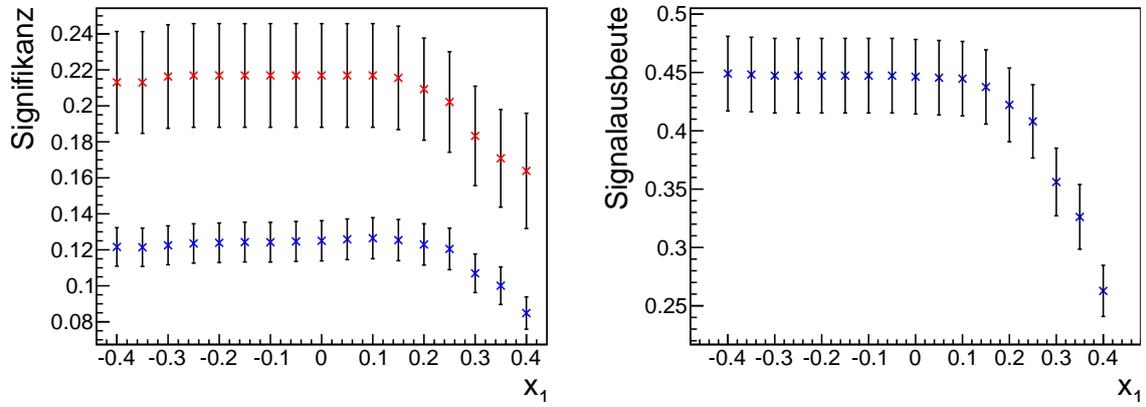
Die in diesem Abschnitt vorgenommenen Änderungen in Bezug auf die Standardselektion zeigen bis auf die weiter zu untersuchende optionale Senkung der Schnittgrenze auf die Dileptonenmasse keine große Auswirkung auf die Signifikanz. Allerdings wurden die Schnitte auf $\Delta\Phi_{\ell\ell}$ und $x_{1,2}$ gelockert, so dass hier mehr Signalereignisse passieren können.

Gegenüber der Standardselektion fehlt an dieser Stelle noch die Unterdrückung von Ereignissen mit einem zentralen *Jet* zwischen den *Tagging-Jets* wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben. Dieser Schnitt wird ohne weitere Optimierung angewendet, eine Begründung folgt noch in diesem Abschnitt. Damit werden nach diesem Kapitel folgende Schnitte angewendet:

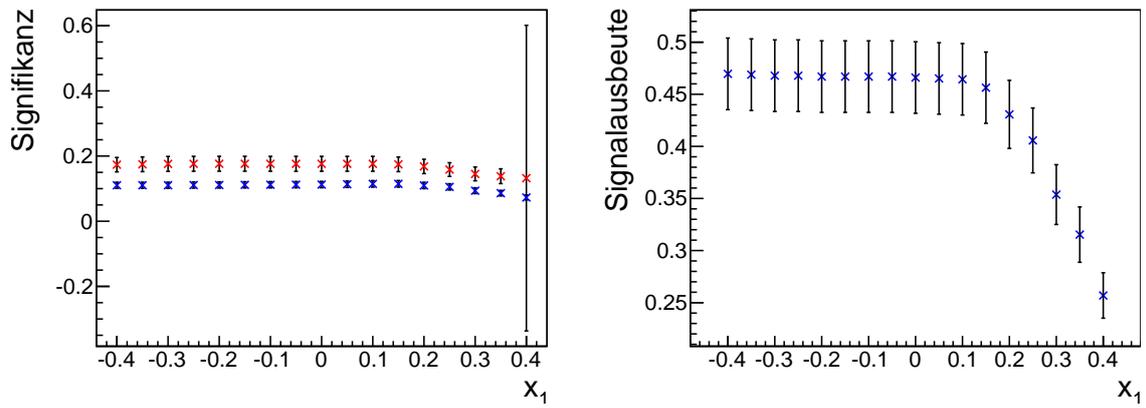
- **$30 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 72 \text{ GeV}$**
- **$0,5 < \Delta\Phi_{\ell\ell} < 2,9$**
- **$x_{1,2} > 0$**
- Veto auf zentrale *Jets* zwischen den *Tagging-Jets*

Wie Tabelle 7 auf Seite 69 zeigt, liegen die Signifikanz bei allen hier gefundenen Schnitten über der, die in der Standardselektion erreicht wird, und haben dabei ähnliche

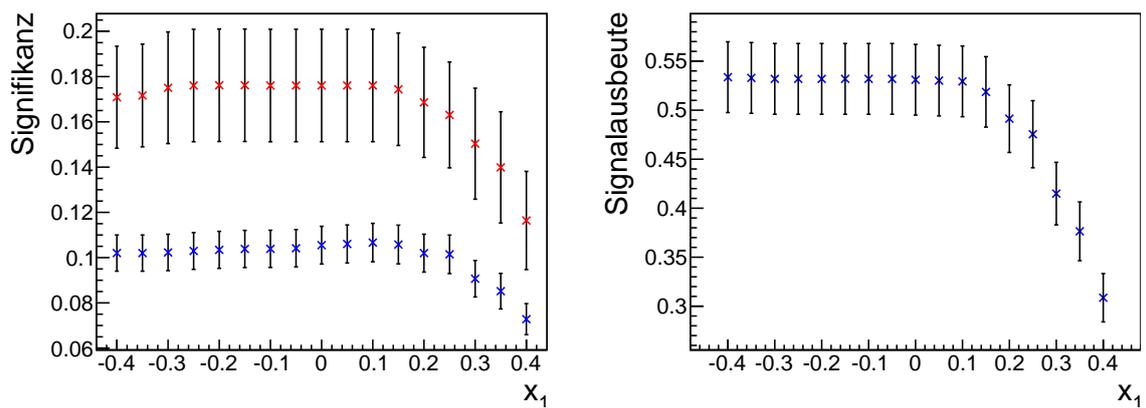
Abbildung 24: Optimierungskurven für ein Schnitt auf den minimalen Wert von x_1 .



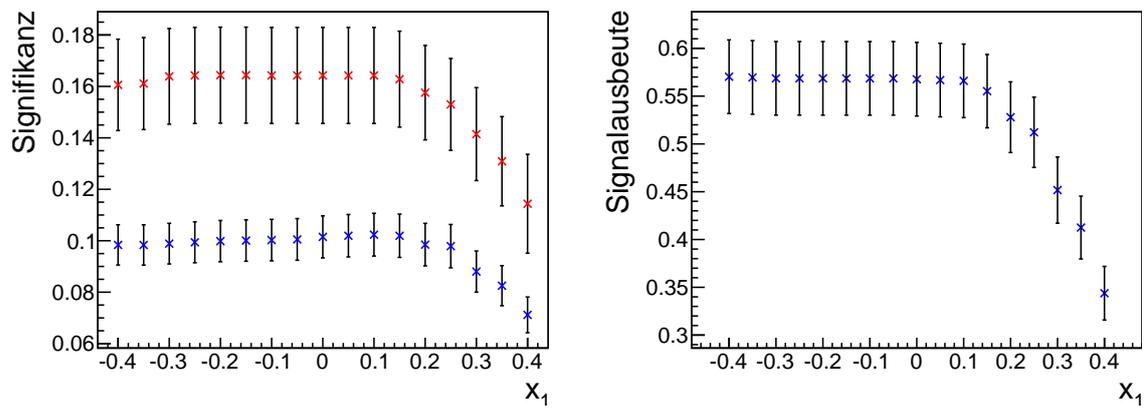
(a) Nach S1



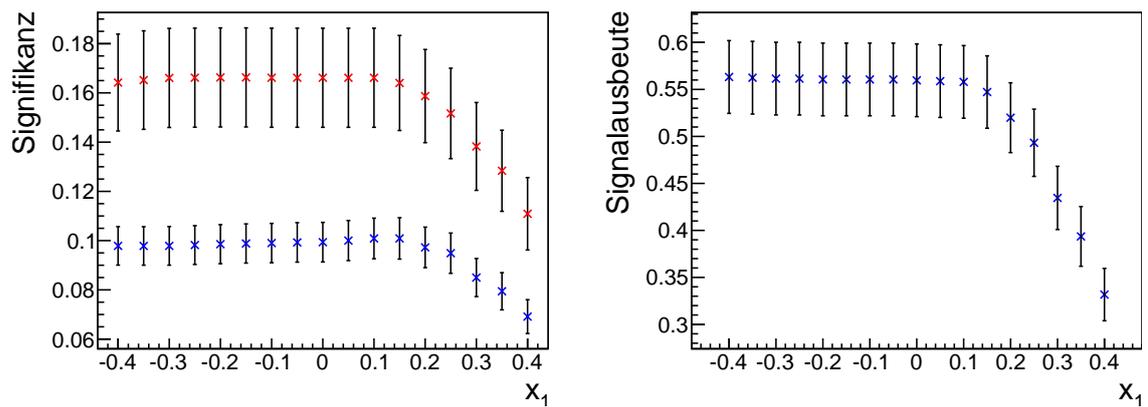
(b) Nach S2



(c) Nach S3



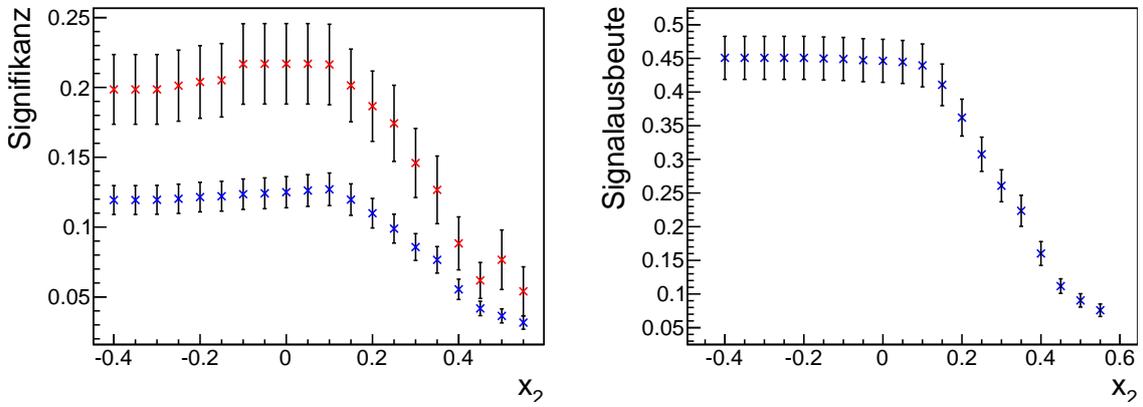
(d) Nach S4



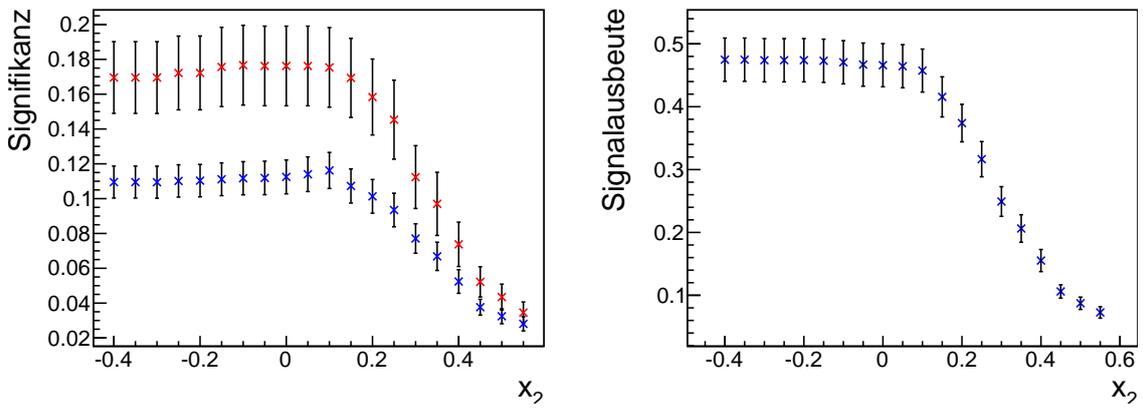
(e) Nach S5

Abbildung 24: Optimierungskurven für einen Schnitt auf den minimalen Wert von x_1 .

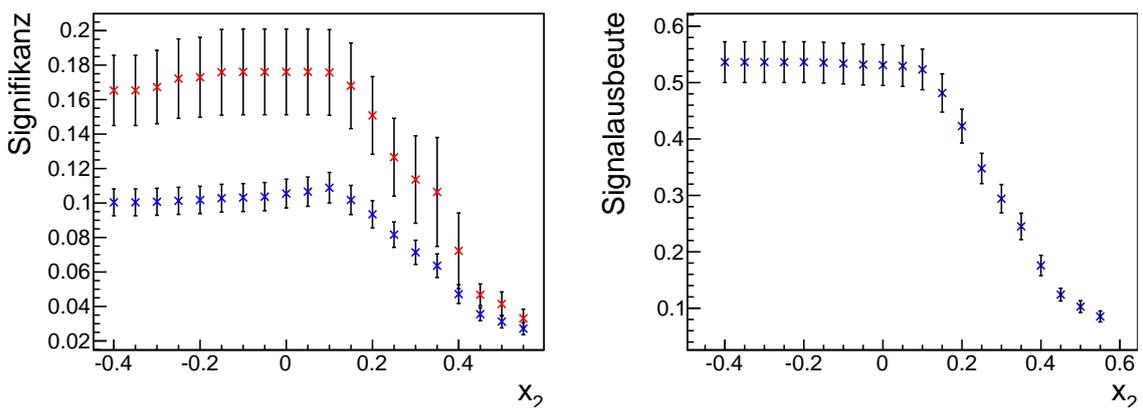
Abbildung 25: Optimierungskurven für einen Schnitt auf den minimalen Wert von x_2 .



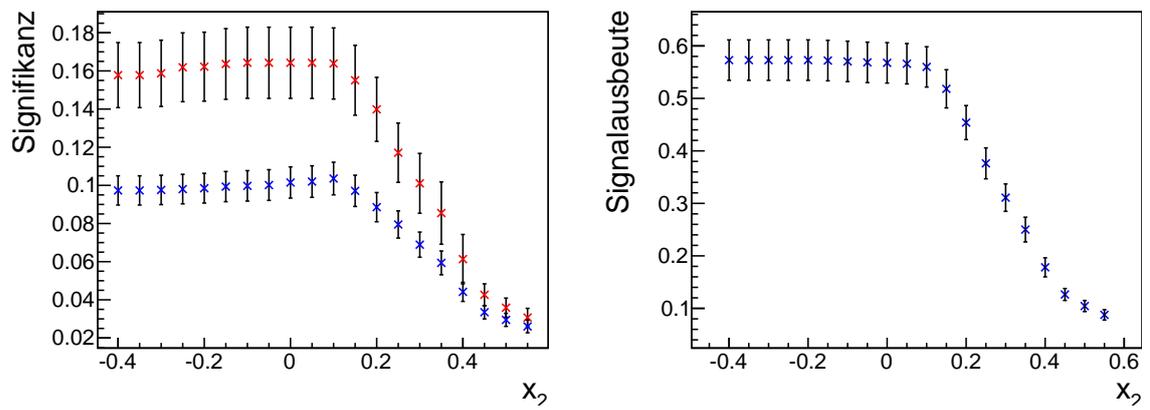
(a) Nach S1



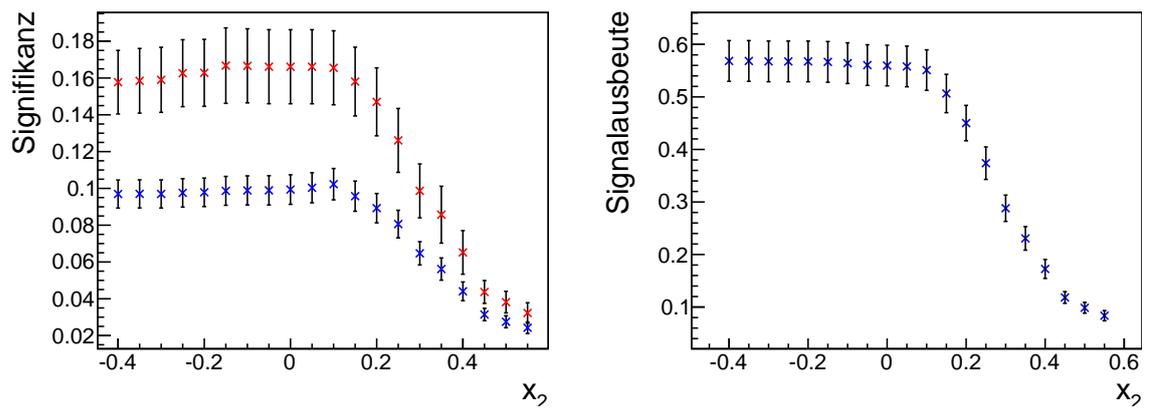
(b) Nach S2



(c) Nach S3



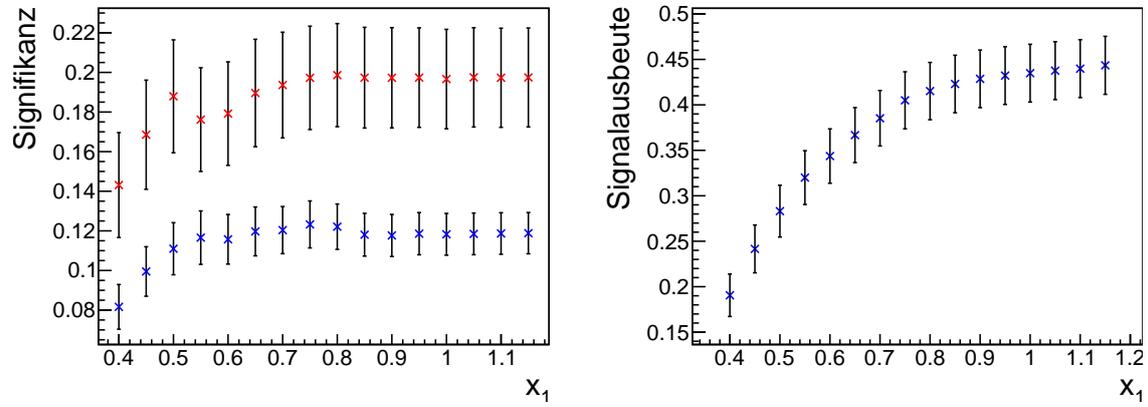
(d) Nach S4



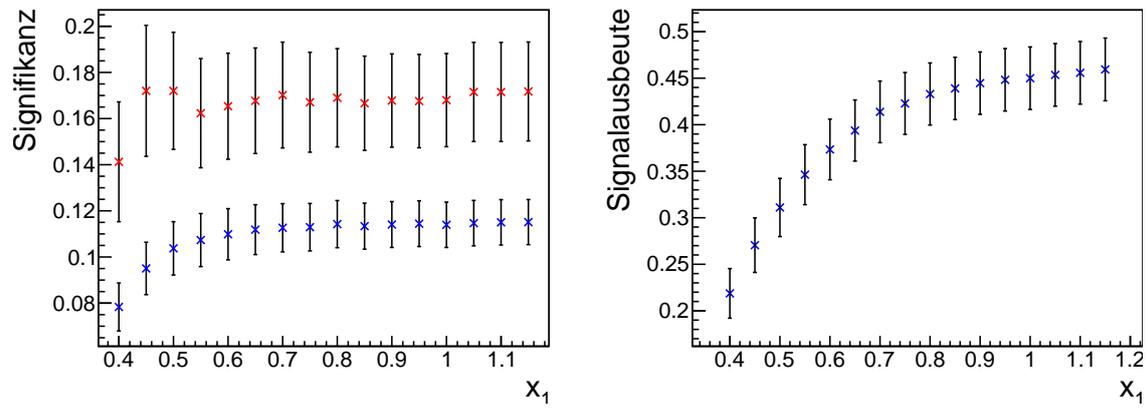
(e) Nach S5

Abbildung 25: Optimierungskurven für einen Schnitt auf den minimalen Wert von x_2 .

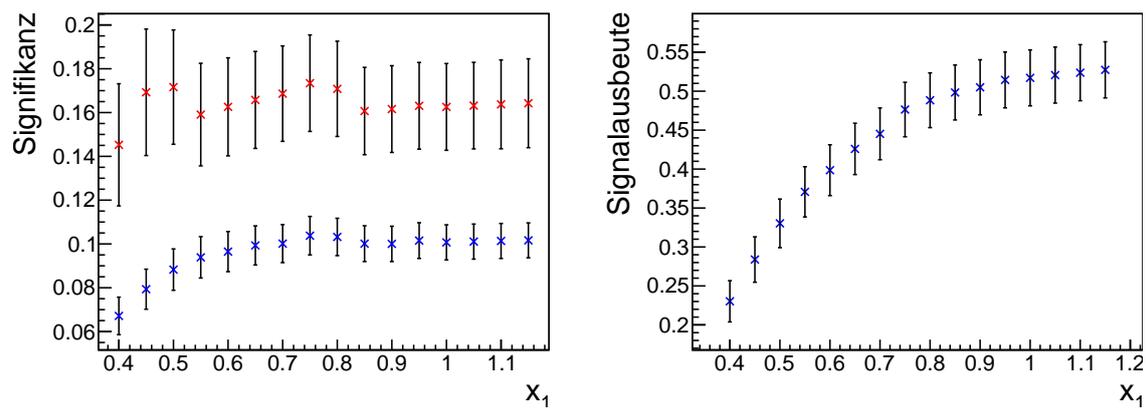
Abbildung 26: Optimierungskurven für einen Schnitt auf den maximalen Wert von x_1 .



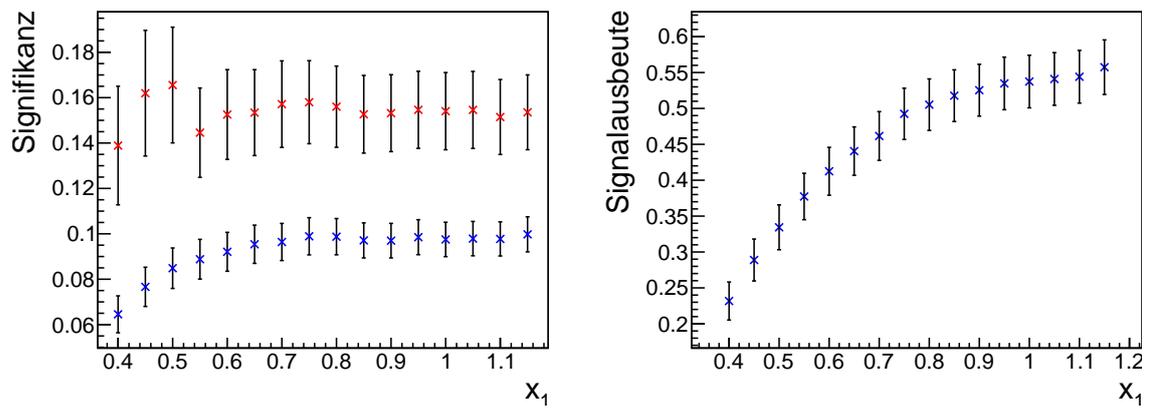
(a) Nach S1



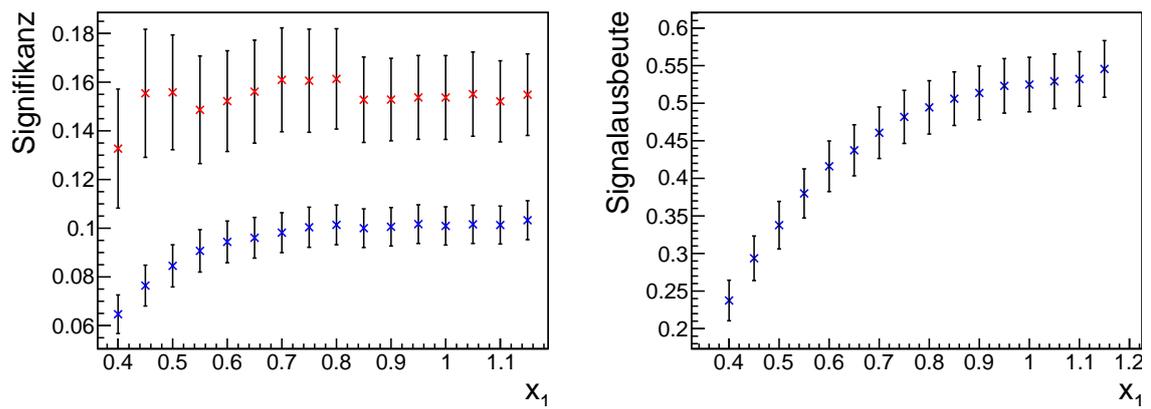
(b) Nach S2



(c) Nach S3



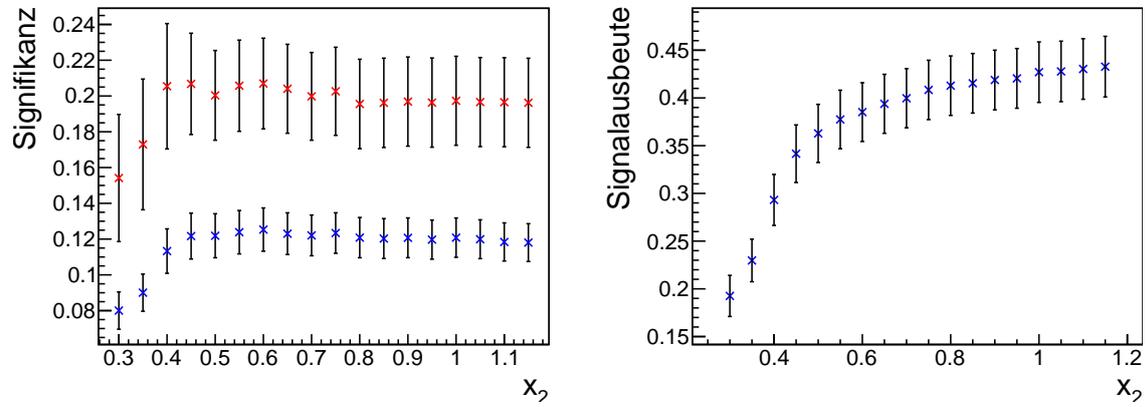
(d) Nach S4



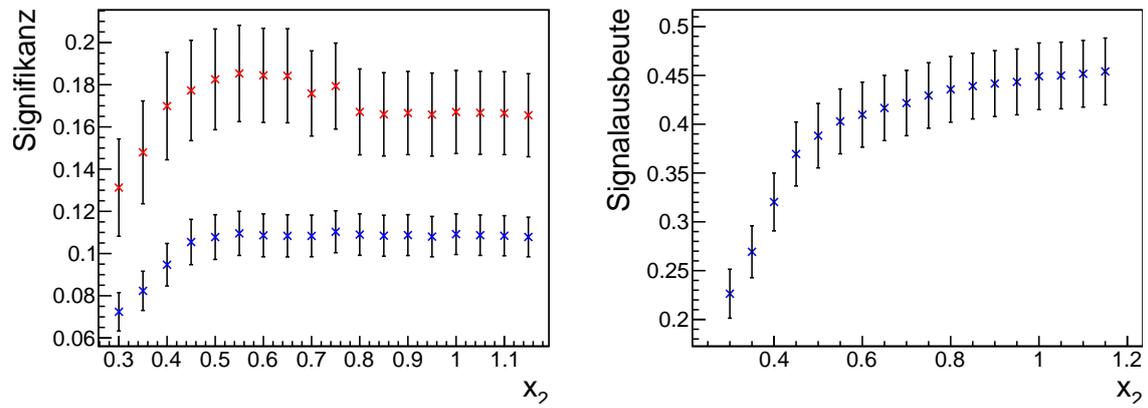
(e) Nach S5

Abbildung 26: Optimierungskurven für einen Schnitt auf den maximalen Wert von x_1 .

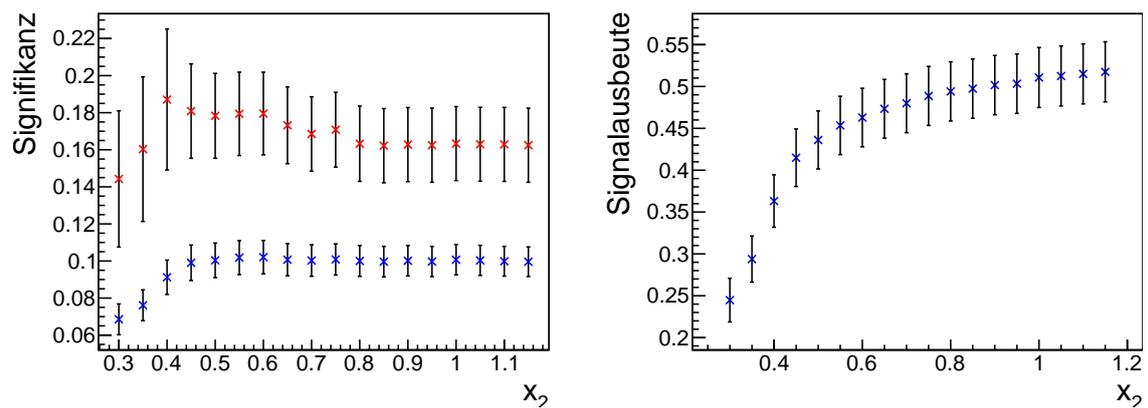
Abbildung 27: Optimierungskurven für einen Schnitt auf den maximalen Wert von x_2 .



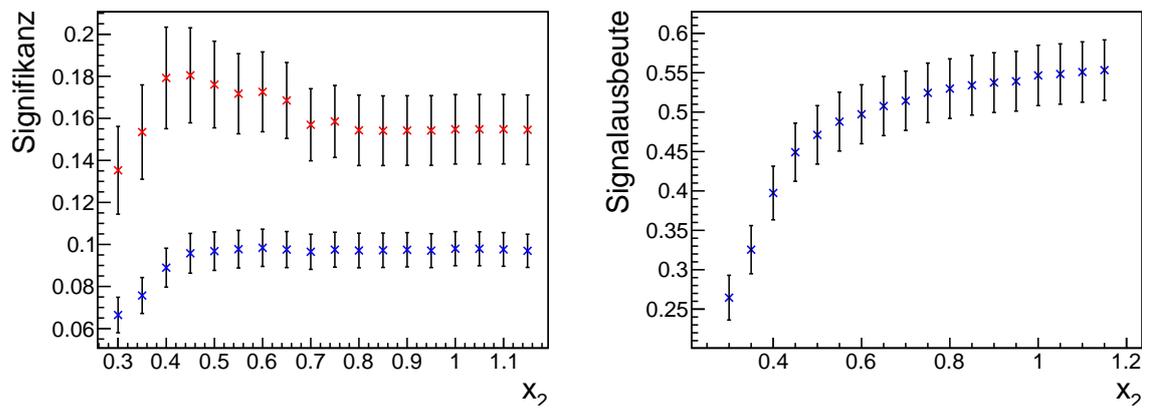
(a) Nach S1



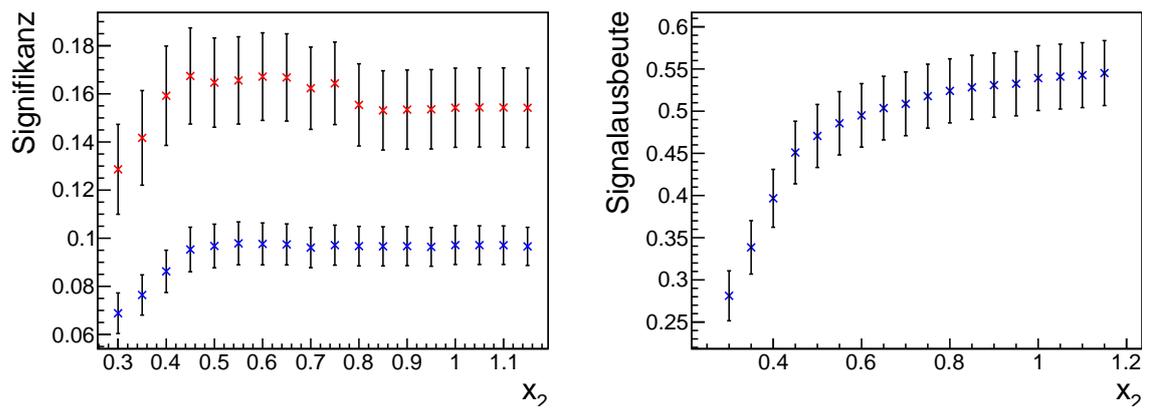
(b) Nach S2



(c) Nach S3



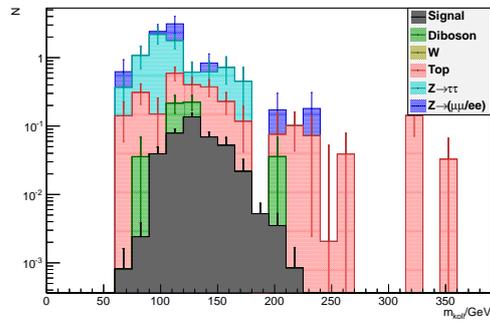
(d) Nach S4



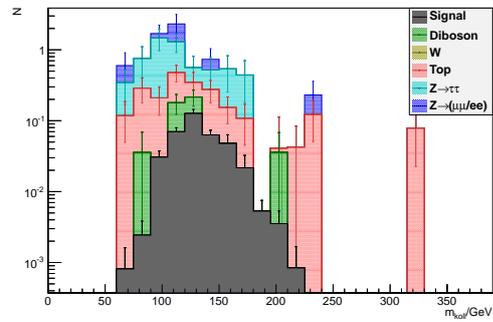
(e) Nach S5

Abbildung 27: Optimierungskurven für einen Schnitt auf den maximalen Wert von x_2 .

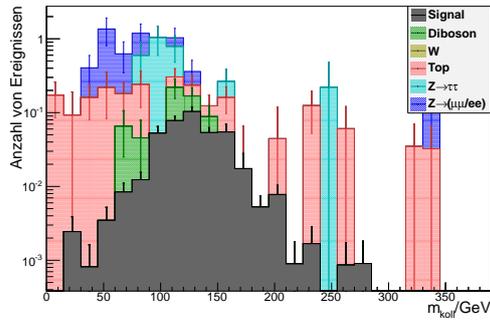
Abbildung 28: Massenhistogramme, die für die Berechnung der Signifikanzen in Tabelle 7 auf Seite 69 verwendet wurden.



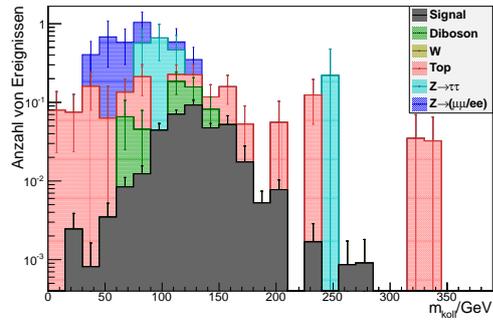
(a) Standardselektion ohne ZJV



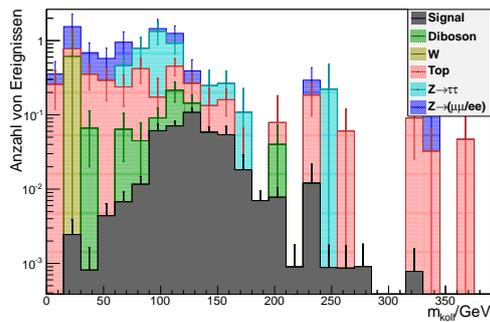
(d) Standardselektion mit ZJV



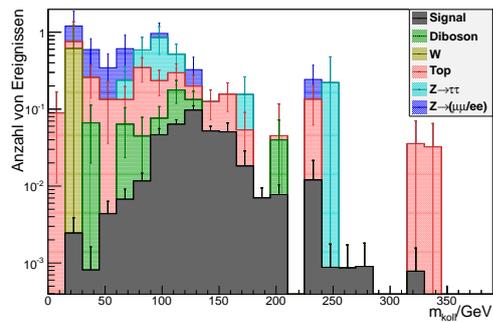
(b) S1 ohne ZJV



(e) S1 mit ZJV

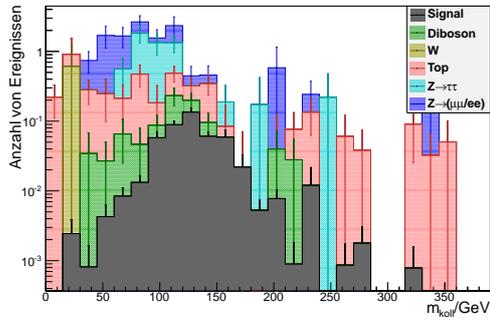


(c) S2 ohne ZJV

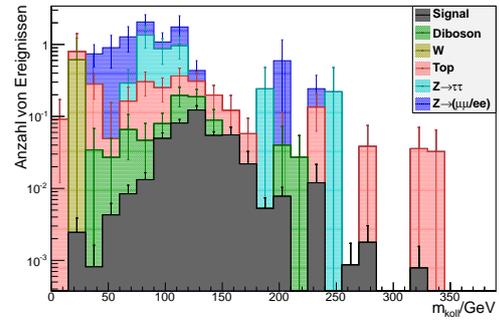


(f) S2 mit ZJV

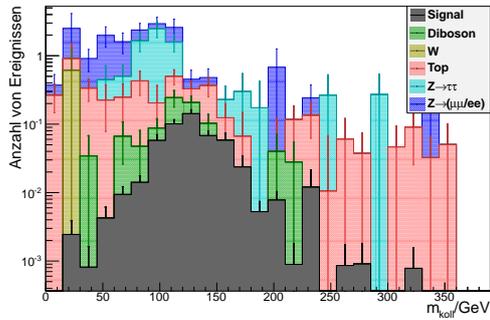
Abbildung 29: Massenhistogramme, die für die Berechnung der Signifikanzen in Tabelle 7 auf der nächsten Seite verwendet wurden.



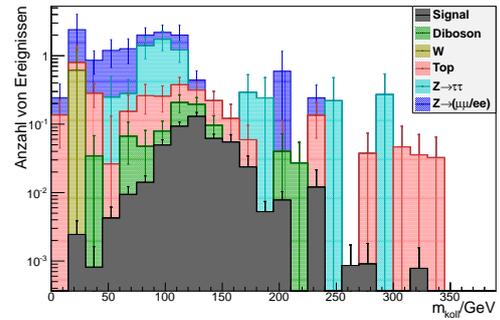
(a) S3 ohne ZJV



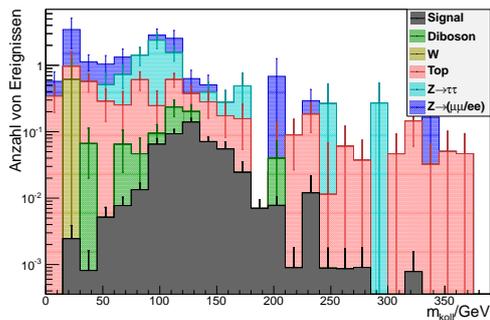
(d) S3 mit ZJV



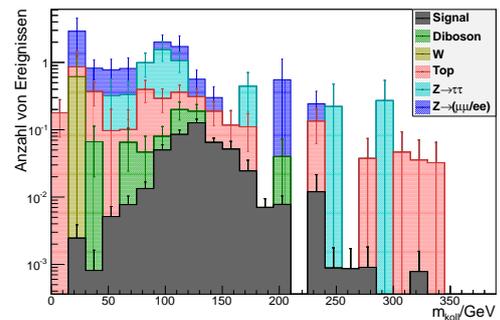
(b) S4 ohne ZJV



(e) S4 mit ZJV



(c) S5 ohne ZJV



(f) S5 mit ZJV

Tabelle 7: Zusammenfassung der nach der Optimierung der konventionellen Schnitte erreichten Signifikanzen und der Anzahl akzeptierter Signalereignisse. Ergebnisse mit und ohne Veto auf zusätzliche *Jets* zwischen den *Tagging-Jets*. Zum Vergleich die entsprechenden Werte nach der Standardselektion.

	ohne Veto auf zent. Jets		mit Veto auf zent. Jets	
	Signifikanz	Signalausbeute	Signifikanz	Signalausbeute
Stand.	$0,203 \pm 0,033$	$0,410 \pm 0,033$	$0,210 \pm 0,034$	$0,372 \pm 0,030$
S1	$0,311 \pm 0,287$	$0,404 \pm 0,031$	$0,277 \pm 0,035$	$0,368 \pm 0,028$
S2	$0,249 \pm 0,035$	$0,427 \pm 0,034$	$0,282 \pm 0,035$	$0,383 \pm 0,030$
S3	$0,311 \pm 0,187$	$0,481 \pm 0,035$	$0,286 \pm 0,042$	$0,442 \pm 0,033$
S4	$0,267 \pm 0,038$	$0,510 \pm 0,037$	$0,284 \pm 0,042$	$0,470 \pm 0,035$
S5	$0,235 \pm 0,032$	$0,508 \pm 0,038$	$0,269 \pm 0,039$	$0,462 \pm 0,034$

oder höhere Signaleffizienzen. Dabei wird ähnlich viel oder mehr Signal akzeptiert als bei dieser. Hingewiesen werden muss jedoch auf die großen Unsicherheiten bei den beiden Schnitten höchster Signifikanz S1 und S3. Dies sind auch die beiden einzigen Schnitte, die durch das zentrale Jet-Veto an Signifikanz verlieren. Eine Erklärung lässt sich in den Massenhistogrammen 28(b) und (e), sowie 29(a) und (d) finden. Wichtigste Ursache ist die geringe Statistik des Top-Untergrunds in manchen Bins. So kann schon die Unterdrückung eines einzelnen Topereignisses eine große Änderung in der Signifikanz verursachen. Hinzu kommt eine Eigenheit bei der Simulation des Top-Untergrunds, die zur Berücksichtigung von Interferenzen in der Top-Produktion manche Ereignisse mit negativem Gewicht versieht. Bei kleiner Statistik können nun mehr negative als positive Top-Ereignisse in einem Massenbin liegen, wodurch der Gesamtuntergrund in diesem Bin reduziert wird, aber einen größeren Fehler besitzt. Werden diese Ereignisse durch einen Schnitt verworfen, steigt die Menge des Untergrunds wieder. Dies ist ein unerwünschter Effekt, der in dieser Arbeit aber nicht ausreichend behandelt werden kann. Um möglichst viele Top-Ereignisse dieser Art zu unterdrücken, wird deshalb im Folgenden immer ein Veto auf zusätzliche zentrale *Jets* durchgeführt.

In den beiden Massenhistogrammen für die Standardselektion (Abbildung 28 auf Seite 67(a) und ??) zeigt sich die Wirkung der Kombination der oberen Grenze auf $x_{1,2}$ und der unteren Grenze auf die Dileptonenmasse $m_{\ell\ell}$. Im unteren Bereich der kollinearen Massenverteilung treten keine Ereignisse auf.

Nach dem Veto auf zentrale *Jets* unterscheiden sich die Schnitte S1-S5 hauptsächlich durch die unterschiedlichen Signaleffizienzen, die aber teilweise deutlich über der der

Standardselektion liegen (bis zu 26 % bei S4 und S5). Dies gibt Spielraum für eine weitere Optimierung, die im nächsten Kapitel mit neu eingeführten Variablen durchgeführt wird.

4.3.3 Einführung weiterer diskriminierender Variablen

An dieser Stelle der Selektionsoptimierung werden nun weitere Variablen eingeführt, die nicht in der Standardselektion enthalten sind, deren Einführung aber durch bestimmte Charakteristika des Signals oder einzelner Untergründe motiviert werden kann. Dabei können hier zwei Gruppen unterschieden werden:

- Von der Lage der Myonenspuren zueinander und zum Primärvertex direkt abhängige Größen
- Aus den Transversalimpulsen einzelner Objekte kombinierte Variablen

Die erste Kategorie wird vor allem eingeführt, um den Untergrund aus dem Zerfall $Z \rightarrow \mu\mu$ zu unterdrücken. Während hier ein direkter Zerfall des Z-Bosons auftritt, entstehen die Myonen im Signalprozess über Tau-Leptonen, die eine endliche Lebensdauer besitzen. Ein Tau-Lepton mit einem Impuls von 20 GeV kann dabei eine mittlere Strecke von ungefähr 1 mm zurücklegen bevor es zerfällt. Fliegen bei dem 3-Teilchen-Zerfall nicht alle Produkte exakt kollinear, zeigt die extrapolierte Spur des gemessenen Myons unter Umständen nicht mehr auf den primären Wechselwirkungspunkt des Higgszerfalls, wie es bei einem 1-Teilchen-Zerfall gegeben wäre. Die Idee ist nun, die Abweichungen beider Myonenspuren vom Primärvertex zu kombinieren und so eine trennende Variable zu erhalten.

Kleinster Abstand der Myonenspuren: Der eine Ansatz zu einer solchen Kombination ist der kleinste dreidimensionale Abstand (DCA²⁷) der Myonenspuren in der Nähe des Primärvertex. Für die Rechnung werden die Myonenbahnen in diesem Bereich mit Geraden angenähert. Aus den simulierten Ereignissen lassen sich die Koordinaten $\vec{d}_{1,2}$ der Punkte auf den extrapolierten Myonenspuren entnehmen, die den kleinsten transversalen Abstand zum primären Wechselwirkungspunkt besitzen. Zusätzlich ist in diesem Punkt auch die Richtung $\vec{p}_{1,2}$ der beiden Myonen bekannt. Damit lassen sich Geradengleichungen für die Myonen aufstellen und geometrisch der kleinste Abstand

²⁷ engl.: *distance of closest approach*

bestimmen. Es ergibt sich:

$$\text{DCA}_{\mu\mu} = \sqrt{\left| (\vec{d}_1 - \vec{d}_2) \cdot \frac{\vec{p}_1 \times \vec{p}_2}{|\vec{p}_1 \times \vec{p}_2|} \right|}$$

Dies entspricht der Projektion des Abstandsvektors zwischen \vec{d}_1 und \vec{d}_2 auf die Normale zu beiden Richtungsvektoren. In den Abbildung 30(a) und (d) ist die Verteilung direkt nach der Vorselektion und nach Schnitt S5²⁸ dargestellt. Tatsächlich ist die Verteilung von $Z \rightarrow \mu\mu$ schmaler, sodass eine Optimierung eines Schnitts auf kleine Werte von $\text{DCA}_{\mu\mu}$ motiviert werden kann.

Transversaler Abstand der Punkte $\vec{d}_{1,2}$: In der oben definierten Variable $\text{DCA}_{\mu\mu}$ geht unter anderem auch der Abstand der Spuren vom Primärvertex in Strahlrichtung mit ein. Diese besitzt aber eine kleinere Genauigkeit als die Abstände in der transversalen Ebene. Die stattdessen definierte Größe vernachlässigt nun alle Abstände in z-Richtung und beschränkt sich auf die transversale Ebene. Innerhalb einer Ebene stellt der kleinste Abstand zwischen den 2 Spuren keine sinnvolle Größe da, da diese sich außer bei Parallelität immer schneiden. Stattdessen wird hier nur der transversale Abstand der oben definierten Punkte $\vec{d}_{1,2}$ berechnet:

$$d_{\mu\mu}^T = \sqrt{(\vec{d}_1 - \vec{d}_2)_x^2 + (\vec{d}_1 - \vec{d}_2)_y^2}$$

Im Weiteren wurde auch der Fehler σ_d auf diese Größe aus den Unsicherheiten auf die Koordinaten der Punkte und deren Korrelationen berechnet, wobei die Korrelation zwischen den Myonen vernachlässigt wurde. Um diese Unsicherheiten zu berücksichtigen wurde auch die Größe $d_{\mu\mu}^T/\sigma_d$ untersucht. Für beide Verteilungen finden sich die Histogramme in Abbildung 30 auf Seite 74. Besonders der auf die Standardabweichung normierte transversale Abstand verspricht Trennkraft gegen $Z \rightarrow \mu\mu$.

Die zweite Kategorie richtet sich ebenfalls gegen Prozesse, die aus dem direkten Zerfall keine fehlende Transversalenergie erwarten lassen würden. Die hier eingeführten Größen sind stark korreliert mit \cancel{E}_T , differenzieren aber zusätzlich zwischen den verschiedenen Zerfallsprodukten.

²⁸Die Verteilungen nach den verschiedenen Schnitten unterscheiden sich kaum, als Beispiel werden hier die Histogramme nach S5 gezeigt

p_T -Gleichgewicht des Jet- und des Myonensystems: In Prozessen ohne Neutrinos erwartet man, dass alle Teilchen die aus dem Primären Prozess (kein Pile-Up) in der Summe keinen Transversalimpuls besitzen. Dies trifft auch auf die die Impulse des Jet- und des Myonensystems zu. Betrachtet man z.B. den Zerfall $Z \rightarrow \mu\mu$ so erhalten die *Jets* genau den Impuls des Z-Bosons als Rückstoß. Bildet man die Differenz

$$p_{\text{All}}^{\text{Jetbal}} = \left| \sum_{\text{Jets}} p_j^T \right| - \left| \sum_{\text{Myonen}} p_\mu^T \right|$$

so erwartet man deshalb für diese Prozesse eine um Null balancierte Verteilung. Für Prozesse, bei denen die fehlende Energie dagegen hauptsächlich aus leptonischen Tau- oder W-Zerfällen stammt, fehlt die Transversalenergie im Myonensystem. Die Verteilungen für $Z \rightarrow \tau\tau$, Topuntergrund und den Signalprozess erwartet man deshalb eine Verschiebung zu höheren Werten. Dies ist in den oberen Histogrammen von Abbildung 31 auch deutlich zu sehen, wobei allerdings in den Histogrammen nach der kompletten Selektion wegen großer Fluktuationen nur wenig zu erkennen ist. Für die Summe der Jetimpulse werden einmal wie in der Definition alle *Jets* ($p_{\text{All}}^{\text{Jetbal}}$) und einmal nur die *Tagging-Jets* ($p_{\text{Tag}}^{\text{Jetbal}}$) verwendet, wobei sich aber keine großen Unterschiede ergeben.

p_T -Gleichgewicht des Jet- und des Leptonensystems mit fehlender Energie: Anders als in der gerade definierten Größe wird hier der fehlende Transversalimpuls zu den Myonenimpulsen addiert. Eine um 0 balancierte Verteilung erwartet man nun für Zerfallsprozesse, bei der beim Zerfall in Myonen gleichzeitig Neutrinos entstehen, die für einen Großteil der fehlenden Energie verantwortlich sind. Da dies auf den hier betrachteten Zerfall des Higgs-Bosons zutrifft, wird diese Variable auch als Higgs- p_T -Ballance bezeichnet. Definiert wird analog wie oben:

$$p_{\text{All}}^{\text{H,bal}} = \left| \sum_{\text{Jets}} p_j^T \right| - \left| \sum_{\text{Myonen}} p_\mu^T + \cancel{E}_T \right|$$

Da im Zerfall $Z \rightarrow \mu\mu$ nur wenig fehlende Energie erwartet wird, änderts sich die Verteilung dieses Untergrunds nicht besonders im Vergleich zum Gleichgewicht ohne \cancel{E}_T . Nach einem Schnitt auf \cancel{E}_T werden aber gerade $Z(\mu\mu)$ -Ereignisse selektiert, die trotzdem fehlende Energie besitzen. Da diese nicht direkt mit den Myonen in Beziehung steht, sondern mit großer Wahrscheinlichkeit aus einer Fehlmessung eines *Jets* oder stammt oder durch Pile-Up verursacht wird, sollte sich das Maximum der Verteilung dieses Untergrunds etwas verschieben. Leider bestätigen die Grafiken in Abbildung ?? und 32 diese Vermutung nicht. Allerdings unterscheidet sich die Verteilung von $Z \rightarrow \tau\tau$

nach der vollständigen Selektion von der Signalverteilung, für diesen Unterschied wird hier keine Begründung geliefert, vielleicht handelt es sich aber auch um statistische Schwankungen.

Wie sich im vorigen Kapitel bei der Diskussion des zentralen Jet Vetos gezeigt hat, hat diese Selektion ein Niveau der Untergrundunterdrückung erreicht, auf welchem Signifikanzsteigerungen und -einbrüche direkt mit dem Wegschneiden von Einzelereignissen in Verbindung gebracht werden kann. Eine Möglichkeit wäre nun, die Binbreite in der finalen Diskriminierenden zu erhöhen, damit könnten die Ergebnisse dieses Abschnitts nicht mit den vorhergehenden verglichen werden. Stattdessen wird die Optimierung an dieser Stelle abgeschlossen, eine Verbesserung der Signifikanz im Vergleich zur Standardselektion wurde im vorigen Kapitel schon erreicht. Die hier gezeigten Variablen können für zukünftige Optimierungen mit mehr Untergrundstatistik untersucht werden, Motivation dafür geben die gezeigten Verteilungshistogramme.

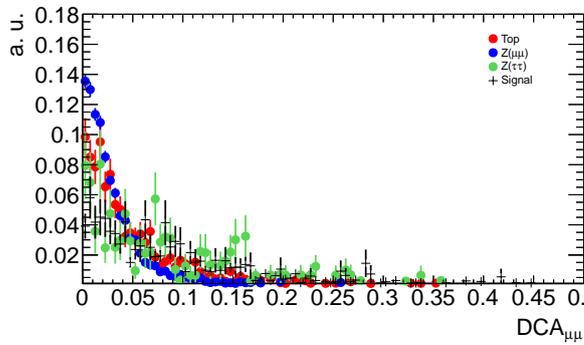
4.4 Vergleich

In Tabelle 8 werden die akzeptierten Signal- und Untergrundereignisse nach dem letzten Schnitt jeder Selektion zusammengefasst. Ausführlichere Informationen über diese Zahlen während aller Schnitte bieten die Tabellen 9-13. Die Schnitte S1 bis S5 unterscheiden sich dabei teilweise deutlich durch die Anzahl der unterdrückten Untergrundereignisse. Während die Schnitte S1 und S2 den Untergrund fast doppelt so stark unterdrücken, wie der Standardschnitt, lassen die Schnitte S3-S5 mindestens soviel Untergrund durch, wie der Standardschnitt. Im Ausgleich zeichnen sie sich dafür durch eine höhere Signaleffizienz aus.

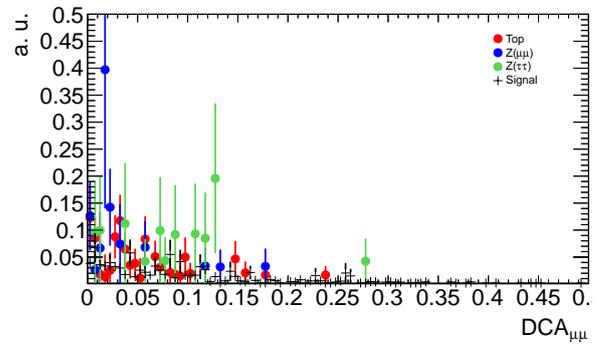
Betrachtet man die verschiedenen Untergrundprozesse, so fällt auf, dass die neuen Schnitte den $Z \rightarrow \tau\tau$ Untergrund besonders stark unterdrücken, während der Untergrund direkt myonisch zerfallender Z-Bosonen meist höhere Effizienzen besitzt als in der Standardselektion. Dies lässt sich leicht verstehen, da der $Z(\mu\mu)$ -Untergrund in der kollineareren Massenverteilung in einem anderen Bereich liegt, als das Signalmaximum und so von der bin-weisen Signifikanz nicht so stark berücksichtigt wird. $Z(\tau\tau)$ ist dem Signal dagegen auch in dieser Verteilung sehr ähnlich und wird somit der Hauptuntergrund. Gegen ihn richtet sich die Optimierung deshalb vorwiegend.

In Tabelle 7 auf Seite 69 wurden die Signifikanzen der einzelnen Schnitte schon verglichen, dort hat sich ergeben, dass alle hier gefundenen Schnitte nicht ganz 2 Standardabweichungen über der des Standardschnitts liegen. Als beste Schnitte stellen sich hier S3 und S4 heraus.

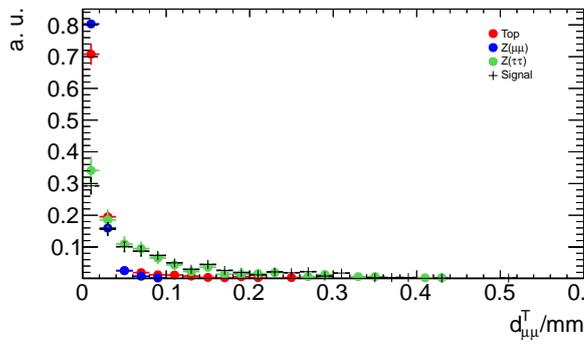
Abbildung 30: Verteilungen der neu eingeführten Myonen-Abstands-Variablen



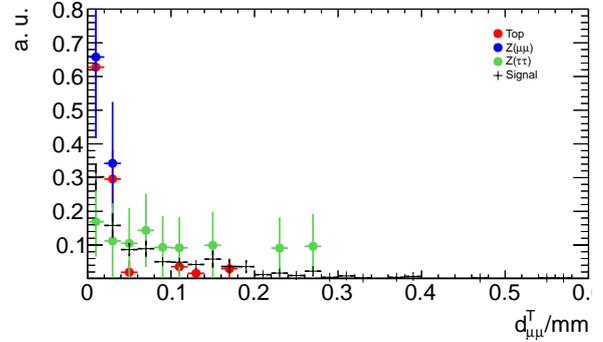
(a) $DCA_{\mu\mu}$ nach der Präselektion



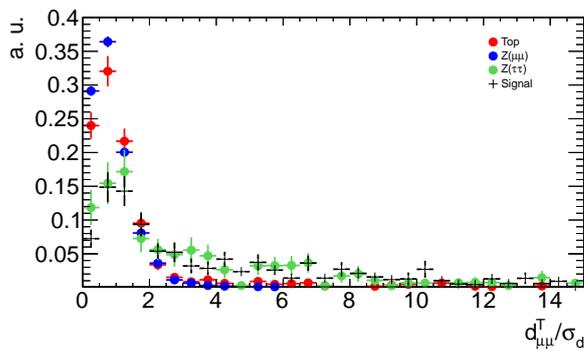
(d) $DCA_{\mu\mu}$ nach dem ZJV



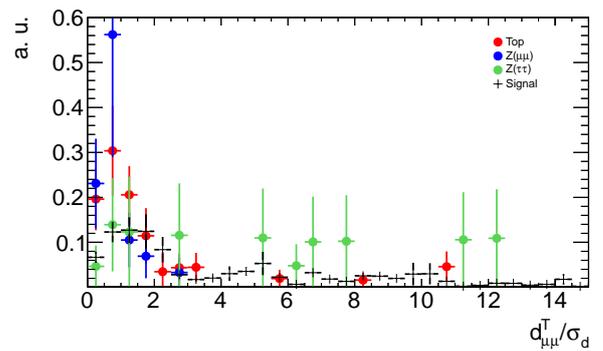
(b) $d_{\mu\mu}^T$ nach der Präselektion



(e) $d_{\mu\mu}^T$ nach dem ZJV



(c) $d_{\mu\mu}^T/\sigma_d$ nach der Präselektion



(f) $d_{\mu\mu}^T/\sigma_d$ nach dem ZJV

Abbildung 31: Verteilungen der neu eingeführten Variablen Impulsgleichgewichts-Variablen

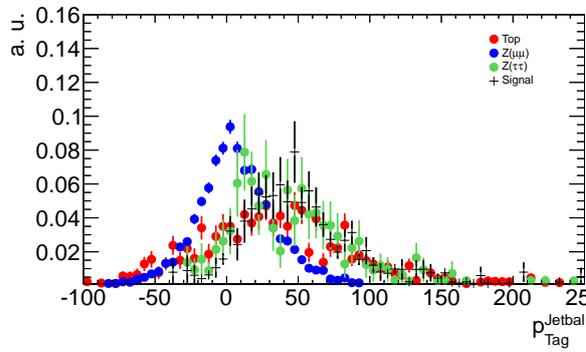
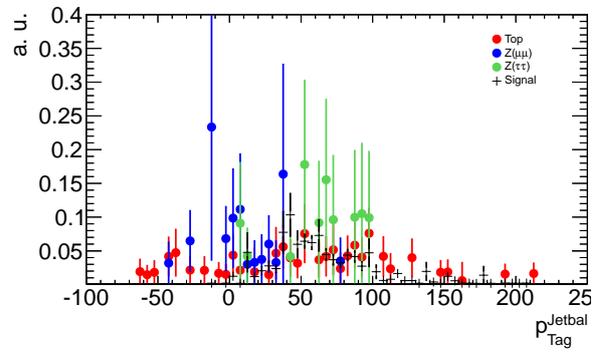
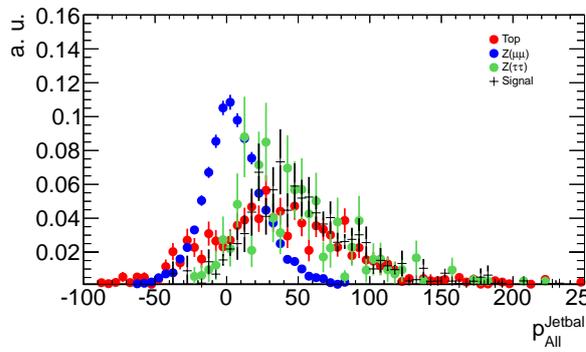
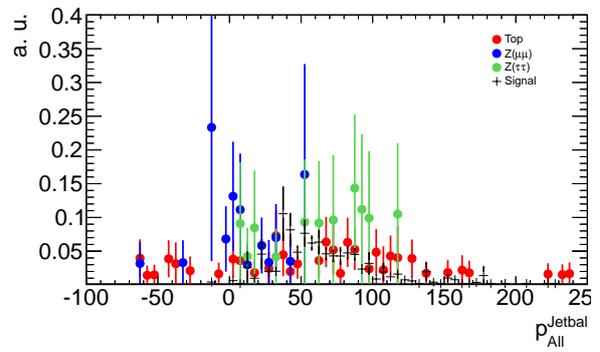
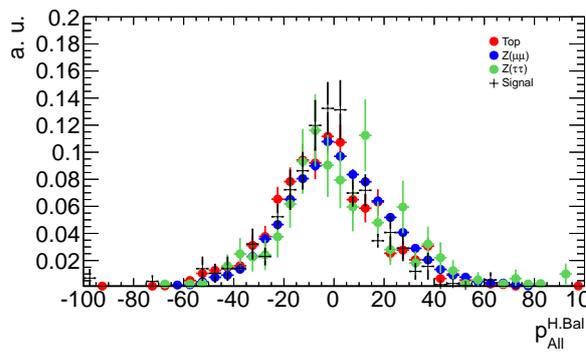
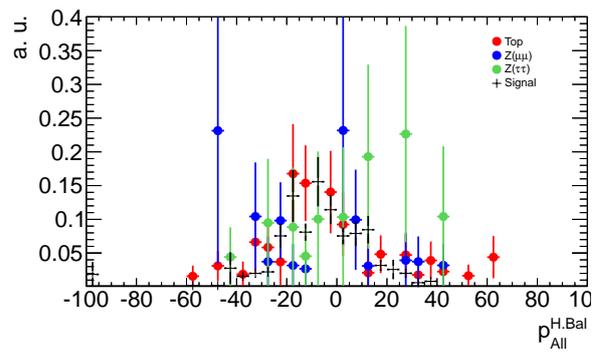
(a) $p_{\text{Tag}}^{\text{Jetbal}}$ nach der Präselektion(d) $p_{\text{Tag}}^{\text{Jetbal}}$ nach dem ZJV(b) $p_{\text{All}}^{\text{Jetbal}}$ nach der Präselektion(e) $p_{\text{All}}^{\text{Jetbal}}$ nach dem ZJV(c) $p_{\text{Tag}}^{\text{H.Bal}}$ nach der Präselektion(f) $p_{\text{Tag}}^{\text{H.Bal}}$ nach dem ZJV

Tabelle 8: Zusammenfassung erwarteter Signal- und Untergrundereignisse jeweils nach dem letzten Schnitt für alle einzelnen Selektionen S1-S5 und die Standardselektion.

	VBFH	ggH	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z \rightarrow \ell\ell$	Top	Diboson	W
S1	$0,28 \pm 0,02$	$0,07 \pm 0,02$	$0,7 \pm 0,4$	$1,8 \pm 0,6$	$1,1 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,1$	0 ± 0
S2	$0,28 \pm 0,02$	$0,08 \pm 0,02$	$0,7 \pm 0,4$	$1,4 \pm 0,5$	$1,6 \pm 0,3$	$0,4 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,6$
S3	$0,32 \pm 0,02$	$0,1 \pm 0,03$	$1,5 \pm 0,6$	$4,6 \pm 1,2$	$1,8 \pm 0,3$	$0,4 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,6$
S4	$0,33 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,03$	$3,4 \pm 0,9$	$5 \pm 1,2$	$1,9 \pm 0,3$	$0,4 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,6$
S5	$0,32 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,03$	$2,4 \pm 0,7$	$3,4 \pm 1$	$2,2 \pm 0,4$	$0,4 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,6$
Stand	$0,28 \pm 0,02$	$0,09 \pm 0,03$	$3,9 \pm 0,9$	$1,8 \pm 0,8$	$1,6 \pm 0,3$	$0,26 \pm 0,09$	0 ± 0

Tabelle 9: Erwartete Anzahl von Signal- und Untergrundereignissen für eine integrierte Luminosität von $4,66 \text{ fb}^{-1}$ nach S1

	VBF		ggH	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z \rightarrow \ell\ell$	Top	Diboson	W
Präsel.	0.72 ± 0.02	0.41 ± 0.06		35.8 ± 2.7	1142 ± 15	41.5 ± 1.6	7.9 ± 0.5	1.1 ± 0.8
$\#_T^{\text{proj}}$	0.54 ± 0.02	0.24 ± 0.04		$18.9 \pm 2.$	63.1 ± 3.9	24.2 ± 1.3	1.9 ± 0.2	1.1 ± 0.8
$\Delta\eta_{jj}$	0.49 ± 0.02	0.19 ± 0.04		11.6 ± 1.6	45.3 ± 3.6	14.2 ± 0.9	1.5 ± 0.2	0.6 ± 0.6
m_{jj}	0.42 ± 0.02	0.12 ± 0.03		$6. \pm 1.1$	$19.2 \pm 2.$	$7. \pm 0.7$	0.7 ± 0.1	± 0
$\Delta\eta_{j\ell}$	0.35 ± 0.02	0.1 ± 0.03		1.8 ± 0.6	7.6 ± 1.2	3.7 ± 0.5	0.6 ± 0.1	± 0
$m_{\ell\ell}$	0.32 ± 0.02	0.1 ± 0.03		1.7 ± 0.6	$3. \pm 0.7$	2.6 ± 0.4	0.5 ± 0.1	± 0
$x_{1,2}$	0.32 ± 0.02	0.1 ± 0.03		1.5 ± 0.6	2.9 ± 0.7	1.5 ± 0.4	0.4 ± 0.1	± 0
$\Delta\Phi_{\ell\ell}$	0.29 ± 0.02	0.09 ± 0.03		1.3 ± 0.5	2.6 ± 0.7	1.3 ± 0.3	0.3 ± 0.1	± 0
ZJV	0.28 ± 0.02	0.07 ± 0.02		0.7 ± 0.4	1.8 ± 0.6	1.1 ± 0.2	0.3 ± 0.1	0 ± 0

Tabelle 10: Erwartete Anzahl von Signal- und Untergrundereignissen für eine integrierte Luminosität von $4,66 \text{ fb}^{-1}$ nach S2

	VB	BF	ggH	Z \rightarrow $\tau\tau$	Z \rightarrow $\ell\ell$	Top	Diboson	W
Präsel.	0.72 \pm 0.02	0.41 \pm 0.06	0.26 \pm 0.04	35.8 \pm 2.7	1142 \pm 15	41.5 \pm 1.6	7.9 \pm 0.5	1.1 \pm 0.8
\cancel{E}_T	0.53 \pm 0.02	0.26 \pm 0.04	0.26 \pm 0.04	17.4 \pm 1.8	64.6 \pm 3.8	30.8 \pm 1.4	2.3 \pm 0.3	0.6 \pm 0.6
$\Delta\eta_{jj}$	0.47 \pm 0.02	0.2 \pm 0.04	0.2 \pm 0.04	9.8 \pm 1.4	40.5 \pm 3.4	17.7 \pm 1.1	1.7 \pm 0.2	0.6 \pm 0.6
m_{jj}	0.43 \pm 0.02	0.16 \pm 0.03	0.16 \pm 0.03	6.6 \pm 1.1	24.4 \pm 2.6	12.1 \pm 0.9	0.9 \pm 0.2	0.6 \pm 0.6
$\Delta\eta_{\ell\ell}$	0.35 \pm 0.02	0.12 \pm 0.03	0.12 \pm 0.03	2.2 \pm 0.6	8.8 \pm 1.2	6.1 \pm 0.6	0.7 \pm 0.1	0.6 \pm 0.6
$m_{\ell\ell}$	0.33 \pm 0.02	0.12 \pm 0.03	0.12 \pm 0.03	2.1 \pm 0.6	3. \pm 0.6	4.2 \pm 0.5	0.6 \pm 0.1	0.6 \pm 0.6
$x_{1,2}$	0.32 \pm 0.02	0.12 \pm 0.03	0.12 \pm 0.03	2.1 \pm 0.6	2.8 \pm 0.6	2.9 \pm 0.5	0.5 \pm 0.1	0.6 \pm 0.6
$\Delta\Phi_{\ell\ell}$	0.29 \pm 0.02	0.11 \pm 0.03	0.11 \pm 0.03	1.6 \pm 0.5	2.4 \pm 0.6	2.5 \pm 0.4	0.4 \pm 0.1	0.6 \pm 0.6
ZJV	0.28 \pm 0.02	0.08 \pm 0.02	0.08 \pm 0.02	0.7 \pm 0.4	1.4 \pm 0.5	1.6 \pm 0.3	0.4 \pm 0.1	0.6 \pm 0.6

Tabelle 11: Erwartete Anzahl von Signal- und Untergrundereignissen für eine integrierte Luminosität von $4,66 \text{ fb}^{-1}$ nach S3

	VBF		ggH	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z \rightarrow \ell\ell$	Top	Diboson	W
Präsel.	0.72 ± 0.02	0.41 ± 0.06		35.8 ± 2.7	1142 ± 15	41.5 ± 1.6	7.9 ± 0.5	1.1 ± 0.8
$\#_T^{\text{proj}}$	0.54 ± 0.02	0.24 ± 0.04		$18.9 \pm 2.$	63.1 ± 3.9	24.2 ± 1.3	1.9 ± 0.2	1.1 ± 0.8
$\Delta\eta_{jj}$	0.51 ± 0.02	0.2 ± 0.04		13.1 ± 1.6	50.2 ± 3.7	$17.2 \pm 1.$	1.6 ± 0.2	0.6 ± 0.6
m_{jj}	0.46 ± 0.02	0.15 ± 0.03		7.8 ± 1.3	29.7 ± 2.9	10.5 ± 0.9	0.9 ± 0.2	0.6 ± 0.6
$\Delta\eta_{j\ell}$	0.41 ± 0.02	0.13 ± 0.03		3.3 ± 0.8	15.6 ± 1.8	$7. \pm 0.7$	0.8 ± 0.2	0.6 ± 0.6
$m_{\ell\ell}$	0.37 ± 0.02	0.13 ± 0.03		3.2 ± 0.8	6.3 ± 1.3	4.8 ± 0.6	0.7 ± 0.1	0.6 ± 0.6
$x_{1,2}$	0.36 ± 0.02	0.13 ± 0.03		$3. \pm 0.8$	6.2 ± 1.3	3.1 ± 0.5	0.6 ± 0.1	0.6 ± 0.6
$\Delta\Phi_{\ell\ell}$	0.33 ± 0.02	0.12 ± 0.03		2.6 ± 0.7	5.8 ± 1.2	2.7 ± 0.5	0.5 ± 0.1	0.6 ± 0.6
ZJV	0.32 ± 0.02	0.1 ± 0.03		1.5 ± 0.6	4.6 ± 1.2	1.8 ± 0.3	0.4 ± 0.1	0.6 ± 0.6

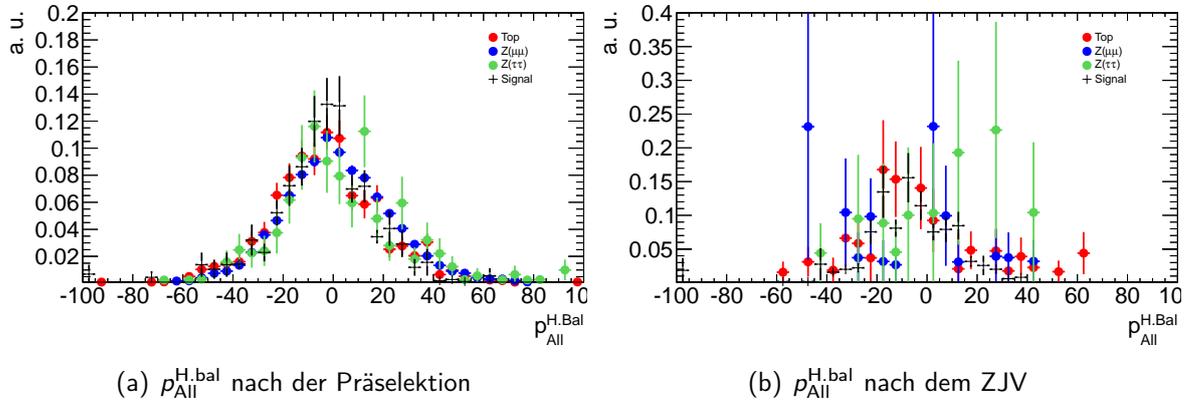
Tabelle 12: Erwartete Anzahl von Signal- und Untergrundereignissen für eine integrierte Luminosität von $4,66 \text{ fb}^{-1}$ nach S4

	VBFB	ggH	Z \rightarrow $\tau\tau$	Z \rightarrow $\ell\ell$	Top	Diboson	W
Präsel.	0.72 ± 0.02	0.41 ± 0.06	35.8 ± 2.7	1142 ± 15	41.5 ± 1.6	7.9 ± 0.5	1.1 ± 0.8
E_T^{prel}	0.54 ± 0.02	0.24 ± 0.04	$18.9 \pm 2.$	63.1 ± 3.9	24.2 ± 1.3	1.9 ± 0.2	1.1 ± 0.8
$\Delta\eta_{jj}$	0.49 ± 0.02	0.19 ± 0.04	11.6 ± 1.6	45.3 ± 3.6	14.2 ± 0.9	1.5 ± 0.2	0.6 ± 0.6
m_{jj}	0.44 ± 0.02	0.15 ± 0.03	7.2 ± 1.2	26.9 ± 2.8	9.2 ± 0.8	0.9 ± 0.2	0.6 ± 0.6
$\Delta\eta_{\ell\ell}$	0.42 ± 0.02	0.15 ± 0.03	$5.1 \pm 1.$	$20. \pm 2.5$	7.3 ± 0.7	0.8 ± 0.2	0.6 ± 0.6
$m_{\ell\ell}$	0.38 ± 0.02	0.14 ± 0.03	$5. \pm 1.$	$8.8 \pm 2.$	5.2 ± 0.6	0.7 ± 0.1	0.6 ± 0.6
$\chi_{1,2}$	0.38 ± 0.02	0.14 ± 0.03	$4.8 \pm 1.$	$8.5 \pm 2.$	3.3 ± 0.5	0.5 ± 0.1	0.6 ± 0.6
$\Delta\Phi_{\ell\ell}$	0.34 ± 0.02	0.14 ± 0.03	4.1 ± 0.9	6.4 ± 1.3	$3. \pm 0.5$	0.5 ± 0.1	0.6 ± 0.6
ZJV	0.33 ± 0.02	0.11 ± 0.03	3.4 ± 0.9	$5. \pm 1.2$	1.9 ± 0.3	0.4 ± 0.1	0.6 ± 0.6

Tabelle 13: Erwartete Anzahl von Signal- und Untergrundereignissen für eine integrierte Luminosität von $4,66 \text{ fb}^{-1}$ nach S5

	VBF		ggH	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z \rightarrow \ell\ell$	Top	Diboson	W
Präsel.	0.72 ± 0.02	0.41 ± 0.06		35.8 ± 2.7	1142 ± 15	41.5 ± 1.6	7.9 ± 0.5	1.1 ± 0.8
$\#_{\tau}$	0.53 ± 0.02	0.26 ± 0.04		17.4 ± 1.8	64.6 ± 3.8	30.8 ± 1.4	2.3 ± 0.3	0.6 ± 0.6
$\Delta\eta_{jj}$	0.47 ± 0.02	0.2 ± 0.04		9.8 ± 1.4	40.5 ± 3.4	17.7 ± 1.1	1.7 ± 0.2	0.6 ± 0.6
m_{jj}	0.43 ± 0.02	0.16 ± 0.03		6.6 ± 1.1	24.4 ± 2.6	12.1 ± 0.9	0.9 ± 0.2	0.6 ± 0.6
$\Delta\eta_{j\ell}$	0.41 ± 0.02	0.15 ± 0.03		4.4 ± 0.9	18.4 ± 2.3	9.7 ± 0.8	0.8 ± 0.2	0.6 ± 0.6
$m_{\ell\ell}$	0.38 ± 0.02	0.15 ± 0.03		4.3 ± 0.9	7.7 ± 1.9	$7. \pm 0.7$	0.7 ± 0.1	0.6 ± 0.6
$x_{1,2}$	0.37 ± 0.02	0.15 ± 0.03		4.3 ± 0.9	7.4 ± 1.9	4.6 ± 0.6	0.5 ± 0.1	0.6 ± 0.6
$\Delta\Phi_{\ell\ell}$	0.33 ± 0.02	0.14 ± 0.03		3.5 ± 0.8	4.9 ± 1.1	4.1 ± 0.6	0.4 ± 0.1	0.6 ± 0.6
ZJV	0.32 ± 0.02	0.11 ± 0.03		2.4 ± 0.7	$3.4 \pm 1.$	2.2 ± 0.4	0.4 ± 0.1	0.6 ± 0.6

Abbildung 32: Verteilungen der neu eingeführten Variablen Impulsleichgewichts-Variablen



5 Zusammenfassung

In dieser Studie wurde versucht, die Selektionskriterien für den Signalprozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$ für ein in Vektor-Boson-Fusion erzeugtes Higgs-Boson zu optimieren. Als bedeutendste Untergründe haben sich dabei die Zerfälle des in QCD-Prozessen erzeugten Z-Bosons über Tau-Leptonen in Myonen und Neutrinos bzw. direkt in Myonen herausgestellt. Auch der Top-Quark-Untergrund trägt am ende der Selektion noch deutlich bei.

Nach einer Vorselektion wurde über eine multivariate Optimierung auf 3 Variablen der Jet-Kinematik und zwei alternative Ansätze für die Beschreibung der fehlenden transversalen Energie durchgeführt. Als Optimierungsgröße dient dabei die in den Bins der kollinearen Massenverteilung berechneten Asimov-Signifikanz. In festgelegten Bereichen wurde dabei ein mehrdimensionales Gitter äquidistanter Punkte erstellt, die jeweils die Signifikanz und die Signalausbeute der entsprechenden Schnittkombination enthalten. So war es möglich, die Korrelation dieser Variablen besser gerecht zu werden, als durch konsekutive Schnittoptimierung. Durch die neu eingeführte Variable des Minimalen η -Abstands zwischen Jets und Myonen konnte hier eine Verbesserung der Signifikanz im Vergleich zur Standardoptimierung erreicht werden, ohne viel Signal zu verwerfen. Der Schnitt mit der höchsten Signifikanz der ausgewählten Kombinationen erreicht dabei eine Erhöhung der Signifikanz gegenüber der Standardselektion von $40 \pm 23\%$ bei nur *unit*[25]% höherem Signalverlust. Auf der anderen Seite haben sich auch Schnitte gefunden, die ähnlich viel Signal akzeptierten wie die Standardselektion, aber trotzdem eine etwas höhere Signifikanz besitzen.

Im Anschluss wurden die übrigen Variablen aus der Standardselektion betrachtet und durch eindimensionale Signifikanzkurven direkt nach dem ersten Abschnitt optimiert. Es wurde dabei keine Iteration vorgenommen und auch nicht konsekutiv vorgegangen. Hier liegt unter Umständen noch eine Möglichkeit zu einer deutlichen Verbesserung der Selektion, falls die Variablen stark korreliert sind. Am Ende dieser Optimierung hat sich leider herausgestellt, dass die Untergrundstatistik für weitere Schritte nicht mehr ausreichend war. Allerdings konnte schon nach diesen Schnitten eine deutliche Verbesserung der Signifikanz erzielt werden. Der präferierte Schnitt liefert hier $35 \pm 29\%$ mehr Signifikanz bei einer zusätzlich $27 \pm 14\%$ höherer Signaleffizienz.

Wegen der mangelnden Statistik für die Signifikanzberechnung wurde auf die Optimierung weiterer Variablen verzichtet, es wurden allerdings als Motivation für zukünftige Studien die Verteilungen von Signal und Untergrund dargestellt und versucht, diese qualitativ zu erklären.

Als Fazit lässt sich ziehen, dass die hier neu eingeführte bin-weise Signifikanz deutlich höhere Werte erreichen kann, als die Asimov-Signifikanz aus den Gesamtereigniszahlen, da sie zusätzliche Informationen aus der finalen Diskriminanten nutzt. Wird allerdings der Untergrund in einzelnen Bins sehr klein, wird die hier berechnete Signifikanz sehr instabil. Es ist deshalb darauf zu achten für eine konsistente Optimierung die Binbreiten nicht zu schmal zu wählen, um auch bei späten Schnitten noch ausreichend Statistik zur Verfügung zu haben.

Literatur

- [1] S. L. Glashow, "Partial-symmetries of weak interactions," *Nuclear Physics*, vol. 22, pp. 579–588, Feb 1961.
- [2] S. Weinberg, "A model of leptons," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 19, pp. 1264–1266, Nov 1967.
- [3] A. Salam, *Elementary Particle Theorie*. Almqvist and Wiksell, 1968.
- [4] P. W. Higgs, "Broken symmetry, massless particles and gauge fields," *Phys. Lett.*, vol. 12, pp. 132–133.
- [5] P. W. Higgs, "Broken symmetries and the masses of gauge bosons," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 508–509, Oct 1964.
- [6] F. Englert and R. Brout, "Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 321–323, Aug 1964.
- [7] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, "Global conservation laws and massless particles," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 585–587, Nov 1964.
- [8] P. W. Higgs, "Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons," *Phys. Rev.*, vol. 145, pp. 1156–1163, May 1966.
- [9] 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, CERN, Geneva, Jul 2012.
- [10] M. Schumacher, *Suche nach neutralen Higgs Bosonen mit dem OPAL-Detektor bei LEP2*. Dissertation, Universität Bonn, Nov. 1999. BONN-IR-99-19.
- [11] I. Rottländer, *Studie zum Entdeckungspotential eines Higgsbosons aus Vektorbosonfusion mit leptonischem Zerfall fuer das ATLAS Experiment am LHC*. Diplomarbeit, Universität Bonn, Apr. 2005. BONN-IB-2005-03.
- [12] 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*. Doktorarbeit, Universität Bonn, Mai 2011. BONN-IR-2011-06.
- [13] G. 't Hooft, "Renormalization of massless Yang-Mills fields," *Nuclear Physics B*, vol. 33, pp. 173–199, Oct. 1971.

-
- [14] G. 't Hooft, "Renormalizable Lagrangians for massive Yang-Mills fields," *Nuclear Physics B*, vol. 35, pp. 167–188, Dec. 1971.
- [15] K. Riesselmann, "Limitations of a standard model higgs boson," *DESY 97-222 (arXiv:hep-ph/9711456v1)*, 1997.
- [16] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>, 2012. Online; Zugriff 22. Juli 2012.
- [17] The LEP Working Group for Higgs Boson Searches and the ALEPH Collaboration, the DELPHI Collaboration, the L3 Collaboration and the OPAL Collaboration, "Search for the standard model higgs boson at lep," *Phys.Lett.B565*, pp. 61–75, 2003. arXiv:hep-ex/0306033v1.
- [18] The CMS Collaboration, "Observation of a new boson with a mass near 125 GeV," CMS-PAS-HIG-12-020, CERN, Jul 2012.
- [19] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, and R. Tanaka (Eds.), "Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables," *CERN-2011-002*, CERN, Geneva, 2011.
- [20] J. Beringer et al. (Particle Data Group), "Summary tables," *Phys. Rev. D86*, no. 010001, 2012.
- [21] E. Barberio *et al.*, "Search for the standard model higgs boson in the decay mode $h \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ tev with the atlas detector," Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2011-1611, CERN, Geneva, Nov 2011.
- [22] P. Bolzoni, F. Maltoni, S.-O. Moch, and M. Zaro, "Higgs production via vector-boson fusion at NNLO in QCD," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 011801, p. 105, 2010.
- [23] M. Spira, "HIGLU: A Program for the Calculation of the Total Higgs Production Cross Section at Hadron Colliders via Gluon Fusion including QCD Corrections," 1995.
- [24] R. V. Harlander and W. B. Kilgore, "Next-to-next-to-leading order higgs production at hadron colliders," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, p. 201801, 2002.
- [25] P. Nason, "A new method for combining nlo qcd with shower monte carlo algorithms," *JHEP*, vol. 11546, p. 040, 2004.
- [26] O. Brein, A. Djouadi, and R. Harlander, "NNLO QCD corrections to the Higgsstrahlung processes at hadron colliders," *Phys. Lett.*, vol. B579, pp. 149–156, 2004.

- [27] M. L. Ciccolini, S. Dittmaier, and M. Krämer, "Electroweak radiative corrections to associated WH and ZH production at hadron colliders," *Phys. Rev.*, vol. D68, p. 073003, 2003.
- [28] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Skands, "PYTHIA 6.4 physics and manual," *JHEP*, vol. 05, p. 026, 2006.
- [29] M. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A. Polosa, "AlpGen, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions," *JHEP*, vol. 07, p. 001, 2003.
- [30] S. Frixione and B. R. Webber, "Matching NLO QCD computations and parton shower simulations," *JHEP*, vol. 06, p. 029, 2002.
- [31] B. P. Kersevan and E. Richter-Was, "The Monte Carlo event generator AcerMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5,"
- [32] The ATLAS Collaboration, "The atlas experiment at the cern large hadron collider," JINST 3, 2008. S08003.
- [33] "Search for the standard model higgs boson in the $h \rightarrow \tau^+\tau^-$ decay mode in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions with atlas," CERN-PH-EP-2012-140, The ATLAS Collaboration, Jun 2012.
- [34] The ATLAS Collaboration, "Measurement of the $W \rightarrow \ell\nu$ and $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$ production cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector," *JHEP*, vol. 1012, p. 060, 2010.
- [35] J.-F. Laporte, "Staco dokumentation," 2012. Online; Zugriff 25. Juli 2012.
- [36] The ATLAS Collaboration, "Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics,"
- [37] J.-F. Laporte, "Quality of staco muon candidates documentation." <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/QualityDefinitionStaco>, 2011. Online; Zugriff 25. Juli 2012.
- [38] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, "The anti- k_t jet clustering algorithm," *JHEP*, vol. 04, p. 063, 2008.
- [39] M. Cacciari and G. P. Salam, *Phys. Lett. B*, vol. 641, p. 57, 2006.

- [40] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, "FastJet," <http://fastjet.fr/>.
- [41] W. Lampl *et al.*, "Calorimeter clustering algorithms : Description and performance,"
- [42] The ATLAS Collaboration, "Performance of the missing transverse energy reconstruction and calibration in proton-proton collisions at a center-of-mass energy of 7 tev with the atlas detector,"
- [43] R.K. Ellis, I. Hinchliffe, M. Soldate and J.J. Van der Bij, *Nucl. Phys.*, vol. B297, p. 221, 1988.
- [44] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross and O. Vitells, "Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics," *Eur. Phys. J.*, vol. C71, p. 1554, 2011.
- [45] R. Bellman, *Dynamic Programming*. Princeton Univ Pr, 1957.

Danksagungen

Die Arbeit im Bereich der Teilchenphysik hat mir sehr großen Spaß bereitet, unter anderem auch wegen der großartigen aktuellen Ereignisse bei der Suche nach dem Higgs-Boson, die ich so „hautnah“ miterleben konnte.

Mein größter Dank gilt hier Prof. Markus Schumacher und Michel Janus, die beide sehr viel Zeit investiert haben, um mich bei der Lösung meiner Problemen zu unterstützen. Vor allem in den letzten Tagen meiner Arbeit, als die Zeit bis zur Abgabe immer schneller und die Finger auf der Tastatur immer langsamer liefen, hat mich der liebe Zuspruch von Markus immer wieder motiviert. Auch Michel war trotz einer Verletzung immer da, wenn ich Hilfe brauchte.

Auch bedanke ich mich bei Michael Böhler, der so manche Telefonkonferenz unterbrochen hat, nur um mir meine vielen „kleinen“ Fragen zu beantworten oder mit mir die Korrekturen meiner Abschlussarbeit zu diskutieren.

Holger, Julian, Stan und Christian haben mir zusammen Pythonprogrammierung gebracht und mir auch sonst in meiner Arbeit geholfen. Dafür bedanke ich mich herzlich.

An dieser Stelle nicht vergessen werden darf mein privater Cateringservice Vakhtang, der mich zu jeder Tages- und Nachtzeit mit allen erdenklichen Speisen und vor allem mit Tee versorgt hat. Auch bei Uli bedanke ich mich für viele konstruktive Gespräche und die vielen Eispausen.

Abschließend bedanke ich mich bei allen die ich vergessen habe und besonders bei Meli, die mich die ganze Zeit unterstütz, aufgemuntert, getröstet und ertragen hat, als mir die Arbeit zum Schluss über den Kopf gewachsen ist.