

Suche nach dem Higgs-Boson
im Zerfallskanal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu_e\mu\nu_\mu$
mit dem DØ-Detektor

Dissertation

zur Erlangung des Grades

"Doktor

der Naturwissenschaften"

am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik

der

Johannes Gutenberg-Universität

in Mainz

Jonas Weichert

geb. in Duisburg

Mainz, im November 2013

Promotionskolloquium: 03.04.2014

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theorie	2
2.1. Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2. Erweiterungen des Standardmodells	11
2.3. Stand der Suche nach dem Higgs-Boson	15
3. Das DØ-Experiment	19
3.1. Das Tevatron	19
3.2. Der DØ-Detektor	20
3.3. Datensatz	27
4. Phänomenologie	28
4.1. Luminosität und Wirkungsquerschnitt	28
4.2. Partonverteilungsfunktionen	30
4.3. Nichtperturbative Effekte und überlagerte Ereignisse	32
4.4. Higgs-Boson-Produktion	32
4.5. Zerfall des Higgs-Bosons	35
4.6. Higgs-Boson-Produktion und -Zerfall in alternativen Modellen	37
4.7. Ereignisstopologie	40
4.8. Monte-Carlo-Simulation	42
5. Objektrekonstruktion	44
5.1. Elektronen	44
5.2. Myonen	45
5.3. Primärer Vertex	47
5.4. Jets	48
5.5. Fehlende Transversalenergie	49
5.6. Rekonstruktion von überlappenden Elektronen und Myonen	50
6. EreignisSelektion	52
6.1. Monte-Carlo-Beschreibung der Ereignisse	52
6.2. Multijetuntergrund	58
6.3. Normierung der Monte-Carlo-Ereignisse	62
6.4. W+Jets-Korrektur	63
6.5. Normierung des Drell-Yan-Untergrundes in Abhängigkeit der Jetmultiplizität	68
6.6. Korrektur der <i>Unclustered Energy</i>	68
6.7. Vergleich der Simulation mit der Vorselektion in der Signalregion	70
7. Analysestrategie	77
7.1. Unterdrückung des Z+Jets- und Multijetuntergrundes	77

7.2. Aufspaltung des Datensatzes	79
8. Multivariate Analyse	82
8.1. Random Forest	83
8.2. Eingabevariablen	85
8.3. Training der multivariaten Methode	97
8.4. Ausgabe der finalen Diskriminante	99
9. Statistische Auswertung der finalen Diskriminanten	102
9.1. Generierung der Pseudoexperimente	102
9.2. Systematische Unsicherheiten	102
9.3. Teststatistik	107
9.4. Berechnung der oberen Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt	107
9.5. Messung eines Wirkungsquerschnitts	108
10. Ergebnisse	109
10.1. WW-Produktionswirkungsquerschnitt	109
10.2. Standardmodell-Higgs-Boson	113
10.3. Fermiophobes Higgs-Boson	116
10.4. Modell mit einer vierten Fermiongeneration	119
10.5. Vergleich der Sensitivität auf das Higgs-Boson mit dem Stand vor dieser Arbeit	121
11. Zusammenfassung und Ausblick	121
Literaturverzeichnis	125
A. Monte-Carlo-Sätze für Signal und Untergründe	132
A.1. Signalprozesse	132
A.2. Untergrundprozesse	136
B. Abbildungen zur $W+{\text{Jets}}$-Korrektur	141
C. Vergleich der Daten mit der Vorhersage	143
D. Eingabevariablen für die finale Diskriminante	145
D.1. 0 Jets (HQ)	145
D.2. 0 Jets (LQ)	147
D.3. 1 Jet	150
D.4. 2 Jets	153
E. Verteilungen der finalen Diskriminanten für die Suche nach dem SM-Higgs-Boson	157
F. Verteilungen der finalen Diskriminanten für die Suche nach dem fermiophoben Higgs-Boson	167

G. Verteilungen der finalen Diskriminanten für die Suche nach dem Higgs-Boson im Modell mit einer vierten Fermionengeneration	178
Abbildungsverzeichnis	194
Tabellenverzeichnis	200

1. Einleitung

“Die Antwort auf die große Frage nach dem Leben, dem Universum und allem lautet... 42!” - Douglas Adams (1979)

Die Menschheit hat seit jeher den Drang den Sinn des Lebens zu verstehen. Unser Verständnis der Natur hat sich dabei im Laufe der Zeit immer weiter verändert. An dieser Veränderung hat die Physik einen erheblichen Anteil. Viele Modelle zur Beschreibung unserer Umgebung wurden durch besser passende Modelle ersetzt. So wurde z.B. das geozentrische vom heliozentrischen Weltbild verdrängt. Die Sonne als Zentrum wurde später vom Massenzentrum unserer Galaxie, der Milchstraße, abgelöst. Heute wissen wir, dass wir in einem expandierenden Universum mit einer Vielzahl von Galaxien leben. Der Ursprung dieses Universums war der Urknall vor rund 13.7 Milliarden Jahren¹, bei dem die ganze Energie des heutigen Universums in einem sehr kleinen und heißen Universum konzentriert war.

Die Elementarteilchenphysik versucht die Natur ausgehend vom Mikrokosmos zu beschreiben. Die aus heutiger Sicht elementaren Teilchen sind die Quarks und Leptonen, aus denen die uns umgebende Materie zusammengesetzt ist. Zwischen diesen Teilchen wirken die starke, die schwache, die elektromagnetische und die gravitative Wechselwirkung. Diese werden von sogenannten Austauschteilchen, auch als Bosonen bzw. Vektorbosonen bezeichnet, vermittelt. Mit Ausnahme der Gravitation sind die fundamentalen Teilchen und ihre Wechselwirkungen im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik beschrieben. Dieses enthält einen Mechanismus zur Erklärung von Massen für Elementarteilchen, welcher die Existenz des Higgs-Bosons postuliert, jedoch ohne eine genaue Vorhersage für dessen Masse. Dieses Modell stellt die momentane Grundlage zur Beschreibung des Mikrokosmos dar.

Wie in der Physik üblich, wurden die Grenzen des Standardmodells durch immer neue Experimente getestet. Dabei wurde versucht eine Abweichung zu finden, um einen Hinweis auf neue Physik und damit auch für ein verbessertes Modell zu finden. Beschleunigerexperimente, bei denen Teilchen mit hoher Energie zur Kollision gebracht werden, nehmen dabei eine besondere Rolle ein. Sie können Energiedichten erzeugen, wie sie kurz nach dem Urknall in unserem Universum vorherrschten. Bei all diesen Tests hat sich das Standardmodell in den vergangenen Jahren als sehr robust erwiesen. Obwohl die Experimente mit den Vorhersagen des Modells in guter Übereinstimmung waren bzw. sind, hatte es bis zum letzten Jahr einen Makel. Alle freien Parameter des Modells konnten gemessen werden, mit Ausnahme der Masse des Higgs-Bosons. Im Frühjahr 2012 ist den Experimenten ATLAS und CMS am europäischen Kernforschungszentrum CERN die Entdeckung eines Higgs-Bosons mit einer Masse, die etwa 134 mal schwerer als ein Proton ist, gelungen.

Auch diese Arbeit beschäftigt sich mit der Suche nach dem Higgs-Boson. Dazu wurden von 2009 bis heute die Daten des DØ-Experimentes am Tevatron-Beschleuniger am

¹Als Dezimaltrenner wird im Rahmen dieser Arbeit der in Amerika übliche “.” als Schreibweise verwendet.

Fermi National Accelerator Laboratory in der Nähe von Chicago (USA) auf die Existenz von Higgs-Bosonen untersucht. Dabei wird nach einer Signatur gesucht, bei der die Higgs-Bosonen jeweils in ein Elektron, ein Myon sowie zwei Neutrinos zerfallen. Die Ergebnisse werden im Rahmen des Standardmodells sowie in zwei möglichen Erweiterungen interpretiert. Außerdem wird der Wirkungsquerschnitt des Hauptuntergrundes für die Higgs-Suche innerhalb dieser Arbeit, die WW-Produktion, vermessen und mit der Vorhersage aus dem Standardmodell verglichen.

Die vorliegende Arbeit ist in mehrere Kapitel gegliedert. Zunächst werden die theoretischen Grundlagen des Standardmodells der Teilchenphysik und der untersuchten erweiterten Modelle eingeführt. Anschließend wird der experimentelle Aufbau mit dem Tevatron und dem DØ-Detektor beschrieben. Das nachfolgende Kapitel erklärt die Phänomenologie der Kollisionen sowie die Rekonstruktion der aufgezeichneten Daten. Danach wird die Selektion der Daten und die Simulation der Standardmodelluntergründe sowie der Signale erklärt. Im Anschluss werden die verwendeten Analysetechniken eingeführt, bevor die Ergebnisse der Suche nach dem Higgs-Boson für die einzelnen Modelle und der Messung des Hauptuntergrundes dargelegt werden.

2. Theorie

Die Suche nach den fundamentalen Bausteinen der Materie hat im Laufe der Zeit zu immer neuen Erkenntnissen geführt. Bis Ende des 19. Jahrhunderts dachte man, dass die Elementarteilchen der Materie die Atome sind. Diese wurden in den anschließenden Jahren im Periodensystem der Elemente nach ihren Eigenschaften geordnet. Das führte zu der Vermutung, dass diese wahrscheinlich eine Unterstruktur aufweisen, welche für die Eigenschaften verantwortlich ist. Rutherford konnte Anfang des 20. Jahrhunderts zeigen, dass Atome nicht elementar sind, sondern aus einem Kern und einer ihn umgebenden Elektronenwolke bestehen. In den folgenden Jahren stellte sich heraus, dass die Kerne aus Protonen und Neutronen, den Nukleonen, bestehen. Zusätzlich wurde das Neutrino Anfang der 30er Jahre postuliert, um den β -Zerfall in Einklang mit den Erhaltungssätzen für Energie, Impuls und Drehimpuls zu erklären. Man glaubte in den folgenden Jahren, dass die fundamentalen Bausteine aus einer kleinen Familie von vier Elementarteilchen bestehen, dem Proton, Neutron, Elektron und Neutrino.

Später in den 50er und 60er Jahren wurde mit dem Aufkommen von Experimenten an Teilchenbeschleunigern entdeckt, dass Protonen und Neutronen nur zwei Vertreter der Familie der Hadronen sind, von denen bis heute mehr als 100 nachgewiesen werden konnten. Diese lassen sich wieder nach ihren Eigenschaften klassifizieren. Kurz darauf fand man heraus, dass sich diese als gebundene Zustände von zwei oder drei Quarks erklären lassen [PRSZ09].

Mit der Entdeckung dieser Teilchen hatte man – neben den Eichbosonen – die nach heutigem Wissensstand fundamentalen Bestandteile der Materie entdeckt. Die bisher

Wechselwirkung	Ladung	Austauschteilchen	Masse (GeV)	Spin
stark	Farbe	8 Gluonen (g)	0	1
elektromagn.	elektrische Ladung	Photon (γ)	0	1
schwach	schwache Ladung	W^\pm, Z^0 -Boson	$\approx 10^2$	1

Tabelle 2.1: Wechselwirkungen und Vektorbosonen.

erfolgreichste Theorie der Hochenergiephysik ist im Standardmodell der Elementarteilchenphysik (SM) zusammengefasst. Dieses wurde zuerst in [Gla61], [Wei67] und [Sal68] beschrieben. Bis auf kleine Erweiterungen des Elementarteilcheninhaltes ist es bis heute unverändert. Im Folgenden wird das Standardmodell mit seinen grundlegenden Mechanismen eingeführt. Anschließend werden zwei mögliche Erweiterungen beschrieben. Ein Modell mit einem fermiophoben Higgs-Teilchen und ein Modell mit einer vierten Fermionengeneration.

2.1. Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik ist eines der erfolgreichsten Modelle in der Physik. In den vergangenen 50 Jahren wurde es auf immer höheren Energieskalen getestet und hat sich als sehr robust erwiesen. Es beschreibt unser heutiges Verständnis des Aufbaus der Materie und der Wechselwirkungen, die im Mikrokosmos relevant sind: die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung. Die Gravitation ist im Standardmodell nicht berücksichtigt. Es handelt sich bei dem Modell um eine Lagrange'sche Feldtheorie [PS95]. Der Teilcheninhalt des Standardmodells lässt sich in drei Unterkategorien einteilen: Vektorbosonen, Fermionen und das Higgs-Boson.

Die drei Wechselwirkungen sind sich sehr ähnlich und werden von den Vektorbosonen (Spin 1) – auch Austauschteilchen genannt – vermittelt. Diese sind nicht explizit in das Modell eingeführt, sondern folgen aus der Symmetriegruppe des Standardmodells. In Tabelle 2.1² sind die Wechselwirkungen mit ihren Austauschteilchen aufgelistet. Vektorbosonen koppeln auch untereinander, sofern sie eine Ladung besitzen. Zum Beispiel tragen die Gluonen selbst Farbe und koppeln untereinander. Die W-Bosonen tragen schwache und elektrische Ladung und koppeln entsprechend an W- und Z-Bosonen sowie an Photonen. Das Z-Boson trägt nur schwache Ladung und koppelt entsprechend nur an die W-Bosonen.

Die zweite Kategorie sind die Fermionen (Spin 1/2). Sie werden als fundamentale Elementarteilchen des Standardmodells angesehen und werden explizit in das Modell eingebracht. Die Fermionen werden in Leptonen und Quarks unterteilt. Es gibt geladene Leptonen, welche an der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung teilneh-

²Im Rahmen dieser Arbeit werden, wie in der Hochenergiephysik üblich, natürliche Einheiten benutzt. Die Einheiten unterscheiden sich vom SI-System nur dadurch, dass das Planck'sche Wirkungsquantum $\hbar = 1$ und die Lichtgeschwindigkeit $c = 1$ gilt.

Fermion	Familie			el. Ladung	Farbe	schwacher Isospin		Y
	1	2	3			$ \vec{I} $	I_3	
Leptonen	$(\nu_e)_L$	$(\nu_\mu)_L$	$(\nu_\tau)_L$	0	-	1/2	+1/2	-1
	$(e)_L$	$(\mu)_L$	$(\tau)_L$	-1		0	-1/2	-2
	e_R	μ_R	τ_R			0	0	
Quarks	$(u)_L$	$(c)_L$	$(t)_L$	+2/3	r, b, g	1/2	+1/2	1/3
	$(d)_L$	$(s)_L$	$(b)_L$	-1/3			-1/2	
	u_R	c_R	t_R	+2/3		0	4/3	
	d_R	s_R	b_R	-1/3		0	-2/3	

Tabelle 2.2: Übersicht über die Fermionen im Standardmodell.

men, und ungeladene Leptonen (Neutrinos), die nur an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Die Quarks nehmen an allen drei Wechselwirkungen teil. Jedes Fermion hat einen Partner (Antiteilchen) mit gleicher Masse, aber entgegengesetzten additiven Quantenzahlen. Die Fermionen sind in Tabelle 2.2 aufgelistet. Nach dem heutigen Wissensstand gibt es drei Generationen oder Familien von Fermionen. Die erste Familie besteht aus dem Elektron (e), dem Elektroneneutrino (ν_e), dem up-Quark (u) sowie dem down-Quark (d). Die zweite und dritte Generation können als schwerere Kopien der vorherigen angesehen werden.

Die letzte Kategorie besteht im Standardmodell nur aus einem einzelnen skalaren Teilchen, dem Higgs-Boson (Spin 0). Dieses wird im Rahmen des Higgs-Mechanismus (siehe Kapitel 2.1.4) postuliert.

2.1.1. Lagrangedichte des Standardmodells

Die Symmetriegruppe spielt bei jeder Eichtheorie eine zentrale Rolle. Beim Standardmodell ist es die $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Bei der elektroschwachen Skala wird diese spontan zu $SU(3)_C \times U(1)_{em}$ gebrochen. Die Brechung mithilfe des sogenannten Higgs-Mechanismus wird in Kapitel 2.1.4 erklärt.

Die Lagrangedichte des Standardmodells \mathcal{L}_{SM} lässt sich qualitativ in zwei Lagrangedichten \mathcal{L}_{QCD} und \mathcal{L}_{EW} teilen, indem die elektroschwachen bzw. starken Kopplungen gleich Null gesetzt werden. Die beiden Terme lassen sich verschiedenen Wechselwirkungen und Symmetrien zuordnen und getrennt studieren. Der Erste beschreibt die starke Wechselwirkung und ist mit der $SU(3)_C$ assoziiert. Der zweite Term ist mit der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Symmetrie assoziiert und beschreibt den elektroschwachen Sektor³ des Standardmodells. Die beiden Terme werden in den folgenden Kapiteln eingeführt.

³Die Vereinheitlichung der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung.

2.1.2. Quantenchromodynamik

Die starke Wechselwirkung, auch Quantenchromodynamik (QCD) genannt, beschreibt die Interaktion von Elementarteilchen, die eine Farbladung tragen. Die Symmetriegruppe ist die nichtabelsche $SU(3)_C$, wobei das C für Farbe (engl. *color*) steht. Die Forderung der lokalen Eichinvarianz führt dazu, dass die Wechselwirkung durch die Symmetrie festgelegt ist. Die starke Wechselwirkung wird durch acht Vektorbosonen, die Gluonen, vermittelt. Diese bilden ein Farboktett und sind masselos.

Die Lagrangedichte für einen einzelnen Quarktyp q lautet

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu)q - g_s(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (1)$$

dabei ist g_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung und T^a ($a \in (1, 2, \dots, 8)$) sind die Generatoren der $SU(3)_C$.

Der letzte Term beschreibt die Kinematik der Gluonen. Der Feldstärketensor ist definiert als

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{bc}^a G_\mu^b G_\nu^c, \quad (2)$$

dabei sind die Strukturkonstanten f_{abc} durch die Kommutatorrelation⁴ der nichtabelschen Generatoren T_a definiert:

$$[T_a, T_b] = i f_{abc} T_c \quad (3)$$

Die Lagrangedichte lässt sich symbolisch schreiben als

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}q + G^2 + g_s \bar{q}qG + g_s G^3 + g_s^2 G^4. \quad (4)$$

Dabei kann der erste Term als Quarkpropagator, der zweite als Gluonpropagator, der dritte und vierte als Gluon-Quark-Quark bzw. 3-Gluon-Vertex und der letzte als 4-Gluon-Vertex interpretiert werden.⁵

2.1.3. Elektroschwache Wechselwirkung

Die vereinheitlichte Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung, welche die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung vereint, wurde zuerst von Glashow, Weinberg und Salam beschrieben. Die zugrunde liegende Symmetriegruppe ist die $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Der schwache Isospin \vec{T} ist der Generator der $SU(2)_L$. Das L steht dabei für die Linkshändigkeit der schwachen Wechselwirkung. Die Fermionen werden in ein linkshändiges

⁴Auch Vertauschungsrelation genannt. Sie ist als $[A, B] = AB - BA$ definiert.

⁵Eine Einführung zu Feynmangraphen und Quantenfeldtheorien würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Das Konzept wird ausführlich in [PS95] erläutert.

Isospindublett $|\vec{I}| = \frac{1}{2}$ mit den Zuständen $I_3 = \pm\frac{1}{2}$ und ein rechtshändiges Isospinsingulett mit $|\vec{I}| = 0$ angeordnet. Da der Isospin die Ladung der schwachen Wechselwirkung ist, nehmen die rechtshändigen Teilchen und linkshändigen Antiteilchen nicht an der Wechselwirkung teil.

Die Hyperladung Y ist der Generator der $U(1)_Y$. Diese kann mithilfe der Gell-Mann-Nishijima-Relation $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$ mit der elektrischen Ladung Q assoziiert werden.

Aus der Invarianz unter lokalen Eichtransformationen der Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ erhält man vier Vektorfelder. Das Isospintriplett $W_\mu^i (i = 1, 2, 3)$ koppelt mit der Kopplungsstärke g an den schwachen Isospin und das Vektorfeld B_μ koppelt mit g' an die Hyperladung.

Die Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung lässt sich in vier Teile gliedern:

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{Gauge} + \mathcal{L}_{Fermion} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (5)$$

Der erste Term enthält die Propagatoren der Eichbosonen

$$\mathcal{L}_{Gauge} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu}. \quad (6)$$

Die beiden Feldstärketensoren haben dabei folgende Form:

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (7)$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - gf_{bc}^a W_\mu^b W_\nu^c \quad (8)$$

Dabei sind f_{abc} die Strukturkonstanten der $SU(2)_L$.

B_μ und W_μ^i sind die Eichfelder. Allerdings sind dies nicht die physikalischen Felder (W^\pm , Z^0 und γ), die in der Natur beobachtet werden. Diese erhält man durch Mischungen der Eichfelder. Die elektrisch neutralen Felder entstehen aus W_μ^3 und B_μ .

$$A_\mu = B_\mu \cos\theta_w + W_\mu^3 \sin\theta_w \quad (9)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin\theta_w + W_\mu^3 \cos\theta_w \quad (10)$$

A_μ wird mit dem Photon und Z_μ mit dem Z^0 -Boson identifiziert. θ_w wird als schwacher Mischungswinkel oder Weinbergwinkel bezeichnet und legt die Mischungsanteile fest.

W_μ^1 und W_μ^2 mischen zu den geladenen Eichbosonen.

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (11)$$

W_μ^\pm ist mit den W^\pm -Bosonen assoziiert. Sie sind eine Mischung aus Feldern der schwachen Wechselwirkung und koppeln damit nur an linkshändige Teilchen bzw. rechtshändige Antiteilchen. Die neutralen (physikalischen) Eichbosonen hingegen koppeln sowohl an

rechtshändige als auch an linkshändige Teilchen, da sie auch Anteile von B_μ enthalten. Die elektrische Ladung ist durch folgende Relation mit den Kopplungskonstanten g und g' verknüpft:

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e \quad (12)$$

Der zweite Teil der Lagrangedichte enthält neben dem kinetischen Term der Fermionen auch deren Kopplungen an die Eichbosonen:

$$\mathcal{L}_{Fermion} = \bar{L}(iD_\mu^L \gamma^\mu)L + \bar{R}(iD_\mu^R \gamma^\mu)R \quad (13)$$

Die Kopplungen sind dabei in den kovarianten Ableitungen D_μ^L und D_μ^R enthalten. Diese sind definiert als

$$D_\mu^L = \partial_\mu + ig'B_\mu Y + igW_\mu^a T^a \quad (14)$$

und

$$D_\mu^R = \partial_\mu + ig'B_\mu Y. \quad (15)$$

Es muss dabei aufgrund der Eigenschaften der schwachen Wechselwirkung zwischen linkshändigen (L) und rechtshändigen (R) Fermionen unterschieden werden.

Mithilfe der ersten beiden Terme der elektroschwachen Theorie können die physikalischen Eichbosonen und die Wechselwirkungen der Fermionen beschrieben werden. Die Felder müssten allerdings alle masselos sein, da direkte Massenterme der Form $\frac{1}{2}M_\psi^2 \psi^\dagger \psi$ nicht in die Lagrangedichte integriert werden können, ohne die lokale Eichinvarianz zu zerstören. Diese ist aber der zentrale Bestandteil der Theorie und eine Voraussetzung für die Renormierbarkeit. Aus Messungen weiß man, dass von den physikalischen Austauscheteilchen der elektroschwachen Wechselwirkung nur das Photon masselos ist. Das W^\pm - und Z^0 -Boson sind massiv mit Massen von rund 80 bzw. 90 GeV. Daher kann die Symmetrie des elektroschwachen Sektors nicht exakt sein. Man spricht von einer gebrochenen Symmetrie. Im folgenden Kapitel wird die spontane Symmetriebrechung im Rahmen des Higgs-Mechanismus zusammen mit den letzten beiden Termen \mathcal{L}_{Higgs} und \mathcal{L}_{Yukawa} erklärt.

2.1.4. Higgs-Mechanismus

Das Problem der Massenerzeugung unter Beibehaltung der lokalen Eichinvarianz wurde durch den sogenannten Higgs-Mechanismus [Hig64] gelöst. Dazu wird neben einem komplexen skalaren Dublett ein Potential eingeführt, das sogenannte Higgs-Potential, welches den Symmetriebedingungen der Theorie genügt, aber einen entarteten Grundzustand mit geringerer Symmetrie besitzt.

Um Massen für die W^\pm - und Z^0 -Bosonen zu erzeugen, müssen aufgrund der zusätzlichen drei Freiheitsgrade⁶ mindestens vier Freiheitsgrade in die Theorie eingeführt werden. Der

⁶Massebehaftete Teilchen können im Gegensatz zu einem masselosen Teilchen eine longitudinale Polarisation aufweisen.

minimale Ansatz ist es, ein komplexes skalares Isospindublett Φ einzuführen, welches vier Freiheitsgrade besitzt. Es wird im dritten Term aus Gleichung 5 eingeführt. Er lautet ausgeschrieben

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu^L \Phi)^\dagger (D^{L\mu} \Phi) - V(\Phi), \quad (16)$$

wobei Φ das Higgs-Dublett von komplexen skalaren Feldern der Form

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (17)$$

ist. Das Potential V ist das Higgs-Potential und hat folgende Form:

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (18)$$

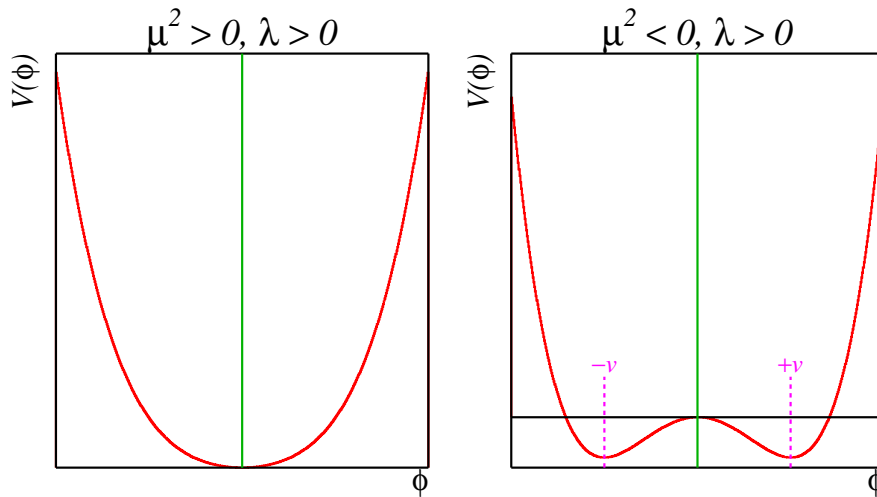


Abbildung 2.1: Higgs-Potential für $\lambda > 0, \mu^2 > 0$ (links) und $\lambda > 0, \mu^2 < 0$ (rechts) [Bro07].

In Abbildung 2.1 ist es exemplarisch für $\mu^2 > 0$ und $\mu^2 < 0$ dargestellt. Für ein stabiles Minimum muss λ größer als Null sein. Mit $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$ ergibt sich ein Potential, welches unter den lokalen Eichtransformationen des Standardmodells invariant ist und einen entarteten Grundzustand besitzt:

$$\Phi^\dagger \Phi = -\frac{\mu^2}{2} \lambda = v^2 \quad (19)$$

Als Grundzustand wird die neutrale Komponente gewählt.⁷

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (20)$$

⁷Die geladene Komponente würde die $U(1)_{em}$ -Symmetrie brechen. Das Photon würde eine Masse bekommen.

Dadurch wird die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetrie spontan zur $U(1)_{em}$ gebrochen. Entwickelt man nun um den Vakuumgrundzustand, bekommt man als einziges verbleibendes Feld ein komplexes skalares Feld $H(x)$, das sogenannte Higgs-Feld:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (21)$$

Setzt man Gleichung 20 in die Lagrangedichte (Gleichung 16) ein, so bekommt man quadratische Ausdrücke in den Eichfeldern, welche als Massenterme interpretiert werden können.

Mit der kovarianten Ableitung auf den Grundzustand angewandt

$$D_\mu \langle \Phi \rangle = - \left[\frac{ig}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} + \frac{ig'}{2} B_\mu \right] \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (22)$$

ergibt sich zusammen mit den Gleichungen 10 und 11:

$$(D_\mu \langle \Phi \rangle)^\dagger (D_\mu \langle \Phi \rangle) = \frac{1}{4} v^2 g^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{4} v^2 (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu \quad (23)$$

Man kann die Massen der Eichbosonen nun direkt aus Gleichung 23 ablesen. Es ergeben sich:

$$M_W^2 = \frac{1}{4} v^2 g^2 \quad M_Z^2 = \frac{1}{4} v^2 (g^2 + g'^2) \quad M_\gamma^2 = 0 \quad (24)$$

Für das Photon-Feld A_μ ergibt sich kein Massenterm. Es bleibt masselos, da der Vakuumgrundzustand die Symmetrie der Untergruppe $U(1)_Q$ erhält. Der Generator dieser Untergruppe ist die Ladung Q .

Mithilfe von Gleichung 12 lässt sich das Massenverhältnis von W^\pm - und Z^0 -Bosonen postulieren:

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W \quad (25)$$

Diese Relation ist von experimenteller Seite aus in guter Übereinstimmung bestätigt [B⁺12].

Durch die Messung der Massen der Eichbosonen und der Kopplungskonstanten ist es möglich, den Vakuum Erwartungswert des Higgs-Potentials zu berechnen. Man erhält:

$$v^2 = 4 \frac{M_W^2}{g^2} = \frac{1}{\sqrt{2} G_F} \approx (250 \text{ GeV})^2 \quad (26)$$

mit der Fermi-Konstante $G_F = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ [B⁺12].

Um die Kopplungskonstanten des Higgs-Bosons an die Eichbosonen zu bestimmen, berechnet man $|D_\mu\Phi|^2$ und schaut sich alle Terme an, die ein H enthalten. Es ergibt sich

$$\begin{aligned}
|D_\mu\Phi|^2 &= \frac{1}{4}(v+H)^2 g^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{4}(v+H)^2 (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu \\
&= \frac{1}{2}g^2 v H W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2}v (g^2 + g'^2) H Z_\mu Z^\mu \\
&+ \frac{1}{4}g^2 H^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{4}(g^2 + g'^2) H^2 Z_\mu Z^\mu \\
&+ \text{Terme ohne H.}
\end{aligned} \tag{27}$$

Drückt man die Kopplungen mit den Massen der Eichbosonen aus den Gleichungen 24 aus, ergibt sich

$$\lambda_{HVV} = 2M_V^2/v \text{ und } \lambda_{HHVV} = 2M_V^2/v^2, \tag{28}$$

wobei V entweder ein W^\pm - oder ein Z^0 -Boson sein kann.

Für die Eigenschaften des Higgs-Bosons und die Selbstkopplungen setzt man das Higgs-Dublett (Gleichung 21) in das Higgs-Potential (Gleichung 18) ein und interpretiert die Terme, die H enthalten.

$$V = \lambda v^2 H^2 + \lambda v H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4 + \text{Terme ohne H} \tag{29}$$

Der erste Term aus Gleichung 29 kann als Massenterm interpretiert werden, die anderen zwei Terme als Selbstkopplungen:

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v, \lambda_{H^3} = 3i\frac{m_H^2}{v} \text{ und } \lambda_{H^4} = 3i\frac{m_H^2}{v^2} \tag{30}$$

Die Masse des Higgs-Bosons ist ein freier Parameter, da nur das Vorzeichen von λ festgelegt ist. Die Selbstkopplung hängt dagegen nur noch von der Masse des Higgs-Bosons ab und ist nach Messung dieser postuliert. Sie eignet sich auch dazu die Theorie zu testen, da sie experimentell überprüft werden kann.

Explizite Massenterme für Fermionen haben ebenfalls das Problem, dass sie die lokale Eichinvarianz zerstören würden. Mithilfe des Higgs-Dubletts und einer Kopplungskonstanten pro Fermion lassen sich auch Fermionmassen generieren. Der vierte Term der Lagrangedichte aus Gleichung 5 kann Fermionmassen beschreiben:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Yukawa} &= -\lambda_e \bar{L}_1 \Phi e_R - \lambda_u \bar{Q}_1 \Phi u_R - \lambda_d \bar{Q}_1 \tilde{\Phi} d_R \\
&- \lambda_\mu \bar{L}_2 \Phi \mu_R - \lambda_c \bar{Q}_2 \Phi c_R - \lambda_s \bar{Q}_2 \tilde{\Phi} s_R \\
&- \lambda_\tau \bar{L}_3 \Phi \tau_R - \lambda_t \bar{Q}_3 \Phi t_R - \lambda_b \bar{Q}_3 \tilde{\Phi} b_R \\
&+ \text{h.c.}
\end{aligned} \tag{31}$$

Teilchen	Kopplung	Stärke
Fermionen	g_{Hff}	$-\frac{ig}{2M_W}m_f$
W-Boson	g_{HWW}	$-igM_Wg^{\mu\nu}$
Z-Boson	g_{HZZ}	$\frac{ig}{2\cos\theta_W}W_Zg^{\mu\nu}$
H-Selbstkopplung	g_{HHH}	$-\frac{3ig}{2M_W}M_H^2$

Tabelle 2.3: Kopplungen des Higgs-Bosons an verschiedene Fermionen und Bosonen.

Dabei sind L_i und Q_i die linkshändigen Isospindubletts der i -ten Familie und $\tilde{\Phi}$ ist definiert als

$$\tilde{\Phi} = i \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \Phi^* . \quad (32)$$

Die Massenterme und Kopplungen an die Fermionen erhält man, indem man Gleichung 21 in 31 einsetzt:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} = & -\frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}} \bar{e}_L e_R - \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}} \bar{u}_L u_R - \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}} \bar{d}_L d_R \\ & - \frac{\lambda_e}{\sqrt{2}} H \bar{e}_L e_R - \frac{\lambda_u}{\sqrt{2}} H \bar{u}_L u_R - \frac{\lambda_d}{\sqrt{2}} H \bar{d}_L d_R \\ & + \dots \end{aligned} \quad (33)$$

Für die Fermionmassen ergibt sich damit

$$\begin{aligned} m_e &= \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}, & m_u &= \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}}, & m_d &= \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}}, \\ m_\mu &= \frac{\lambda_\mu v}{\sqrt{2}}, & m_c &= \frac{\lambda_c v}{\sqrt{2}}, & m_s &= \frac{\lambda_s v}{\sqrt{2}}, \\ m_\tau &= \frac{\lambda_\tau v}{\sqrt{2}}, & m_t &= \frac{\lambda_t v}{\sqrt{2}}, & m_b &= \frac{\lambda_b v}{\sqrt{2}}. \end{aligned} \quad (34)$$

Die Kopplung des Higgs-Bosons an die Fermionen $\lambda_f = m_f \cdot \sqrt{2}/v$ hängt nur von der Masse des Fermions und dem Vakuumerwartungswert ab. Man sagt auch, das Higgs-Boson koppelt an die Masse des Teilchens. In Tabelle 2.3 sind die Kopplungen des Higgs-Bosons an verschiedene Teilchen zusammengefasst.

2.2. Erweiterungen des Standardmodells

Bei dem Standardmodell handelt es sich um ein minimales Modell. Es beschreibt in guter Übereinstimmung die meisten beobachteten Prozesse in der Natur. Allerdings wird es in seiner heutigen Form nicht ewig existieren, sondern sich weiterentwickeln. Zum Beispiel weiß man, dass die Masse der Neutrinos nicht gleich Null, sondern nur sehr klein ist. Da

bislang nur linkshändige Neutrinos im Standardmodell enthalten sind, lässt sich auch kein Massenterm mithilfe der Yukawakopplungen generieren. Außerdem sind bislang nur drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen enthalten. Das bedeutet nicht, dass das Standardmodell in der heutigen Form fundamental falsch ist, sondern lediglich noch nicht komplett. Es gibt viele mögliche Erweiterungen für das Standardmodell, von denen zwei Fälle im Rahmen dieser Arbeit besprochen werden. Der Erste ist ein Spezialfall eines erweiterten Higgs-Sektors, bei dem sich die Kopplungen des leichtesten Higgs-Bosons vom Standardmodell-Higgs-Boson deutlich unterscheiden. Bei dem Zweiten werden die Auswirkungen einer vierten Generation von Fermionen studiert.

2.2.1. Fermiophobes Higgs-Boson

Das fermiophobe Higgs-Modell (FHM) ist ein spezieller Fall der sogenannten 2-Higgs-Dublett-Modelle (2HDM). Ein skalares Higgs-Dublett ist genug, um die spontane Symmetriebrechung des Standardmodells zu erklären. Jedoch ist es möglich ein weiteres Higgs-Dublett in die Theorie einzuführen, so dass die Symmetriegruppe erhalten bleibt. In der Natur könnte eine komplexere Form mit zwei Higgs-Dubletts realisiert sein. Im Fall von Supersymmetrie⁸ [Mar11] sind (mindestens) zwei Higgs-Dubletts sogar Voraussetzung.

Die Quantenzahlen der beiden Dubletts unterscheiden sich in der Hyperladung $Y = +1$ und $Y = -1$. Auch der Vakuumerwartungswert ist unabhängig. Es gilt

$$\langle \Phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \langle \Phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\theta} \end{pmatrix}. \quad (35)$$

Dabei ist θ eine mögliche komplexe Phase. Das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte

$$\tan \beta = \frac{v_1}{v_2} \quad (36)$$

stellt einen wichtigen Parameter des 2HDMs dar. Das Einführen des zweiten Dubletts von komplexen skalaren Feldern vergrößert die Anzahl an freien Parametern in der Theorie von zwei (λ und μ im Higgs-Potential des Standardmodells) auf 14 (im 2HDM-Higgs-Potential). Außerdem werden anstelle von einem fünf Higgs-Felder postuliert.

Es gibt verschiedene Arten von Modellen. Die häufigsten sind die Typen I, II und III. TypIII-Modelle enthalten FCNCs⁹ auf Baumniveau¹⁰ und werden im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter besprochen. Einen Überblick über einen Großteil der Modelle ist in [BFL⁺12] zu finden.

⁸Eine sehr populäre mögliche Erweiterung des Standardmodells, bei der eine Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen eingeführt wird.

⁹engl. *Flavor Changing Neutral Current*

¹⁰Baumniveau bedeutet, dass die Feynmangraphen, die verwendet werden, keine Schleifen enthalten.

Bei den TypI-Modellen koppeln die Quarks nur an ein Higgs-Dublett. TypII-Modelle unterscheiden sich, indem die rechtshändigen Quarks mit $Q = 2/3$ an das eine Higgs-Dublett und die rechtshändigen Quarks mit $Q = -1/3$ an das andere Dublett koppeln. Die TypII-2HDM liefern damit die gleichen Yukawakopplungen wie in supersymmetrischen Modellen.

Betrachtet man nur Potentiale, die die C-Parität erhalten, also invariant unter Ladungskonjugation sind, reduziert sich die Anzahl der freien Parameter auf zehn. Das Potential lautet

$$V = -\mu_1^2 x_1 - \mu_2^2 x_2 - \mu_{12}^2 x_3 + \lambda_1 x_1^2 + \lambda_2 x_2^2 + \lambda_3 x_3^2 + \lambda_4 x_4^2 + \lambda_5 x_1 x_2 + \lambda_6 x_1 x_3 + \lambda_7 x_2 x_3, \quad (37)$$

dabei ist $x_1 = \Phi_1^\dagger \Phi_1$, $x_2 = \Phi_2^\dagger \Phi_2$, $x_3 = \Re\{\Phi_1^\dagger \Phi_2\}$ und $x_4 = \Im\{\Phi_1^\dagger \Phi_2\}$ [VSB94]. Um die freien Parameter weiter einzuschränken, fordert man weitere Symmetrien. Für 2HDM von TypI fordert man die Invarianz unter Z_2 Transformationen ($\Phi_1 \rightarrow \Phi_1$ und $\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$). Dies erreicht man, indem man $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ setzt. Damit verschwinden die Terme, die ansonsten zu FCNCs auf Baumniveau führen würden. Der Term $-\mu_{12}^2 x_3$ muss ebenfalls gleich Null sein, da das Modell ansonsten zu spontaner CP-Verletzung führen würde [BR85]. Somit lautet das Potential

$$V_{TypI} = -\mu_1^2 x_1 - \mu_2^2 x_2 + \lambda_1 x_1^2 + \lambda_2 x_2^2 + \lambda_3 x_3^2 + \lambda_4 x_4^2 + \lambda_5 x_1 x_2. \quad (38)$$

Für die TypII-Modelle fordert man die Invarianz des Potentials unter globalen U(1) Transformationen der Form $\Phi_2 \rightarrow e^{i\theta} \Phi_2$. Falls man den Term $-\mu_{12}^2 x_3$ zulässt, hat das Potential sieben freie Parameter:

$$V_{TypII} = -\mu_1^2 x_1 - \mu_2^2 x_2 - \mu_{12}^2 x_3 + \lambda_1 x_1^2 + \lambda_2 x_2^2 + \lambda_3 (x_3^2 + x_4^2) + \lambda_5 x_1 x_2 \quad (39)$$

Mit dem Term $-\mu_{12}^2 x_3$ ist der skalare Sektor identisch mit der Struktur des Higgs-Sektors von supersymmetrischen Modellen [GHKD90].

Man erhält zwei skalare (h^0, H^0), ein pseudoskalares (A^0) und zwei geladene Teilchen (H^+, H^-). Die verbleibenden zwei freien Parameter sind die Mischungswinkel α und β . Damit lassen sich die Higgs-Teilchen wie folgt schreiben [GHKD90]:

$$h^0 = \sqrt{2} [-(\Re\phi_1^0 - v_1) \sin \alpha + (\Re\phi_2^0 - v_2) \cos \alpha] \quad (40)$$

$$H^0 = \sqrt{2} [(\Re\phi_1^0 - v_1) \cos \alpha + (\Re\phi_2^0 - v_2) \sin \alpha] \quad (41)$$

$$A^0 = \sqrt{2} (-\Im\phi_1^0 \sin \beta + \Im\phi_2^0 \cos \beta) \quad (42)$$

$$H^\pm = -\phi_1^\pm \sin \beta + \phi_2^\pm \cos \beta \quad (43)$$

Dabei ist α definiert als

$$\tan 2\alpha = \frac{v_1 v_2 (\lambda_3 + \lambda_5)}{\lambda_1 v_1^2 - \lambda_2 v_2^2}. \quad (44)$$

Die Kopplungen an Fermionen lassen sich analog zum Standardmodell schreiben. Die Lagrangedichte des Yukawaanteils benötigt neben den Standardmodell-Kopplungen m_f/v nur noch drei weitere Parameter $\xi_{h^0}^f$, $\xi_{H^0}^f$ und $\xi_{A^0}^f$ [AKTY09]. Die Lagrangedichte lautet

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa}^{2HDM} = & - \sum_{f=u,d,l} \frac{m_f}{v} \left(\xi_{h^0}^f \bar{f} f h^0 + \xi_{H^0}^f \bar{f} f H^0 + \xi_{A^0}^f \bar{f} \gamma_5 f A^0 \right) \\ & + \text{Terme mit } H^+ . \end{aligned} \quad (45)$$

Die Kopplungen an Fermionen unterscheiden sich für die beiden Potentiale V_{TypI} und V_{TypII} nur in den Werten von ξ . Tabelle 2.4 enthält eine Auflistung der Abhängigkeiten der Kopplungen von α und β an Leptonen, up- sowie down-artige Quarks.

	TypI	TypII
$\xi_{h^0}^u$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \sin \beta$
$\xi_{h^0}^d$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$
$\xi_{h^0}^l$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$
$\xi_{H^0}^u$	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\sin \alpha / \sin \beta$
$\xi_{H^0}^d$	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$
$\xi_{H^0}^l$	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$
$\xi_{A^0}^u$	$\cot \beta$	$\cot \beta$
$\xi_{A^0}^d$	$-\cot \beta$	$\tan \beta$
$\xi_{A^0}^l$	$-\cot \beta$	$\tan \beta$

Tabelle 2.4: Yukawakopplungen von up-, down- und leptonartigen Fermionen an die neutralen Higgs-Bosonen h^0 , H^0 und A^0 für TypI- und TypII-2HDM aus Gleichung 45 [BFL⁺12].

Bei Modellen vom TypI kann man durch die Wahl von $\alpha = \pi/2$ die Kopplungen des leichtesten Higgs-Teilchens h^0 an Fermionen verschwinden lassen, da diese proportional zu $\cos \alpha / \sin \beta$ sind. Man spricht von einem fermiophoben Higgs-Boson. Da die Kopplungen der geladenen H^\pm -Bosonen und des pseudoskalaren Higgs-Teilchen A^0 proportional zu $\cot \beta$ sind, ist es mit der Wahl $\beta = \pi/2$ möglich, dass auch diese fermiophob sind. Für H^0 würden sich in dem Fall Standardmodell-artige Kopplungen an die Fermionen ergeben.

Im Fall von TypII-2HDM ist es nicht möglich, ein fermiophobes leichtestes Higgs-Boson zu beschreiben. Die Kopplungen sind abhängig von der elektrischen Ladung der Fermionen. Es ist allerdings möglich, mit der Wahl $\alpha = \pi/2$ die Kopplungen von h^0 an up-artige Fermionen oder für $\alpha = 0$ die Kopplungen an down- und leptonartige Fermionen verschwinden zu lassen. Die Auswirkungen auf die Phänomenologie werden in Kapitel 4.6.2 beschrieben.

Detaillierte Informationen über TypI-2HDM und fermiophobe Higgs-Bosonen sind in [BBS99] und [BS00] zu finden. In [BFL⁺12] werden neben den TypI auch TypII sowie viele weitere 2HDM beschrieben.

2.2.2. Modell mit einer vierten Fermionengeneration

Die Suche nach dem Higgs-Boson kann auch als indirekte Suche nach neuer Physik interpretiert werden. Eine mögliche Erweiterung wären eine zusätzliche Fermionenfamilie. Unter der Annahme, dass die Quarks dieser Familie die gleichen Yukawakopplungen besitzen, welche proportional zu ihren Massen sind, könnten sie einen erheblichen Einfluss auf die Produktion des Higgs-Bosons haben (siehe Kapitel 4.6.1).

2.3. Stand der Suche nach dem Higgs-Boson

Der Wissensstand bei der Suche nach dem Higgs-Boson hat sich in den letzten Jahren deutlich erweitert. Im Folgenden wird zunächst der Stand zu Beginn der Arbeit dargelegt, bevor der aktuelle Stand der Forschung zusammengefasst wird.

2.3.1. Stand zu Beginn dieser Arbeit

Ende 2009, zu Beginn dieser Arbeit, konnte noch keine Evidenz für das Higgs-Boson aus einer direkten Messung gefunden werden. Allerdings gab es eine Reihe von Einschränkungen für den möglichen Massenbereich. Diese lassen sich in drei Kategorien einteilen. Zunächst gibt es theoretische Einschränkungen für die Masse. Die Forderung der Unitarität der WW-Streuamplitude führt zu einer oberen Grenze für die Higgs-Masse von rund einem TeV. Zusätzlich gibt es eine theoretische untere Grenze für die Higgs-Masse, die sich aus Berechnungen zur Vakuumstabilität ergibt [HR97]. Sowohl die obere als auch die untere Grenze hängen von der Energieskala Λ ab, bis zu der das Standardmodell noch gültig ist. In Abbildung 2.2 sind die theoretischen Grenzen zusammengefasst. Für eine Energieskala von 10 TeV ist eine Higgs-Masse zwischen 100 und 450 GeV theoretisch erlaubt.

Weitere Einschränkungen für eine mögliche Higgs-Masse sind die Ergebnisse aus Präzisionsmessungen der Observablen des Standardmodells. Diese hängen über Korrekturen höherer Ordnungen in der Theorie des Standardmodells (Schleifenkorrekturen) von der Higgs-Masse ab. Dadurch lässt sich eine χ^2 -Verteilung für die Kompatibilität der beobachteten Resultate in Abhängigkeit der Higgs-Masse definieren. In Abbildung 2.3 ist diese relativ zum minimalen χ^2 -Wert dargestellt. Das Minimum entspricht dem aus Präzisionsmessungen ermittelten bevorzugten Wert der Higgs-Masse von $m_H = 87_{-26}^{+35}$ GeV [Alc09]. Dieser Wert lässt sich auch in eine obere Grenze von 157 GeV mit einem Vertrauensniveau von 95% übersetzen. Für diese indirekte Vorhersage werden die direkten Messungen nicht berücksichtigt. Die Bereiche, welche durch direkte Messungen ausgeschlossen wurden, sind als gelbe Flächen eingezeichnet.

Bis Ende 2000 wurde am *Large Electron Positron Collider* (LEP) am CERN nach dem Higgs-Boson gesucht. Es wurde kein Signal beobachtet. Dafür wurde mithilfe der Kombination der Ergebnisse der LEP-Experimente eine untere Grenze von 114.4 GeV mit

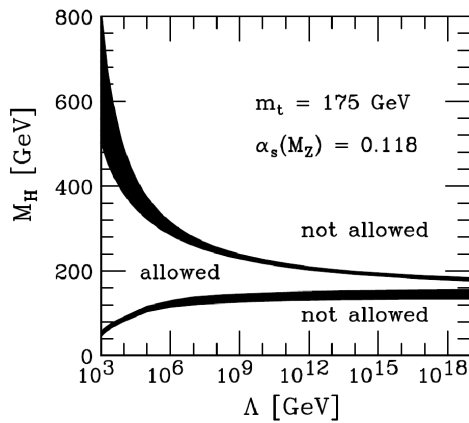


Abbildung 2.2: Theoretische Einschränkungen für die Higgs-Masse in Abhängigkeit der Energieskala Λ [HR97].

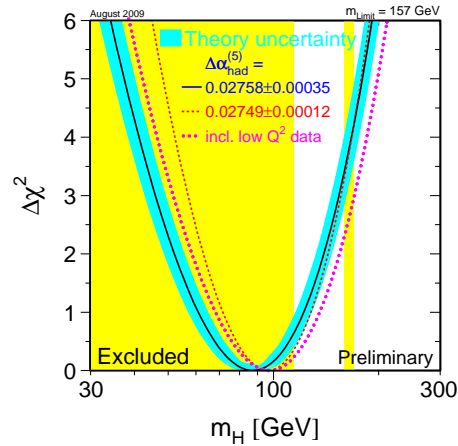


Abbildung 2.3: $\Delta\chi^2$ -Verteilung für die Kompatibilität verschiedener Higgs-Massen mit den Observablen des Standardmodells [Alc09].

einem Vertrauensniveau von 95% gesetzt. Nachdem der LEP dem Bau des *Large Hadron Collider* (LHC) weichen musste, war das Tevatron mit seinen beiden Experimenten DØ und CDF (siehe Kapitel 3) der einzige Beschleuniger, an dem in einem nicht ausgeschlossenen Phasenraum nach direkter Higgs-Boson-Produktion gesucht werden konnte. Mit den Daten von 2002 bis Anfang 2009 wurden die beiden Experimente durch eine gemeinsame Kombination fast aller Suchkanäle für den Massenbereich um 165 GeV sensitiv auf das Higgs-Boson. Das Higgs-Boson konnte für eine Masse zwischen 160 und 170 GeV mit einem Vertrauensniveau von 95% ausgeschlossen werden [Tev09]. Zu diesem Zeitpunkt konnte keines der Experimente alleine eine Sensitivität erreichen, die groß genug für einen alleinigen Ausschluss war. Die oberen Grenzen auf den Produktionswirkungsquerschnitt (vgl. Kap. 4.1 und Kap. 9.4) sowie die Ausschlussgrenzen sind in Abbildung 2.4 dargestellt.

Für die vierte Fermiongeneration stammen die besten Ausschlussgrenzen aus einer Kombination der Tevatronsuchkanäle mit einer integrierten Luminosität von $4.8 - 5.4 \text{ fb}^{-1}$ [A⁺10a]. Diese sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Es konnte ein Higgs-Boson im Rahmen dieses Modells mit einer Masse zwischen 131 und 204 GeV mit 95% Vertrauensniveau ausgeschlossen werden.

Die besten Ausschlussgrenzen für ein fermiophobes Higgs-Boson wurden bei der Suche nach assoziierter Higgs-Produktion mit dem anschließenden Zerfall $H \rightarrow \gamma\gamma$ von LEP bestimmt. Diese schließen eine Masse kleiner als 108.2 GeV mit 95% CL aus [LEP01].

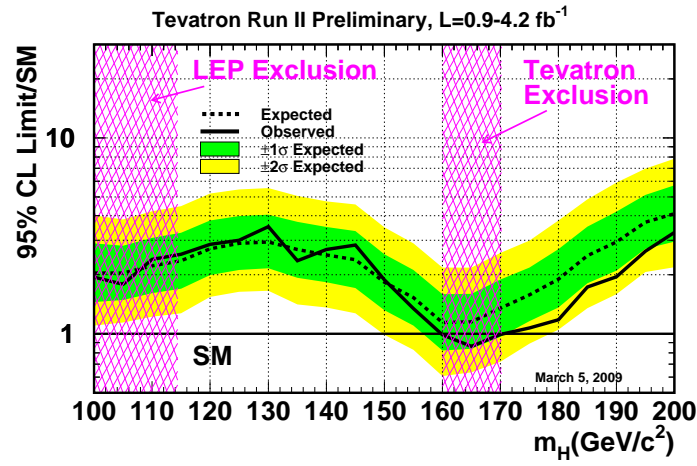


Abbildung 2.4: Obere Grenze auf den Produktionswirkungsquerschnitt des Higgs-Bosons normiert auf den im Standardmodell erwarteten Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Masse des Higgs-Bosons [Tev09].

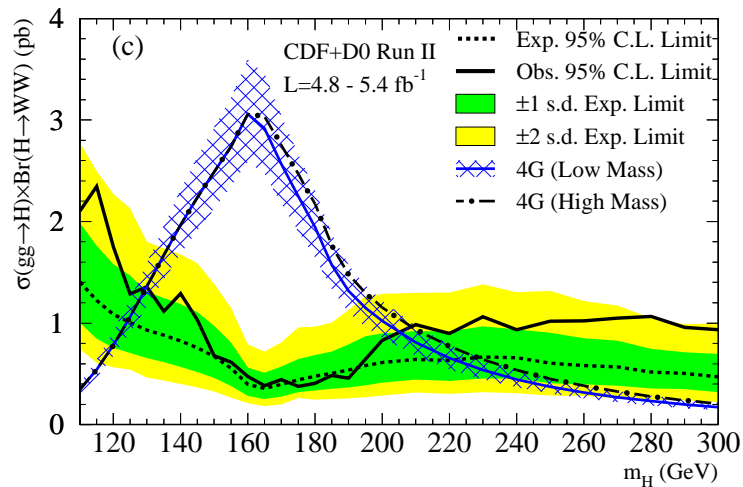


Abbildung 2.5: Obere Grenze auf den Produktionswirkungsquerschnitt des Higgs-Bosons für ein Modell mit einer vierten Fermionengeneration in Abhängigkeit der Masse des Higgs-Bosons [A⁺10a].

2.3.2. Heutiger Wissensstand

Nach rund zwei Jahren Laufzeit des LHC haben die beiden großen Experimente ATLAS und CMS im Juli 2012 im Rahmen der Suche nach dem Higgs-Boson ein neues Boson mit folgender Masse entdeckt:

- ATLAS [A⁺12a]: 126.0 ± 0.4 (stat.) ± 0.4 (syst.) GeV
- CMS [C⁺12]: 125.3 ± 0.4 (stat.) ± 0.5 (syst.) GeV

In Abbildung 2.6 sind die p_0 -Werte für die beiden Experimente in Abhängigkeit von der Higgs-Masse dargestellt. Dies ist die Wahrscheinlichkeit, dass der Untergrund zu einer Fluktuation größer als der beobachtete Wert führt. Die lokale statistische Signifikanz betrug dabei 5.9 (ATLAS) bzw. 5.0 Standardabweichungen (CMS).

Rund ein Jahr später hat die ATLAS-Kollaboration sogenannte Evidenz dafür gefunden, dass es sich um ein CP-gerades Teilchen mit Spin 0 handelt [A⁺13a] und damit weitere Hinweise dafür geliefert, dass es sich bei dem gefundenen Teilchen tatsächlich um ein Higgs-Boson handelt. Zusätzlich wurden die Kopplungen vermessen und erstmals Evidenz für die Produktion eines Higgs-Bosons über Vektorbosonfusion beobachtet [A⁺13b]. Die Kopplungen sind konsistent mit der Vorhersage des Standardmodells.

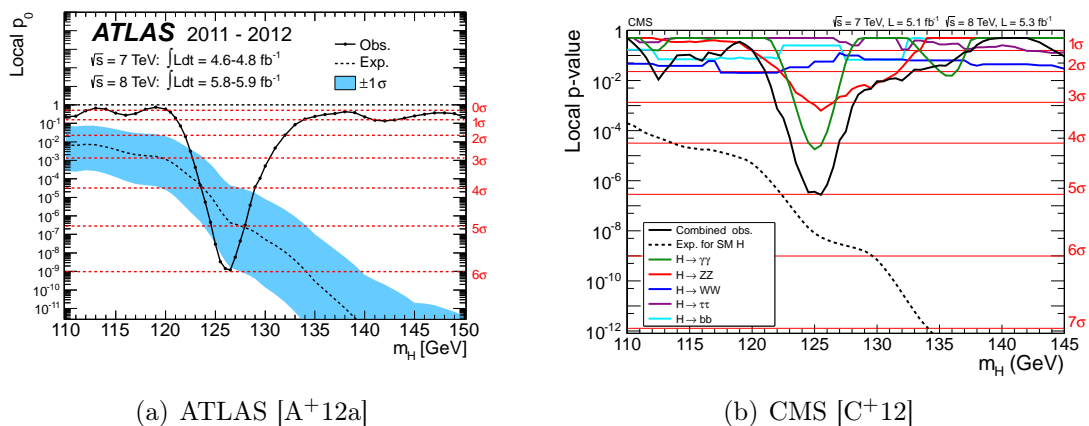


Abbildung 2.6: Lokaler p_0 -Wert in Abhängigkeit von der Higgs-Masse für das ATLAS-Experiment (links) und das CMS-Experiment (rechts).

Ein Higgs-Boson mit einer Masse zwischen 110 und 560 GeV wurde im Rahmen eines Modells mit einer vierten Fermionengeneration¹¹ von der CMS-Kollaboration mit 99.9% CL ausgeschlossen [C⁺13].

¹¹In dem von CMS untersuchten Modell mit einer vierten Fermionengeneration unterscheiden sich die Massen der Leptonen von denen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden. Es wurde $m_{\ell_4} = m_{\nu_4} = m_{d_4} = 600$ GeV und $m_{u_4} - m_{d_4} = (50 + 10 \cdot \ln m_H / (115 \text{ GeV}))$ GeV angenommen. Die im Rahmen dieser Arbeit angenommenen Leptonmassen für die vierte Fermionengeneration liegen heute in einem Phasenraum, der vom LHC ausgeschlossen wurde.

Die besten Grenzen für ein fermiophobes Higgs-Boson wurden von CMS bestimmt. Im Massenbereich von 110 bis 147 GeV ist ein Higgs-Boson im Rahmen dieses Modells mit 95% CL ausgeschlossen [C⁺13].

3. Das DØ-Experiment

Heute ist die Hauptaufgabe der experimentellen Elementarteilchenphysik Vorhersagen des Standardmodells (siehe Kap. 2.1) zu testen und nach Physik jenseits dieser Theorie zu suchen. Dafür gibt es verschiedene Möglichkeiten. Die Erste ist, Observablen immer genauer zu messen, um Abweichungen von der Theorie zu finden. Die Zweite ist, das Standardmodell bei immer höheren Energiedichten zu testen. Dies entspricht einer Reise in die Vergangenheit, dem Urknall entgegen. Mithilfe von Teilchenbeschleunigern ist es möglich, Teilchen mit hoher Rate bei Energien zur Kollision zu bringen, die bei Energiedichten/Temperaturen kurz nach dem Urknall zuletzt aufgetreten sind. Nach Einsteins Energie-Masse-Äquivalent $E = mc^2$ wird die Energie in massive Teilchen umgewandelt. Für die Suche nach neuen schweren Teilchen ist daher eine möglichst hohe Energiedichte von Vorteil.

Einer dieser Beschleuniger – das Tevatron – steht am *Fermi National Accelerator Laboratory* (FNAL) in der Nähe von Chicago, USA. Bis zum Start des *Large Hadron Collider* (LHC) am Cern bei Genf war es der Teilchenbeschleuniger mit der höchsten Schwerpunktsenergie der Welt. Von März 2001 bis September 2011 lief der sogenannte RunII am Tevatron, bei dem Protonen (p) und Antiprotonen (\bar{p}) mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96$ TeV an zwei Punkten zur Kollision gebracht wurden. An den Kollisionspunkten befanden sich das CDF¹² und das DØ-Experiment.

Im nächsten Kapitel wird zunächst das Tevatron und die Beschleunigungskette besprochen, bevor in Kapitel 3.2 der DØ-Detektor beschrieben wird. Abschließend wird der in dieser Arbeit verwendete Datensatz vorgestellt.

3.1. Das Tevatron

Das Tevatron ist die letzte Stufe einer Reihe von Beschleunigern, die die Protonen und Antiprotonen durchlaufen. In Abbildung 3.1 ist diese Kette schematisch dargestellt. Zunächst werden negativ geladene Wasserstoffionen mit einem Cockcroft-Walton-Beschleuniger auf eine Energie von 750 keV gebracht. Diese werden danach durch einen Linearbeschleuniger weiter auf 400 MeV beschleunigt und auf eine Kohlenstofffolie geschossen. Dadurch wird die Elektronenschale entfernt und man erhält einen Strom von Protonen. Diese werden in einem Boostersynchrotron auf eine Energie von 8 GeV gebracht. Die nächste Stufe, der *Main Injector Ring*, hat mehrere Aufgaben. Da Antiprotonen auf der (materiedominierten) Erde nicht vorkommen, müssen sie mithilfe von

¹²engl. *Collider Detector at Fermilab*

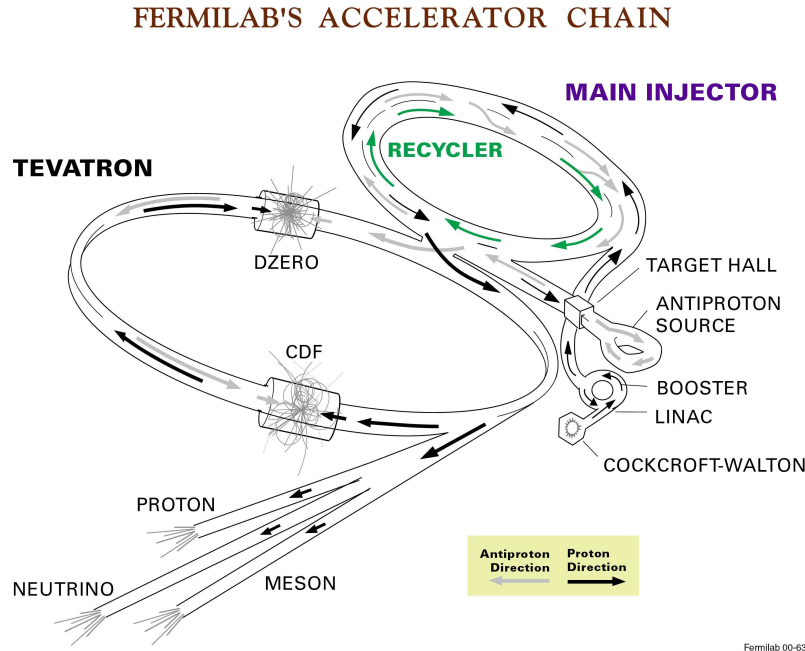


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Beschleunigerkette am Fermilab [Fer11].

Kollisionen erzeugt werden. Dazu werden Protonen im *Main Injector Ring* auf 120 GeV beschleunigt und auf ein Nickel-Kupfer-Target geschossen. Dabei entstehen unter anderem auch rund 15 Antiprotonen pro 1 Millionen Protonen. Diese werden mithilfe einer Lithiumlinse fokussiert. Ein Dipolmagnet selektiert die Antiprotonen mit 8 GeV Energie und speist sie in ein 8 GeV Synchrotron, den sogenannten Akkumulator, ein. Nachdem eine ausreichende Menge an Antiprotonen gesammelt ist, werden die Antiprotonen zusammen mit den Protonen aus dem Boostersynchrotron in den *Main Injector Ring* injiziert. Dort werden sie gemeinsam auf eine Energie von 150 GeV beschleunigt und als eins von drei sogenannten Superpaketen in das Tevatron eingeschossen. Jedes der Superpakete besteht aus zwölf 60 cm langen Paketen im Abstand von 396 ns mit rund 3×10^{11} Protonen bzw. 3×10^{10} Antiprotonen. Dort werden die Protonen und Antiprotonen bis zur maximalen Energie von 980 GeV beschleunigt und anschließend bei den beiden Experimenten zur Kollision gebracht [Fer11]. Die Ausdehnung des Kollisionsgebietes in z-Richtung ist normalverteilt mit einer Standardabweichung von etwa 25 cm. Die instantane Luminosität liegt bei bis zu $4 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die Kollisionen werden mithilfe von Detektoren aufgezeichnet.

3.2. Der DØ-Detektor

Der DØ-Detektor wurde 1983 vorgeschlagen und hat im Rahmen des sogenannten RunI bereits von 1992 bis 1996 erfolgreich Daten aufgenommen. Anschließend wurde er einem Upgrade unterzogen, um für den RunII (2001-2011) optimiert Daten aufnehmen zu kön-

nen. Dieser Aufbau, zusammen mit einem weiteren kleineren Upgrade im Frühjahr 2006, wird im Folgenden beschrieben [AAA⁺06].

Der DØ-Detektor ist ein Multifunktionsdetektor, welcher symmetrisch um die Strahlachse aufgebaut ist. Das Koordinatensystem ist so gewählt, dass die z-Achse in die Bewegungsrichtung der Protonen auf der Strahlachse, die y-Achse nach oben und die x-Achse zum Mittelpunkt des Tevatrons zeigt. Der Ursprung dieses rechtshändigen Koordinatensystems liegt in der Mitte des Kollisionsgebietes zentral in der Strahlröhre. In der Datenanalyse werden in der Regel sphärische Koordinaten (r, ϕ, η_{det}) verwendet. Dabei ist r der radiale Abstand vom Ursprung, ϕ der Azimutwinkel und η_{det} die Pseudorapidität. Diese ist definiert als

$$\eta_{det} = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right), \quad (46)$$

wobei θ der Polarwinkel ist. Es wird eine weitere Definition der Pseudorapidität η im Rahmen dieser Arbeit benötigt, die sich nur durch den Koordinatensystemursprung am primären Interaktionsvertex $(0, 0, v_z)$ unterscheidet.

Abbildung 3.2 stellt den Aufbau und die Größenordnung des Detektors dar. Er ist 20 m lang, 13 m breit bzw. hoch und rund 5000 t schwer. Der Aufbau ist zwiebel-schalenförmig. Der innerste Bereich enthält alle Komponenten, die für die zentrale Spurerkennung benötigt werden. Direkt außerhalb befindet sich der Vorschauerdetektor, gefolgt von dem Flüssig-Argon-Kalorimeter. Den äußersten Bereich stellt das Myonsystem dar. Im Folgenden werden die Komponenten des Detektors kurz beschrieben.

3.2.1. Zentrale Spur- und Vertexerkennung

Die Aufgabe der zentralen Spur- und Vertexerkennung ist die Vermessung der Spuren der geladenen Teilchen und damit deren Impulsmessung¹³ sowie die Bestimmung des primären Interaktionsvertex. Sie besteht aus einem SMT¹⁴ und einem CFT¹⁵, welche von einem supraleitenden Solenoidmagneten mit einem Magnetfeld von 2 T umgeben sind. Diese sind optimiert, um eine Vertex- und Spurerkennung bis zu Pseudorapiditäten von $|\eta_{det}| < 3$ bzw. $|\eta_{det}| < 2.5$ zu gewährleisten. Eine weitere wichtige Aufgabe ist das Finden von sekundären Vertices, wie sie zum Beispiel bei den Zerfällen von b-Hadronen mit mittlerer Lebenszeit auftreten. Die Komponente, die am nächsten an der Strahlröhre ist, ist der SMT (siehe Abb. 3.3). Dieser Halbleiterdetektor besteht aus zwei unterschiedlichen Komponenten. Der Mantelbereich ist in vier Lagen¹⁶ im Abstand von

¹³Es wird nur das Verhältnis von Impuls zu elektrischer Ladung gemessen. Allerdings wurden bislang noch keine stabilen geladenen Objekte mit einer Ladung ungleich \pm einer Elektronenladung gefunden. Unter der Annahme, dass die Spuren zu geladenen Teilchen mit positiver oder negativer Elektronenladung gehören, kann aus der Krümmung der Bahn (im Magnetfeld) ein Impuls bestimmt werden.

¹⁴engl. *Silicon Microstrip Tracker*

¹⁵engl. *Central Fiber Tracker*

¹⁶Die innerste der vier Lagen wurde erst nach dem Detektorupgrade für den RunIIb eingebaut. Der Datensatz RunIIa wurde ohne diese Lage aufgezeichnet.

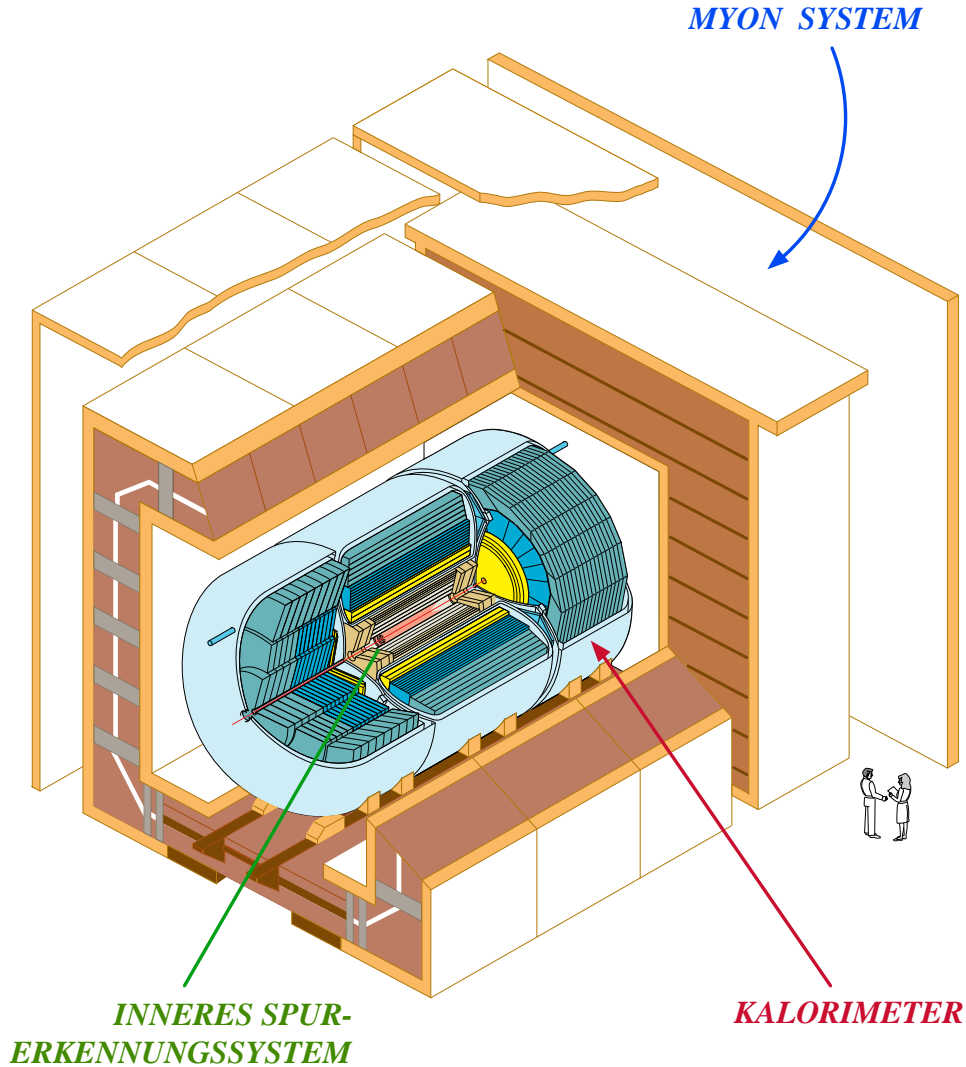


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des DØ-Detektors [DØ13].

1.6 cm bis 9.4 cm um die Strahlachse angeordnet. Seine Hauptaufgabe ist die Impulsmessung und das Finden sekundärer Vertices. Die einzelnen Elemente haben eine Länge von 12 cm. Zwischen ihnen sind jeweils die sogenannten F-Räder mit einer Ausdehnung von 2.6 cm bis 10.5 cm in der r - ϕ -Ebene angebracht, deren Hauptaufgabe die Bestimmung der primären Vertexposition ist. In den Vorwärtsregionen, jeweils 110 cm und 120 cm in z -Richtung vom Zentrum des Detektors entfernt, befinden sich die sogenannten H-Räder mit einer Ausdehnung von 9.5 cm bis 26 cm. Diese ermöglichen Spurinformatoren für große η_{det} .

Um den SMT herum ist der CFT angebracht. Wie in Abbildung 3.4 zu sehen ist, besteht er aus acht Doppellagen von szintillierenden Fasern, die mantelförmig in acht Lagen um die Strahlachse verbaut sind. Diese werden mit Festkörperphotomultipliern (VLPCs) ausgelesen. Damit eine Ortsauflösung möglich ist, sind die Doppellagen in einem Stereo-

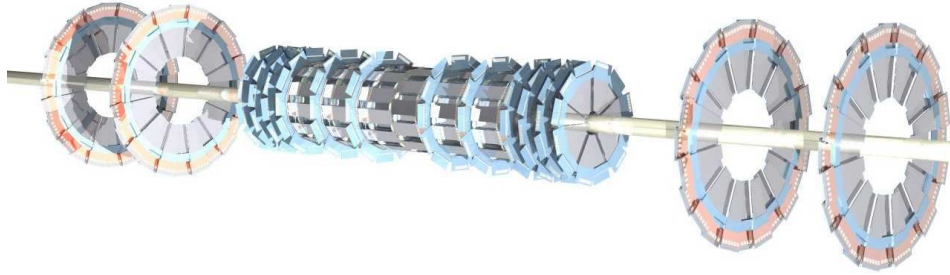


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des SMT [DØ13].

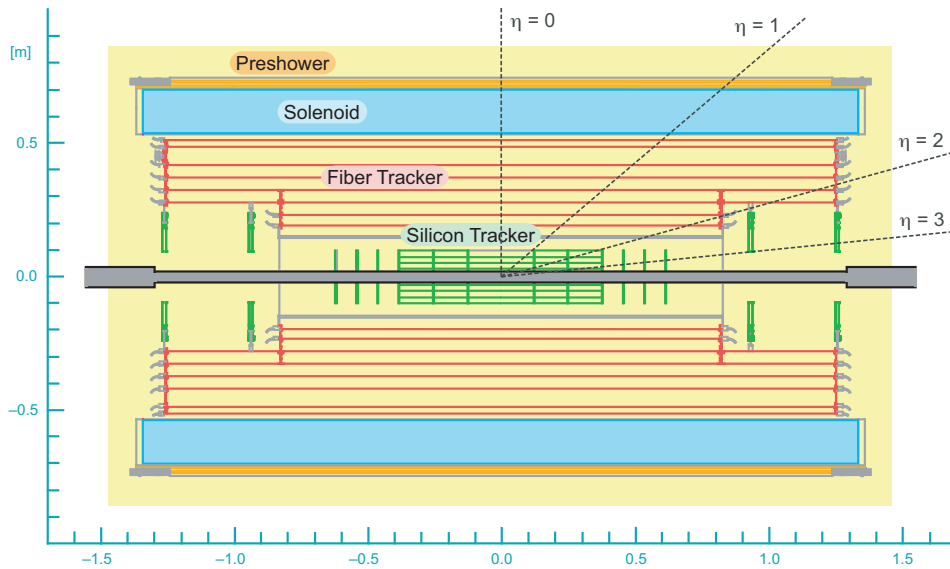


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des inneren Spurerkennungssystems [DØ13].

winkel von $\pm 3^\circ$ angeordnet. Die Länge ist 1.66 m für die beiden inneren bzw. 2.52 m für die beiden äußeren Lagen. Dabei wird eine Raumabdeckung bis $\eta_{det} = 2$ erreicht.

Diese beiden Komponenten werden von dem supraleitenden Solenoidmagneten umschlossen, welcher das Magnetfeld mit einer Stärke von 2 T erzeugt. Der Magnet wird bei einer Temperatur von 10 K mit einem Strom von rund 4.7 kA betrieben. Der mittlere radiale Abstand von der Strahlachse beträgt 60 cm bei einer Länge von 2.7 m. Die Dicke entspricht rund einer elektromagnetischen Strahlungslänge χ_0 bei $\eta_{det} = 0$.

Der SMT hat rund 800000 und der CFT 76800 Auslesekanäle.

3.2.2. Kalorimeter

Zur Energiemessung von Elektronen, Photonen und Teilchenschauern (Jets) wird beim DØ-Detektor ein Flüssig-Argon-Kalorimeter verwendet. Es umschließt den Spurdetek-

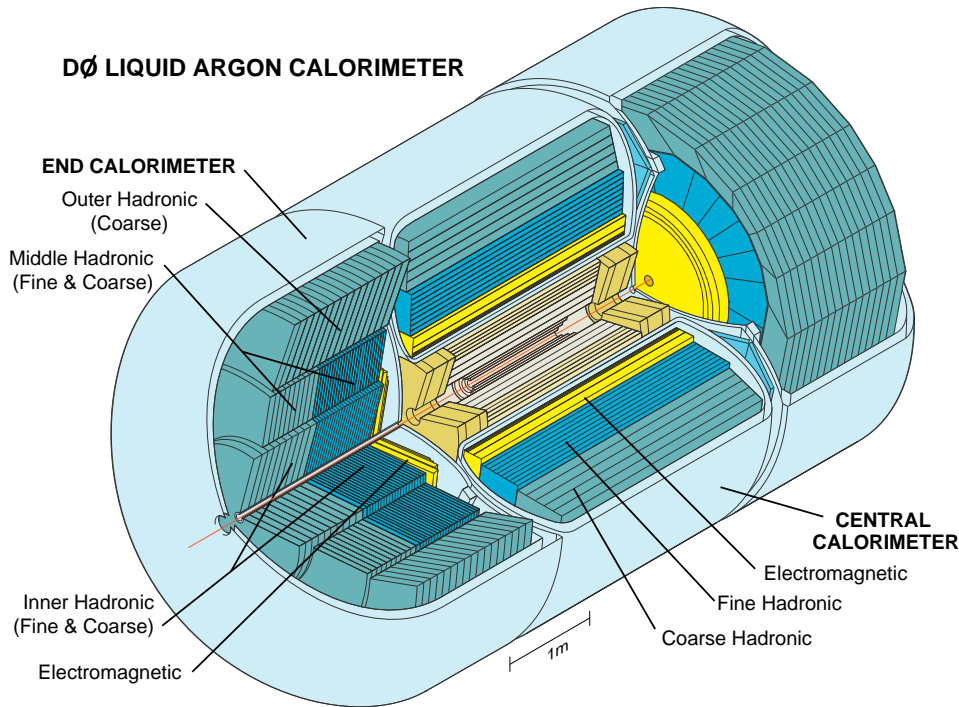


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des DØ-Kalorimeters [DØ13].

tor, wie in Abbildung 3.5 dargestellt ist, symmetrisch in der r - ϕ -Ebene. Damit wird es ermöglicht die Energiebilanz in dieser Ebene zu berechnen und dabei mögliche fehlende Energie z.B. durch Neutrinos, die ohne Interaktion den Detektor verlassen, zu messen. Das Kalorimeter ist in drei Teile mit eigenen Kryostaten unterteilt: einen zentralen Bereich mit Rapiditäten $|\eta_{det}| < 1.1$ und einen Vorwärts- sowie Rückwärtsbereich mit einer Abdeckung bis $|\eta_{det}| \approx 4.2$. Diese drei Teile sind wiederum in drei weitere Teile unterteilt. Die innerste Lage ist das elektromagnetische Kalorimeter. Es enthält – wie alle Lagen – flüssiges Argon als aktives Medium. Als passives Medium werden angereicherte Uranplatten mit 3 bzw. 4 mm Dicke verwendet. Das elektromagnetische Kalorimeter ist in 0.1×0.1 Elemente ($\phi \times \eta_{det}$) segmentiert, die in vier Schichten angeordnet sind¹⁷. Hinter diesen Schichten folgt das feinhadronische Kalorimeter. Es besteht aus drei Lagen. Als passives Medium dienen Platten, die aus einer Uran-Niob(2%)-Legierung mit 6 mm Dicke bestehen. Die grobhadronische Kalorimeterlage bildet mit 46.5 mm starken Kupfer- (Zentralbereich) bzw. Edelstahlplatten (Vorwärts-Rückwärtsbereich) den äußersten Teil.

Zusätzlich befinden sich an der Innenseite des Kalorimeters noch der zentrale Vorschauerdetektor (CPS) und die Vorwärtsvorschauerdetektoren (FPS). Diese können als innerste Lage des elektromagnetischen Kalorimeters betrachtet werden. Der CPS ist aus drei Lagen szintillierender Fasern aufgebaut, um zusätzlich zur Energiemessung eine Messung

¹⁷Eine Ausnahme bildet die dritte Schicht, welche eine doppelt so feine Segmentierung aufweist, da dort die meiste Energie eines elektromagnetischen Schauers deponiert wird.

der Position zu ermöglichen. Er deckt den Bereich $|\eta_{det}| < 1.2$ ab. Die FPS sind aus zwei Lagen szintillierender Fasern aufgebaut und decken den Bereich $1.4 < |\eta_{det}| < 2.5$ ab.

Bei $\eta_{det} = 0$ entspricht das elektromagnetische Kalorimeter 20.5 elektromagnetischen Strahlungslängen. Die Länge für das gesamte Kalorimeter entspricht 7.2 hadronischen Strahlungslängen.

Die Energiemessung mit dem Kalorimeter hat verschiedene Unsicherheiten, welche in der folgenden Formel zusammengefasst sind:

$$\frac{\Delta E^2}{E^2} = C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2} \quad (47)$$

Der erste Term $\frac{\Delta E}{E} \propto C$ ist der sogenannte Kalibrationsterm. Er enthält Unsicherheiten, die (prozentual) unabhängig von der deponierten Energie sind, beispielsweise Unsicherheiten aus der Kalibration oder Nichtlinearitäten. Er stellt für große Energien die dominante Unsicherheit dar. Der zweite Term $\frac{\Delta E}{E} \propto 1/\sqrt{E}$ ist der sogenannte Samplingterm. Die deponierte Energie E ist proportional zur integrierten Ladung, die durch Ionisation des flüssigen Argons entsteht. Diese unterliegt statistischen Fluktuationen und ergibt damit eine $1/\sqrt{E}$ Abhängigkeit. Der letzte Term $\frac{\Delta E}{E} \propto 1/E$ wird auch Rauschterm genannt. Er enthält verschiedene Untergrundeffekte und spielt nur für niedrige Energien eine große Rolle. In Abbildung 3.6 ist die relative Auflösung des Kalorimeters in Abhängigkeit der Energie für elektromagnetische und hadronische Schauer dargestellt.

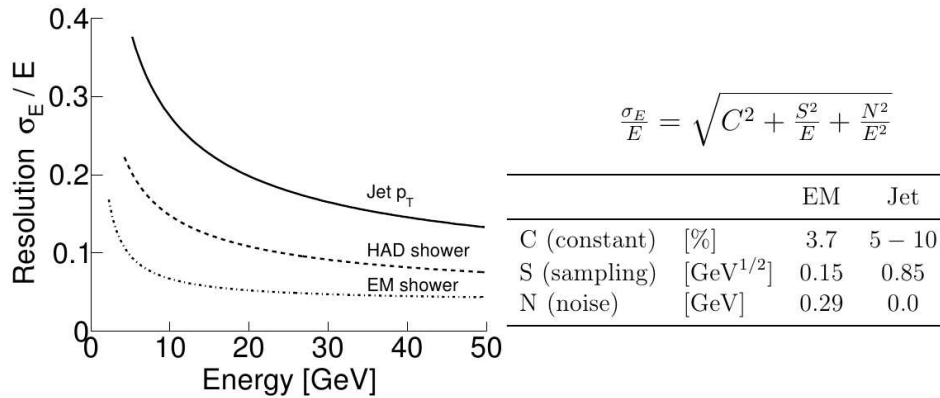


Abbildung 3.6: Auflösung des DØ-Kalorimeters [Ger11].

Da das Kalorimeter in drei unabhängigen Kryostaten untergebracht ist, ist die Abdeckung im Bereich $0.8 < |\eta_{det}| < 1.4$ nicht vollständig. Um Informationen über die Aktivität in diesem Bereich zu erlangen, ist der sogenannte Interkryostatdetektor (ICD) zwischen den Kryostaten angebracht. Er besteht aus szintillierenden Platten, die in $\Delta\eta \times \Delta\Phi \approx 0.1 \times 0.1$ große Teile segmentiert sind.

Das Kalorimeter hat rund 55000 und der ICD 387 Auslesekanäle.

3.2.3. Myonsystem

Den äußersten Teil des Detektors nimmt das Myonsystem ein. Da Myonen als MIPs¹⁸ den Detektor verlassen, ist die Aufgabe dieses Teils die Identifikation und Impulsmessung der Myonen. Das Myonsystem ist in einen Zentralbereich $|\eta_{det}| < 1$ und zwei Vorwärtsbereiche $1 < |\eta_{det}| < 2$ unterteilt. Das Magnetfeld wird von einem Toroidmagneten erzeugt. Auch dieser ist in drei Teile geteilt. Der zentrale Magnet erzeugt im Mittel ein Magnetfeld von 1.8 T, während die äußeren Beiden im Mittel ein Feld von 1.75 T erzeugen. Der Detektor selbst besteht aus drei Lagen A, B und C. Dabei ist Lage A innerhalb des Magneten, die Lagen B und C befinden sich außerhalb. Im Zentralbereich besteht der Detektor aus Lagen von Proportionaldriftrohren. Diese bestehen aus einer Aluminiumhülle mit einem vergoldeten Wolframdraht in der Mitte. Das Gasgemisch im Inneren besteht zu 84% aus Argon, 8% aus Methan und 8% aus CF₄. Lage A besteht aus vier Lagen während die Lagen B und C aus jeweils drei Lagen bestehen. Die Länge der Röhren variiert zwischen 1.9 und 5.8 m. Vor Lage A und hinter Lage C ist eine Schicht von Myonszintillationsdetektoren angebracht, die hauptsächlich für den Myontrigger verwendet werden. Der Zentralbereich $4 < \phi < 5.5$ ist zum Teil nicht von Myondetektoren abgedeckt, da sich dort die tragenden Elemente des Kalorimeters befinden.

Im Vorwärtsbereich sind sogenannte Minidriftrohren verbaut, die mit einem Gasgemisch von 90% CF₄ und 10% Methan gefüllt sind. Die Schichtung ist analog zum Zentralbereich mit einer zusätzlichen Schicht von Szintillationsdetektoren.

3.2.4. Trigger

Das Produkt der Luminosität von bis zu $4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} = 0.4 \text{ nb}^{-1} \text{ s}^{-1}$ mit dem totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt von etwa 70 mb ergibt die Anzahl der erwarteten inelastischen Proton-Antiproton-Kollisionen von rund 28 Millionen pro Sekunde. Mehrere W-Bosonen werden jede Sekunde erzeugt und alle paar Sekunden ein Z-Boson. Für ein potentielles Higgs-Boson mit einem Wirkungsquerschnitt von rund 1 pb erwartet man noch rund eines pro Stunde. Da die Kapazitäten zum Speichern der Ereignisse mit etwa 100 Hz weit unter der Kollisionsrate von 2.5 MHz liegen, ist es wichtig, interessante Ereignisse frühzeitig zu erkennen und zu speichern und die restlichen Ereignisse zu verwerfen. Dazu wird am DØ-Experiment ein dreistufiges Triggersystem verwendet. Die erste Stufe, der sogenannte L1-Trigger, reduziert die Ereignisrate von 2.5 MHz auf etwa 2 kHz, indem nach Mustern in Energiedepositionen im Kalorimeter oder Spuren¹⁹, die zu einem hohen Transversalimpuls gehören, gesucht wird. Anschließend wird die Rate vom L2-Trigger, welcher Informationen von verschiedenen Subdetektoren kombinieren kann, auf rund 1 kHz verkleinert. Die letzte Stufe führt eine vereinfachte Ereignisrekonstruktion durch und verwendet alle verfügbaren Auslesekanäle. Danach ist die Rate mit

¹⁸engl. *Minimum Ionising Particle*

¹⁹Für die Spurerkennung wird an dieser Stelle der SMT nicht berücksichtigt, da dieser nicht mit so hohen Raten ausgelesen werden kann. Zum Triggern kommen nur der CFT und das Myonsystem zum Einsatz.

durchschnittlich 100 Hz klein genug, damit die Ereignisse gespeichert werden können, um später vollständig rekonstruiert zu werden. Das Triggersystem ist (stark) vereinfacht dargestellt. Auf jeder Stufe gibt es eine Vielzahl von Triggern, die sich die jeweilige Bandbreite teilen. Mehr Informationen sind in [AAA⁺06] zu finden.

3.3. Datensatz

Der dieser Arbeit zugrundeliegende Datensatz wurde mit zwei verschiedenen Detektorkonfigurationen aufgenommen. Der erste Teil, der sogenannte RunIIa wurde zwischen April 2002 und Februar 2006 aufgenommen und entspricht einer integrierten Luminosität von rund 1.1 fb^{-1} . Nach einem Detektorupgrade wurden im Rahmen des RunIIb zwischen Juni 2006 und September 2011 mit dem DØ-Detektor weitere Daten gesammelt. Diese entsprechen einer integrierten Luminosität von 8.6 fb^{-1} und machen somit den größten Teil des Datensatzes aus. In Abbildung 3.7 ist die vom Tevatron gelieferte und vom DØ-Experiment aufgezeichnete Luminosität für den kompletten RunII (RunIIa+RunIIb) dargestellt. Von der gelieferten integrierten Luminosität von 11.9 fb^{-1} konnte mit dem

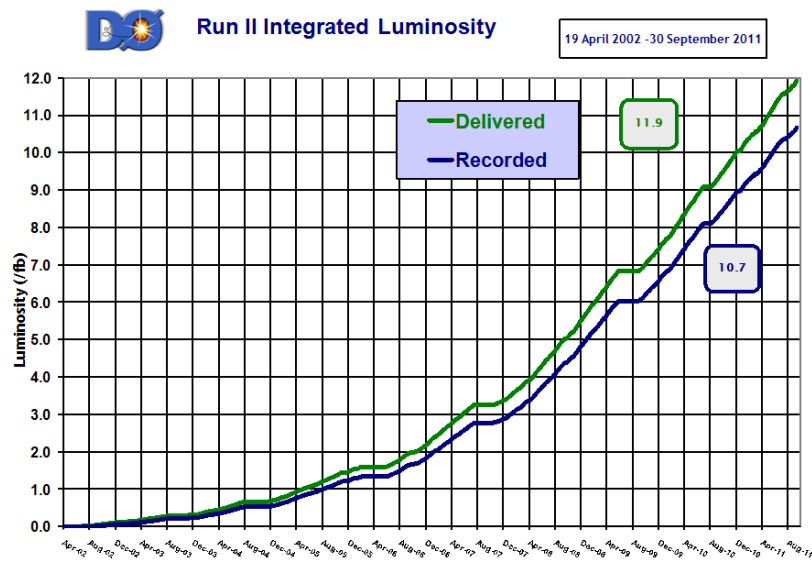


Abbildung 3.7: Gelieferte und vom DØ-Experiment aufgezeichnete Luminosität [DØ12].

DØ-Detektor 10.7 fb^{-1} aufgezeichnet werden. Dies entspricht einer Effizienz von 90%. Da in dieser Arbeit Elektronen, Myonen, fehlende Energie und Jets verwendet werden, wird gefordert, dass alle dafür wichtigen Detektorkomponenten²⁰ bei der Aufzeichnung der Daten voll funktionsfähig waren und keine Fehler beim Auslesen auftraten. Durch diese zusätzlichen Anforderungen verringert sich die verfügbare integrierte Luminosität um etwa 9% auf insgesamt 9.7 fb^{-1} .

²⁰Die wichtigen Detektorkomponenten für diese Arbeit sind, die Spur- und Vertexerkennungssysteme inklusive ihrer Magneten, das komplette Kalorimeter sowie das Myonsystem.

4. Phänomenologie

Bei Proton-Antiproton-Kollisionen mit hohen Energien wird nach Einsteins Energie-Masse-Äquivalent $E = mc^2$ Energie in Materie umgewandelt. Bei den Kollisionen werden Teilchen erzeugt. Unterschiedliche Standardmodellprozesse bzw. Teilchen haben unterschiedliche Auftrittswahrscheinlichkeiten. Die Anzahl der aufgezeichneten Ereignisse N_i eines Prozesses i hängt von drei Parametern ab:

$$N_i = \sigma_i L \epsilon \quad (48)$$

Dabei ist σ_i eine Eigenschaft des Prozesses und wird als Wirkungsquerschnitt bezeichnet. L ist die integrierte Luminosität, die vom Tevatron geliefert wurde. Diese beiden Parameter bestimmen, wie viele Ereignisse eines Prozesses erzeugt werden. Um diese aufzeichnen zu können, benötigt man einen Detektor, der die Effizienz ϵ bestimmt, mit der Ereignisse aufgezeichnet werden. Die ersten beiden Parameter werden im Folgenden weiter erläutert.

4.1. Luminosität und Wirkungsquerschnitt

Eine wichtige Kenngröße eines Teilchenkolliders ist neben der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} die instantane Luminosität. Diese ist ein Maß für die Wechselwirkungsrate. Je höher die instantane Luminosität, desto höher ist die Anzahl der erwarteten Ereignisse. Sie ist definiert als

$$\mathcal{L} = f \frac{n_p n_{\bar{p}}}{A}. \quad (49)$$

Dabei sind n_p und $n_{\bar{p}}$ die Anzahl der Protonen bzw. Antiprotonen pro Paket. Mit $A = 4\sigma_x \sigma_y$ ist die effektive Fläche in der x-y-Ebene bezeichnet, auf der Kollisionen stattfinden, dabei sind σ_x und σ_y die Standardabweichungen in x- und y-Richtung. Das Verhältnis $n_p n_{\bar{p}}/A$ entspricht der integrierten Luminosität für genau eine Kollision von zwei Paketen. Die Größe f ist die Wechselwirkungsrate, mit der Pakete aufeinandertreffen. Diese ist nur abhängig von dem Umfang des Ringes und der Anzahl der Pakete im Ring.²¹ Im Fall des Tevatrons beträgt die Zeit zwischen zwei Kollisionen 396 ns. Die Einheit der instantanen Luminosität ist $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Die integrierte Luminosität ist definiert als

$$L = \int \mathcal{L} dt \quad (50)$$

und hat die Einheit 1 geteilt durch Fläche.

Der Wirkungsquerschnitt ist damit eine effektive Wechselwirkungsfläche, die dem jeweiligen Prozess zugeordnet ist. Diese lässt sich unter der Annahme, dass der Ausgangszustand bekannt ist, mithilfe von Störungstheorie aus dem Standardmodell bis zu einer

²¹Es gilt $f = N \cdot v/U \approx N \cdot c/U = N/U$, wobei die Geschwindigkeit, in der sich die Pakete bewegen, mit der Lichtgeschwindigkeit approximiert wurde.

gewissen Ordnung berechnen. Dazu werden die verschiedenen Prozesse, die zu dem gewünschten Zustand führen können, nach der Anzahl der vorkommenden Interaktionen (Vertices) geordnet. Das entspricht einer Reihenentwicklung in der jeweiligen Kopplungskonstante α_K . Für diese muss gelten $\alpha_K < 1$, damit die Reihe konvergiert und der Ansatz möglich ist. Zur Visualisierung werden sogenannte Feynmangraphen [PS95] eingesetzt. Abbildung 4.1(a) zeigt den Graph mit der kleinstmöglichen Anzahl von Vertices für die Erzeugung eines Myonpaares an einem Elektron-Positron-Collider. Dies wird als führende Ordnung (LO²²) bezeichnet. Die nächst höhere Ordnung wird als NLO²³ bezeichnet. Abbildung 4.1(b) und 4.1(c) entsprechen der NLO für den oben genannten Prozess. Dabei ist in Abbildung 4.1(b) die sogenannte ISR²⁴ dargestellt, bei der vor der eigentlichen Interaktion bereits ein Parton abgestrahlt wird. Neben der ISR kann auch die sogenannte FSR²⁵ (siehe Abb. 4.1(c)) auftreten, bei der im Vergleich zur LO eines der Teilchen nach der Interaktion ein Parton abstrahlt. Für jede weitere Ordnung wird in der Bezeichnung ein weiteres N vorangestellt.

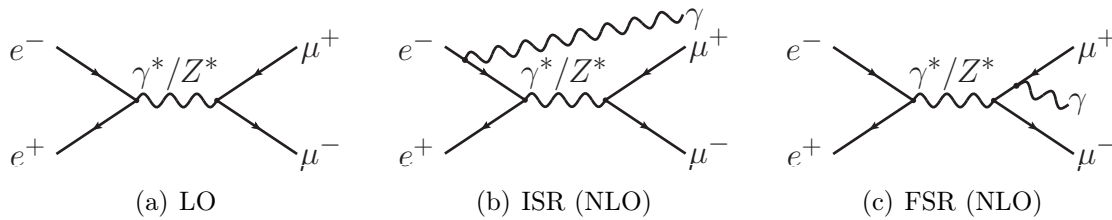


Abbildung 4.1: Feynmangraph zur Erzeugung eines Myonpaares aus Elektron-Positron-Kollisionen.

Wirkungsquerschnitte werden in der Regel bis zu einer bestimmten Ordnung berechnet. Der Wirkungsquerschnitt in LO wird normalerweise als σ_{LO} bezeichnet. Höhere Ordnungen liefern für ausreichend kleine Kopplungskonstanten nur noch kleine Korrekturen. Es ist üblich das Verhältnis von $\sigma_{N^n LO}$ zu σ_{LO} als k-Faktor zu bezeichnen:

$$k_{N^n LO} = \frac{\sigma_{N^n LO}}{\sigma_{LO}} \quad (51)$$

Die gebräuchliche Einheit, in der Wirkungsquerschnitte angegeben werden, ist b (barn), wobei $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ gilt.

Im Fall von Hadron-Collidern, die zusammengesetzte Teilchen (Protonen und/oder Antiprotonen) verwenden, ist der Ausgangszustand komplexer als mit Elektronen und Positronen deren Ausgangsimpulse bekannt sind. Es werden sogenannte Partonverteilungsfunktionen verwendet, die den Ausgangszustand beschreiben und in die Berechnungen der Wirkungsquerschnitte eingehen. Diese werden im folgenden Kapitel eingeführt.

²²engl. *Leading Order*

²³engl. *Next to Leading Order*

²⁴engl. *Initial State Radiation*

²⁵engl. *Final State Radiation*

4.2. Partonverteilungsfunktionen

Bei Kollisionen von Protonen und Antiprotonen mit hohen Energien findet der Impulsübertrag Q nicht direkt zwischen dem Proton und Antiproton statt. Stattdessen sind die Konstituenten der Hadronen die beteiligten Objekte. Die effektive Schwerpunktsenergie einer Kollision sinkt dadurch und ist definiert als $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2 s}$, wobei x_1 der Impulsanteil des an der Reaktion teilnehmenden Partons aus dem Proton und x_2 der aus dem Antiproton ist.

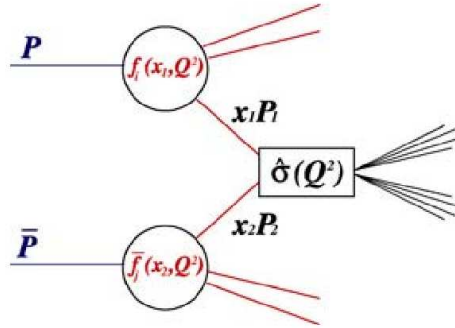


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der inelastischen Proton-Antiproton-Kollision [Qua06].

In Abbildung 4.2 ist eine Proton-Antiproton-Kollision schematisch dargestellt. Dabei ist $f_i(x_1, Q^2)$ die Partonverteilungsfunktion (PDF²⁶) des Protons. Die Quantenzahlen des (Anti-)Protons sind durch die drei Valenzquarks (up, up, down) bestimmt. Diese sind jedoch nicht die einzigen Träger des Protonimpulses. In tiefinelastischen Elektron-Proton-Kollisionen an HERA [Des10] konnte man sehen, dass nur rund die Hälfte des Impulses von geladenen Teilchen getragen wird. Die andere Hälfte wurde später mit den Gluonen identifiziert. Neben diesen können auch sogenannte Seaquarks einen Anteil tragen. Die PDF $f_p(x, Q) dx$ kann für ausreichend große Q ²⁷ als Wahrscheinlichkeit interpretiert werden, Parton p mit Impulsanteil im Intervall x bis $x+dx$ zu finden. Das Wissen über diese Funktionen ist essentiell, um Wirkungsquerschnitte von Prozessen an Hadron-Collidern zu berechnen und Monte-Carlo-Ereignisse (siehe Kapitel 4.8) zu generieren. Sie werden normalerweise aus einer globalen Anpassung an Daten von vielen verschiedenen Experimenten bestimmt. In Abbildung 4.3 ist die Partonverteilungsfunktion der CTEQ-Kollaboration in der Version CTEQ6M [PSH⁺02] zu sehen. Diese ist für einen typischen Impulsübertrag dargestellt, wie er auch bei der Higgs-Produktion und den Hauptuntergründen auftreten würde. Da die PDF nur Wahrscheinlichkeiten für x_1

²⁶engl. *Parton Distribution Function*

²⁷Mit ausreichend groß ist gemeint, dass Q größer als die Faktorisierungsskala μ_F sein muss. Diese trennt den nichtperturbativen und den (zumindest theoretisch) mit perturbativer QCD berechenbaren Anteil. Meistens ist μ_F in der Größenordnung von Q gewählt.

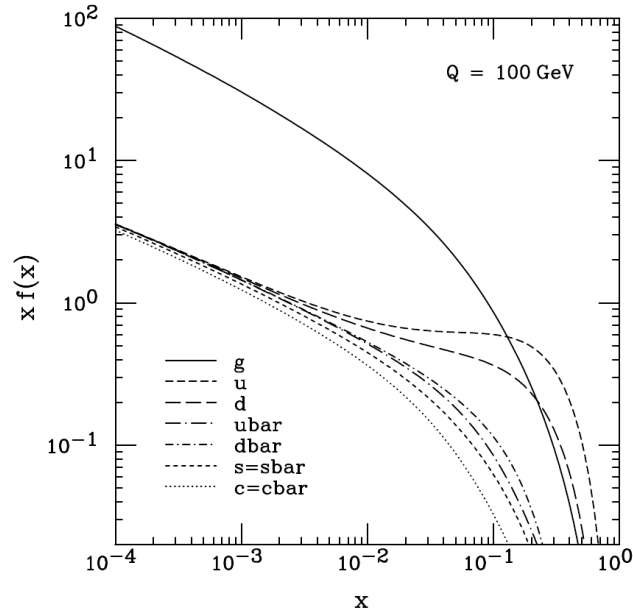


Abbildung 4.3: Partonverteilungsfunktion CTEQ6M für $Q = 100 \text{ GeV}$ [PSH⁺02].

und x_2 angibt und in der Regel $x_1 \neq x_2$ gilt, ist das Laborsystem nicht das Ruhesystem. Das nächste Kapitel setzt sich mit den Folgen auseinander.

4.2.1. Ruhesystem und transversale Variablen

Das Ruhesystem kann in guter Näherung in der x - y -Ebene ohne relativen Impuls zum Laborsystem angenommen werden. Die z -Komponente ist, durch die unterschiedlichen Partonimpulse bedingt, unbekannt. Dadurch lässt sich im Gegensatz zu einem Elektron-Positron-Collider weder die effektive Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{s}}$ noch der *boost*²⁸ vorher sagen und führt zu zwei unbekanntem Parametern für den Ausgangszustand. Dadurch können Ereignisse, bei denen nur schwach wechselwirkende Teilchen den Detektor ohne Interaktion verlassen, nicht vollständig rekonstruiert werden.²⁹ Unter Verwendung der Impulserhaltung in x - und y -Richtung lässt sich die transversale Komponente (relativ zur Strahlachse) des Impulses von Teilchen, die nicht mit dem Detektor interagiert haben, bestimmen. Dies wird auch als fehlende Transversalenergie \cancel{E}_T bezeichnet.

Es ist allgemein an Hadron-Collidern üblich, vom Transversalimpuls eines Objektes zu reden. Dies ist die Projektion des Impulses auf die x - y -Ebene und unabhängig vom *boost* in z -Richtung.

²⁸Der Impuls eines Systems wird relativ zu einem anderen wird im Allgemeinen als engl. *boost* bezeichnet.

²⁹Um ein Ereignis mit genau einem masselosen nur schwach wechselwirkenden Teilchen vollständig zu rekonstruieren, benötigt man mindestens drei Bedingungen, um die drei Impulskomponenten zu bestimmen. An LEP [Cer08] konnte man die Energie (1 Bedingung) und Impulserhaltung (3 Bedingungen) zur Rekonstruktion benutzen.

Neben den Einschränkungen aus der zugrunde liegenden Physik des Colliders gibt es auch weitere Effekte, die an Hadron-Collidern auftreten können. Diese werden im nächsten Kapitel behandelt.

4.3. Nichtperturbative Effekte und überlagerte Ereignisse

Neben den perturbativ berechenbaren Effekten in der QCD treten an Hadron-Collidern auch nichtperturbative Effekte auf. Die in der harten Interaktion gebildeten Quarks oder Gluonen tragen Farbladung. In der Natur werden allerdings nur farbneutrale Zustände als freie Teilchen beobachtet³⁰. Es kommt zur Hadronisierung, also zur Bildung von farbneutralen Zuständen, den Mesonen und Baryonen. Bei diesem Prozess werden Teilchenschauer von Hadronen – sogenannte Jets – gebildet, welche aus einer kollimierten Ansammlung von elektrisch geladenen und ungeladenen Teilchen bestehen. Der Prozess der Hadronisierung, auch Fragmentierung genannt, ist nicht störungstheoretisch berechenbar, da die Impulsüberträge Q klein sind und die starke Kopplung α_s größer als eins ist, was zu einer nicht konvergierenden Reihe führt. Analog zu den PDFs wird eine Parametrisierung des Prozesses durchgeführt. Es werden sogenannte Fragmentationsfunktionen $D_q^h(z)$ zur Beschreibung verwendet. Diese geben die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Hadron h mit Impulsbruchteil z im Jet von Quark q enthalten ist. Ein häufig verwendetes Modell ist das *Lund string fragmentation model* [AGIS83]. Neben dem nichtperturbativen Teil der sich an den harten Streuprozess anschließt, sind die Proton- bzw. Antiprotonreste in der Regel auch nicht farbneutral und es kommt zu einer “soften” Interaktion zwischen ihnen. Dies führt zu weiterer hadronischer Aktivität, welche sich mit der aus der harten Interaktion überlagert. Dieser Prozess wird auch als *underlying event* bezeichnet.

Aufgrund der hohen Luminosität und der damit verbundenen Größe der Proton- bzw. Antiprotonpakete kommt es außerdem zu Überlagerung mehrerer Proton-Antiproton-Kollisionen im selben Ereignis. Dies wird als *pile-up* bezeichnet. Diese führen in den meisten Fällen zu einer erhöhten Jetaktivität. Eine andere Form von *pile-up* tritt auf, wenn angeregte Teile des Detektors von einem vorherigen Ereignis noch nicht wieder abgeklungen sind und es so zu einer erhöhten Aktivität im Spurdetektor und Kalorimeter kommt.

4.4. Higgs-Boson-Produktion

Das Tevatron mit seiner Schwerpunktsenergie von 1.96 TeV eignet sich zur Suche nach direkter Higgs-Produktion im Massenbereich von 100 bis 200 (300) GeV. Die vier wichtigsten Produktionskanäle sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Im Standardmodell wird der größte Anteil durch Gluonfusion (siehe Abb. 4.4(a)) erwartet, bei der zwei Gluonen über eine Quarkschleife ein Higgs-Boson erzeugen. Das Quark in der Schleife ist

³⁰Dies wird im Englischen als *confinement* bezeichnet.

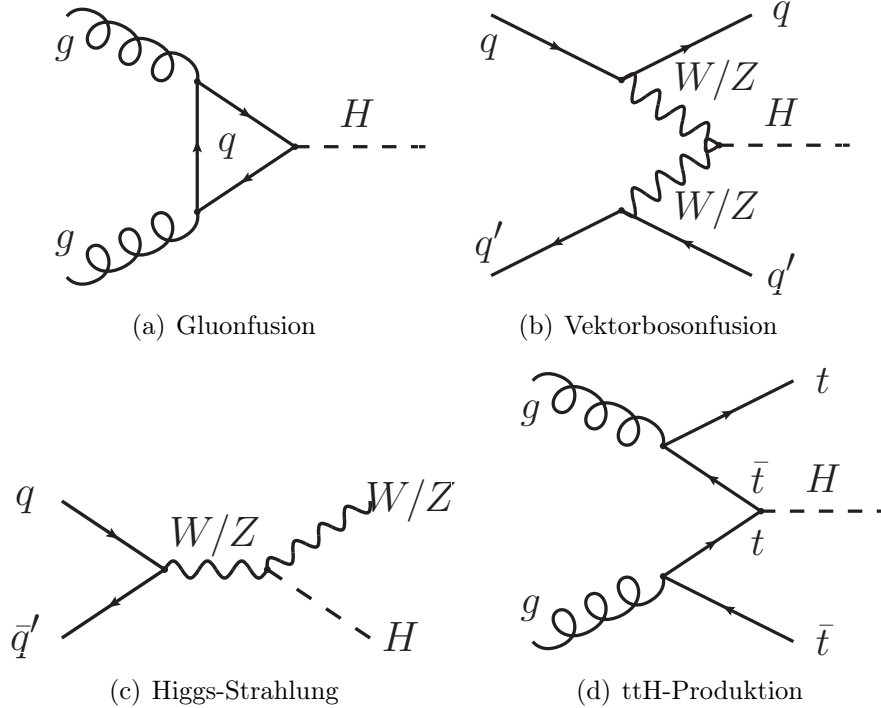


Abbildung 4.4: Feynmangraphen für die Higgs-Produktion am Tevatron.

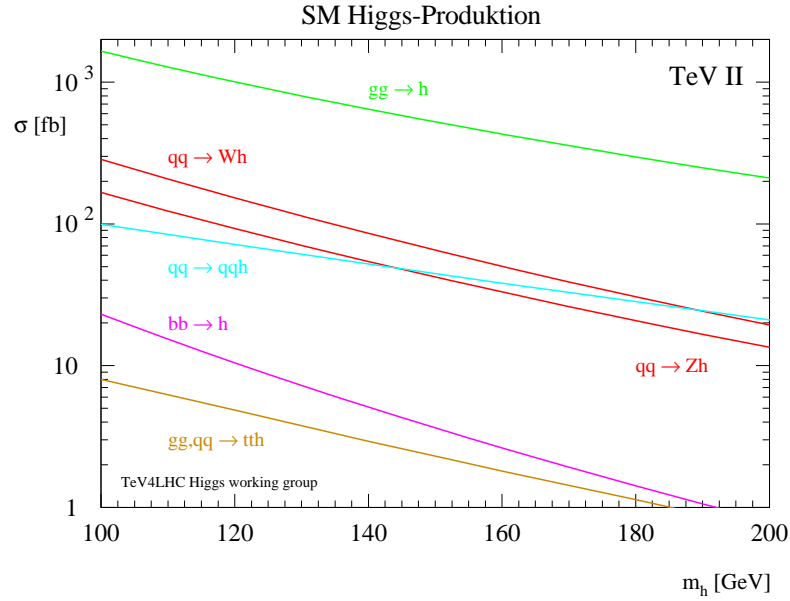
beliebig, jedoch wird die Produktion vom schwersten Quark (Top) dominiert. Der Wirkungsquerschnitt der Higgs-Produktion durch Gluonfusion ist in NNLO (QCD) und NNLL³¹ (Resummierung) berechnet worden [dFG09]. Mit 1.8 pb ($m_H = 100$ GeV) bis 0.2 pb ($m_H = 200$ GeV) [Tev12] ist er rund eine Größenordnung größer als die Higgs-Strahlung (siehe Abb. 4.4(c)), bei der ein virtuelles W- oder Z-Boson erzeugt wird, welches ein Higgs-Boson abstrahlt. Die Vektorbosonfusion (siehe Abb. 4.4(b)) ist ebenfalls rund eine Größenordnung kleiner als die Gluonfusion. Dabei fusionieren zwei W- oder Z-Bosonen, die von jeweils einem Quark abgestrahlt wurden, zu einem Higgs-Boson. Sowohl für die Higgs-Strahlung [BD10] als auch für die Vektorbosonfusion [B⁺11] ist der Wirkungsquerschnitt in NNLO bekannt. Für alle drei Prozesse wurden die MSTW 2008 NNLO PDF Sätze [MSTW09] für die Berechnung verwendet.

Die Produktion von einem Higgs-Boson in Kombination mit einem Top-Antitop-Paar (siehe Abb. 4.4(d)) ist aufgrund der hohen benötigten Schwerpunktsenergie³² am Tevatron rund zwei Größenordnungen kleiner als die Gluonfusion und kann aufgrund des kleinen Beitrages nicht zur Higgs-Boson-Suche verwendet werden.

In Abbildung 4.5 sind die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Higgs-Masse dargestellt. Diese sind rund 11 Größenordnungen kleiner als der totale inelastische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot} \approx 70$ mb am Tevatron. Man erwartet ein Higgs-Boson pro 100

³¹engl. *Next to Next to Leading Logarithm*

³²Es wird mindestens $\sqrt{\hat{s}} = 2m_t + m_H \approx 500$ GeV benötigt.


 Abbildung 4.5: Wirkungsquerschnitt für die Higgs-Produktion am Tevatron [ABB⁺07].

Milliarden Untergrundereignisse. Selbst andere Prozesse aus der schwachen Wechselwirkung, wie Z- oder W-Produktion, sind 10^4 bis 10^5 mal häufiger als die Higgs-Produktion. In Abbildung 4.6 sind die Produktionswirkungsquerschnitte für ausgewählte Prozesse am Tevatron und LHC über 16 Größenordnungen dargestellt. Ausgefeilte Analysetechniken sind nötig, um ein mögliches Higgs-Signal finden zu können. Das folgende Kapitel beschreibt die verschiedenen Möglichkeiten für den Zerfall des Higgs-Bosons und mögliche Suchkanäle.

m_H	σ_{ggH} (fb)	σ_{WH} (fb)	σ_{ZH} (fb)	σ_{VBF} (fb)	$\Sigma\sigma$ (fb)
100	1822	281	163	100	2366
125	949	130	79	67	1225
165	384	44	28	37	493
200	189	19	13	22	243

Tabelle 4.1: Wirkungsquerschnitte für Higgs-Produktion am Tevatron [Tev12].

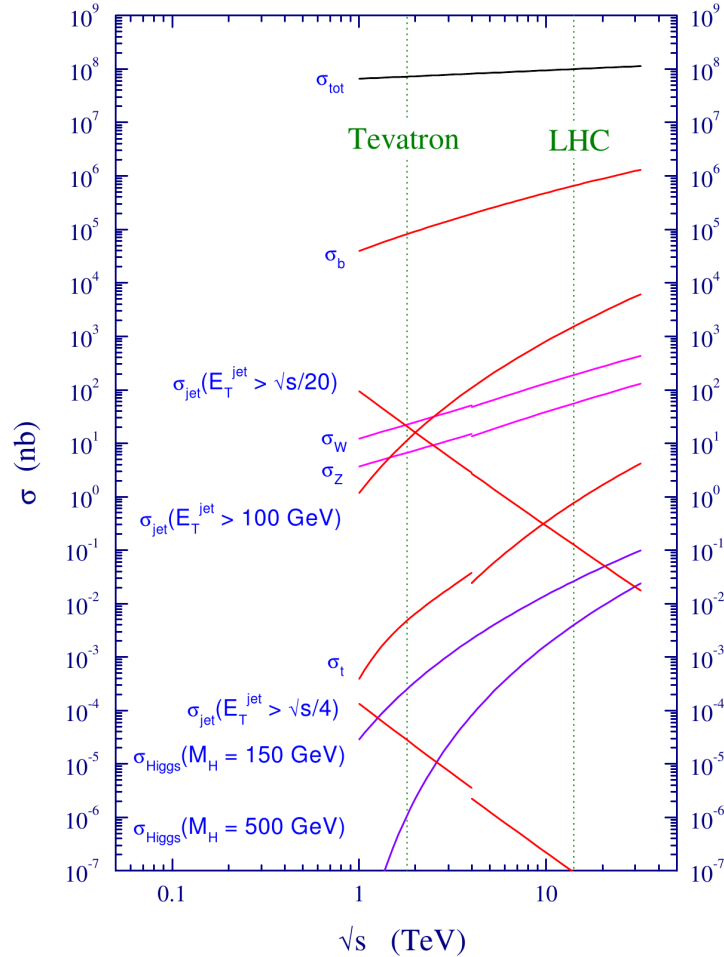


Abbildung 4.6: Wirkungsquerschnitte für ausgewählte Prozesse in Proton-(Anti-)Proton-Wechselwirkungen [Cat00].

4.5. Zerfall des Higgs-Bosons

Neben dem Produktionswirkungsquerschnitt ist das Wissen über die Verzweungsverhältnisse (BR^{33}) des Higgs-Bosons wichtig für dessen Suche. Wie in Kapitel 2.1.4 dargestellt, sind die Kopplungen des Higgs-Bosons an andere Teilchen postuliert. Damit hängt das Verzweungsverhältnis nur noch von der Higgs-Masse ab, da diese zu unterschiedlichen Kinematiken führt. In Abbildung 4.7(a) ist die Vorhersage für das Standardmodell im für das Tevatron zugänglichen Massenbereich dargestellt. Die beiden wichtigsten Zerfälle am Tevatron sind die in zwei b -Quarks³⁴ und die in zwei W -Bosonen. Bei einer Higgs-Masse von 135 GeV geht die Dominanz des Zerfalls in b -Quarks zur Dominanz des Zerfalls in zwei W -Bosonen über. Häufig wird diese Masse verwendet, um zwischen

³³engl. *Branching Ratio*

³⁴Es handelt sich genau genommen um ein b - und ein \bar{b} -Quark. Im Rahmen dieser Arbeit wird im Folgenden der Name des Teilchen auch für das Antiteilchen verwendet.

den Suchen nach einem Higgs-Boson mit “kleiner” und “großer” Masse zu unterscheiden. Analysen, die nach dem Zerfall in zwei b-Quarks suchen, werden im Massenintervall von 100 bis 150 GeV durchgeführt. Aufgrund des hohen Untergrundes wird in den Analysen nur die Higgs-Strahlung betrachtet, da das zusätzliche Vektorboson im Ereignis zur Diskriminierung des Untergrundes und für den Trigger benötigt wird. Der Zerfall in zwei τ -Leptonen wird zur Suche nach einem Higgs-Boson im Rahmen von supersymmetrischen Modellen verwendet, liefert aber für die Standardmodell-Interpretation aufgrund des kleinen Verzweigungsverhältnis nur einen geringen Beitrag. Weitere Zerfallsmodi in zwei c-Quarks oder Gluonen können nach heutigem Wissensstand am Tevatron nicht für die Higgs-Suche verwendet werden, da deren Ereignisraten zu klein sind, um mit der Menge des Untergrundes eine ausreichende Sensitivität zu erreichen. Der Zerfall in zwei Photonen, der am LHC einer der goldenen Suchkanäle ist, hat das gleiche Problem. Er hat ein zu kleines Verzweigungsverhältnis, um mit der vom Tevatron gelieferten Luminosität genügend Sensitivität zu erlangen. Allerdings trägt die Analyse im Falle von Theorien jenseits des Standardmodells, bei denen das Verzweigungsverhältnis größer ist, deutlich bei. Der andere goldene Kanal am LHC, der Zerfall $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$, hat aufgrund des im Vergleich kleinen Produktionsquerschnittes am Tevatron zu geringe Ereignisraten, um allein sensitiv auf das Higgs-Boson zu werden.

Der Zerfallskanal in zwei W-Bosonen ist besonders interessant und wird folgend genauer erläutert, da er der Hauptgegenstand dieser Arbeit ist.

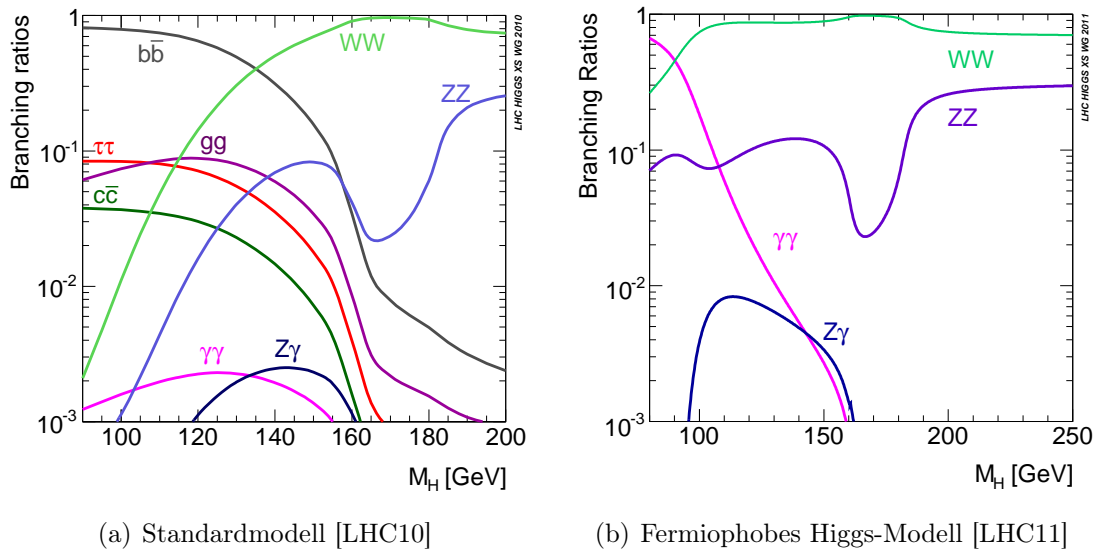


Abbildung 4.7: Verzweigungsverhältnisse für das Standardmodell und ein fermiophobes Higgs-Boson.

4.5.1. Der WW-Zerfallskanal

Der WW-Zerfallskanal eignet sich zur Suche nach dem Higgs-Boson in einem weiten Massenbereich. Ab einer Masse von 115 GeV ist das Verzweigungsverhältnis größer als 10%, ab 150 GeV größer als 70% und im Bereich von 160 bis 180 GeV sogar größer als 90%. Die Analysen werden für Higgs-Massen von 100 bis 200 GeV durchgeführt. Dabei werden sie anhand ihrer Endzustände unterschieden. Abbildung 4.8 stellt die Verzweigungsverhältnisse der W-Bosonen grafisch dar. Das Verhältnis der Fläche eines Prozesses zur Gesamtfläche entspricht dabei der Häufigkeit des Zerfalls. Die Art der Zerfälle lässt sich in drei Kategorien unterteilen. Der größte Teil ist vollhadronisch und kann nach heutigem Wissensstand aufgrund des hohen Untergrundes und der gegebenen Jetauflösung nicht zur Suche verwendet werden. Der zweitgrößte Teil ist der Lepton+Jets Kanal.³⁵ Dieser zeichnet sich durch einen großen Anteil des Gesamtsignals aus, hat aber auch einen sehr großen irreduziblen Untergrund. Es verbleiben noch die dileptonischen Zerfälle. Diese sind die Kanäle am Tevatron mit der größten Sensitivität im hohen Massenbereich. Die drei wichtigsten Vertreter sind der sogenannte ee -, $\mu\mu$ - und $e\mu$ -Kanal. Diese weisen im Vergleich zu den anderen Kanälen ein gutes Verhältnis von Signal zu Untergrund auf. Der Untergrund ist in allen drei Fällen von $Z \rightarrow \ell\ell$ -Produktion dominiert, welche bereits sieben Größenordnungen kleiner ist als der totale inelastische Produktionsquerschnitt. Eine besondere Rolle nimmt dabei der $e\mu$ -Kanal ein, welcher aus kombinatorischen Gründen genauso viel Signal enthält, wie die beiden anderen Kanäle zusammen. Außerdem ist der Zerfall des Z-Bosons in $e\mu + X$ nicht direkt möglich, sondern ist mit dem Verzweigungsverhältnis $2BR(\tau \rightarrow e)BR(\tau \rightarrow \mu)$ unterdrückt. Dadurch ist der $H \rightarrow WW \rightarrow e\mu\nu\nu$ -Kanal am Tevatron derjenige mit der größten Sensitivität für die Higgs-Suche im hohen Massenbereich. Im folgenden Kapitel wird die Ereignistopologie des Kanals erläutert.

4.6. Higgs-Boson-Produktion und -Zerfall in alternativen Modellen

Die Produktionsrate und die Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons unterscheiden sich in alternativen Modellen vom Standardmodell. Im Folgenden wird zunächst der phänomenologische Unterschied des Standardmodells zu einem Modell mit einer vierten Leptongeneration erläutert, bevor die Auswirkungen eines fermiophoben Higgs-Modells besprochen werden.

³⁵Dabei ist zu beachten, dass auch die τ Leptonen nicht stabil sind und in 2/3 der Fälle hadronisch zerfallen und nur rund 1/3 weiter zu einem (für die Detektorlänge) stabilen geladenen Lepton zerfallen.

$\bar{c}s$	electron+jets			all-hadronic	
$\bar{u}d$	muon+jets		tau+jets		
τ^-	$e\tau$	$\mu\tau$	$\tau\tau$	tau+jets	
μ^-	$e\mu$	$\mu\mu$	$\mu\tau$	muon+jets	
e^-	ee	$e\mu$	$e\tau$	electron+jets	
W decay	e^+	μ^+	τ^+	$u\bar{d}$	$c\bar{s}$

Abbildung 4.8: Verzweigungsverhältnis für W-Bosonen [Hei11].

4.6.1. Modell mit einer vierten Fermiongeneration

Eine vierte Fermiongeneration wurde aus Messungen der Zerfallsbreite des Z-Bosons an LEP ausgeschlossen, sofern die Masse des vierten Neutrinos kleiner als 45 GeV ist [S⁺06]. Im Rahmen dieser Arbeit werden zwei Modelle betrachtet, welche ein schweres Neutrino aufweisen. Wesentlicher für die Phänomenologie der Ereignisse sind die Quarks dieser Generation. Im Standardmodell stammt der größte Beitrag zur Higgs-Produktion aus der Gluonfusion, bei dem die Quarkschleife durch das schwerste Quark (t) dominiert wird. In den betrachteten Modellen weist das vierte up-artige Quark eine Masse von $m_{u_4} = 450$ GeV und das down-artige Quark eine Masse von $m_{d_4} = 400$ GeV auf. Dadurch kommt es zu einer Erhöhung des Wirkungsquerschnitts um einen Faktor von etwa neun für den am Tevatron zugänglichen Massenbereich [ABF10].

Das erste betrachtete Modell ist das sogenannte Hohe-Massen-Szenario (HM), bei dem die Massen des vierten geladenen Leptons und des Neutrinos $m_{\ell_4} = m_{\nu_4} = 1$ TeV betragen. Damit sind sie zu schwer, um sich auf die Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons in dem am Tevatron zugänglichen Massenbereich von (100 bis 300 GeV) signifikant auszuwirken. Beim zweiten Modell mit $m_{\ell_4} = 100$ GeV und $m_{\nu_4} = 80$ GeV, dem sogenannten Niedrigen-Massen-Szenario (LM), kommt es zu einer Veränderung der Verzweigungsverhältnisse durch die zusätzlichen Beiträge der Leptonen. In Abbildung 4.9 sind die Verzweigungsverhältnisse in zwei W-Bosonen und in die vierte Leptongeneration für das Niedrige-Massen-Szenario gezeigt [Tev12]. Das Verzweigungsverhältnis in Neutrinos und Leptonen der vierten Fermiongeneration erreicht für Higgs-Massen, die größer als die doppelte Leptonenmasse sind, etwa 10%. Im Gegenzug verringert sich im Niedrigen-

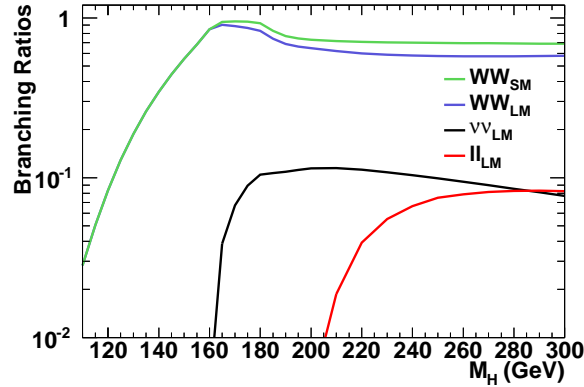


Abbildung 4.9: Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons in einem Modell mit einer vierten Fermionengeneration.

Massen-Szenario das Verzweigungsverhältnis in zwei W-Bosonen für hohe Higgs-Massen um bis zu 15% im Vergleich zum Standardmodell.

Um Erkenntnisse über diese Modelle zu gewinnen, werden im Rahmen dieser Arbeit nur Higgs-Zerfälle in zwei W-Bosonen betrachtet, wobei die Produktion über Gluonfusion erfolgt. Andere Prozesse zur Produktion von Higgs-Bosonen wurden vernachlässigt. Die Ergebnisse der Analyse werden anschließend auf die Verträglichkeit mit diesen Modellen untersucht. Damit wird erreicht, dass die Ergebnisse unabhängig von der Wahl der Massen der vierten Fermionengeneration interpretiert werden können. Weitere Details zu den verwendeten Modellen sowie die Ergebnisse der Wirkungsquerschnittberechnung sind in [Tev12] zu finden.

4.6.2. Fermiophobes Higgs-Modell

Beim fermiophoben Higgs-Modell (siehe Kap. 2.2.1) verschwinden die Kopplungen des leichtesten Higgs-Bosons an Fermionen. Dadurch ist die Produktion des Higgs-Bosons durch Gluonfusion nicht möglich. Die Higgs-Strahlung und Vektorbosonfusion treten weiterhin auf und sind die dominanten Produktionskanäle für ein fermiophobes Higgs-Boson. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Modell angenommen, bei dem sich die Kopplungen des Higgs-Bosons an die Vektorbosonen im Vergleich zum Standardmodell nicht ändern und die weiteren Freiheitsgrade³⁶ sich nicht auf die Phänomenologie des leichtesten Higgs-Teilchens (fermiophobes Higgs-Boson) auswirken.

Die Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall des Higgs-Bosons ändern sich jedoch sehr stark. In Abbildung 4.7(b) sind diese dargestellt. Der Zerfall in zwei W-Bosonen ist über den gesamten zugänglichen Bereich von 100 bis 200 GeV der dominante Zerfallskanal, da das W-Boson bereits das leichteste Teilchen ist, in das das Higgs-Boson direkt zerfallen

³⁶Dieses Modell enthält vier weitere Teilchen im Higgs-Sektor.

kann. Nur der indirekte Zerfall über eine W-Schleife in zwei Photonen ist für Higgs-Massen unterhalb von 90 GeV häufiger. In dieser Arbeit wurden die Verzweigungsverhältnisse aus [Tev12] für die Suche nach einem fermiophoben Higgs-Boson verwendet.

4.7. Ereignistopologie

Um nach dem Higgs-Boson zu suchen, ist es notwendig, die Topologie des Signals zu verstehen. Der größte Anteil des Signals stammt aus der Gluonfusion. In Abbildung 4.10 ist der typische Feynmangraph für ein Signalereignis im Zerfallskanal $H \rightarrow WW \rightarrow e\mu\nu\nu$ dargestellt. Der Endzustand besteht aus einem Elektron, einem Myon mit unterschiedlicher elektrischer Ladung und zwei Neutrinos. Da die Neutrinos nur schwach wechselwirken und diese im Allgemeinen den Detektor ohne Interaktion verlassen, kann nur ein Ungleichgewicht der transversalen Impulse detektiert werden. Die Signatur des Signals ist also das Elektron, das Myon und fehlende Transversalenergie. Diese bildet die Grundlage für die Suche nach dem Higgs-Boson im Rahmen dieser Arbeit. Im folgenden Kapitel werden Unterschiede in der Signatur abhängig von dem Produktionsmechanismus erklärt. Anschließend werden die Standardmodell-Prozesse, welche die gleiche Signatur produzieren können, besprochen. Dabei unterscheidet man irreduzible Untergründe (Kap. 4.7.2), also Untergründe mit einem gleichen Endzustand, und reduzible Untergründe (Kap. 4.7.3), die sich prinzipiell von der Signatur unterscheiden.

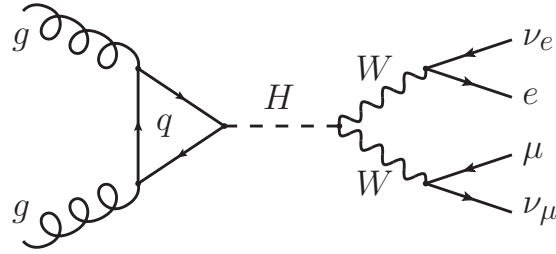
4.7.1. Signal

Die häufigste Signatur des Higgs-Signals ist ein Endzustand mit zwei Leptonen und fehlender Transversalenergie. Es können jedoch auch zusätzliche Jets auftreten. In höheren Ordnungen der Gluonfusion kommt es zur Abstrahlung von weiteren Partonen, die im Detektor als Jets nachgewiesen werden können. Die Higgs-Strahlung liefert ein zusätzliches Vektorboson, das in den meisten Fällen in zwei Jets zerfällt. Auch bei der Vektorbosonfusion kommt es zu einer erhöhten Jetaktivität im Vorwärtsbereich des Detektors. Die Signatur kann also allgemein als $e\mu + \cancel{E}_T + X$ zusammengefasst werden, wobei X beliebige weitere hadronische Objekte sind.³⁷

4.7.2. Irreduzible Untergründe

Die Signatur von zwei Leptonen und fehlender Transversalenergie ist leider nicht exklusiv für das Signal. Im Allgemeinen können alle Prozesse, an denen zwei W-Bosonen beteiligt sind, den gleichen Endzustand liefern. Der ähnlichste Untergrund ist die direkte WW-Produktion. Abbildung 4.11(a) zeigt einen Graphen für die Produktion in führender

³⁷Ereignisse mit drei geladenen Leptonen werden im Rahmen dieser Analyse nicht betrachtet, da sie von einem speziellen 3-Lepton-Kanal analysiert werden. In [HW12] konnte gezeigt werden, dass der Kanal dadurch nicht signifikant an Sensitivität verliert.

Abbildung 4.10: Feynmandiagramm für die Signalproduktion im $e\mu$ -Kanal.

Ordnung. Analog zum Graph in Abbildung 4.10 weist dieser im Zwischenzustand nur die zwei W-Bosonen auf und lässt sich nicht aufgrund des Endzustandes vom Signal unterscheiden. Die Drell-Yan-Produktion (siehe Abb. 4.11(b)) von zwei Tau Leptonen, die in ein Elektron, ein Myon und vier Neutrinos zerfallen, liefert ebenfalls den gleichen Endzustand. Dieser Untergrund hat die höchste Produktionsrate für diese Signatur. Der dritte irreduzible Untergrund ist die top-Paarproduktion mit dileptonischem Zerfall. Dieser lässt sich allerdings in den Fällen, in denen zwei Jets aus b-Quarks rekonstruiert werden können, unterdrücken.

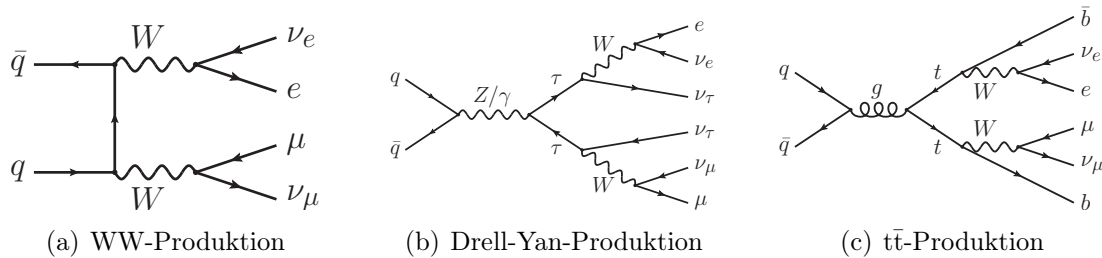


Abbildung 4.11: Feynmandiagramme für die irreduziblen Untergründe.

4.7.3. Reduzible Untergründe

Der wichtigste Untergrund dieser Klasse für die Higgs-Suche sind die $W+\gamma$ - (siehe Abb. 4.12(a)) und W +Jets-Produktion (siehe Abb. 4.12(b)). Dabei wird neben einem echten geladenen Lepton und einem Neutrino aus dem W-Zerfall fälschlicherweise ein weiteres Lepton anstelle eines Photons oder Jets rekonstruiert. Dieser Effekt kann auch zweimal auftreten, wie bei der Multijetproduktion (siehe Abb. 4.12(c)), bei der kein Lepton aus der harten Interaktion produziert wurde. Dies passiert für ein einzelnes Ereignis wesentlich seltener als bei der W +Jets-Produktion. Allerdings ist der Wirkungsquerschnitt für die Multijetproduktion um viele Größenordnungen höher. Im Fall der Drell-Yan-Produktion (siehe Abb. 4.12(d)) von einem Elektronenpaar oder Myonenpaar gibt es zwei Möglichkeiten einen ähnlichen Endzustand zu erhalten. Bei der Ersten muss eines der Leptonen als das jeweils Andere fehlidentifiziert werden. Bei der Zweiten wird das fehlende Lepton anstelle eines Jets aus ISR identifiziert. Zusätzlich darf allerdings das zweite

Elektron bzw. Myon im Ereignis nicht rekonstruiert werden. Dieser Fall tritt ebenfalls bei der WZ-Produktion (siehe Abb. 4.12(e)) auf, bei dem eines der zwei Leptonen aus dem Z-Zerfall nicht rekonstruiert wird. Für die ZZ-Produktion müssen sogar ein Elektron und ein Myon der Detektion entgehen. Die reduzierbaren Untergründe können durch Veränderung der Effizienzen und Fehlidentifikationsraten in der Größe variieren.

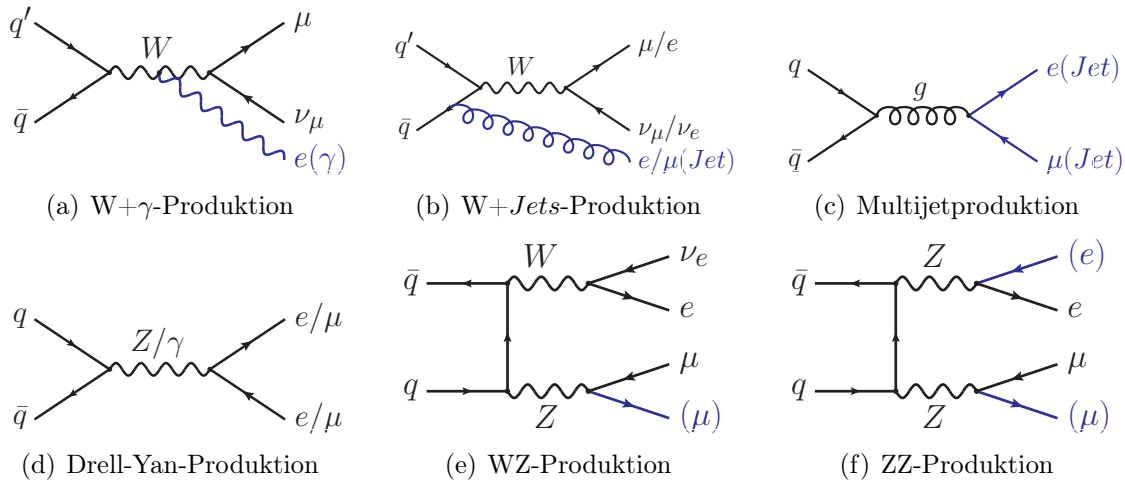


Abbildung 4.12: Feynmangraphen für die reduzierbaren Untergründe.

4.8. Monte-Carlo-Simulation

Um die Eigenschaften der Ereignisse mit einem Elektron, einem Myon und fehlender Transversalenergie zu verstehen, werden die Untergründe und das Signal mithilfe von sogenannten Monte-Carlo-Generatoren simuliert. Dadurch können Kinematik und Häufigkeit einzelner Untergründe aus Standardmodell-Prozessen studiert werden. Neben den Untergrundprozessen ist auch eine Untersuchung der signalspezifischen Eigenschaften und Effizienzen möglich.

Die Erzeugung von simulierten Ereignissen erfolgt in drei Schritten. Diese teilen sich in die Simulation des harten Prozesses mit Matrixelementen, den nichtperturbativen Teil der Fragmentation und Hadronisierung sowie die Simulation des Detektors auf. Für diese Arbeit wurden die ersten beiden Schritte mit den Generatoren ALPGEN [MMP⁺03] und PYTHIA [SMS06] realisiert.

Im ersten Schritt wird der sogenannte harte Prozess simuliert, welcher häufig in Form von Feynmandiagrammen dargestellt und mithilfe von Matrixelementen einer bestimmten Ordnung (z.B. LO) in Kombination mit einer PDF berechnet wird. Dieser Schritt wird auch Parton-Level-Generation genannt, da dieser die Partonen als quasifrei annimmt und deren Kinematik unmittelbar nach der harten Streuung beschreibt. Sowohl PYTHIA als auch ALPGEN können Matrixelemente in LO berechnen. Für W/Z+Jets

wurde ALPGEN verwendet, welches auf Baumniveau W/Z+N Partonen³⁸ im Matrixelement generiert. Für die anderen Standardmodell-Untergründe (mit Ausnahme der Multijetproduktion) und das Signal wurde PYTHIA verwendet, welches ebenfalls ein LO-Matrixelement verwendet, jedoch keine weiteren Partonen im Matrixelement unterstützt. Als PDF kommen in beiden Fällen die CTEQ6L1 Sätze [PSH⁺02] zum Einsatz.

Im zweiten Schritt wird der nichtperturbative Teil der Fragmentation bzw. Hadronisierung dieser Partonen und der (Anti-)Protonreste simuliert. Diese Aufgabe wurde in beiden Fällen mithilfe von PYTHIA realisiert. Dazu wird eine Kombination von analytischen Berechnungen und empirischen Modellen eingesetzt. Dabei werden sowohl ISR als auch FSR durch ein empirisches Schauermodell approximiert. Anschließend wird das *underlying event* und die Hadronisierung mithilfe einer Implementierung des *Lund string fragmentation model* [AGIS83] simuliert. Die Zerfälle der Teilchen mit einer (auf die Detektorlänge) kurzen Lebensdauer werden direkt im Anschluss berechnet. Eine ausführliche Beschreibung der ersten beiden Schritte zur Monte-Carlo-Simulation an Hadron-Collidern ist in [MS05] zu finden.

Im dritten Schritt folgt die Simulation des Detektors. Diese wird mithilfe der Programme DØGSTAR [FW97] und DØSIM [DØ86] realisiert. DØGSTAR basiert auf der GEANT [B⁺78] Bibliothek, welche zur Beschreibung der Interaktion von Teilchen mit dem Detektormaterial dient. Im gleichen Schritt wird auch der Zerfall von instabilen Teilchen innerhalb des Detektors simuliert. Neben den simulierten Teilchenschauern oder Ionisationsspuren im Detektor wird auch die Ausleseelektronik modelliert. Im Anschluss an DØGSTAR werden weitere Effekte mit DØSIM im Ereignis berücksichtigt, um eine möglichst genaue Abbildung eines realen Ereignisses zu generieren. Zunächst werden in DØSIM in DØGSTAR nicht berücksichtigte Detektoreffekte wie Ineffizienzen und Rauschen in der Elektronik simuliert. Anschließend werden sogenannte *pile-up*-Effekte berücksichtigt, indem sogenannte *zero bias* Datenereignisse mit dem Monte-Carlo-Ereignis überlagert werden. Das Ausgabeformat entspricht exakt dem Format der aufgezeichneten Daten. Die simulierten Ereignisse können somit mit der gleichen Software wie die Daten rekonstruiert werden.

³⁸N kann bis zu 5 Partonen betragen, wobei auch zwei c oder b Quarks enthalten sein können.

5. Objektrekonstruktion

Die Ausgabe des Detektors sowie der Detektorsimulation wird mithilfe der Software DØRECO [Li11] in physikalische Objekte überführt. Dabei werden alle physikalischen Objekte rekonstruiert, die anschließend für die Analyse genutzt werden können. Im Folgenden werden die Objekte mit den für die Arbeit verwendeten Kriterien und Korrekturen eingeführt.

5.1. Elektronen

Die in dieser Arbeit verwendeten Elektronen werden ausgehend von Einträgen in Kalorimeterzellen, auf die eine passende Spur zeigt, rekonstruiert. Dazu werden Kalorimeterzellen in einem Konus mit $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.4$ um einen Elektronkandidaten zusammengefasst. An dieses Cluster werden weitere Bedingungen gestellt. Zunächst wird verlangt, dass mehr als 90% der Energie des Clusters aus dem elektromagnetischen Kalorimeter stammt, da Elektronen (und Photonen) den Großteil ihrer Energie dort deponieren. Für Elektronkandidaten wird eine Isolation im Kalorimeter

$$I_{so_{cal}} = \frac{E_{tot}(\Delta R < 0.4) - E_{EM}(\Delta R < 0.2)}{E_{EM}(\Delta R < 0.2)} \quad (52)$$

von weniger als 15% gefordert, dabei bezeichnet der Index *tot* das elektromagnetische gemeinsam mit dem hadronischen Kalorimeter und *EM* ausschließlich das elektromagnetische Kalorimeter. Die Isolation ist wichtig um Elektronkandidaten von Jets (siehe Kap. 5.4) zu unterscheiden, welche im Allgemeinen aus vielen Teilchen bestehen und ihre Energie über einen größeren Bereich im Kalorimeter verteilen.

Die weiteren Bedingungen unterscheiden sich für Elektronkandidaten im Zentral- ($|\eta_{det}| < 1.1$) und Vorwärtsbereich ($1.5 < |\eta_{det}| < 2.5$). Im weniger sensitiven ICD-Bereich zwischen dem Zentral- und den Vorwärtskalorimetern werden keine Elektronen rekonstruiert.

Neben der Kalorimeterisolation wird im Zentralbereich auch eine Spurisolation $I_{so_{trk}}$ gefordert. Diese setzt sich aus der skalaren Summe der Impulse der Spuren im Bereich $0.05 < |\Delta R| < 0.4$ um die Spur des Elektronkandidaten zusammen und darf 3.5 GeV nicht überschreiten.

Zusätzlich zu den Forderungen nach einer Isolation des Elektronkandidaten schneidet man auf zwei zusammengesetzte Variablen. Zum einen auf ein künstliches neuronales Netzwerk (ANN), welches Informationen über die Anzahl der Zellen mit Aktivität in der ersten Schicht des elektromagnetischen Kalorimeters enthält sowie Informationen über den Anteil der deponierten Energie in der ersten Lage. Außerdem gehen die Spurisolation, die Anzahl der Spuren im Konus $\Delta R < 0.05$ sowie Informationen aus dem zentralen Vorschauerdetektor ein. Details zum ANN sind in [ABLB08] beschrieben. Die andere zusammengesetzte Variable ist eine Likelihoodfunktion, in die Informationen über

die Anzahl der Spuren im Konus $\Delta R < 0.4$, die Spurisolation, Informationen über die Kompatibilität der Spur des Elektronkandidaten mit dem Kalorimetereintrag, der Anteil der im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energie sowie Informationen über die Form des elektromagnetischen Schauers eingehen. Diese Funktion ist als *likelihood8* in [Aok08] beschrieben.

Für Elektronkandidaten im Vorwärtsbereich wird die Spurisolation in Abhängigkeit von der η_{det} -Position gewählt. Es wird gefordert, dass $Iso_{trk} < 0.01$ oder $Iso_{trk} < (-2.5 \text{ GeV} \cdot |\eta_{det}| + 7 \text{ GeV})$ erfüllt ist. Außerdem werden wie im Zentralbereich Schnitte auf die Likelihood sowie ein, speziell in diesem Bereich trainiertes, neuronales Netzwerk [LB07] gemacht. Zusätzlich zu den indirekten Schnitten, wird im Vorwärtsbereich auch direkt auf die Schauerinformationen geschnitten.

Für die Elektronkandidaten ist zwar keine explizite Forderung nach einer zum Kalorimetercluster gehörenden Spur vorhanden, jedoch impliziert der Schnitt auf die Likelihoodfunktion eine passende Spur.

Die gemessene Energie des Elektronkandidaten im Kalorimeter ist in der Regel kleiner als der wahre Wert und muss noch kalibriert werden. Dazu werden Elektronenpaare mit bekannten Energien aus Resonanzen wie dem Z-Boson oder Υ -Meson verwendet. Diese Korrekturen sind für identifizierte Elektronen berücksichtigt.

Die Effizienzen, die Fehlidentifikationsraten und die Energieauflösung sind mittels *tag and probe* Methoden aus den Daten bestimmt. Die Effizienzkorrektur der Elektronidentifikation hängt sowohl von der Pseudorapidität als auch vom Transversalimpuls des Elektronkandidaten ab. In Abbildung 5.1 sind die Effizienzen grafisch dargestellt. Die typische Effizienz für Transversalimpulse von mehr als 40 GeV liegt im Zentralbereich bei über 85% für Daten und bei über 90% für Monte-Carlo-Ereignisse. Unterschiede zwischen den Monte-Carlo-Ereignissen und den Daten werden mithilfe von Ereignisgewichten korrigiert.

5.2. Myonen

Myonen werden aus den Treffern in den Spurkammern rekonstruiert. Dazu wird zu einer im Myonsystem gemessenen Spur ein passender Spurkandidat im inneren Spurdetektor gesucht. Es werden mindestens zwei Treffer in der Lage A des Myonsystems und zwei Treffer in den Lagen B und C vorausgesetzt. Die Spur wird anschließend zum inneren Spurdetektor extrapoliert, wobei der Energieverlust im Material des Detektors berücksichtigt wird. Im inneren Detektor wird nach einer passenden isolierten Spur gesucht und mithilfe einer Fehlerfunktion die Kompatibilität überprüft. Die Messung des transversalen Impulses wird für die in dieser Analyse verwendeten Myonen mit dem inneren Spurdetektor durchgeführt, da dieser eine höhere Auflösung aufweist.

Es wird analog zu den Elektronen eine Kalorimeterisolation und eine Spurisolation gefordert. Die im Kalorimeter deponierte Energie im Bereich $0.1 < \Delta R < 0.4$ um den

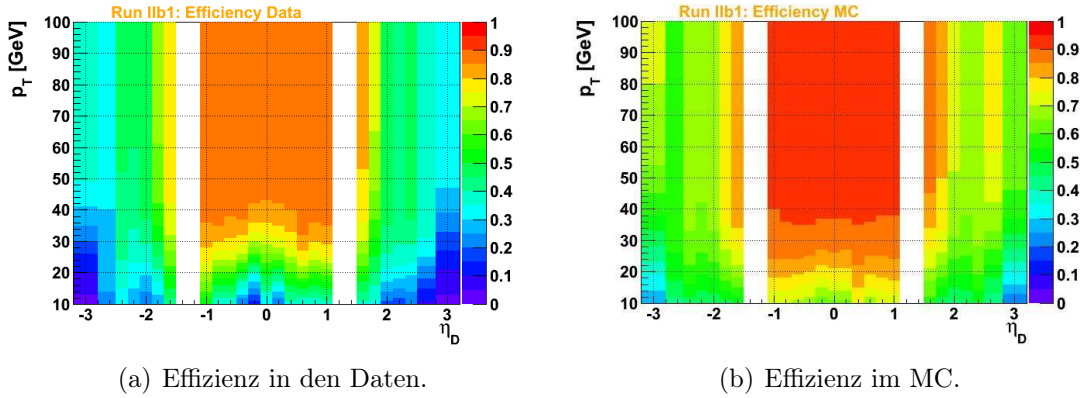


Abbildung 5.1: Effizienzen der Elektronrekonstruktion in Abhängigkeit des Transversalimpulses und der Pseudorapidität für Daten (links) und Monte-Carlo-Simulation (rechts). Die Abbildungen sind aus jeweils zwei Abbildungen aus [BTHP⁺10] kombiniert.

Myonkandidat darf nicht mehr als 15% des Myontransversalimpulses betragen. Für die skalare Summe der Transversalimpulse der Spuren im Konus $\Delta R < 0.4$ um die Myonspur muss ebenfalls gelten, dass sie kleiner als 15% des Myontransversalimpulses ist, damit das Myon als isoliert gilt. Zusätzlich zu den Isolationskriterien wird vorausgesetzt, dass das Myon einen ausreichenden Abstand ($\Delta R > 0.5$) zum nächsten Jet hat, also nicht innerhalb dessen Konus liegt. Für die in dieser Arbeit verwendeten Myonen wurde zusätzlich ein Schnitt auf das Timing der Szintillatoren im Myonsystem durchgeführt, um kosmische Myonen zu unterdrücken. Außerdem wurden alle Myonen verworfen, die einen rekonstruierten Transversalimpuls von mehr als 250 GeV aufweisen, da diese eine hohe Wahrscheinlichkeit aufweisen aus einer Fehlmessung zu stammen. Diese Ereignisse sind für ein mögliches Higgs-Signal nicht relevant, da derart hohe Transversalimpulse für ein Signal im zugänglichen Massenbereich nicht erwartet werden.

Die Myonimpulsauflösung in den Daten ist in Abbildung 5.2 dargestellt und reicht von rund 3% bis über 20% für ein Myon mit einem transversalen Impuls von 10 GeV bzw. 100 GeV. Sie wird mit steigendem Transversalimpuls schlechter, da die Impulsmessung aus dem Krümmungsradius der Spur im inneren Spurdetektor immer schwieriger wird. Die Auflösung ist für Monte-Carlo-Ereignisse nicht gut simuliert, sodass sie für Monte-Carlo-Ereignisse verschmiert wird, um die Auflösung in den Daten abzubilden [CCD⁺10]. In Abbildung 5.3 ist die invariante Masse von zwei rekonstruierten Myonen im Bereich der Z-Resonanz ohne und mit Korrektur der Auflösung für die Monte-Carlo-Ereignisse gezeigt. Es ist deutlich zu sehen, dass die Korrektur der Auflösung für die Monte-Carlo-Ereignisse notwendig ist, um die Verteilung in den Daten zu beschreiben. Neben der Z-Resonanz wird auch die J/Ψ -Resonanz für die Korrektur benutzt. Mehr Informationen sind in [CCD⁺10] zu finden.

Die Effizienz der Myonrekonstruktion beträgt insgesamt etwa 79%. Diese setzt sich aus drei Effizienzen zusammen. Für ein Myon wird in 89.2% der Fälle ein Myonkandidat ge-

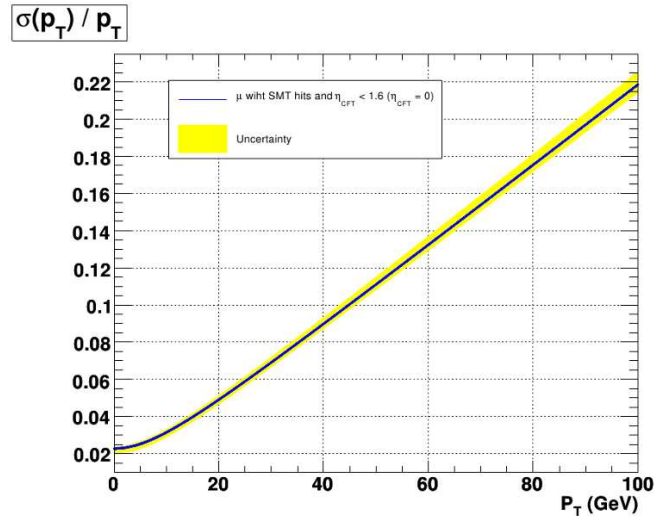


Abbildung 5.2: Impulsauflösung für Myonen in Abhängigkeit des Transversalimpulses [CCD+10].

funden. In Abbildung 5.4(a) ist gezeigt, dass die Effizienz keine starke Abhängigkeit vom Transversalimpuls aufweist. Allerdings hängt sie aufgrund der Lücken im Myonsystem für die tragenden Elemente des Kalorimeters von der Richtung in der transversalen Ebene ab. Wie in Abbildung 5.4(b) zu sehen ist, sinkt die Effizienz in diesem Bereich ($\phi \approx 4.5$) auf knapp 70%, während sie ansonsten über 90% liegt. Die Anforderungen an die Spur des Myons erfüllen 90.8% der Myonkandidaten und die Effizienz für die Isolation beträgt 97.3%. Diese Zahlen sowie weitere Details zur Myonidentifikation sind in [B+10] zu finden. Unterschiede in den Effizienzen und Isolationen in der Monte-Carlo-Simulation und den Daten wurden analog zu den Elektronen mit Gewichten für Monte-Carlo-Ereignisse korrigiert.

5.3. Primärer Vertex

Als Vertex wird ein Punkt bezeichnet, von dem mehrere geladene Spuren ausgehen. Der für die Analyse wichtige Vertex ist der sogenannte primäre Vertex, der den Ort des harten Streuprozesses definiert und damit den Koordinatenursprung für die Berechnung der Observablen darstellt. Der Standardalgorithmus, der bei DØRECO verwendet wird, bestimmt den primären Vertex in den Daten in Abhängigkeit der Anzahl der geladenen Spuren mit hohem transversalen Impuls. Dabei wird ein Vertex mit drei geladenen Spuren immer einem Vertex mit zwei geladenen Spuren vorgezogen. Dies ist für diese Arbeit nicht optimal, da für das Signal (aus Gluonfusion) in den meisten Fällen nur zwei geladene Spuren (Myon und Elektron) von der harten Interaktion erwartet werden. Deshalb wird im Rahmen dieser Arbeit der Vertex, zu dem die Spur des rekonstruierten Elektrons mit dem höchsten Transversalimpuls gehört, als primärer Vertex definiert und

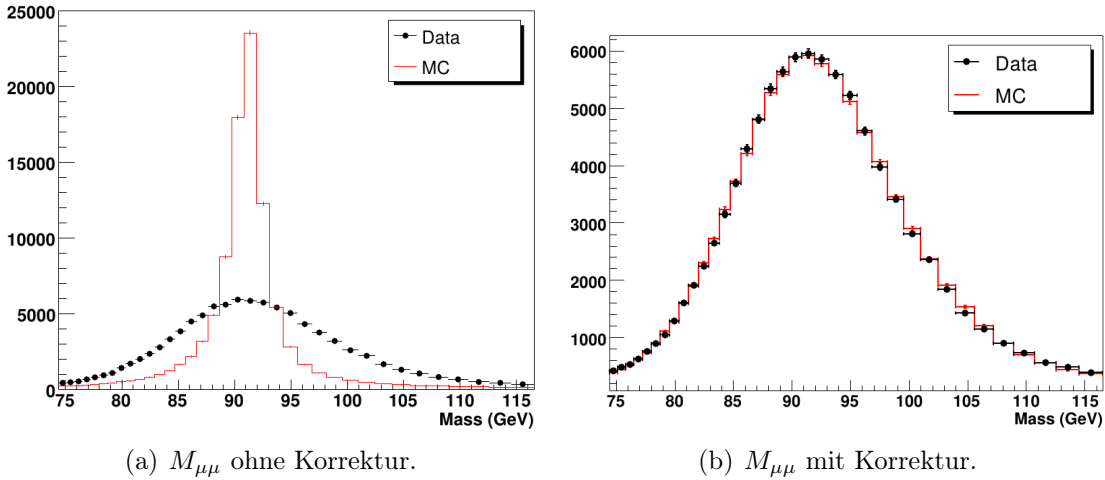


Abbildung 5.3: Invariante Masse für zwei Myonen im Bereich der Z-Resonanz ohne Korrektur der Impulsauflösung (links) und mit Korrektur der Impulsauflösung in der Monte-Carlo-Simulation (rechts) [CCD⁺10].

für die Berechnung aller von der Vertexposition abhängigen Observablen genutzt.³⁹ Für 4% der untersuchten Daten wurde ein neuer primärer Vertex berechnet, da die Position des primären Vertex nicht mit der Position der Leptonen übereinstimmte.

5.4. Jets

Jets bestehen aus einer Ansammlung von geladenen und ungeladenen Teilchen (meist Hadronen) und werden analog zu Elektronen ausgehend von Aktivität im Kalorimeter rekonstruiert. Dazu werden Kalorimeterzellen innerhalb eines Konus zu einem Jetkandidaten zusammengefasst. Der Konus ist mit $\Delta R = 0.5$ größer als bei den Elektronen, da Jets durchschnittlich breiter sind als ein elektromagnetischer Schauer im Kalorimeter. Details zum verwendeten Algorithmus sind in [BDE⁺00] ausführlich beschrieben. Es werden nur Jets rekonstruiert, deren unkorrigierte Energie mehr als 6 GeV beträgt. Aufgrund des starken Rauschens im grobhadronischen Kalorimeter wird verlangt, dass der Anteil der Jetenergie dort kleiner als 40% ist. Zusätzlich wird vorausgesetzt, dass der Jet vom L1-Trigger-System gemessen wurde und diese Messung eine Energie von mehr als 50% der in der vollständigen Rekonstruktion berechneten Energie beträgt. Der Energieanteil im elektromagnetischen Kalorimeter darf im Bereich zwischen 5 und 95% liegen. Jets werden in einem Bereich bis $\eta_{det} = 2.4$ rekonstruiert. Für Ereignisse aus dem RunIIb, welche im Mittel mehrere Proton-Antiproton-Interaktionen in einem Ereignis aufweisen, wird verlangt, dass mindestens zwei geladene Spuren des Jets vom primären Interaktionsvertex stammen.

³⁹Die Wahl des primären Vertex hängt nicht explizit vom Myon im Ereignis ab. Jedoch wird später verlangt, dass die beiden Leptonen vom selben Vertex stammen, sodass die Abhängigkeit implizit vorhanden ist.

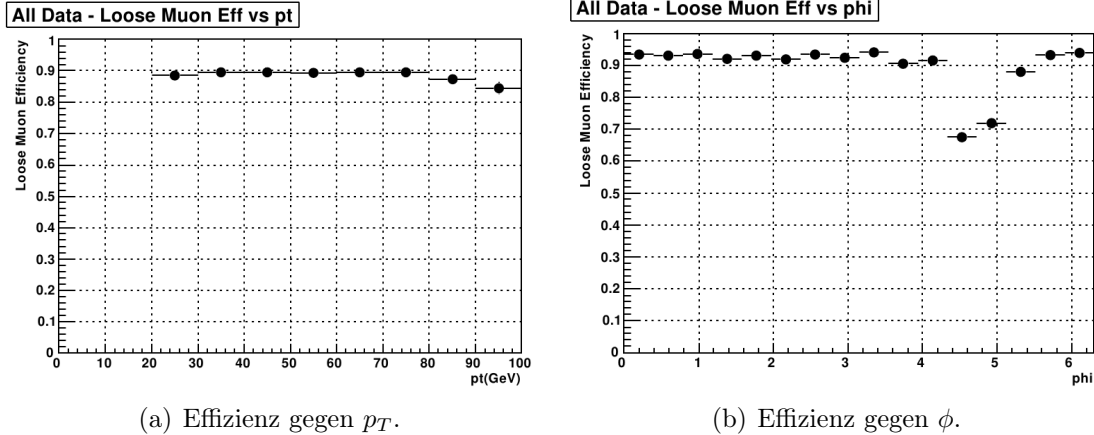
(a) Effizienz gegen p_T .(b) Effizienz gegen ϕ .

Abbildung 5.4: Effizienzen für die Myonrekonstruktion in Abhängigkeit des Transversalimpulses (links) und des Winkels ϕ (rechts) [B⁺10].

Bei der Selektion der Jets kann es vorkommen, dass diese entweder mit einem Elektron übereinstimmen oder sich die Bereiche überschneiden. Deshalb werden Jets, welche einen Abstand ΔR von weniger als 0.5 zum nächsten rekonstruierten Lepton aufweisen, verworfen.

Analog zu den Elektronen ist die gemessene Energie niedriger als die wahre Energie des Jets. Deshalb muss auch hier eine Korrektur vorgenommen werden. Myonen, die innerhalb eines Jets auftreten, aber nur einen kleinen Teil ihrer Energie im Kalorimeter deponieren, werden zur Jetenergie hinzu addiert. Die Kalibration selbst wird aus γ +Jets-Ereignissen bestimmt, indem ausgenutzt wird, dass das Photon und der Jet in der transversalen Ebene (aufgrund der Energie-/Impulserhaltung) einen ausgeglichenen Impuls aufweisen müssen. In Abbildung 5.5 ist das Verhältnis der Transversalimpulse des Photons und des Jets in Abhängigkeit des erwarteten Jetimpulses⁴⁰ dargestellt. Mithilfe dieser Daten werden die Jets kalibriert.

5.5. Fehlende Transversalenergie

Die fehlende Transversalenergie \cancel{E}_T wird ausgehend von Kalorimeterinformationen relativ zum primären Vertex berechnet. Dazu wird das gesamte Kalorimeter, mit Ausnahme des grobhadroneischen Kalorimeters, ausgelesen. Anschließend werden identifizierte Objekte wie Elektronen und Jets rekonstruiert und die Bereiche dieser Objekte im Kalorimeter auf die Energie des jeweiligen Objektes korrigiert. Falls keine Myonen im Ereignis auftreten, entspricht dies bereits der Definition der fehlenden Transversalenergie. Ansonsten wird die Energie der Myonen ebenfalls betrachtet, da diese nur einen Bruch-

⁴⁰Der erwartete Jetimpuls bzw. die erwartete Jetenergie ist definiert als $E' = p_T^\gamma \cosh \eta_{Jet}$ [D⁺09]. Dies entspricht der Jetenergie, die projiziert auf die Transversalebene den gleichen Betrag wie das Photon aufweist.

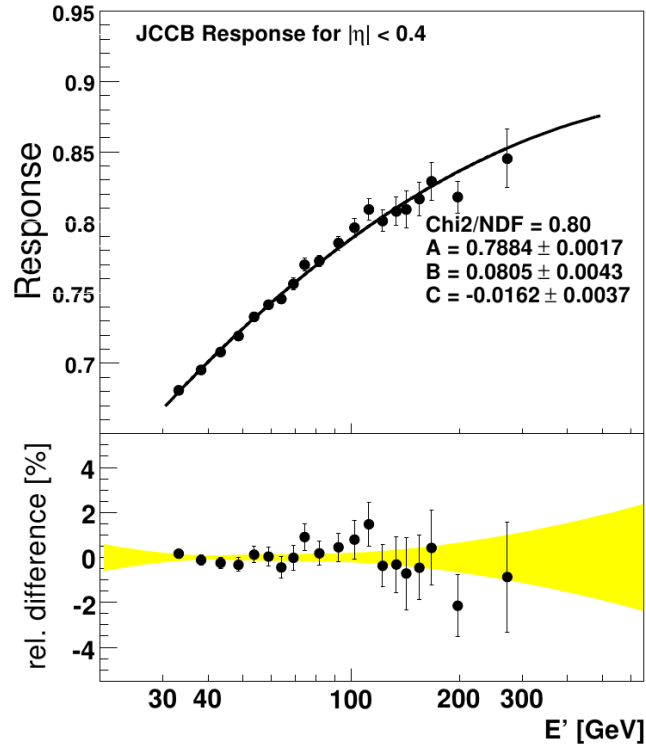


Abbildung 5.5: Verhältnis von rekonstruiertem zum erwarteten Transversalimpuls des Jets in Abhängigkeit von dem erwarteten Jetimpuls [D⁺09].

teil ihrer Energie im Kalorimeter deponieren. Diese wird analog zu den Elektronen auf den rekonstruierten Myonimpuls korrigiert [TDV04]. Die für die Korrektur verwendeten Myonen unterscheiden sich von der in Kapitel 5.2 beschriebenen Definition. Es werden alle Myonen verwendet, die von der Strahlachse ausgehen und einen Transversalimpuls größer als 10 GeV aufweisen. Dabei wird keine Bedingung für eine Isolation gestellt.

5.6. Rekonstruktion von überlappenden Elektronen und Myonen

Aufgrund der Isolationskriterien für Elektronen und Myonen werden Leptonen bei einem räumlichen Abstand kleiner als $\Delta R = 0.5$ als nicht isoliert betrachtet und für die Analyse verworfen. Dies ist für die Signalselektion nicht optimal. Die beiden W-Bosonen aus dem Zerfall eines skalaren Teilchens⁴¹ müssen Spins in entgegengesetzter Richtung aufweisen. Da die W-Bosonen nur an linkshändige Teilchen (rechtshändige Antiteilchen) koppeln, werden die negativ geladenen Leptonen (e^-/μ^-) entgegen der Richtung der Achse des W^- Spins und die positiv geladenen Leptonen (e^+/μ^+) in der Richtung der Achse des W^+ Spins emittiert. Dadurch wird eines der geladenen Leptonen in Richtung eines der W-Bosonen emittiert, während das andere entgegen der Richtung des zweiten W-Bosons

⁴¹Skalare Teilchen sind Teilchen mit einem Spin von null (z.B. das Higgs-Boson).

emittiert wird. Daher wird für die Signalereignisse ein kleiner Öffnungswinkel zwischen den beiden geladenen Leptonen favorisiert. Dies wird auch als Spinkorrelation bezeichnet [DD97].

Um die Akzeptanz zu steigern, werden im Fall eines Elektron-Myonpaares mit $\Delta R < 0.5$ die Isolationsvariablen der beiden Objekte modifiziert. Für Elektronen ist es ausreichend, bei der Spurisolierung die Spur des Myons nicht mit aufzusummieren. Eine Korrektur der Kalorimeterisolierung ist nicht notwendig, da das Myon nur wenig Energie im Kalorimeter deponiert und diese nur in Ausnahmefällen von der deponierten Energie des Elektrons zu unterscheiden wäre. Für die Myonen wird sowohl die Spur- als auch die Kalorimeterisolierung neu berechnet. Für Erstere wird die Spur des Elektrons nicht mit in die Summe aufgenommen. Für die Kalorimeterisolierung werden alle Kalorimereinträge ignoriert, die einem Elektron zugeordnet werden können. Dadurch lässt sich die Akzeptanz für das Signal um bis zu 8% steigern. Abbildung 5.6 zeigt die ΔR -Verteilung für ein Higgs-Signal aus Gluonfusion mit einer Masse von $m_H = 160$ GeV mit und ohne Neuberechneter Isolation.

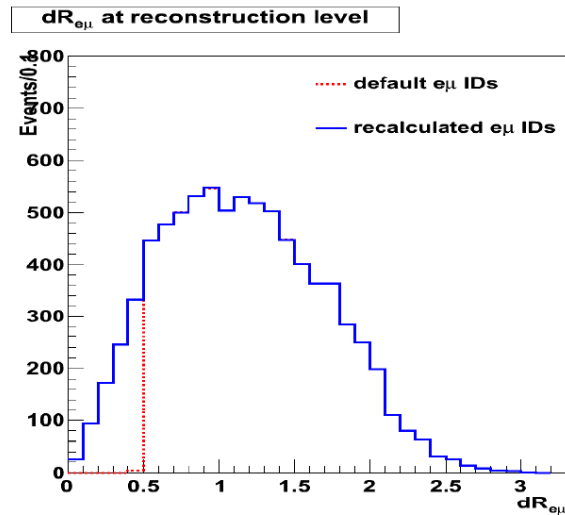


Abbildung 5.6: ΔR -Verteilung für ein Higgs-Signal aus Gluonfusion mit (blau) und ohne (rot) Neuberechnung der Isolationsvariablen [BHW11].

6. Ereignisselektion

Im Rahmen dieser Arbeit werden alle Ereignisse selektiert und untersucht, die genau ein rekonstruiertes Elektron (siehe Kap. 5.1) mit einem Transversalimpuls $p_T^e > 15$ GeV und ein rekonstruiertes Myon (siehe Kap. 5.2) mit $p_T^\mu > 10$ GeV aufweisen. Es wird weiterhin verlangt, dass die Spuren der beiden Leptonen einen Abstand Δz von weniger als einem Zentimeter vom primären Vertex aufweisen. Der Öffnungswinkel der beiden Leptonen ΔR muss größer als 0.3 sein.⁴²

Um die Akzeptanz zu maximieren, wurde keine explizite Bedingung für die Trigger verwendet. Mit anderen Worten: Es werden alle Daten verwendet, die die geforderten Bedingungen erfüllen, unabhängig von dem Trigger, der das Aufzeichnen des Ereignisses ausgelöst hat. Studien in [DS08] und [HWT12] konnten zeigen, dass die inklusive Triggereffizienz bei nahezu 100% liegt.

Es werden sowohl die Ereignisse, die ein Elektron und Myon unterschiedlicher Ladung (OS⁴³) aufweisen, als auch die Ereignisse mit zwei gleich geladenen Leptonen (SS⁴⁴) verwendet. Die OS-Ereignisse werden zur Suche nach dem Higgs-Boson verwendet und werden als Signalregion bzw. Vorselektion bezeichnet, da das betrachtete Signal unterschiedliche Ladungen hervorbringt. Die Ereignisse mit identischer Elektron- und Myonladung werden als sogenannte Multijetkontrollregion bezeichnet⁴⁵. Diese Kontrollregion zeichnet sich durch eine ähnliche Kinematik im Vergleich mit der Signalregion aus, ohne dass Signalbeiträge erwartet werden. Insgesamt wurden 18286 Ereignisse mit dem DØ-Detektor aufgezeichnet, die diese Bedingungen erfüllen, davon 14936 mit unterschiedlicher Ladung und 3350 mit gleicher Ladung. Zunächst wird die Simulation der einzelnen Untergründe und die Signale beschrieben. Dann werden die Methode der Normierung der Untergründe sowie die zusätzlichen Korrekturen besprochen. Anschließend wird die Simulation dieser Selektion mit den Daten verglichen.

6.1. Monte-Carlo-Beschreibung der Ereignisse

Eine genaue Vorhersage für die Signalereignisse und eine gute Beschreibung des Untergrundes sind in diesem Suchkanal von besonderem Interesse. Mit Ausnahme des Multijetuntergrundes wurden die Signal- und Untergrundereignisse mithilfe von Monte-Carlo-Generatoren erzeugt. Dabei wurden jeweils drei Epochen des RunII unterschieden. Für die erste Epoche wurden Ereignisse zur Beschreibung des RunIIa generiert. Die zweite Epoche beschreibt die Ereignisse, die nach dem Detektorupgrade aufgenommen wurden,

⁴²Kleine Öffnungswinkel können, wie in Kapitel 5.6 beschrieben, rekonstruiert werden, jedoch zeigen der W+Jets- und der Multijetuntergrund für $\Delta R < 0.3$ einen starken Anstieg, der nicht durch die erhöhte Signalakzeptanz kompensiert werden kann.

⁴³engl. *Opposite Sign*

⁴⁴engl. *Same Sign*

⁴⁵Eine Untermenge der Multijetkontrollregion stellt die W+Jets-Kontrollregion dar, welche in Kapitel 6.4 eingeführt wird.

für die typischen instantanen Luminositäten am Anfang des RunIIb. Der dritte Teil wird zur Beschreibung der Phase des RunIIb mit hohen Luminositäten genutzt.

6.1.1. Signal

Das Signal wurde für alle betrachteten Produktionsmechanismen mit PYTHIA generiert. Für die Gluonfusion und Vektorbosonfusion wurde der Zerfall $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell'\nu'$ ($\ell = e, \mu, \tau$) generiert. Der Transversalimpuls des Higgs-Bosons in Ereignissen aus Gluonfusion wurde so korrigiert, dass er die Vorhersage des HQT-Generators [BCdFG03, BCdFG06] beschreibt. Dieser Generator beschreibt Prozesse in NNLO bzw. NNLL. Für die Higgs-Strahlung wurden die Zerfälle $H \rightarrow (WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z)$ generiert. Für die Verzweigungsverhältnisse wurde die Vorhersage von HDECAY [DKS98] benutzt. Signalereignisse wurden für Higgs-Massen zwischen 100 und 200 GeV im Abstand von 5 GeV für alle oben genannten Prozesse generiert. Die zugehörigen, für das Standardmodell vorhergesagten, Wirkungsquerschnitte sind in Kapitel 4.4 beschrieben und in den Tabellen A.2 bis A.4 in Anhang A.1 aufgelistet. Zusätzlich wurden Signalereignisse aus Gluonfusion von 210 bis 300 GeV im Abstand von 10 GeV produziert. Diese werden für die Suche nach dem Higgs-Boson im in Kapitel 4.6.1 beschriebenen Modell mit einer vierten Fermiongeneration verwendet. Der Wirkungsquerschnitt ist in dieser Interpretation ein freier Parameter. Es werden somit 21 bzw. 31 Vorhersagen für verschiedene Higgs-Massen im Rahmen dieser Arbeit untersucht.

6.1.2. $Z/\gamma^* + \text{Jets}$

Beim $Z/\gamma^* + \text{Jets}$ -Untergrund handelt es sich um den Drell-Yan-Untergrund⁴⁶. Wie in Kapitel 4.8 bereits erwähnt, wurde der $Z + \text{Jets}$ -Untergrund mithilfe von ALPGEN in Kombination mit PYTHIA generiert. Simuliert wurden Ereignisse mit invarianten Massen für Z/γ^* zwischen 15 GeV und 1.96 TeV in vier Massenfenstern. Die Zerfälle in zwei Elektronen, Myonen und Tau-Leptonen wurden generiert. Beim weiteren Zerfall der Tau-Leptonen wurden alle Zerfallskanäle berücksichtigt. Zusätzlich zur Resonanz wurden bis zu vier weitere leichte Partonen (g, u, d, s) im Matrixelement berücksichtigt. Zusätzlich, wurde kein Standardmodell-Wirkungsquerschnitt in der Tabelle A.2 angegeben wurden auch bis zu zwei leichte Partonen in Kombination mit einem schweren Quarkpaar (c, b) simuliert⁴⁷. Jede der 120 Kombinationen wurde einzeln generiert. Die relative Normierung der einzelnen Monte-Carlo-Sätze zueinander wird durch das Verhältnis von Wirkungsquerschnitt und der Anzahl der generierten Ereignisse mithilfe von Ereignisgewichten erreicht. Die verwendeten Wirkungsquerschnitte sind in Anhang A.2

⁴⁶Im Folgenden als $Z + \text{Jets}$ bezeichnet.

⁴⁷Auch für Ereignisse mit ausschließlich leichten Partonen im Matrixelement, kann durch PYTHIA im zweiten Schritt ein schweres Quarkpaar aus einem Gluon erzeugt werden. Diese Ereignisse werden herausgefiltert, da sie bereits in einem dedizierten Monte-Carlo-Satz simuliert wurden und somit die Anzahl der Ereignisse mit schweren Quarkpaaren überschätzt würde.

in den Tabellen A.7 bis A.9 aufgelistet. Zusätzlich wurden noch k-Faktoren zur Umrechnung des ALPGEN + PYTHIA Wirkungsquerschnittes zur NNLO-Vorhersage [HvNM02] angewandt. Diese sind in Abhängigkeit von der Art der zusätzlichen Partonen im Matrixelement in Tabelle A.10 in Anhang A.2 zu finden.

Die Verteilung des Transversalimpulses des Z-Bosons wird von ALPGEN nicht ausreichend gut modelliert. Um diese dennoch richtig beschreiben zu können, wurde die Transversalimpulsverteilung von Z-Bosonen im Zerfallskanal $Z \rightarrow ee$ gemessen und die Monte-Carlo-Ereignisse so umgewichtet, dass diese die Daten beschreiben. Da der Transversalimpuls des Z-Bosons unabhängig von dessen Zerfall ist, wird die Korrektur [SB08] auch für die Zerfälle in zwei Myonen und Tau-Leptonen angewandt. Für die im Rahmen dieser Arbeit relevanten Ereignisse $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\nu\nu\mu\nu$ lässt sich der transversale Impuls des Z-Bosons nicht rekonstruieren, da neben den zwei Leptonen noch vier Neutrinos im Endzustand auftreten. Die Umgewichtung wurde deshalb nicht in Abhängigkeit des rekonstruierten Transversalimpuls, sondern anhand des im Monte-Carlo-generierten Transversalimpulses des Z-Bosons durchgeführt. Trotzdem ist, wie in Abbildung 6.1(a) gezeigt, eine Änderung der Verteilung des Transversalimpulses des zwei Leptonensystems sichtbar. Diese Korrektur wirkt sich jedoch auch stark auf die Winkelverteilungen der Elektronen zu den Myonen aus. In Abbildung 6.1(b) ist der Einfluss der Korrektur auf den Öffnungswinkel zwischen den beiden Leptonen gezeigt.

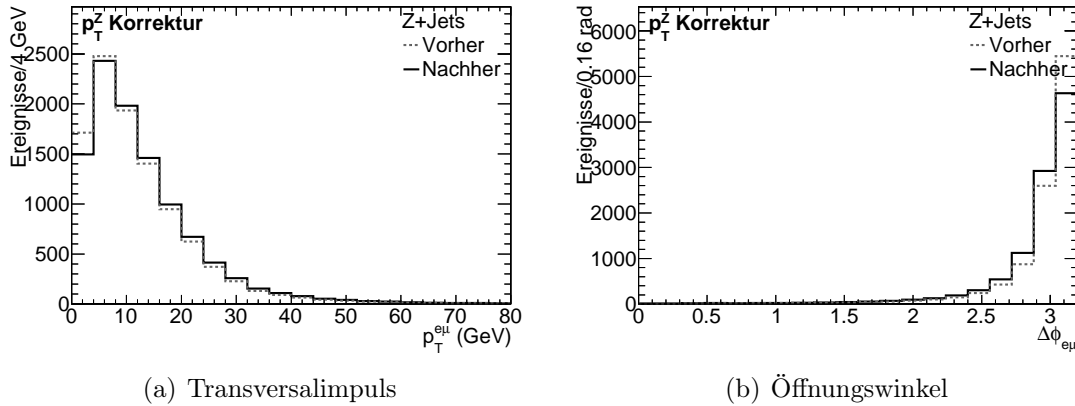


Abbildung 6.1: Effekt der Korrektur des Z-Transversalimpulses auf den Transversalimpuls des Elektron-Myon-Systems und auf den transversalen Öffnungswinkel der Leptonen.

6.1.3. W+Jets/ γ

Der W+Jets/ γ -Untergrund⁴⁸ wurde analog zum Z+Jets-Untergrund mit ALPGEN in Kombination mit PYTHIA generiert. Der Zerfallskanal des W-Bosons ist nicht eingeschränkt und es sind bis zu fünf weitere Partonen im Matrixelement generiert. Da der Anteil der schweren Quarkpaare von PYTHIA unterschätzt wird, werden analog zu den Z+Jets-Ereignissen auch Ereignisse mit einem schweren Quarkpaar mit Matrixelement generiert. Dies ist für W+Jets-Ereignisse von besonderer Bedeutung, da diese nur ein Lepton aus der harten Streuung aufweisen und Jets mit schweren Quarks über einen schwachen Zerfall (weitere) "echte" Leptonen erzeugen können.⁴⁹ Die 14 Kombinationen werden analog zu den Z+Jets-Monte-Carlo-Ereignissen relativ zueinander normiert. In Anhang A.2 sind die Wirkungsquerschnitte sowie die k-Faktoren (NNLO) in den Tabellen A.6 und A.10 aufgelistet [HvNM02]. W+ γ -Ereignisse werden nicht direkt im Matrixelement simuliert. Die Photonen stammen aus ISR- oder FSR-Abstrahlungen, welche von PYTHIA simuliert werden.

Der simulierte Transversalimpuls des W-Bosons wird analog zum Z-Boson korrigiert. Dazu wird die Korrektur für die Z-Bosonen aus Kapitel 6.1.2 verwendet. Um die unterschiedliche Masse des W-Bosons zu berücksichtigen, wird das Verhältnis des theoretischen NNLO-Transversalimpulses von W- und Z-Boson berücksichtigt. Genauere Informationen können in [Hes08] nachgelesen werden.

6.1.4. WW-, WZ- und ZZ-Produktion

Der dibosonische Untergrund setzt sich aus dem WW-, WZ- und ZZ-Untergrund zusammen⁵⁰. WZ- und ZZ- sind im Vergleich mit der WW-Produktion so klein, dass sie im Rahmen dieser Arbeit unter dem Namen Diboson zusammengefasst werden. Alle drei Untergründe wurden mit PYTHIA in LO generiert und haben keine Einschränkung an den Zerfall der Bosonen bei der Produktion der Monte-Carlo-Ereignisse. Die verwendeten NLO-Wirkungsquerschnitte zur Normierung wurden analog zu [CE99] mit MCFN Version 6.0 [CEW] berechnet und sind in Tabelle A.6 in Anhang A.2 aufgelistet [Tev12].

Der Hauptuntergrund für die Suche nach dem Higgs-Boson ist die WW-Produktion. Die Simulation wurde umgewichtet, um die kinematischen Verteilungen der NLO-Vorhersage von MC@NLO [FW06] abzubilden. Dazu wurde die Korrektur in zwei Variablen parametrisiert: Dem Transversalimpuls des WW-Systems und dem höheren der beiden Transversalimpulse der W-Bosonen [FHS07]. Da in PYTHIA nur LO-Beiträge zur WW-Produktion berücksichtigt werden, fehlt in den generierten Ereignissen der durch Gluon-Gluon induzierte Beitrag. Dieser Beitrag hat eine Auswirkung auf die Öffnungswinkelver-

⁴⁸Im Folgenden einfach W+Jets genannt.

⁴⁹Analog zu der Z+Jets-Produktion werden für die Monte-Carlo-Sätze mit leichten Partonen im Matrixelement die Ereignisse mit schweren Quarkpaaren herausgefiltert.

⁵⁰Der $Z\gamma^*$ -Untergrund ist für diese Arbeit mit einem Anteil von weniger als 1% des Diboson-Untergrundes nicht relevant.

teilung zwischen den beiden Leptonen und ist in [BCKK05] diskutiert. Deswegen werden die Monte-Carlo-Ereignisse mithilfe einer Umgewichtung des Öffnungswinkels korrigiert. In Abbildung 6.2 ist die Verteilung des transversalen Öffnungswinkels mit und ohne die jeweilige Korrektur gezeigt. Die Korrektur zur NLO-Vorhersage (siehe Abb. 6.2(a)) zeigt eine deutliche Veränderung der Winkelverteilung. Die Korrektur zur Berücksichtigung des $gg \rightarrow WW$ Beitrages zur WW-Produktion (siehe Abb. 6.2(b)) wirkt sich dagegen kaum sichtbar auf die Winkelverteilung aus.

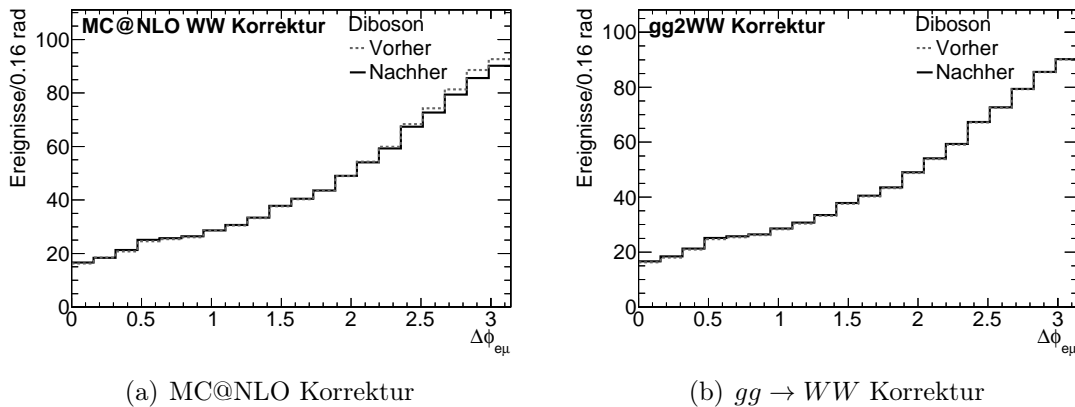


Abbildung 6.2: Effekt der Korrektur der WW-Produktion auf die Vorhersage von MC@NLO (links) und der Korrektur für den $gg \rightarrow WW$ -Prozess (rechts) auf den Diboson-Untergrund in Abhängigkeit des transversalen Öffnungswinkels der Leptonen.

6.1.5. Top-Antitop-Untergrund

Der $t\bar{t}$ -Untergrund wurde ebenfalls mit PYTHIA in LO generiert. Für die ersten beiden Epochen wurde der inklusive Zerfall der zwei Top-Quarks generiert. Dabei wurde für die erste Epoche eine Top-Masse von 170 GeV generiert. Für die zweite Epoche wurden drei Monte-Carlo-Sätze mit den Top-Massen 170, 172.5 und 175 GeV kombiniert⁵¹. Für die letzte Epoche wurde nur der Zerfall $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}WW \rightarrow b\bar{b}l\nu l'\nu'$ mit einer Top-Masse von 172.5 GeV generiert. Die verwendeten Wirkungsquerschnitte wurden in [LMU09] berechnet und sind in Tabelle A.6 in Anhang A.2 aufgelistet. Die Genauigkeit liegt zwischen NLO und NNLO.

Die Anzahl der erwarteten Elektron-Myon-Ereignisse aus dem inklusiven Top-Zerfall sind 3% größer als für den Zerfall $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}WW \rightarrow b\bar{b}l\nu l'\nu'$ [Nay11]. Es konnte kein Unterschied in der Form der Verteilungen festgestellt werden. Deshalb ist es ausreichend, den (effektiven) Wirkungsquerschnitt für den $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}WW \rightarrow b\bar{b}l\nu l'\nu'$ -Monte-Carlo-Satz um 3% nach oben zu skalieren.

⁵¹Die Beschreibung der Observablen im Elektron-Myon-Kanal zeigt keine signifikanten Unterschiede für $t\bar{t}$ -Ereignisse für die unterschiedlichen generierten Top-Massen. Aus diesem Grund wurde die Monte-Carlo-Statistik durch Verwendung der drei Monte-Carlo-Sätze maximiert.

6.1.6. Korrekturen der Monte-Carlo-Sätze

Um die Beschreibung der Daten zu verbessern, werden die Monte-Carlo-Sätze auf weitere Effekte korrigiert, bei denen die Simulation die Daten nicht ausreichend beschreibt. Im Folgenden werden die Korrekturen, die nicht anhand der Daten der Vorselektion oder Multijetkontrollregion bestimmt wurden, beschrieben, bevor in den Kapiteln 6.4, 6.5 und 6.6 die datenbasierten Korrekturen aus der Elektron-Myon-Selektion diskutiert werden.

Instantane Luminosität und Strahlposition

Die Verteilungen der instantanen Luminosität und der z -Position des primären Interaktionsvertex sind für Monte-Carlo-Ereignisse direkt nach der Generierung nicht perfekt beschrieben. Zur Verbesserung der Beschreibung werden die Monte-Carlo-Ereignisse entsprechend umgewichtet. Beide Verteilungen werden für die drei Epochen einzeln korrigiert. Abbildung 6.3(a) zeigt das Profil der instantanen Luminosität und Abbildung 6.3(b) die Verteilung der z -Position des Interaktionsvertex nach allen Korrekturen. Die Untergründe sind aufgestapelt und das Signal sowie die Daten überlagert gezeichnet⁵².

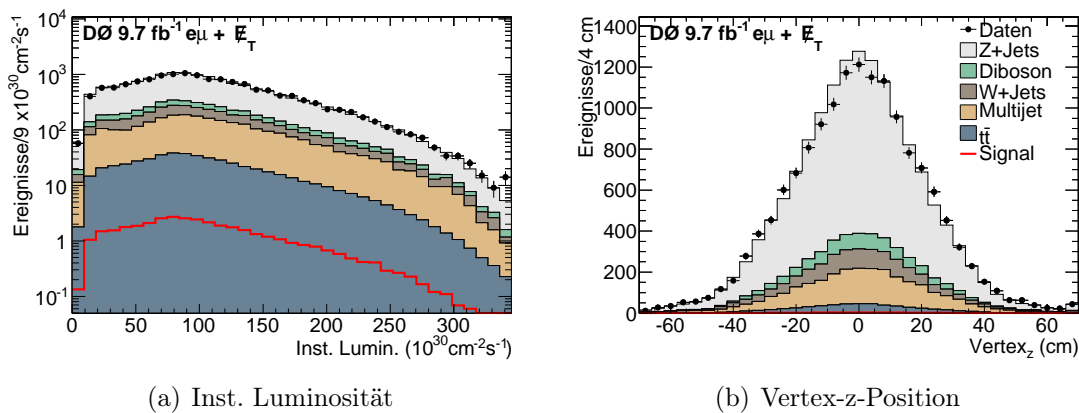


Abbildung 6.3: Korrigierte Verteilungen der instantanen Luminosität und der z -Position des primären Interaktionsvertex für die Vorselektion.

Elektronqualitätsvariablen

Im Rahmen dieser Arbeit soll die Qualität der Elektronen als Information berücksichtigt werden. Dazu wird die *likelihood8*, die auch in der Elektronidentifikation (siehe Kap. 5.1) in Form eines lockeren Schnittes benutzt wird, verwendet. Diese Verteilung wird datenbasiert korrigiert, indem im 2-Elektronkanal, welcher sich durch eine hohe Reinheit echter Elektronen auszeichnet, eine Umgewichtungsfunktion in Abhängigkeit

⁵²Der in den Abbildungen gezeigte Multijetuntergrund wird in Kapitel 6.2 eingeführt.

von der *likelihood*⁸, dem Transversalimpuls und der Pseudorapidität des Elektrons bestimmt wird. Neben der Elektron-Likelihood wird auch die Verteilung der Anzahl der Treffer in der innersten Lage des SMT (L0) korrigiert⁵³. Bei der Ungewichtung werden nur rekonstruierte Elektronen berücksichtigt, die mit einem generierten Elektron im Monte-Carlo-Ereignis innerhalb von $\Delta R = 0.5$ übereinstimmen. Die Verteilungen für die Elektron-Likelihood und die Anzahl der Treffer in L0 sind in Abbildung 6.4(a) und 6.4(b) nach den Korrekturen gezeigt.

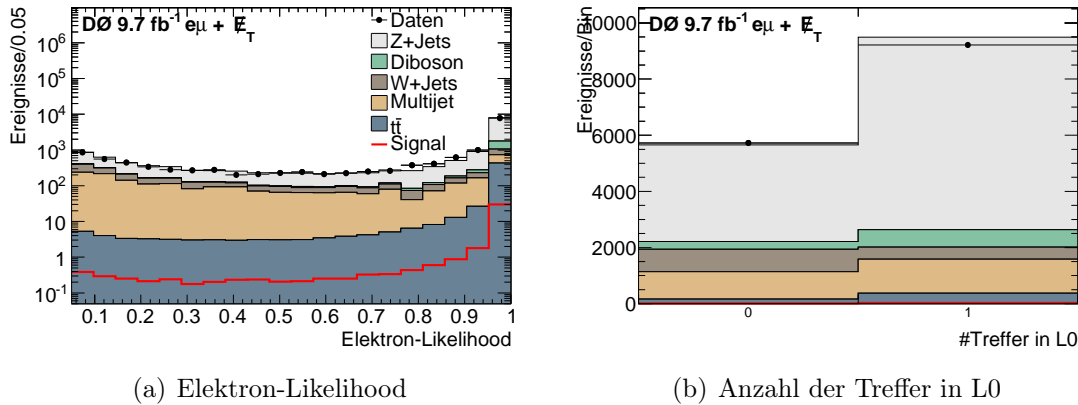


Abbildung 6.4: Korrigierte Verteilungen der Elektron-Likelihood und der Anzahl der Treffer in L0 für das Elektron für die Vorselektion.

6.2. Multijetuntergrund

Der Multijetuntergrund wird nicht wie die anderen Untergründe mit Monte-Carlo-Simulation sondern direkt aus den Daten bestimmt. Es wird ausgenutzt, dass die Leptonen in Multijetereignissen immer fehlidentifizierte Objekte sind. Dazu wird ein Datensatz selektiert, der ein elektron- und ein myonartiges Objekt enthält, welche zwar beide fehlidentifiziert sind, sich aber trotzdem kaum von den realen Leptonen unterscheiden. Um dies zu erreichen, werden analog zur normalen Objektidentifikation für Elektronen und Myonen alle Kriterien bis auf eine Ausnahme angewandt. Jeweils eine Bedingung der Leptonidentifikation wird invertiert, um Leptonkandidaten zu erhalten, die den selektierten Leptonen möglichst ähnlich sind, aber nicht als gute Leptonen klassifiziert werden. Im Fall der Elektronen werden alle Kriterien aus Kapitel 5.1 bis auf den Schnitt auf die neuronalen Netze angewandt. Dieser wird invertiert. Es werden also alle Objekte, die normalerweise aufgrund des Schnittes verworfen worden wären, selektiert. Zusätzlich wird verlangt, dass diese Objekte eine passende Spur aufweisen. Für die Myonen wird verlangt, dass sie entweder die Bedingung der Spur- oder die der Kalorimeterisolation

⁵³Diese Korrektur wurde analog zur Elektron-Likelihood-Korrektur bestimmt. Allerdings wurden nur Daten aus dem RunIIb verwendet und nur Monte-Carlo-Ereignisse für diese Epoche korrigiert, da diese Lage erst im Rahmen des Detektorupgrades nach RunIIa eingebaut wurde.

nicht erfüllen. Alle anderen Bedingungen aus Kapitel 5.2 bleiben erhalten. Daraus resultiert ein Datensatz, der von Multijetproduktion dominiert ist. Dieser Datensatz bildet die Grundlage für die Beschreibung des Multijetuntergrundes und wird im Folgenden als Multijetsample bezeichnet.

Das Sample wird in einer Kontrollregion an die Daten angepasst. Anschließend wird diese Korrektur auf die Signalregion extrapoliert. Eine ähnliche Methode wurde unter anderem in [A⁺06] eingesetzt. Als Multijetkontrollregion werden die Ereignisse der in Kapitel 6 beschriebenen Selektion mit identischer Leptonenladung verwendet, da diese einen hohen Multijet- und W+Jets-Anteil und eine vernachlässigbar geringe Signalerwartung aufweisen. Die Anzahl der erwarteten Multijetereignisse in der Kontrollregion wird aus der Differenz der Anzahl der Daten $N_{Daten}^{\pm\pm}$ und der Monte-Carlo-Vorhersage $N_{MC}^{\pm\pm}$ bestimmt. Dazu werden die Monte-Carlo-Sätze zunächst mit der offiziellen Luminosität von 9.7 fb^{-1} normiert. Anschließend wird die Anzahl der erwarteten Multijetereignisse in Abhängigkeit des Transversalimpulses der Elektronen und in Abhängigkeit des Transversalimpulses der Myonen bestimmt, indem Exponentialfunktionen der Form $f_{QCD}(p_T^\ell) = \exp\left(C_1 + C_2 \cdot (p_T^\ell)^{C_3}\right)$ an die Differenz aus Daten und Monte-Carlo-Simulation angepasst werden. Die Form der Verteilung orientiert sich dabei am Transversalimpulsspektrum der Jets aus der 2-Jet-Produktion über ein Gluon, welches einen exponentiellen Abfall aufweist. Die Funktionen stellen die Erwartung der Verteilung des Multijetuntergrundes in der Kontrollregion dar. Sie werden benötigt, um den Effekt statistischer Fluktuationen in den Daten zu verringern und damit negative bzw. unphysikalische Erwartungen zu verhindern. In Abbildung 6.5 sind diese Funktionen für unterschiedliche Jetmultiplizitäten dargestellt.

Das Multijetsample wird nun (für die drei Jetmultiplizitäten getrennt) zunächst in Abhängigkeit von p_T^e umgewichtet, sodass es der Erwartung von $f_{QCD}(p_T^e)$ entspricht⁵⁴. Anschließend wird das umgewichtete Multijetsample mit der Erwartung $f_{QCD}(p_T^\mu)$ verglichen und angepasst. Da die Ereignisse im Multijetsample in p_T^e und p_T^μ nicht unkorreliert sind, nimmt die Übereinstimmung der p_T^e -Verteilung nach der Korrektur in p_T^μ wieder ab. Eine zweidimensionale Parametrisierung wäre optimal, ist aber aufgrund mangelnder Statistik und dem exponentiell abfallenden Spektrum in der Kontrollregion nicht möglich. Stattdessen wird die Korrektur iterativ durchgeführt. Die Abbildungen 6.6(a) und 6.6(b) zeigen die Verteilung des Elektronentransversalimpulses in der Kontrollregion für 0 Jets nach einer und nach fünf Iterationen. Die Verteilung des Myonentransversalimpulses ist in den Abbildungen 6.6(d) und 6.6(e) dargestellt. Wie in den Abbildungen gezeigt, verbessert sich die Übereinstimmung von Untergrundbeschreibung und Daten für eine höhere Anzahl von Iterationen in beiden Verteilungen. Es wurden insgesamt fünf Iterationen zur Korrektur des Multijetuntergrundes vorgenommen. Das durchschnittliche

⁵⁴Die Bestimmung eines einfachen Faktors für die Normierung des Multijetsample ist nicht möglich, da durch die Qualitätskriterien im Trigger die Transversalimpulsverteilungen der Leptonen einen Bias im Vergleich zu den isolierten Leptonen aufweisen. Zum Beispiel werden für Elektronen mit niedrigen Transversalimpuls Schnitte auf die Elektron-Likelihood angewandt, die für hohe Transversalimpulse nicht verlangt werden.

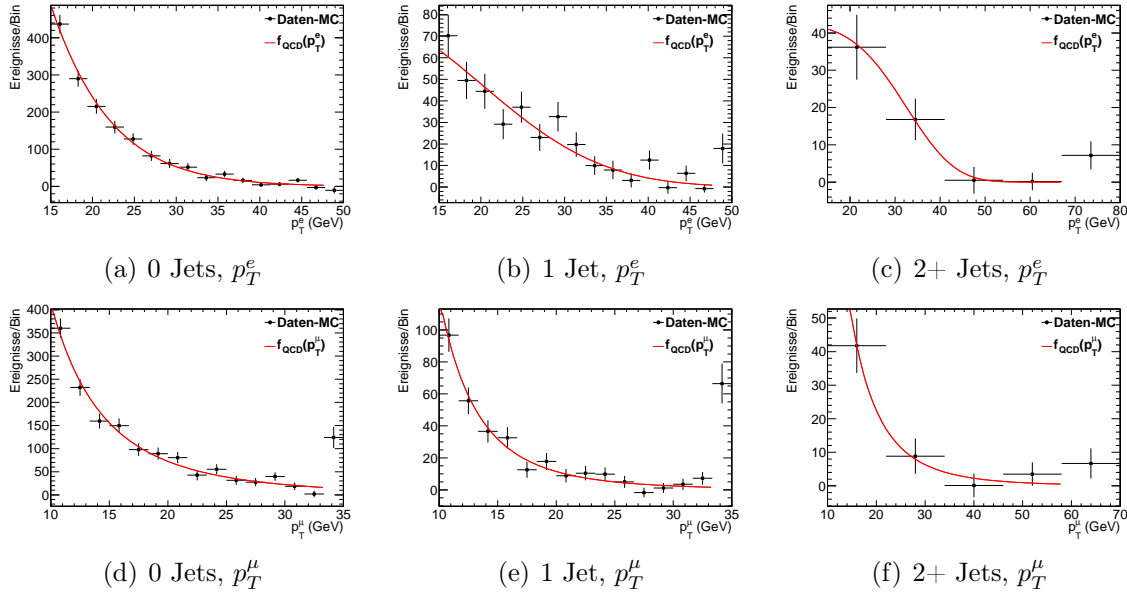


Abbildung 6.5: Multijeterwartung in Abhängigkeit von p_T^e und p_T^μ für verschiedene Jet-multiplizitäten. Das jeweils letzte Bin enthält auch alle Ereignisse, die oberhalb der gezeigten Grenze liegen und wird nicht mit in die Anpassung der Funktion einbezogen.

Ereignisgewicht in Abhängigkeit von p_T^e und p_T^μ ist in den Abbildungen 6.6(c) und 6.6(f) dargestellt.

Neben der Anpassung im Spektrum der Transversalimpulse muss auch die Verteilung der Elektron-Likelihood korrigiert werden. Denn aufgrund der niedrigen Qualität der selektierten Leptonen im Multijetsample wird die Verteilung in den Daten, systematisch bedingt, nicht beschrieben. Zur Korrektur werden Informationen über die Verteilung der Elektron-Likelihood in der Kontrollregion benutzt. Analog zu der Korrektur in den Transversalimpulsspektren wird die Monte-Carlo-Vorhersage von den Daten subtrahiert. Anstelle einer Ungewichtung wird die gewonnene Verteilung allerdings als Wahrscheinlichkeitsdichte interpretiert und die Werte für die Elektron-Likelihood der Multijetereignisse daraus generiert⁵⁵. In Abbildung 6.7 sind die Verteilungen der Transversalimpulse sowie der Elektron-Likelihood nach den Korrekturen dargestellt.

Die Extrapolation in die Signalregion wird erreicht, indem die in der Kontrollregion bestimmte Korrektur auf Ereignisse unabhängig von der Ladung der Leptonen angewandt wird.

⁵⁵Die Elektron-Likelihood wird unter anderem im weiteren Verlauf als Verteilung in den sogenannten multivariaten Methoden zur Suche nach dem Higgs-Boson verwendet. Da die Position eines Ereignisses in der Verteilung der Elektron-Likelihood sich auch auf die Position innerhalb der Verteilung der multivariaten Methode auswirkt, wurde das Multijetsample künstlich vergrößert, indem für jedes Ereignis zehn Zufallszahlen für die Likelihood generiert wurden, welche anschließend als individuelle Ereignisse behandelt werden.

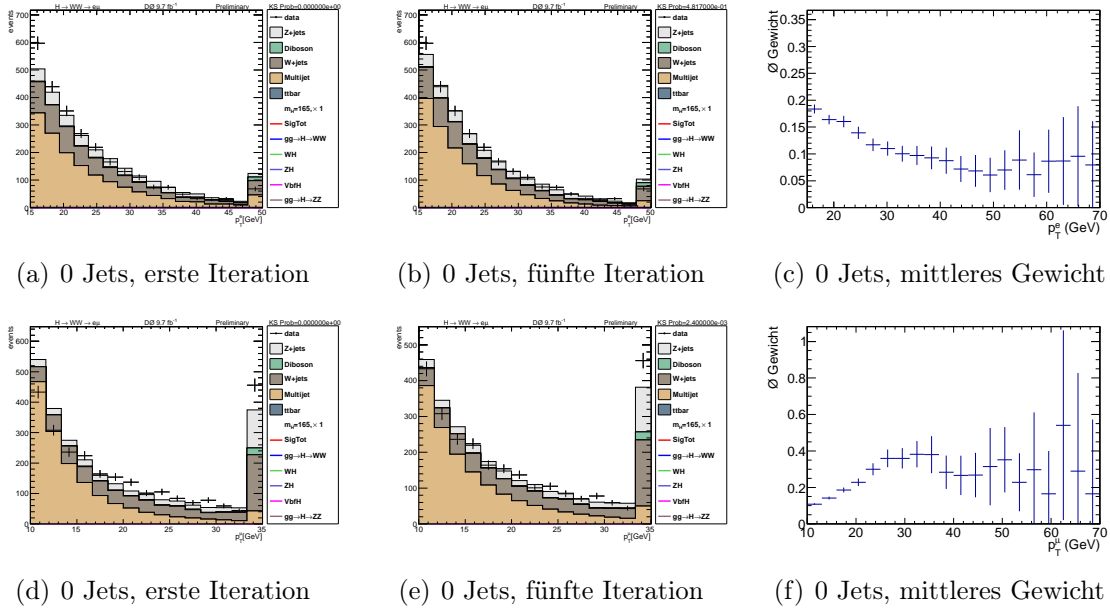


Abbildung 6.6: Verteilungen für p_T^e (oben) und p_T^μ (unten) für die Multijetkontrollregion für 0 Jets während und nach der Multijetkorrektur und das durchschnittliche Ereignisgewicht des Multijetsamples nach der Korrektur.

Die Korrektur wird im Anschluss an die Normierung des Untergrundes (siehe Kap. 6.3) und der Korrektur des W+Jets-Untergrundes (siehe Kap. 6.4) erneut durchgeführt. Die gezeigten Verteilungen beinhalten diese Korrekturen bereits.

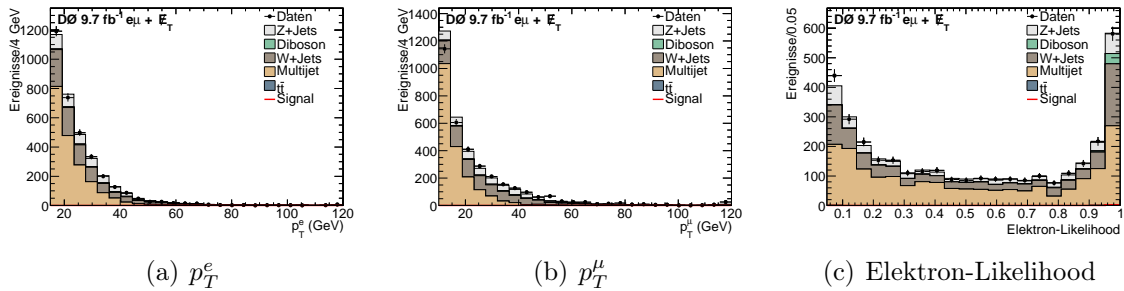


Abbildung 6.7: Verteilungen für p_T^e und p_T^μ und Elektron-Likelihood nach allen Korrekturen in der Multijetkontrollregion.

6.3. Normierung der Monte-Carlo-Ereignisse

Nach einer vorläufigen Normierung der Monte-Carlo-Untergründe mit der offiziellen Luminosität von 9.7 fb^{-1} , wird eine vorläufige Bestimmung des Multijetuntergrundes aus den Daten durchgeführt. Anschließend wird eine unabhängige Messung⁵⁶ der Luminosität anhand der Z-Resonanz durchgeführt. Der Drell-Yan-Untergrund ist für die Vorselektion in der Signalregion der dominante Untergrund. Im Gegensatz zu den Suchkanälen mit zwei Elektronen oder Myonen kann die invariante Masse des Z-Bosons nicht vollständig rekonstruiert werden, da in den Ereignissen vier Neutrinos enthalten sind. Jedoch zeigt sich im Spektrum der invarianten Elektron-Myon-Masse (siehe Abb. 6.8) ebenfalls ein Peak. Dieser ist aufgrund der vernachlässigten Neutrinos zu niedrigeren Massen verschoben und verbreitert. Für die Normierung der Untergründe mithilfe der Daten wird ein Massenfenster von 35 bis 70 GeV benutzt⁵⁷. Der Korrekturfaktor wird nach der Formel

$$S = \frac{N_{\text{Daten}} - N_{\text{Multijet}}}{N_{\text{MC}}} \text{ für } 35 \text{ GeV} < M_{e\mu} < 70 \text{ GeV} \quad (53)$$

berechnet und kompensiert eventuell auftretende Ineffizienzen in der Leptonidentifikation oder den Triggern. Außerdem wird die Analyse damit unabhängig von der offiziellen Luminositätsmessung und verringert die Unsicherheit für die Normierung. In Tabelle 6.1 sind die Korrekturfaktoren für verschiedene Datenepochen aufgelistet. Für den RunIIa und die frühe Phase des RunIIb sind die Korrekturfaktoren kompatibel mit 1, für die späte Phase sind kleine Effizienzverluste bzw. Unterschiede in den Effizienzen von der Monte-Carlo-Simulation und den Daten zu sehen. Das könnte ein Hinweis darauf sein, dass mit steigender instantaner Luminosität die Triggereffizienz nicht mehr 100% betragen haben könnte. Allerdings ist die Abweichung von der offiziellen Messung, welche eine Unsicherheit von 6% aufweist, nicht signifikant. Trotzdem wird die Korrektur abhängig von der Epoche als Ereignisgewicht auf die Monte-Carlo-Ereignisse angewandt.

Epoche	Norm. Faktor
RunIIa	1.04 ± 0.03
RunIIb (frühe Phase)	0.99 ± 0.03
RunIIb (späte Phase)	0.97 ± 0.01
RunII (gesamt)	0.98 ± 0.01

Tabelle 6.1: Normierungsfaktor für die Monte-Carlo-Sätze.

⁵⁶Genau genommen ist die Messung der integrierten Luminosität nicht vollständig unabhängig von der offiziell gemessenen Luminosität. Die Größe des (vorläufigen) Multijetuntergrundes hängt davon ab, da in der Kontrollregion die Monte-Carlo-Erwartung von den Daten subtrahiert wird. Die Unsicherheit der integrierten Luminosität ist in der Unsicherheit der Multijetvorhersage berücksichtigt.

⁵⁷Dieses Fenster ist optimiert um die Unsicherheit auf die Vorhersage zu minimieren und stellt einen guten Kompromiss zwischen einer hohen Akzeptanz für Z+Jets-Ereignisse und einer geringen Unsicherheit für den Multijetuntergrund dar.

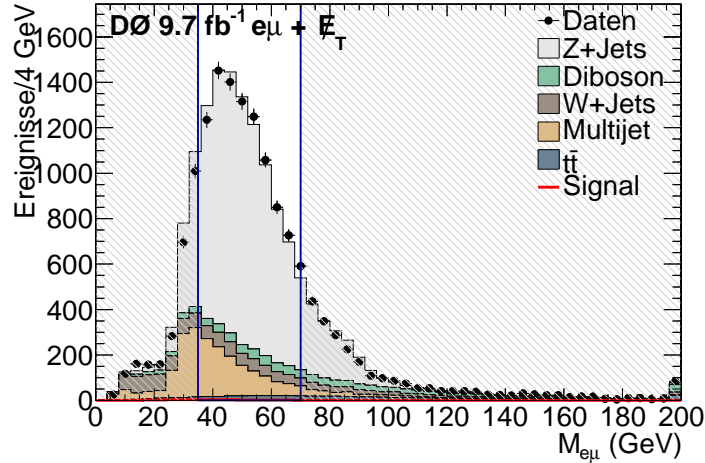


Abbildung 6.8: Verteilung von $M_{e\mu}$ nach allen Korrekturen für die Vorselektion.

6.4. W+Jets-Korrektur

Neben der Korrektur des Transversalimpulses des W-Bosons in W+Jets/ γ -Monte-Carlo-Ereignissen (siehe Kap. 6.1.3) werden die kinematischen Verteilungen sowie die Normierung des W+Jets-Untergrundes in Abhängigkeit von der Anzahl der rekonstruierten Jets angepasst. Dazu wird die W+Jets-Kontrollregion definiert, welche eine Untermenge der Multijetkontrollregion darstellt. Die Multijetereignisse werden durch Schnitte auf die minimale transversale Masse $M_T^{min} > 20$ GeV sowie die stransversale Masse⁵⁸ $M_{T2} > 15$ GeV unterdrückt. Die minimale transversale Masse ist definiert als das Minimum der transversalen Massen des Elektrons M_T^e und des Myons M_T^μ . Dabei ist die transversale Masse definiert als

$$M_T^\ell = \sqrt{2 \cdot p_T^\ell \cdot \cancel{E}_T \cdot (1 - \cos \Delta\phi(\ell, \cancel{E}_T))}. \quad (54)$$

In Abbildung 6.9(a) ist die minimale transversale Masse vor dem Schnitt dargestellt. Die Forderung von einer transversalen Masse von mehr als 20 GeV unterdrückt bereits einen Großteil der Multijet- und Z+Jets-Ereignisse.

Die stransversale Masse ist eine Art von rekonstruierter transversaler Masse, welche eine zusätzliche Unterdrückung des Multijetuntergrundes bewirkt. Für die Berechnung von M_{T2} wird angenommen, dass ein Teilchen in zwei sichtbare und zwei unsichtbare Teilchen zerfällt. Üblicherweise wird sie über

$$M_{T2}^2 = \min_{\vec{p}_T^{\nu_1} + \vec{p}_T^{\nu_2} = \vec{\cancel{E}}_T} \left[\max \left(M_T^2(p_T^e, p_T^{\nu_1}), M_T^2(p_T^\mu, p_T^{\nu_2}) \right) \right] \quad (55)$$

definiert. $\vec{p}_T^{\nu_1}$ und $\vec{p}_T^{\nu_2}$ sind angenommene transversale Impulse für zwei unsichtbare Teilchen (z.B. Neutrinos) über die integriert wird. Der Phasenraum ist durch die Bedingung

⁵⁸Der Name “stransversale Masse” ist an den im englischen gebräuchlichen Namen *stransverse mass* angelehnt.

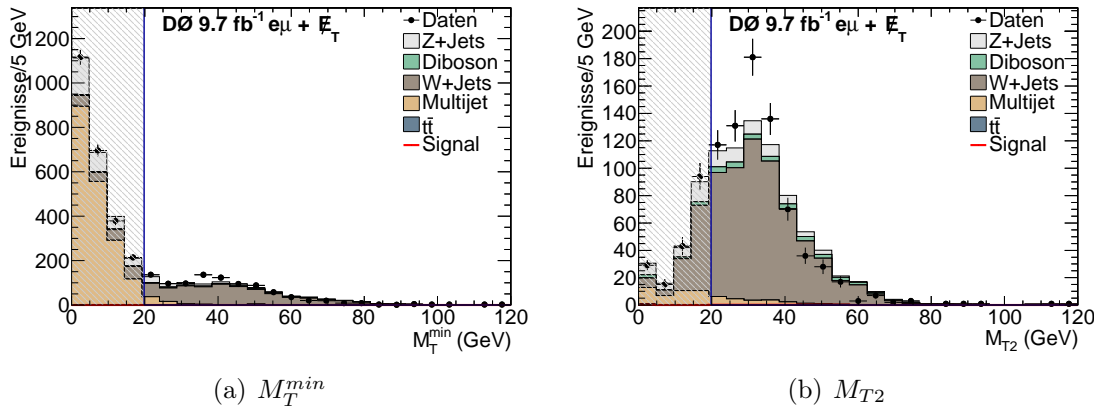


Abbildung 6.9: Verteilung der minimalen transversalen Masse in der Multijetkontrollregion und die Verteilung der stransversalen Masse nach dem Schnitt $M_T^{min} > 20 \text{ GeV}$. Die Verteilungen sind nach allen Korrekturen bis auf die W+Jets-Korrektur aus Kapitel 6.4 gezeigt.

$\vec{p}_T^{\nu_1} + \vec{p}_T^{\nu_2} = \vec{\cancel{E}}_T$ begrenzt [LS99, CH08]. Mit dem Schnitt $M_{T2} > 15 \text{ GeV}$ (siehe Abb. 6.9(b)) wird der Multijetuntergrund nochmal um mehr als die Hälfte reduziert.

Eine Korrektur der W+Jets-Ereignisse findet nun in Abhängigkeit von der Anzahl der rekonstruierten Jets statt. Dazu wird der Datensatz in Ereignisse ohne Jets, mit genau einem Jet und mit mehr als einem Jet aufgeteilt. Die Korrektur für Ereignisse ohne Jets wird im Kapitel 6.4.1 besprochen. Für die W+Jets/ γ -Ereignisse mit rekonstruierten Jets wird aufgrund der kleinen Statistik eine weniger komplexe Korrektur durchgeführt, welche in Kapitel 6.4.2 gesondert beschrieben wird.

6.4.1. Korrektur für Ereignisse ohne rekonstruierten Jet

Für die Ereignisse ohne rekonstruierten Jet wird eine Korrektur in Abhängigkeit der Art des fehlidentifizierten Elektrons durchgeführt. Dazu müssen die rekonstruierten Leptonen zunächst mit generierten Objekten in der Monte-Carlo-Simulation identifiziert werden. Als erstes wird überprüft, ob das rekonstruierte Myon mit einem Myon aus einem W-Zerfall in der Monte-Carlo-Simulation übereinstimmt. Zwei Objekte, die nicht weiter als $\Delta R = 0.5$ auseinander liegen, werden als übereinstimmend definiert. Für 91% der W+Jets-Monte-Carlo-Ereignisse wird ein "echtes" Myon gefunden. Für das rekonstruierte Elektron wird in diesen Ereignissen angenommen, dass dieses anstelle eines Photons oder Jets (Quark oder Gluon auf Generatorniveau) rekonstruiert wird. Dazu wird die Übereinstimmung des Elektrons mit einem Quark, Gluon oder Photon überprüft sowie dessen Ursprung (ISR/FSR) bestimmt. Es werden drei Klassen unterschieden: Fehlidentifizierte Elektronen, die mit

- (1) Photonen aus FSR,

- (2) Photonen aus ISR und
- (3) Quarks oder Gluonen aus ISR

übereinstimmen. Für die jeweiligen Objekte in der Monte-Carlo-Simulation wird verlangt, dass diese einen Transversalimpuls von mehr als 8 GeV aufweisen. Photonen aus π^0 Zerfällen werden zur Klasse (3) gezählt.

Quelle	Anzahl der erwarteten Ereignisse	Anteil
γ (FSR)	189.2	32.8%
γ (ISR)	235.3	40.8%
q, g (ISR)	95.6	16.6%
e	53.2	9.2%
keine Übereinstimmung	3.6	0.6%

Tabelle 6.2: Zusammenfassung der unterschiedlichen Quellen von rekonstruierten Elektronen in W+Jets/ γ -Ereignissen ohne Jetaktivität in der W+Jets-Kontrollregion vor der Korrektur.

In Tabelle 6.2 ist die Zusammensetzung des W+Jets/ γ -Untergrundes in der Kontrollregion aufgelistet. Mit einem Anteil von 74% sind $W \rightarrow \mu\nu + \gamma$ -Ereignisse der größte Anteil des Untergrundes. Dieser ist aus zwei kinematisch sehr unterschiedlichen Teilen zusammengesetzt. Die Ereignisse, bei denen das Photon aus der FSR stammt, zeichnen sich dadurch aus, dass die Richtung des Photons und des Leptons eine Korrelation aufweisen. Der Öffnungswinkel ist relativ klein. Da kein Jet im Ereignis vorhanden ist, um die Energiebilanz auf der anderen Seite auszugleichen, kommt nur das Neutrino aus dem W-Zerfall in Frage. Damit sind diese Ereignisse den Signalereignissen in der Winkelverteilung der geladenen Leptonen und der fehlenden Transversalenergie sehr ähnlich. Ereignisse, bei denen die Elektronen aus ISR-Photonen rekonstruiert werden, weisen keine derart starke Korrelation auf und sind den Ereignissen der Klasse (3) kinematisch sehr ähnlich. Die Klassen (2) und (3) werden aufgrund der ähnlichen Kinematik (siehe Abb. 6.10(b)) im Folgenden als Klasse “ISR” zusammengefasst⁵⁹.

Eine Trennung der Klasse (1) von den anderen beiden Klassen ist mithilfe der Verteilung der invarianten Masse des Elektron-Myon-Paares möglich. Die Verteilung ist in Abbildung 6.10(a) dargestellt. Sie wird benutzt, um einen sogenannten *template fit* für

⁵⁹Ursprünglich wurde ein *template fit* durchgeführt, um die Anteile aus Quarks und Gluonen sowie Photonen zu bestimmen. Dazu wurde die Information verwendet, ob das rekonstruierte Elektron einen Treffer in der innersten Lage des SMT hinterlassen hat. Es wird erwartet, dass Elektronen, die anstelle eines Photons rekonstruiert wurden, aus einer Konversion zu einem Elektron-Positron-Paar im Inneren des Detektors entstehen. Dadurch haben diese Ereignisse eine kleinere Wahrscheinlichkeit einen Treffer in der innersten SMT-Lage zu hinterlassen als die als Elektronen fehlidentifizierten Jets, welche bereits aufgrund geladener Pionen zu Treffern führen. Dieser Ansatz wurde unter anderem in [BHW11] angewandt. Jedoch weist dieser *template fit* keine ausreichende Stabilität für unterschiedliche Datenepochen auf. Die Auswirkungen auf die Beschreibung der kinematischen Variablen des W+Jets-Untergrundes sind jedoch so gering, dass das Verhältnis von Klasse (2) und (3) im Rahmen dieser Arbeit nicht verändert wird.

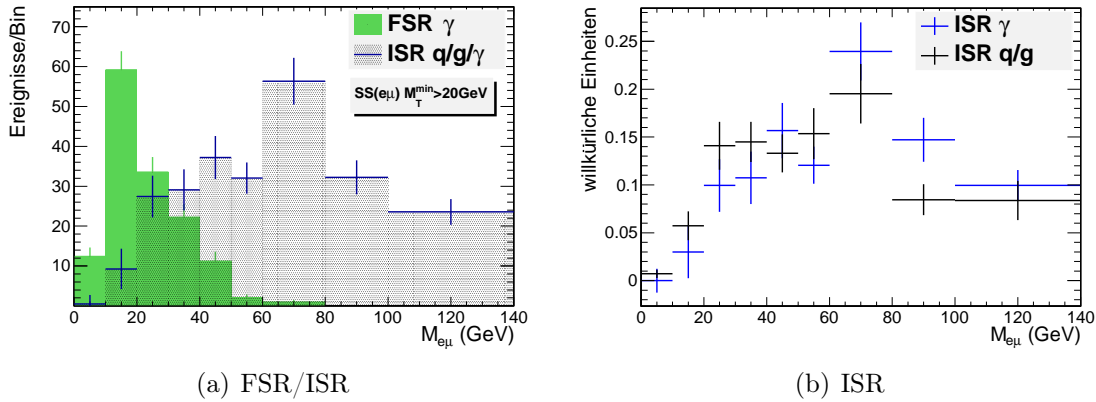


Abbildung 6.10: Verteilung der invarianten Masse des Elektron-Myon-Paares nach dem Schnitt $M_T^{min} > 20 \text{ GeV}$ für fehlidentifizierte Elektronen aus ISR und FSR (links) und für Elektronen aus ISR-Photonen und ISR-Quarks/Gluonen getrennt (rechts) für W+Jets-Monte-Carlo-Ereignisse.

die Normierung sowie die Verhältnisse der FSR- und ISR-Elektronkandidaten zu bestimmen. Dazu werden die beiden Verteilungen so skaliert, dass sie die Differenz von den Daten und Untergrundereignissen [bis auf die Klassen (1) bis (3)] für die invariante Elektron-Myon-Masse beschreiben. In Tabelle 6.3 sind die Korrekturfaktoren für die zwei bzw. drei Klassen aufgelistet.

Quelle	Korrekturfaktor
γ (FSR)	1.6 ± 0.1
γ (ISR)	0.65 ± 0.07
q, g (ISR)	0.65 ± 0.07

Tabelle 6.3: Korrekturfaktor für W+Jets/ γ -Ereignisse ohne Jetaktivität in Abhängigkeit der Art der fehlidentifizierten Elektronen.

In Abbildung 6.11 sind die Verteilungen der invarianten Masse und der fehlenden Transversalenergie vor und nach der Korrektur für die Kontrollregion gezeigt. Es ist eine deutliche Verbesserung der Beschreibung des W+Jets/ γ -Untergrundes zu beobachten. Weitere Verteilungen für die Kontrollregion vor und nach der Korrektur sind in Anhang B gezeigt.

6.4.2. Korrektur für Ereignisse mit rekonstruierten Jets

Für Ereignisse mit einem bzw. mit mehr als einem Jet ist die Statistik der W+Jets-Ereignisse sowie der Daten nicht ausreichend, um eine Korrektur in Abhängigkeit der Form einer Verteilung durchzuführen. Deshalb wird für die Ereignisse mit einem Jet und für die Ereignisse mit mehr als einem Jet lediglich die Normierung in der Kontrollregion

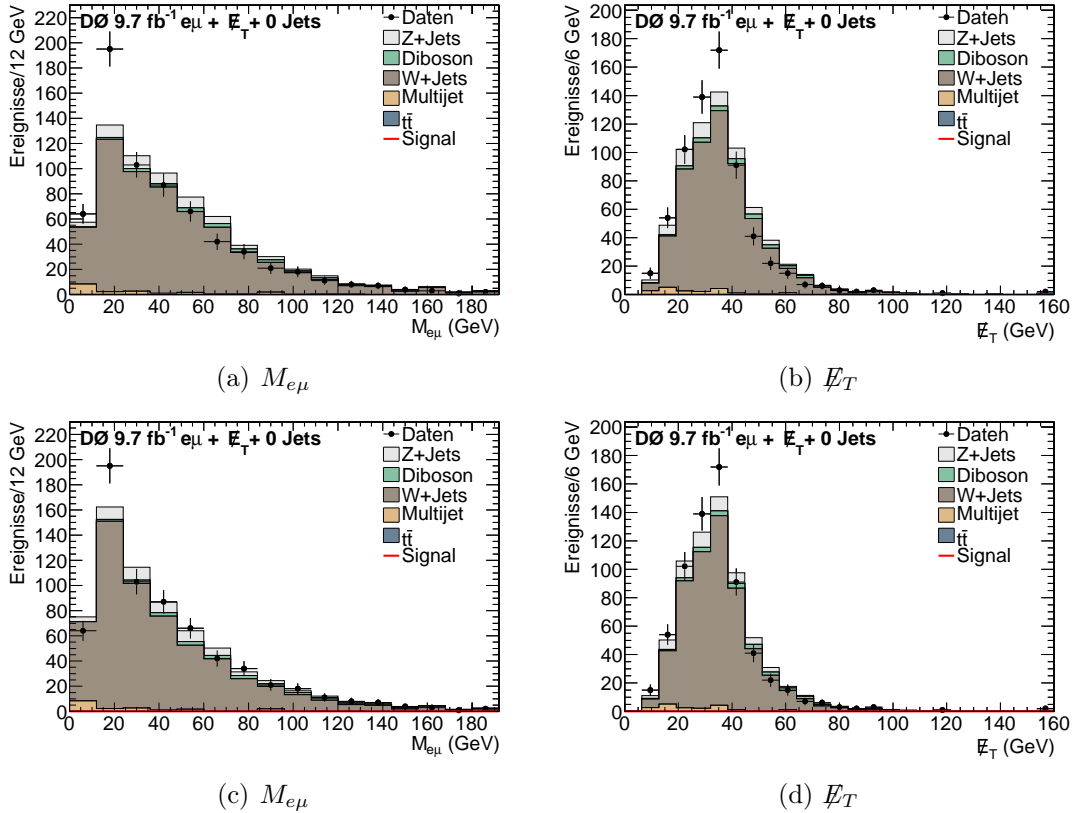


Abbildung 6.11: Verteilungen der invarianten Masse (links) und der fehlenden Transversalenergie (rechts) ohne Korrektur (oben) und mit Korrektur (unten) für Ereignisse ohne Jets in der W+Jets-Kontrollregion.

bestimmt. Dazu wurden nach der Formel

$$\beta = \frac{N_{\text{Daten}} - N_{\text{Untergruende(ohne W+Jets)}}}{N_{\text{W+Jets}}} \quad (56)$$

Korrekturfaktoren berechnet. Diese sind mit β_{1-Jet} bzw. β_{2-Jets} bezeichnet und in Tabelle 6.4 aufgelistet. Die angegebenen Unsicherheiten werden von der statistischen Unsicherheit der erwarteten Anzahl an Ereignissen (nach der Korrektur) in der Kontrollregion dominiert. Da die Anzahl unbekannt ist, wird diese mit der Standardabweichung der Anzahl der Daten approximiert. Mithilfe dieser Faktoren werden die W+Jets-Ereignisse mit rekonstruierten Jets normiert. Während der Wert für Ereignisse mit einem Jet mit 1 kompatibel ist, erscheint der Wert für die Region mit zwei oder mehr Jets mit 270% recht hoch. Es ist unwahrscheinlich, dass dieser Wert nur aufgrund einer statistischen Fluktuation zustande kommt, allerdings können die Ursachen vielfältig sein. Es könnte sein, dass die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron anstelle eines Jets zu rekonstruieren für Ereignisse mit hoher Jetmultiplizität unterschätzt wird. Allerdings ist es ebenfalls möglich, dass der Generator *ALPGEN* die Anzahl der Ereignisse mit einem W-Boson und drei oder mehr Jets, von denen einer als Elektron fehlidentifiziert wird, unterschätzt.

Letzteres könnte am besten im 2-Elektron- oder 2-Myon-Kanal getestet werden, indem man $Z \rightarrow (ee/\mu\mu)$ -Ereignisse mit drei oder mehr zusätzlichen Jets auf die Vorhersage von *ALPGEN* in Z+Jets-Ereignissen überprüft. Im Elektron-Myon-Kanal ist leider keine ausreichende Statistik vorhanden, um diese Messung durchzuführen. Deshalb ist es im Rahmen dieser Arbeit unmöglich, den großen Korrekturfaktor zu erklären. Dieser stammt jedoch aus einer Messung in der Kontrollregion und wird für die W+Jets-Ereignisse im Kanal mit mehr als einem Jet angewandt. In Abbildung 6.12 sind die Verteilungen für die invariante Masse und die fehlende Transversalenergie für einen und für mehr als einen Jet nach der Korrektur in der Kontrollregion gezeigt.

Anzahl der Jets	Korrekturfaktor
β_{0-Jets}	0.92 (effektiv)
β_{1-Jet}	1.2 ± 0.2
β_{2-Jets}	2.7 ± 0.6

Tabelle 6.4: Korrekturfaktor für W+Jets/ γ in Abhängigkeit der Jetmultiplizität. Für Ereignisse ohne Jets wird die Korrektur aus Kapitel 6.4.1 angewandt. Die angegebene Zahl ist die effektive Änderung der absoluten Anzahl der W+Jets-Ereignisse in der Signalregion für die Vorselektion.

6.5. Normierung des Drell-Yan-Untergrundes in Abhängigkeit der Jetmultiplizität

Analog zur Normierung des W+Jets/ γ -Untergrundes (Kap. 6.4.2) wird auch der Z+Jets-Untergrund in Abhängigkeit der Jetmultiplizität anhand des Z-Peaks normiert. Die Kontrollregion ist identisch mit der aus Kapitel 6.3, welche zur Normierung der Monte-Carlo-Ereignisse benutzt wird. Sie stellt eine Untermenge der Signalregion dar, wobei der Signalbeitrag im Vergleich zur Untergrunderwartung vernachlässigbar klein ist. Analog zu Formel 56 werden die Korrekturfaktoren α für Z+Jets-Ereignisse nach der Gleichung

$$\alpha = \frac{N_{Daten} - N_{Untergruende(ohne\ Z+Jets)}}{N_{Z+Jets}} \quad \text{für } 35 \text{ GeV} < M_{e\mu} < 70 \text{ GeV} \quad (57)$$

berechnet. Der Korrekturfaktor wird für Ereignisse ohne Jet, mit einem Jet und mit mehr als einem Jet gesondert berechnet. In Tabelle 6.5 sind die Korrekturfaktoren aufgelistet. Die Korrekturfaktoren sind innerhalb der Unsicherheiten kompatibel mit 1.

6.6. Korrektur der *Unclustered Energy*

Die *unclustered energy* (UE) ist definiert als die skalare Summe der Energiedepositionen im elektromagnetischen und feinhadronischen Kalorimeter, welche nicht einem Objekt (Jet, elektromagnetisches Objekt, Myon) zugeordnet werden können. Dazu werden

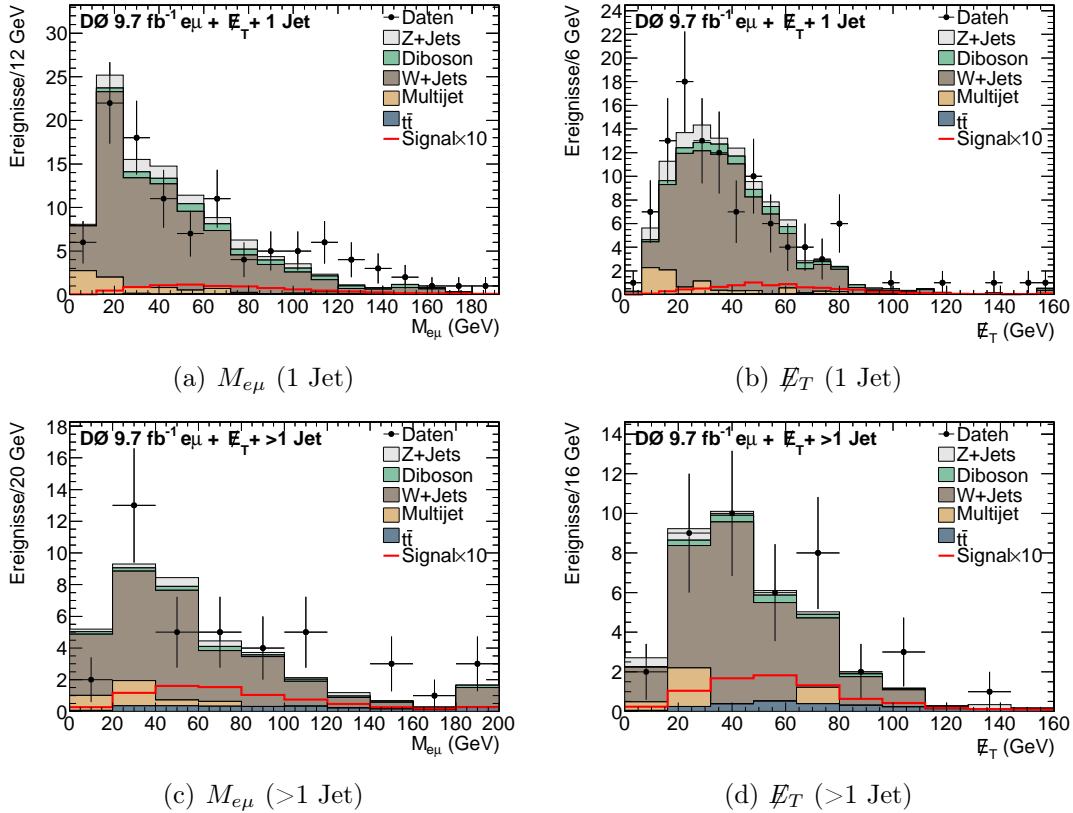


Abbildung 6.12: Verteilungen der invarianten Masse (links) und der fehlenden Transversalenergie (rechts) für Ereignisse mit einem Jet (oben) und mit mehr als einem Jet (unten) in der W+Jets-Kontrollregion nach der Korrektur.

Depositionen im Zentral-, Vorwärts- sowie ICD-Bereich aufsummiert. Die UE ist ein Maß der Aktivität im Detektor, die von der instantanen Luminosität abhängt. Studien im 2-Elektron- und 2-Myon-Kanal haben gezeigt, dass eine Korrektur der Monte-Carlo-Ereignisse für diese Verteilung auch die Beschreibung der Verteilung der fehlenden Transversalenergie verbessern [NC11]. Für den Elektron-Myon-Kanal ist keine Verbesserung der Beschreibung sichtbar. Der Grund ist vermutlich, dass die Vorselektion im Gegensatz zu den beiden anderen Kanälen bereits von Ereignissen mit Neutrinos (echter fehlender Transversalenergie) dominiert ist und sich diese Korrektur vor allem auf kleine Werte von \cancel{E}_T auswirkt, welche aus Fehlmessungen stammen. Um jedoch mit den beiden

Anzahl der Jets	Korrekturfaktor
α_{0-Jets}	1.01 ± 0.02
α_{1-Jet}	0.97 ± 0.05
α_{2-Jets}	0.94 ± 0.12

Tabelle 6.5: Korrekturfaktor für Z+Jets-Ereignisse in Abhängigkeit der Jetmultiplizität.

anderen Analysen konsistent zu bleiben, werden die Monte-Carlo-Ereignisse in Rahmen dieser Arbeit ebenfalls korrigiert. Dazu werden die Monte-Carlo-Sätze an die Differenz von Daten und Multijetuntergrund angepasst. Zur Bestimmung der Korrektur werden nur die Untergrundereignisse in der Signalregion für die Vorselektion betrachtet. Angewandt wird die Korrektur für alle Monte-Carlo-Sätze (Signal und Untergrund). Dabei bleibt die Normierung der einzelnen Monte-Carlo-Sätze erhalten. In Abbildung 6.13 ist die Verteilung der UE und der fehlenden Transversalenergie ohne und mit Korrektur dargestellt. Obwohl der Effekt der Korrektur für die UE für die Verteilung selbst groß erscheint, ist der Effekt für \cancel{E}_T vergleichsweise klein.

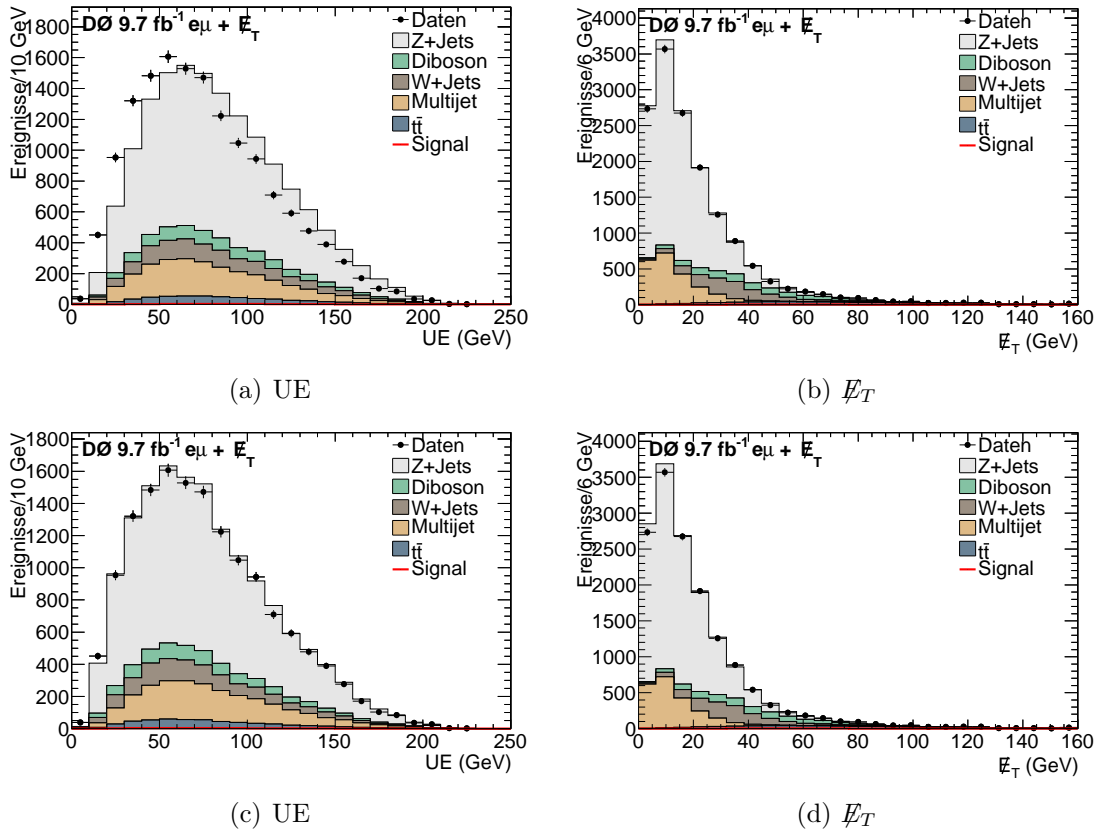


Abbildung 6.13: Verteilungen der UE (links) und der fehlenden Transversalenergie (rechts) ohne (oben) und mit (unten) Korrektur der UE Verteilung für die Vorselektion in der Signalregion.

6.7. Vergleich der Simulation mit der Vorselektion in der Signalregion

Nachdem die Simulation optimiert und normiert wurde, erhält man eine Beschreibung der Daten. In Tabelle 6.6 ist die Zusammensetzung der Untergründe sowie die erwartete Anzahl an Ereignissen für den jeweiligen Prozess aufgelistet. Die größten Untergründe

sind die Z+Jets- und Multijetproduktion, die zusammen einen Anteil von 82% der Untergrunderwartung für die 14936 aufgenommenen Datenereignisse ausmachen. Die in der Simulation erwartete Anzahl an Ereignissen von 15142 ± 130 ⁶⁰ stimmt im Rahmen der Statistik mit den aufgezeichneten Daten überein. Für ein hypothetisches Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 165$ GeV werden für die Selektion rund 38 Ereignisse erwartet.

Sample	Summe	0 Jets	1 Jet	>1 Jet
Daten	14936	12131	2039	766
Signal ($m_H = 165$ GeV)	37.6	21.5	10.9	5.3
Tot. Untergrund	15142.0	12361.3	2039.5	741.2
Z+Jets	10290.5	8937.7	1134.9	217.1
$t\bar{t}$	536.8	15.5	155.3	365.9
W+Jets	1225.3	971.5	190.5	63.3
Diboson	905.7	728.0	152.5	25.2
Multijet	2184.5	1708.5	406.3	69.7

Tabelle 6.6: Zusammensetzung der Untergründe der Vorselektion in Abhängigkeit von der Anzahl der rekonstruierten Jets.

Bevor die Daten im weiteren Verlauf auf Signalereignisse durchsucht werden können, muss überprüft werden, ob diese von der Simulation beschrieben werden. Die wichtigsten Objekte im Rahmen dieser Arbeit sind das Elektron, das Myon und die fehlende Transversalenergie im Ereignis. Zunächst werden objektbezogene Variablen untersucht, bevor komplexere, zusammengesetzte Variablen betrachtet werden.

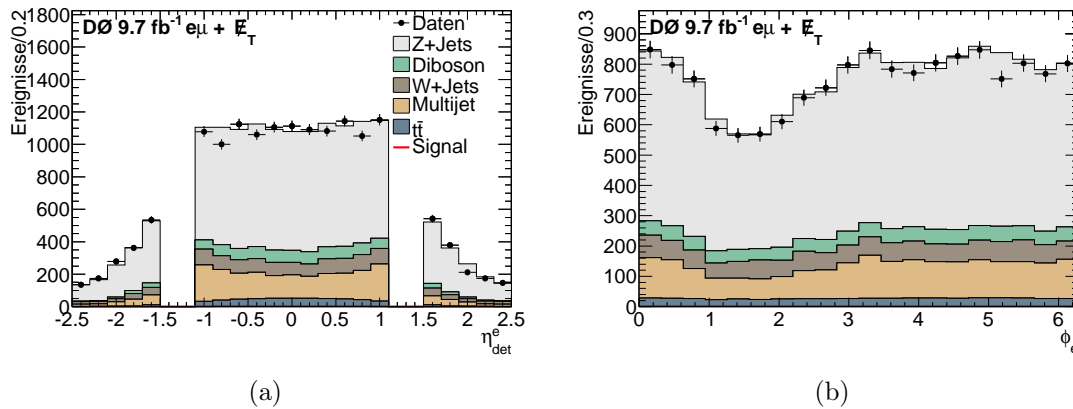


Abbildung 6.14: Verteilungen der Pseudorapazität (links) und des Winkels in der Transversalebene (rechts) des Elektrons für die Vorselektion.

⁶⁰Für die Unsicherheit auf die Vorhersage wurde die Unsicherheit des Zentralwertes (Die statistische Unsicherheit der simulierten Monte-Carlo-Sätze) von 44 Ereignissen mit der natürlichen Breite der Vorhersage gefaltet.

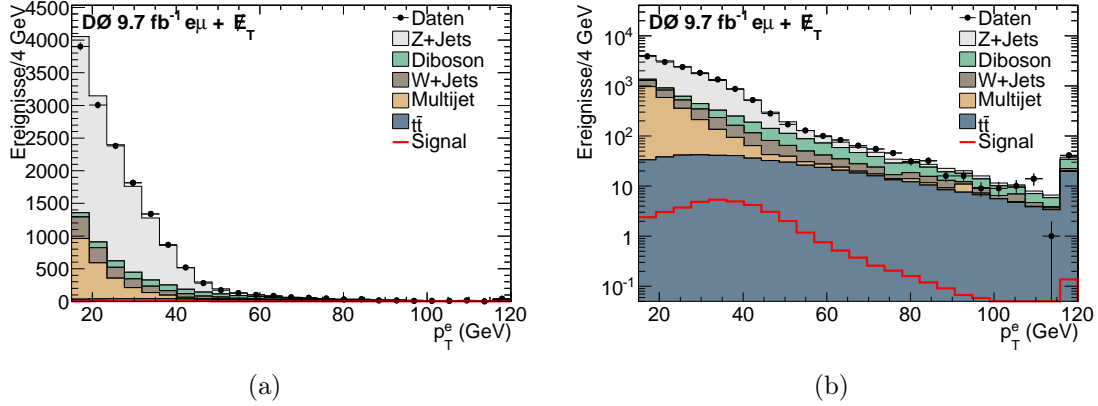


Abbildung 6.15: Verteilung des Transversalimpulses des Elektrons in linearer Skala (links) und in logarithmischer Skala (rechts) für die Vorselektion.

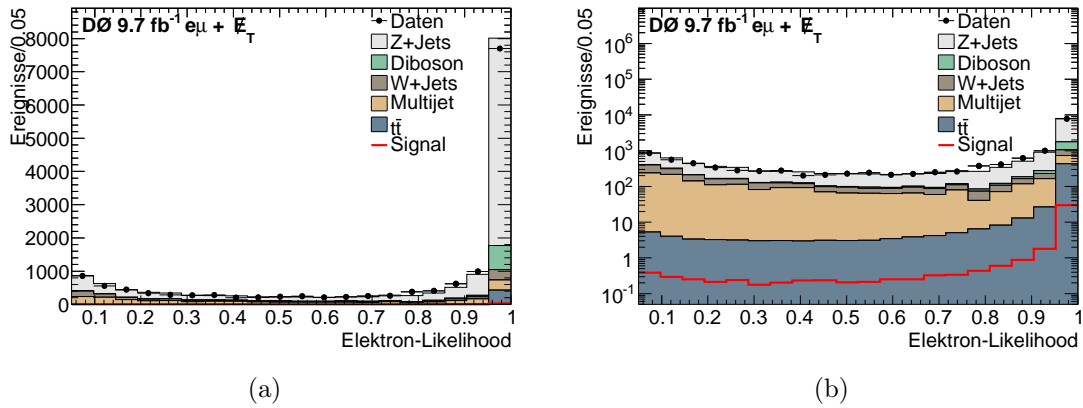


Abbildung 6.16: Verteilung der Elektron-Likelihood in linearer Skala (links) und logarithmischer Skala (rechts) für die Vorselektion.

In Abbildung 6.14(a) ist die Pseudorapiditätsverteilung der Elektronen im Detektor gezeigt. Deutlich zu sehen ist die Akzeptanzlücke im Bereich von 1 bis 1.5, in welcher der zentrale Kryostat endet und die Kryostate im Vorwärtsbereich beginnen. Die Simulation ist mit den Daten in guter Übereinstimmung. Gleiches gilt für die Winkelverteilung in der Transversalebene (siehe. Abb. 6.14(b))⁶¹. Auch das Transversalimpulsspektrum der Elektronen, welches in Abbildung 6.15 gezeigt ist, weist über den gesamten Impulsbereich eine gute Übereinstimmung auf. Eine weitere wichtige Variable, welche Signal und W+Jets/ γ -Ereignisse separieren soll, ist die Elektron-Likelihood. Diese ist in Ab-

⁶¹In der ϕ_e -Verteilung ist ein Minimum um 1.5 zu sehen. Dieser Abfall der Verteilung hat zum Teil mit der Effizienz der Spurerkennung der Elektronen in diesem Bereich zu tun, da Lagen im CFT für späte Datennahmen in diesem Bereich deutlich an Effizienz verloren haben [BP11]. Allerdings wirkt sich der Effekt der Ineffizienz ebenfalls in der Myonverteilung auf der anderen Seite des Detektors (siehe Kapitel 3.2.3) aus. Da die Hauptuntergründe in der Vorselektion einen großen Öffnungswinkel favorisieren (siehe Abb. 6.19(a)), ist die Wahrscheinlichkeit ein Ereignis mit einem Elektron in diesem Bereich zu selektieren, verringert.

bildung 6.16 dargestellt. Die Übereinstimmung ist im niedrigen Bereich sehr gut. Der hohe Bereich könnte auf leichte Diskrepanzen in der Beschreibung hinweisen. Die Verteilung ist jedoch für reale Elektronen an die Verteilung der Daten im 2-Elektron-Kanal angepasst worden (siehe Kapitel 6.1.6). Daher sind die realen Elektronen als Ursache unwahrscheinlich. In Abbildung B.2(d) in Anhang B ist die Verteilung in der W+Jets-Kontrollregion gezeigt. Im Rahmen der Statistik ist diese für fehlidentifizierte Elektronen ebenfalls sehr gut beschrieben.

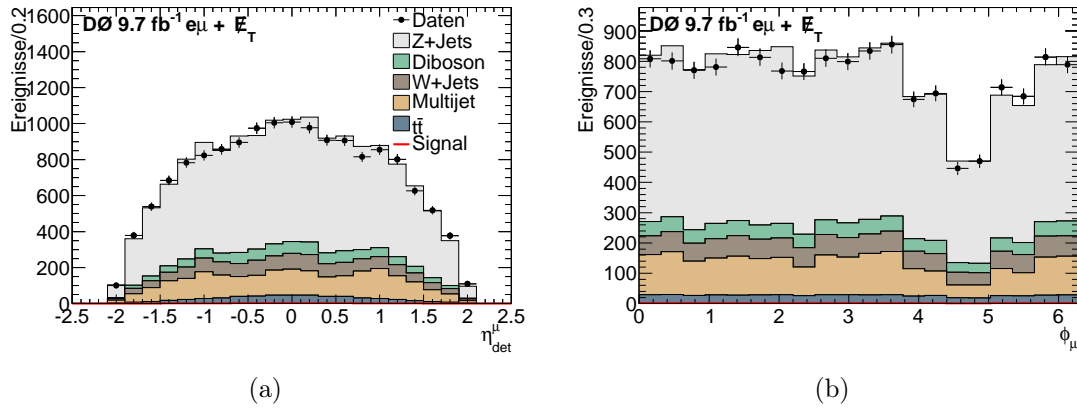


Abbildung 6.17: Verteilungen der Pseudorapidity (links) und des Winkels in der Transversalebene (rechts) des Myons für die Vorselektion.

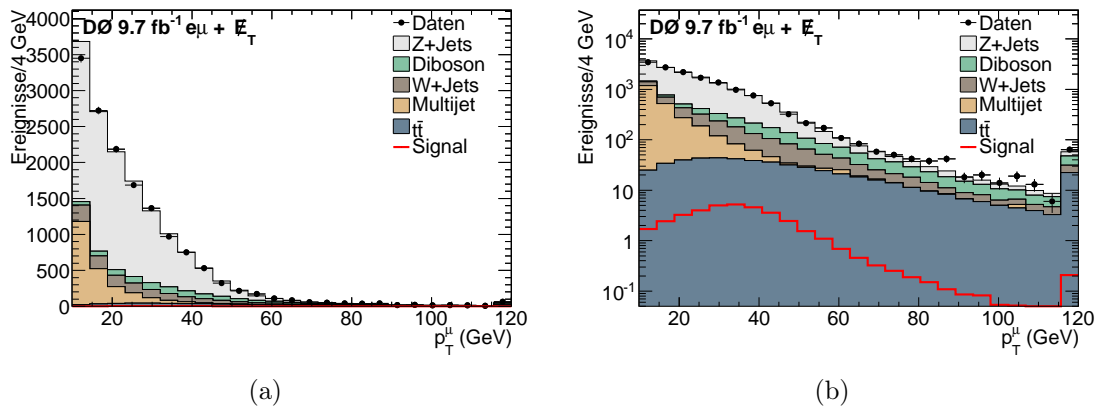


Abbildung 6.18: Verteilung des Transversalimpulses des Myons in linearer Skala (links) und in logarithmischer Skala (rechts) für die Vorselektion.

Die räumlichen Verteilungen der Myonen im Detektor sind in Abbildung 6.17 dargestellt. Sowohl die Pseudorapidity als auch die Winkelverteilung in transversaler Ebene sind gut modelliert. Letztere zeigt die in Kapitel 3.2.3 beschriebene baulich bedingte Ineffizienz im Bereich um 4.5 . Das p_T -Spektrum (siehe Abb. 6.18) weist für kleine Werte einen leichten Überschuss in der Simulation auf, welcher mit hoher Wahrscheinlichkeit mit dem Multijetuntergrund zusammenhängt, der in diesem Bereich rund 10% überschätzt wird.

(vgl. Abb. 6.7(b))⁶². Für hohe Transversalimpulse ist ein kleiner Überschuss sichtbar.

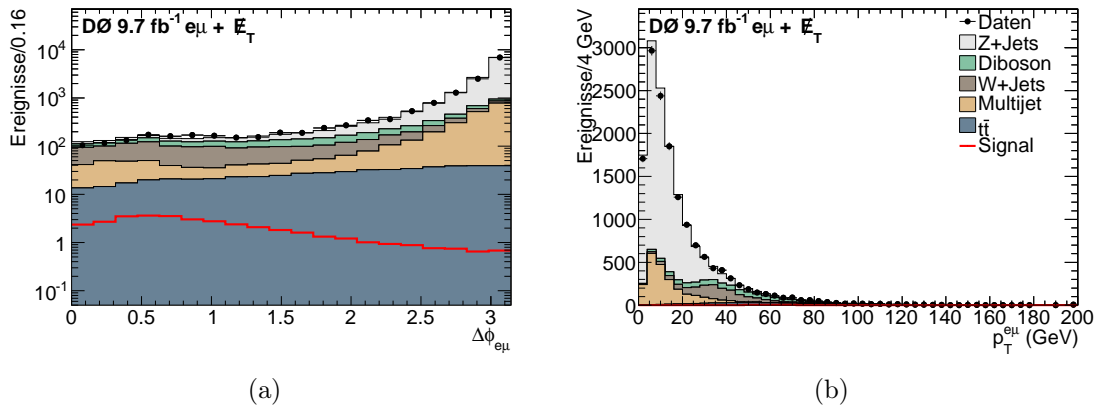


Abbildung 6.19: Verteilungen des transversalen Öffnungswinkels von Elektron und Myon (links) und des Transversalimpulses des Elektron-Myon-Systems (rechts) für die Vorselektion.

Mithilfe des Elektrons und des Myons lassen sich komplexere Variablen zusammensetzen. In Abbildung 6.19(a) ist der Öffnungswinkel zwischen den beiden Leptonen dargestellt und in Abbildung 6.19(b) der Transversalimpuls des Elektron-Myon-Systems. Die Daten sind für beide Verteilungen in guter Übereinstimmung von der Simulation beschrieben. Die invariante Masse von Elektron und Myon wurde bereits in Kapitel 6.3 in Abbildung 6.8 gezeigt. Diese weist in der linken Flanke einen leichten Überschuss für die Simulation auf, welche auf die Multijetbeschreibung zurückzuführen ist, die das Spektrum der invarianten Masse nicht perfekt beschreibt⁶³.

Neben den geladenen Leptonen ist auch die fehlende Transversalenergie eine der wesentlichen Eigenschaften der untersuchten Ereignisse. Die Verteilung ist in Abbildung 6.20 dargestellt. Die Übereinstimmung der Simulation mit den Daten ist sehr gut gegeben. Im niedrigen Bereich ist ein leichter Überschuss in der Simulation zu sehen, welcher wahrscheinlich ebenfalls mit dem Multijetuntergrund zusammenhängt. Im Bereich um 120 – 125 GeV ist ein Überschuss in den Daten zu sehen. Es konnte auch nach eingehender Untersuchung keine Ursache für den Überschuss gefunden werden. Der Überschuss ist unabhängig von der Zeit, in der die Ereignisse aufgenommen wurden. Außerdem konnte auch kein Problem mit den Myonen identifiziert werden. Neue Physik, die ein Elektron, ein Myon und eine scharfe Resonanz im Spektrum der fehlenden Transversalenergie besitzt, scheint ebenfalls sehr unwahrscheinlich. Demnach handelt es sich um eine statistische Fluktuation.

⁶²Dieser Überschuss verschwindet für die finale Selektion, bei der der DY- und Multijetuntergrund nahezu vollständig unterdrückt sind.

⁶³Für die finale Selektion ist diese Diskrepanz nicht mehr relevant, da der Multijetuntergrund fast vollständig unterdrückt ist. Die Unsicherheit des Multijetuntergrundes stellt, neben der Statistik der Daten, den größten Beitrag zu den Unsicherheiten in Tabelle 6.1 für die Normierung der Monte-Carlo-Sätze dar.

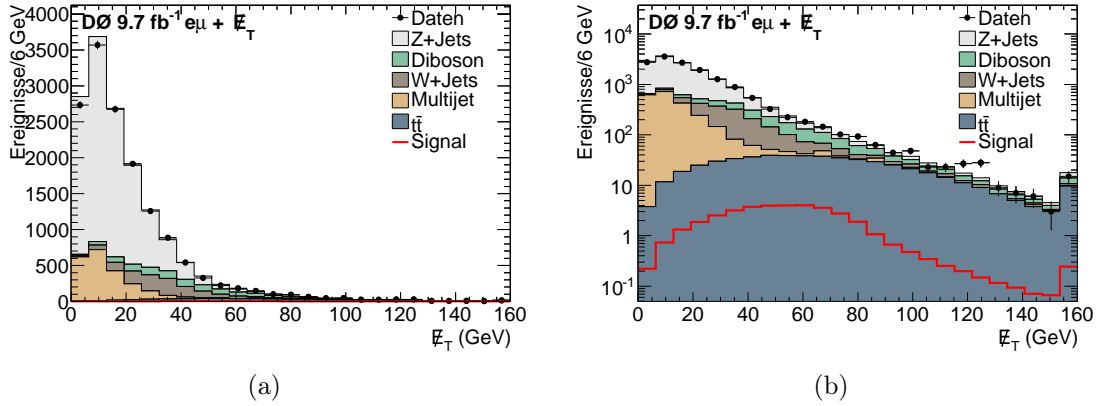


Abbildung 6.20: Verteilung der fehlenden Transversalenergie in linearer Skala (links) und logarithmischer Skala (rechts) für die Vorselektion.

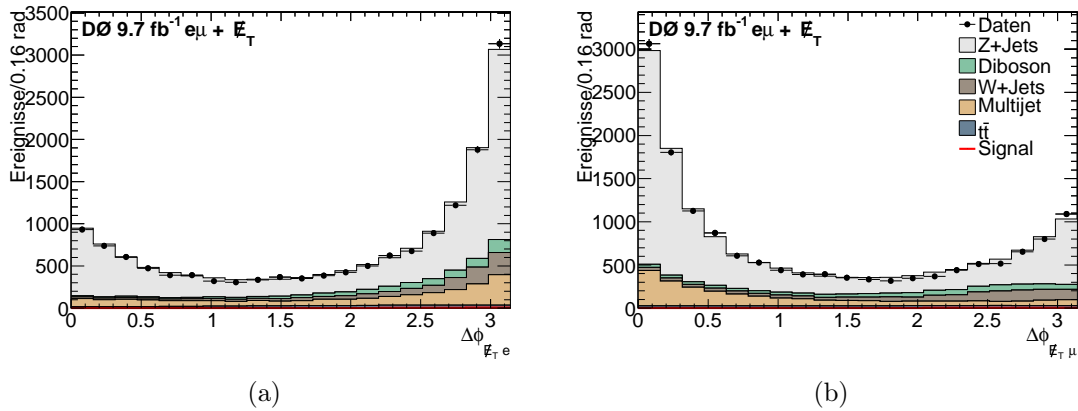


Abbildung 6.21: Verteilungen des transversalen Öffnungswinkels zwischen der fehlenden Transversalenergie und dem Elektron (links) bzw. Myon (rechts) für die Vorselektion.

Die Kombination der fehlenden Transversalenergie mit den Leptonen führt zu weiteren wichtigen kinematischen Observablen, z.B. den transversalen Öffnungswinkelverteilungen zwischen den einzelnen Leptonen und \cancel{E}_T . In den Abbildungen 6.21(a) und 6.21(b) sind diese für das Elektron bzw. Myon dargestellt. Beide Verteilungen zeigen eine gute Beschreibung⁶⁴.

Neben den Objekten, welche direkt aus dem Zerfall eines Higgs-Bosons erwartet werden, werden auch zusätzliche Jets rekonstruiert. Sie werden später in dieser Arbeit (siehe Kap. 7.2) zum Trennen des Kanals in Unterkanäle abhängig von der Jetmultiplizität verwendet. Die Anzahl der rekonstruierten Jets ist in Abbildung 6.22(a) dargestellt. Die Daten werden von der Simulation gut beschrieben. Das Transversalimpulsspektrum des Jets

⁶⁴In Kapitel 7 wird noch die minimale transversale Masse sowie die stransversale Masse gezeigt, welche dort jeweils für einen Schnitt benutzt werden, um die finale Selektion zu definieren.

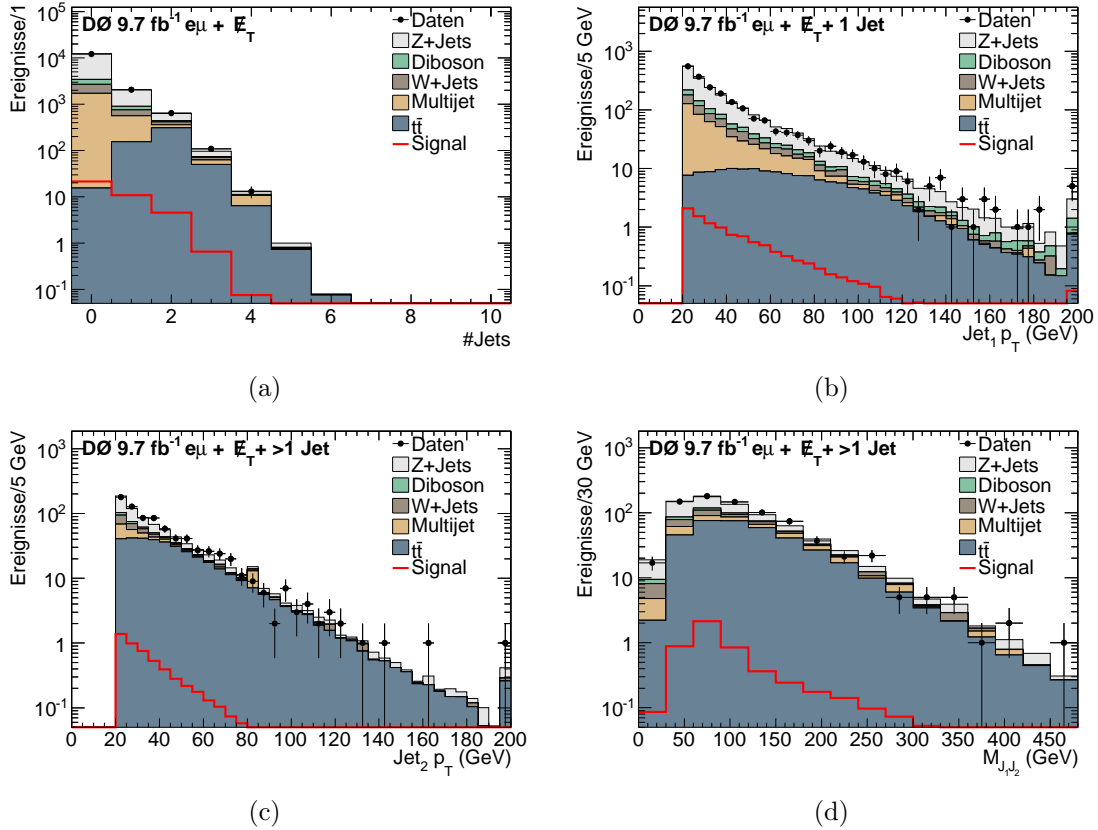


Abbildung 6.22: Verteilungen der Anzahl der rekonstruierten Jets (a), des Transversalimpulses des ersten Jets (b), des zweiten Jets (c) und der invarianten Masse der beiden führenden Jets (d) für die Vorselektion.

mit dem höchsten (siehe Abb. 6.22(b)) und zweithöchsten (siehe Abb. 6.22(c)) Transversalimpuls ist ebenfalls gut beschrieben. Für Ereignisse mit zwei Jets lässt sich auch die invariante Masse der beiden Objekte rekonstruieren. Diese ist in Abbildung 6.22(d) dargestellt und zeigt eine gute Übereinstimmung der Simulation mit den aufgezeichneten Daten.

7. Analysestrategie

Nachdem die Beschreibung der Daten durch die Simulation überprüft wurde, können nun die Daten auf ein mögliches Signal hin untersucht werden. Aufgrund des geringen Wirkungsquerschnittes für die Produktion eines möglichen Signals im Vergleich mit dem erwarteten Untergrund, gestaltet sich die Suche nach einem Signal sehr komplex. Es wird ein genaues Verständnis des Untergrundes und des Signalprozesses benötigt, um den Untergrund, bei möglichst hoher Signalakzeptanz, zu unterdrücken. Dazu werden mehrere Schritte durchgeführt, mithilfe derer die Sensitivität auf ein mögliches Signal maximiert wird. Im ersten Schritt wird ein großer Teil des Untergrundes, dessen Eigenschaften deutlich vom Signal abweichen, mit zwei Schnitten reduziert (siehe Kap. 7.1). Im Rahmen des zweiten Schrittes werden die Daten in vier Suchkanäle mit unterschiedlichen Signalzu-Untergrund-Verhältnissen und unterschiedlichen Untergrundkompositionen aufgeteilt (siehe Kap. 7.2). Diese Aufteilung wirkt sich positiv auf die Sensitivität aus. Im dritten Schritt wird für jeden Suchkanal und jede Massenhypothese eine multivariate Methode trainiert, welche die diskriminierenden Variablen zu einer Verteilung kombiniert. Diese wird im vierten Schritt mit statistischen Methoden auf ein mögliches Signal hin untersucht.

7.1. Unterdrückung des Z+Jets- und Multijetuntergrundes

Der Z+Jets- sowie der Multijetuntergrund unterscheiden sich deutlich von der Kinematik des Signals und lassen sich effektiv unterdrücken. Dazu werden die gleichen Schnitte auf die minimale transversale Masse M_T^{min} sowie die stransversale Masse M_{T2} wie in der W+Jets-Kontrollregion (vgl. Kap.6.4) angewandt.⁶⁵

In Abbildung 7.1 ist die Verteilung von M_T^{min} dargestellt. Die Simulation der Untergründe beschreibt die Verteilung der Daten in hoher Präzision. Aufgrund der Spinkorrelation (Spin-0 Resonanz) der Signalereignisse favorisieren diese einen kleinen Öffnungswinkel zwischen den geladenen Leptonen sowie einen großen Öffnungswinkel zwischen den geladenen Leptonen und den Neutrinos im Ereignis. Diese Eigenschaft führt zu großen erwarteten transversalen Massen (vgl. Gleichung 54). Für den Hauptuntergrund in der Vorselektion, die Z+Jets-Produktion mit dem Zerfall in zwei Tau Leptonen (aus einer Spin-1-Resonanz), ist ein großer Öffnungswinkel zwischen den geladenen Leptonen und ein kleiner Öffnungswinkel zwischen den Neutrinos und den geladenen Leptonen favorisiert. Deshalb zeigt die Richtung der fehlenden Transversalenergie häufig in Richtung eines der geladenen Leptonen. Dies führt tendenziell zu einem kleinen Wert von M_T^{min} für Z+Jets-Ereignisse. Für Untergründe ohne Neutrinos im Ereignis stammt die rekonstruierte fehlende Transversalenergie häufig aus der Fehlmessung eines Lepton- oder Jetimpulses. Im Fall eines Leptons als Ursache wird \cancel{E}_T häufig in Richtung des Leptons

⁶⁵In der Historie der Analyse wurde die W+Jets-Kontrollregion so gewählt, dass sie der finalen Selektion möglichst ähnlich ist um die systematische Unsicherheit der Beschreibung möglichst klein zu halten. Sie unterscheiden sich nur in den Ladungen der Leptonen.

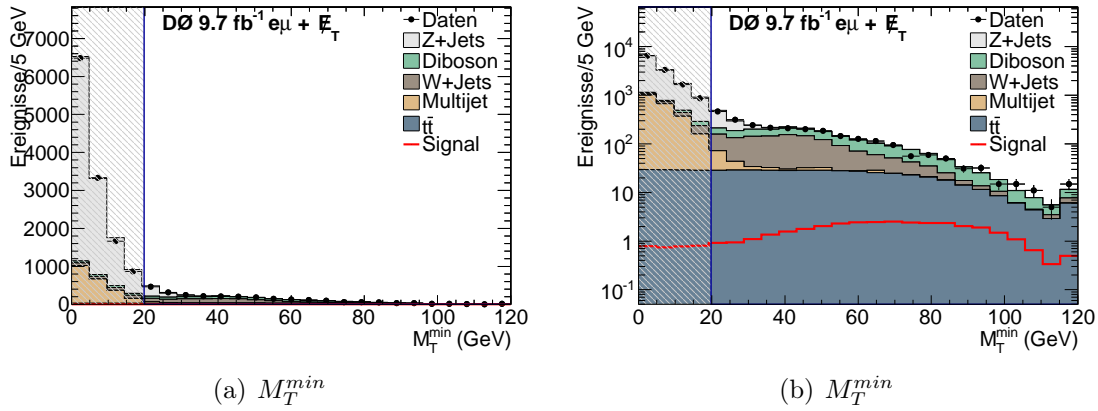


Abbildung 7.1: Verteilung der minimalen transversalen Masse in linearer Skala (links) und logarithmischer Skala (rechts) für die Signalregion.

rekonstruiert. Für die Fehlidentifikation eines Leptons anstelle eines Jets ist die Wahrscheinlichkeit ebenfalls groß, dass dieses mit einem kleineren Impuls als dem wahren Jetimpuls rekonstruiert wird und \cancel{E}_T ebenfalls in Richtung des rekonstruierten Leptons zeigt. Damit ergibt sich auch für diese Art von Untergründen ein kleiner Wert für die minimale transversale Masse. Mit der Bedingung $M_T^{min} > 20$ GeV (in Abb. 7.1 durch eine blaue Linie angedeutet) wird somit ein Großteil der Z+Jets- und Multijetereignisse unterdrückt ohne dabei zu einem großen Akzeptanzverlust für das Signal zu führen.

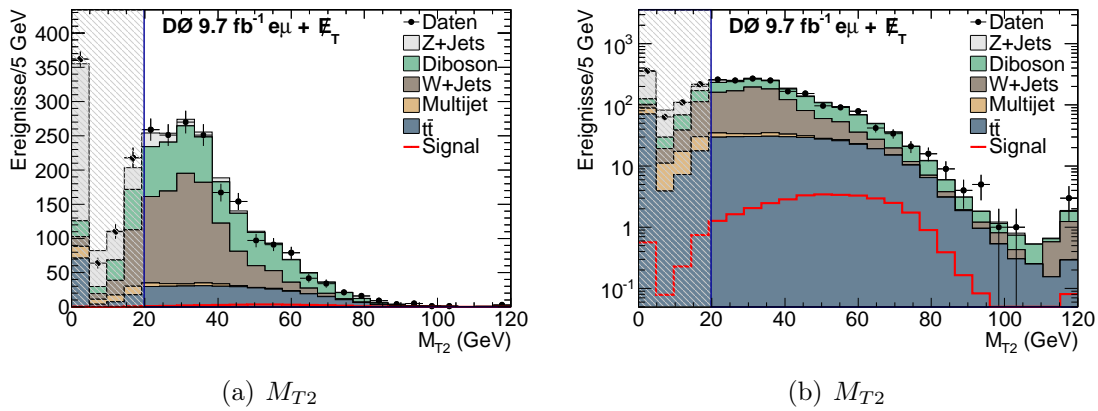


Abbildung 7.2: Verteilung der stransversalen Masse nach dem Schnitt $M_T^{min} > 20$ GeV für die Signalregion in linearer Skala (links) und logarithmischer Skala (rechts).

Zusätzlich zu diesem Schnitt wird verlangt, dass die Ereignisse eine stransversale Masse von mehr als 15 GeV aufweisen. Die Verteilung sowie der Schnitt sind in Abbildung 7.2 für die verbleibenden Ereignisse dargestellt. Die Übereinstimmung der Simulation für die Daten ist auch in dieser Verteilung sehr gut. Es ist deutlich zu sehen, dass dieser Schnitt nochmals einen Großteil des verbleibenden Z+Jets-Untergrundes entfernt. Dabei wurde

der Punkt so gewählt, dass nahezu keine Änderung der Signalakzeptanz in Kauf genommen werden muss. In Tabelle 7.1 sind die Ereigniszahlen für unterschiedliche Prozesse basierend auf der Monte-Carlo-Simulation und die Daten für die Vorselektion, nach dem Schnitt auf M_T^{min} und nach dem weiteren Schnitt auf M_{T2} aufgelistet. Während für die Vorselektion Z+Jets- und Multijetereignisse noch einen Anteil von 82% der Untergrundbeschreibung ausmachen, reduziert sich deren Anteil nach den Schnitten auf 7% (5% Z+Jets, 2% Multijet). Die Unterdrückung dieser Ereignisse beträgt 99%, wobei für das Signal ($m_H = 165$ GeV) eine Effizienz von 89% erreicht wird. Nach der finalen Selektion erwartet man 1960 ± 40 Untergrundereignisse, wovon 871 aus W+Jets-Produktion und 628 aus Diboson-Produktion stammen. Die $t\bar{t}$ -Produktion trägt 332 Ereignisse bei. Die Simulation ist in guter Übereinstimmung mit den 1954 in den Daten beobachteten Ereignissen. Die Anzahl der erwarteten Signalereignisse für alle betrachteten Higgs-Massen sind in Abbildung 7.3 dargestellt. Die schwarze Linie entspricht der Erwartung im Standardmodell. Der größte Signalbeitrag wird für eine Higgs-Masse von 160 GeV erwartet. Für leichtere und schwerere Massen nimmt das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis ab. Die rote Linie stellt das erwartete Signal im Rahmen des fermiophoben Higgs-Modells dar. Aufgrund des unterschiedlichen Verzweigungsverhältnisses für leichte Higgs-Massen nimmt die Anzahl der erwarteten Ereignisse mit zunehmender Higgs-Masse ab. Der Anstieg zwischen 105 und 110 GeV ist nicht physikalisch. Es handelt sich um eine statistische Fluktuation. Für die Signal-Sätze mit den Massen von 100 und 105 GeV für das fermiophobe Higgs-Modell ist die statistische Unsicherheit recht groß. Diese Massen waren jedoch, wie in Kapitel 2.3.1 beschrieben, zu Beginn der Arbeit bereits ausgeschlossen, sodass auf die Generierung von mehr Monte-Carlo-Ereignissen verzichtet wurde.

Sample	Vorselektion	$M_T^{min} > 20$ GeV	$M_{T2} > 15$ GeV
Daten	14936	2509 (17%)	1954 (13%)
Signal ($m_H = 165$ GeV)	37.6	34.4 (91%)	33.5 (89%)
Tot. Untergrund	15142 ± 40	2527 ± 18 (17%)	1960 ± 16 (13%)
Z+Jets	10290.5	420.8 (4%)	92.9 (1%)
$t\bar{t}$	536.8	415.8 (77%)	332.2 (62%)
W+Jets	1225.3	922.3 (75%)	871.3 (71%)
Diboson	905.7	696.9 (77%)	628.2 (69%)
Multijet	2184.5	71.3 (3%)	25.1 (2%)

Tabelle 7.1: Ereigniszahlen nach den jeweiligen Schnitten der Analyse. Die Effizienz relativ zur Vorselektion ist in Klammern hinter der Anzahl der Ereignisse für die einzelnen Sample angegeben.

7.2. Aufspaltung des Datensatzes

Bei der statistischen Auswertung (siehe Kap. 9) wird ein sogenannter *profiling fit* durchgeführt, welcher die Normierung sowie die Form der einzelnen Untergründe im Rahmen

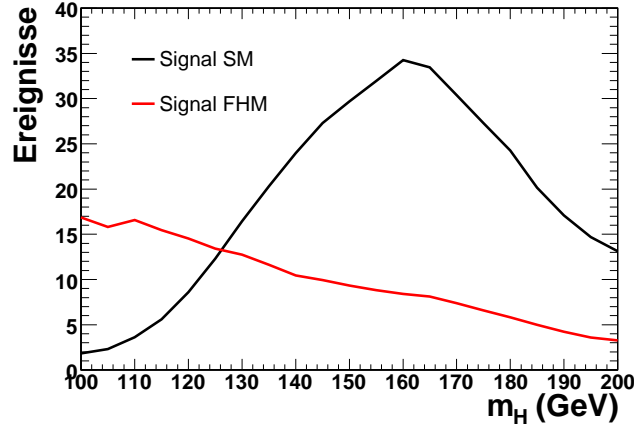


Abbildung 7.3: Erwartete Signalereignisse in Abhängigkeit der Higgs-Masse für das Standardmodell und das fermiophobe Higgs-Modell.

der Systematiken (siehe Kap. 9.2) variiert und die Unsicherheit auf einzelne Werte ermittelt. Um die Unsicherheiten der einzelnen Untergründe möglichst stark einzuschränken, ist es vorteilhaft, wenn eine Region von einem Untergrund dominiert wird. Die größten Untergründe für die finale Selektion sind die W +Jets-(44%), Diboson-(32%) sowie $t\bar{t}$ -Produktion (17%). Zunächst wird ausgenutzt, dass der $t\bar{t}$ -Untergrund, im Gegensatz zu den anderen beiden Untergründen, in den meisten Fällen zwei harte Jets (b -Jets) direkt aus den Zerfällen der Top-Quarks aufweist. Daher ist es naheliegend, die Daten in Abhängigkeit der Anzahl der Jets zu sortieren.

Dazu werden drei Kanäle definiert: Ereignisse ohne rekonstruierten Jet, Ereignisse mit genau einem Jet und Ereignisse mit zwei oder mehr Jets. In Abbildung 7.4(a) ist die Verteilung der Untergründe auf die einzelnen Kanäle graphisch dargestellt. Der Kanal mit zwei oder mehr Jets ist von $t\bar{t}$ -Produktion dominiert. Der Kanal mit einem Jet weist etwa gleiche Anteile für die drei Untergründe auf. Der Kanal ohne Jets hat nahezu keinen $t\bar{t}$ -Beitrag, dafür sind die Anteile von W +Jets und Diboson-Produktion sehr ähnlich. Um Regionen zu schaffen, in denen jeweils einer der Untergründe dominiert, wird ausgenutzt, dass die W +Jets-Ereignisse nur ein echtes Lepton enthalten. Ereignisse mit einem fehlidentifizierten Lepton lassen sich prinzipiell durch die Leptonqualität von den Diboson-Ereignissen separieren. Dazu wird der Kanal ohne rekonstruierte Jets nochmals aufgespalten. Ereignisse, die ein Elektron mit Elektron-Likelihood > 0.95 (siehe Abb. 7.5(a)) und ein Myon mit Myonqualität ≥ 2 (siehe Abb. 7.5(b)) aufweisen, werden als Ereignisse mit hoher Leptonqualität (HQ) in einem eigenen Kanal zusammengefasst. Die Ereignisse, die diese Bedingung nicht erfüllen, sind im Kanal mit niedriger Leptonqualität (LQ) enthalten. Abbildung 7.4(b) zeigt die Verteilung der Untergründe für die vier getrennten Kanäle. Es gibt nun drei Kanäle, die jeweils mit einem Anteil von mehr als 70% von einem einzelnen Untergrund dominiert sind und somit als Kontrollregionen im *profiling fit* fungieren. Dies sind der Kanal ohne Jets mit hoher Leptonqualität für die Diboson- bzw. WW -Produktion, der Kanal ohne Jets mit niedriger Leptonqualität für

die $W+J$ ets-Produktion sowie der Kanal mit mehr als einem Jet für die $t\bar{t}$ -Produktion. Ereigniszahlen der einzelnen Kanäle für die Vorselektion sowie die finale Selektion sind in den Tabelle C.1 bis C.4 in Anhang C aufgelistet.

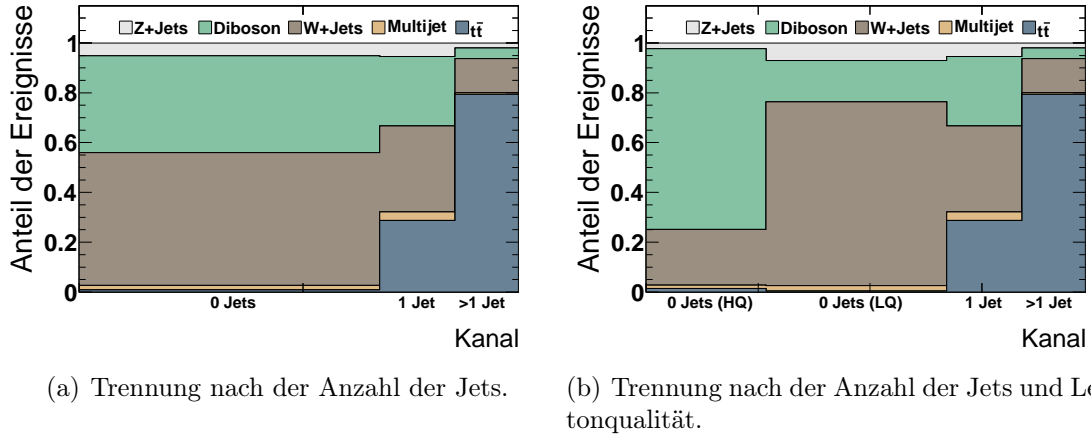


Abbildung 7.4: Verteilung der Untergrundereignisse in verschiedenen Kanälen nach dem Schnitt auf M_T^{min} und M_{T2} für die Trennung nach Jetmultiplizität (links) und nach zusätzlicher Aufteilung nach Leptonqualität für Ereignisse ohne Jets (rechts). Auf der x-Achse sind die unterschiedlichen Kanäle aufgetragen. Die Breite ist dabei proportional zu der Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse. Die y-Achse zeigt die prozentuale Untergrundzusammensetzung an. Die Fläche der einzelnen Untergründe ist also proportional zu der Anzahl der erwarteten Ereignisse für diesen Untergrund.

Neben der unterschiedlichen Untergrundzusammensetzung weisen die vier Suchkanäle auch unterschiedliche Verhältnisse für die Signalproduktion auf. Diese hängen auch von der angenommenen Masse des Higgs-Bosons ab. In Tabelle 7.2 sind die Anteile der betrachteten Produktionsmechanismen für das Signal für die einzelnen Suchkanäle aufgelistet. Dabei geben die jeweiligen Werte den kleinsten und größten Anteil für Higgs-Massen im Bereich $115 \text{ GeV} \leq m_H \leq 200 \text{ GeV}$ an. Der Anteil an WH- und ZH-Produktion steigt wie erwartet mit der Anzahl der Jets im Ereignis an, da diese in den meisten Fällen über einen hadronischen Zerfall des Vektorbosons zwei Jets mit hohem Transversalimpuls erzeugen. Die Vektorbosonfusion steigt ebenfalls mit der Anzahl der Jets der Kanäle an, da diese noch zwei hochenergetische Vorwärtsjets produziert. Der Anteil an Ereignissen aus der Gluonfusion sinkt mit der Anzahl der Jets im Ereignis, da diese aus ISR-Abstrahlungen (höheren Ordnungen) stammen müssen, die gegenüber der Produktion ohne weitere Jets unterdrückt ist.

Die Anteile variieren für verschiedene Higgs-Massen, allerdings ändert sich auch die Kinematik der Signalereignisse für die einzelnen Massenhypothesen. Ein Higgs-Boson mit $m_H = 115 \text{ GeV}$ erzeugt im Mittel kleinere Transversalimpulse für die geladenen Leptonen und weniger fehlende Transversalenergie als ein Higgs-Boson mit $m_H = 200 \text{ GeV}$. Daher ist es sinnvoll, die Analyse für die Suche nach dem Higgs-Boson sowohl in jedem einzel-

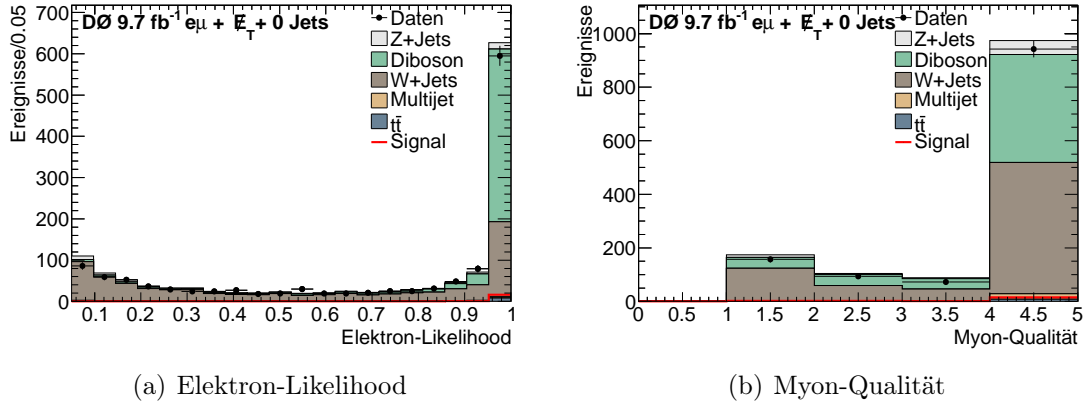


Abbildung 7.5: Verteilung der Elektron-Likelihood (links) und der Myon-Qualität (rechts) für Ereignisse ohne Jets nach den Schnitten auf M_T^{min} und M_{T2} .

nen Kanal als auch für jede Higgs-Masse zu optimieren. Allein für die Standardmodell-Interpretation sind dies für 21 unterschiedliche Massenhypothesen und vier Suchkanäle bereits $21 \cdot 4 = 84$ unterschiedliche Analysen, die optimiert werden sollen. Für die Interpretation im Rahmen des Modells mit einem fermiophoben Higgs-Boson sowie des Modells mit einer vierten Fermionengeneration kommen weitere $(21 + 31) \cdot 4 = 208$ Analysen hinzu. Um diese große Menge individuell zu optimieren, werden sogenannte multivariate Methoden angewandt. Neben der möglichen Automatisierung der Optimierung weisen diese im Allgemeinen auch eine bessere Sensitivität als eine schnittbasierte Methode auf. Die verwendete Methode wird im nächsten Kapitel eingeführt.

Kanal	Gluonfusion	WH	ZH	VBF
0 Jets (niedrige Leptonqualität)	68-91%	5-23%	3-7%	1-3%
0 Jets (hohe Leptonqualität)	72-91%	5-21%	3-6%	1-3%
1 Jet	47-68%	13-37%	5-9%	6-13%
>1 Jet	19-30%	33-46%	17-20%	13-21%

Tabelle 7.2: Relative Verteilung der Signalproduktionsprozesse für die vier Kanäle.

8. Multivariate Analyse

Bei der multivariaten Analyse geht es darum, automatisiert eine möglichst gute Sensitivität für ein mögliches Signal zu erreichen. Dazu wird versucht, die Information aus den unterschiedlichen Observablen zum Trennen von Signal und Untergrund auszunutzen. Eine schnittbasierte Methode ist dafür nicht optimal. Sie hat zwei Nachteile: Zum einen werden Ereignisse verworfen und stehen damit nicht mehr für den *profiling fit* zur Verfügung. Zum anderen lassen sich viele Variablen nicht nutzen, da sie zwar eine diskriminierende Wirkung aufweisen, welche aber nicht stark genug ist, um einen Schnitt

darauf auszuführen. Die Lösung dieses Problems ist die Kombination der diskriminierenden Eigenschaften vieler Observablen zu einer Verteilung, der sogenannten finalen Diskriminante, mittels einer multivariaten Methode. Diese stellt mathematisch gesehen eine (in dieser Arbeit eindimensionale) Funktion auf dem von den Eingabevariablen aufgespannten Phasenraum dar.

Es gibt eine Reihe von verschiedene Methoden: Die wichtigsten zwei sind neuronale Netze, die unter anderem bei der Veröffentlichung [A⁺10b] zur Trennung von Signal und Untergrund verwendet wurden, und *boosted decision trees* (BDTs), welche in den folgenden Veröffentlichungen [A⁺12b] und [A⁺13d] verwendet wurden. Beide Methoden haben gemeinsam, dass sie mithilfe von simulierten Ereignissen erzeugt werden. Es wird auch vom Training der Methoden gesprochen, angelehnt an einen Lernprozess.

Eine Art von multivariater Methode, die besonders stabil gegenüber einer großen Menge an (zum Teil) schwachen Eingabevariablen⁶⁶ ist, sind die sogenannten *random forests* (RFs) [Bre01]. Diese sind eine Art von BDTs und werden im Rahmen dieser Arbeit verwendet, um finale Diskriminanten (FD) aus den Eingangsvariablen zu erstellen. Im folgenden Kapitel werden die RFs mit den verwendeten Parametern eingeführt, bevor die Eingabevariablen und das Training der einzelnen Kanäle beschrieben werden.

8.1. Random Forest

Im Rahmen dieser Arbeit werden *random forests* verwendet, um zwischen Signal und Untergrund zu unterscheiden. Diese bestehen aus einem Ensemble von 200 Entscheidungsbäumen und einer Funktion, welche die Ausgabe dieser zu einer Verteilung kombiniert. Die Methode, mit der das Ensemble der Entscheidungsbäume für diese Arbeit generiert wird, wird als *bagging* [Bre96] bezeichnet.

Für jeden Baum g_k wird ein eigener Trainingsatz N_k aus der Gesamtmenge der Trainingsereignisse N für den Untergrund und das Signal gezogen. Die simulierten Ereignisse werden anhand der Ereignisnummer (gerade/ungerade) in zwei Hälften getrennt, von denen eine Hälfte für die Analyse und die andere Hälfte zum Training der *random forests* verwendet wird. Insgesamt stehen für den Untergrund etwa 160000 und für das Signal pro Massenpunkt etwa 124000 Ereignisse für das Training zur Verfügung. Um einen Trainingsatz zu erhalten, wird für jedes Ereignis mithilfe einer Poisson-Verteilung mit einem Erwartungswert $\lambda = 1$ bestimmt, wie häufig dieses in die Menge aufgenommen wird. Im Mittel sind also 63% der Ereignisse aus N in N_k enthalten und 41% davon mehrmals. Die Ereignisse für das Signal werden so skaliert, dass sie der Anzahl der erwarteten Untergrundeignisse entsprechen. Zusätzlich wird zufällig eine Teilmenge der Eingabevariablen K_k bestimmt, die genau acht Variablen enthält. Nun wird ein Baum (siehe Abb. 8.1) aus binären Verzweigungen (Knoten) aufgebaut. Im ersten Schritt wird dazu die Variable aus K_k gesucht, die mit einem Schnitt die beste Trennung der Signal-

⁶⁶Als schwache Eingabevariablen werden Variablen bezeichnet, die im Vergleich zu anderen Variablen nur eine geringe diskriminierende Wirkung für Signal und Untergrund aufweisen.

und Untergrund-Trainingsätze erreicht. Mit einem optimalen Schnitt auf diese Variable wird der jeweilige Trainingsatz in zwei Teile N_k^s und N_k^b aufgeteilt. Für jeden dieser Teile wird Schritt eins erneut angewandt. Dadurch wird sukzessive eine Baumstruktur aufgebaut⁶⁷. Es entstehen neue Knoten, solange die Anzahl der Ereignisse in den jeweiligen Teilmengen größer als 30 und die Tiefe⁶⁸ kleiner gleich neun ist. Ein Knoten, welcher einen Endpunkt im Baum darstellt, wird auch als Blatt bezeichnet. Jedem der i Blätter von Baum k wird eine Wahrscheinlichkeit für ein Signalereignis $p_k^i = S/(S+B)$ zugewiesen, wobei S und B die Anzahl der erwarteten Signal- bzw. Untergründereignisse im jeweiligen Blatt sind. Die Ausgabe eines Baumes für ein Ereignis x ist p_k^j , wobei j dem Blatt entspricht in dem x landet, nachdem es die Knoten durchlaufen hat.

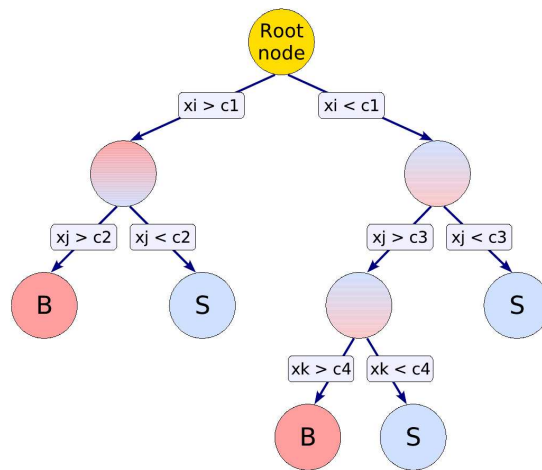


Abbildung 8.1: Schematische Abbildung eines binären Entscheidungsbaumes [H⁺07].

Die Kombination der einzelnen Bäume zu einer Verteilung wird erreicht, indem der Mittelwert der Ausgabe der Bäume für ein Ereignis x bestimmt wird. Dadurch werden die Ausgaben einzelner Bäume, welche aufgrund statistischer Fluktuationen einen besonders hohen/niedrigen Wert aufweisen, geglättet. Diese Art von Kombination der einzelnen Ausgaben ist in der Literatur unter dem Stichwort *bagging* zu finden und eignet sich besonders gut für Trainingsätze, die statistisch limitiert sind.

Die Implementierung und das Training der RFs ist mit dem TMVA-Paket [H⁺07] innerhalb von ROOT [A⁺09b] realisiert.

⁶⁷Es können auch Variablen mehrfach zum Trennen innerhalb eines Baumes benutzt werden. Ebenso kann es passieren, dass eine Variable gar nicht verwendet wird, wenn diese an keinem Knoten zum größten Separationsgewinn führen würde.

⁶⁸Die Tiefe ist definiert als die Anzahl an Verbindungen von Knoten die im Graph/Baum von einem Ereignis passiert wurden.

8.2. Eingabevariablen

Um ein mögliches Signal vom Untergrund zu trennen, werden im Training der multivariaten Methode bis zu 26 Eingabevariablen kombiniert⁶⁹. Diese sind in Tabelle 8.1 zusammengefasst. Es gibt mehrere objektbezogene Eingabevariablen, wie zum Beispiel die transversalen Impulse der Leptonen und Jets, die fehlende Transversalenergie, das Produkt aus Ladung und Pseudorapidität der einzelnen Leptonen⁷⁰ und die Ausgabe der MVA für die b-Quark-Identifikation. Zusätzlich werden verschiedene zusammengesetzte Observablen wie Öffnungswinkel zwischen Objekten, invariante Massen sowie zwei Variationen der fehlenden Transversalenergie benutzt. Letztere wurden noch nicht eingeführt. Die skalierte fehlende Transversalenergie

$$\cancel{E}_T^{scaled} = \frac{\cancel{E}_T}{\sqrt{\sum_{Jets} (\Delta p_T^J \cdot \sin \theta^J \cdot \cos \Delta \phi(J, \cancel{E}_T))^2}} \quad (58)$$

entspricht der fehlenden Transversalenergie normiert auf die Unsicherheit der Jetenergiemessung in Richtung der fehlenden Transversalenergie. Die zweite Variante, die sogenannte spezielle fehlende Transversalenergie $\cancel{E}_T^{special}$, korrigiert die fehlende Transversalenergie für Ereignisse mit einem auf die Transversalebene projizierten Lepton oder Jet nach unten. Sie ist definiert als

$$\cancel{E}_T^{special} = \begin{cases} \cancel{E}_T & , \text{für } \Delta \phi(\cancel{E}_T, \ell/J) > \pi/2 \\ \cancel{E}_T \cdot \sin \Delta \phi(\cancel{E}_T, \ell/J) & , \text{sonst} \end{cases} \quad (59)$$

Für die einzelnen Kanäle werden 16 bis 26 Eingabevariablen kombiniert. Die Separationskraft der Observablen ist dabei unterschiedlich stark ausgeprägt. Sie hängt vom betrachteten Kanal und der generierten Higgs-Masse des Signals ab. Die Variablen können nach der ‘‘Relevanz’’ für die finale Diskriminante sortiert werden. Diese ist in TMVA implementiert und berechnet sich aus der quadratischen Summe der Separationsgewinne der Knoten mit einem Schnitt auf die jeweilige Variable in allen Bäumen [H⁺07]. In den folgenden Kapiteln wird eine Auswahl von Eingabevariablen gezeigt, welche sich an der Relevanz für die finale Diskriminante für eine Higgs-Masse von 125, 165 und 185 GeV orientiert.

⁶⁹Wie bereits am Anfang des Kapitels erwähnt, ist das Training der RFs stabil, auch für eine große Menge von zum Teil schwachen Eingabevariablen. Aus diesem Grund ist es nicht nötig, für jede Massenhypothese eine kleine Auswahl der Variablen für das Training zu selektieren, wie es zum Beispiel bei neuronalen Netzen der Fall wäre.

⁷⁰Die sogenannte geladene Pseudorapiditätsverteilung weist bei W+Jets-Ereignissen für das Lepton aus dem W-Zerfall eine Asymmetrie auf, welche für das Signal nicht erwartet wird.

Eingabevariable	Beschreibung
0-Jets-Kanäle	
p_T^e, p_T^μ	Transversalimpulse des Elektrons und Myons
$q^e \cdot \eta^e, q^\mu \cdot \eta^\mu$	Produkt aus Ladung und Pseudorapidität
$M_{e\mu}$	invariante Masse der Leptonen
$\Delta\phi_{e\mu}$	transversaler Öffnungswinkel der Leptonen
$\Delta R_{e\mu}$	sphärischer Öffnungswinkel der Leptonen
$p_T^{e\mu}$	Transversalimpuls des Elektron-Myon-Systems
\cancel{E}_T	fehlende Transversalenergie
$\cancel{E}_T^{special}$	fehlende Transversalenergie mit Berücksichtigung naher Objekte
M_T^{min}	minimale transversale Masse
M_{T2}	stransversale Masse
$\Delta\phi(\cancel{E}_T, \ell)_{min/max}$	kleinster/größter Öffnungswinkel zwischen \cancel{E}_T und den Leptonen
$M_{\cancel{E}_T e\mu}$	invariante Masse von Elektron, Myon und \cancel{E}_T
Elektron-Likelihood	Elektronqualitätsvariable
1-Jet-Kanal	
\cancel{E}_T^{scaled}	mit der Unsicherheit auf die Jetenergiemessung skalierte fehlende Transversalenergie
p_T^{J1}	Transversalimpuls des führenden Jets
$\Delta\phi(J1, \cancel{E}_T)$	transversaler Öffnungswinkel zwischen \cancel{E}_T und dem Jet
BID	Ausgabe der MVA für die b-Quark-Identifikation
>1-Jet-Kanal	
p_T^{J2}	Transversalimpuls des zweiten Jets
$\Delta\eta(J1, J2)$	Rapiditätslücke zwischen den beiden führenden Jets
$\Delta\phi(J, \cancel{E}_T)_{min/max}$	minimaler/maximaler transversaler Öffnungswinkel zwischen \cancel{E}_T und einem Jet
M_{jj}	invariante Masse der beiden führenden Jets
$M_{jje\mu}$	invariante Masse der Leptonen und der beiden führenden Jets
BID	höchste und zweithöchste Ausgabe der MVA für die b-Quark-Identifikation der Jets

Tabelle 8.1: Eingabevariablen für Ereignisse ohne Jets, mit einem Jet und mit zwei oder mehr Jets.

8.2.1. 0-Jets-Kanal (HQ)

Der Kanal ohne Jets mit hoher Leptonqualität wird von Diboson-Ereignissen dominiert. Der zweitgrößte Beitrag stammt aus der W+Jets-Produktion. Die anderen Untergründe spielen in diesem Kanal eine untergeordnete Rolle. Zusätzlich weist der Kanal den größten Signalanteil für das Standardmodell auf. In Abbildung 8.2 ist die Relevanz für die wichtigsten Eingabevariablen in Abhängigkeit von der Higgs-Masse gezeigt.

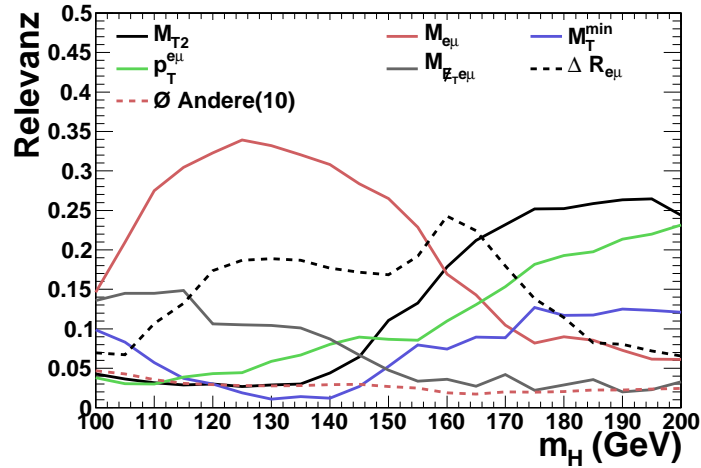


Abbildung 8.2: Verteilungen der Relevanz in Abhängigkeit der Higgs-Masse für ausgewählte Variablen im Kanal ohne Jets mit hoher Leptonqualität.

Für ein leichtes Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 125$ GeV ist die invariante Elektron-Myon-Masse $M_{e\mu}$ die wichtigste Eingabevariable. Diese trägt mit einer Relevanz von 34% rund ein Drittel zur Separation der finalen Diskriminante bei. An zweiter, dritter und vierter Stelle folgen der sphärische Öffnungswinkel zwischen den Leptonen ΔR mit einer Relevanz von 19%, die invariante Masse aus der fehlenden Transversalenergie und den Leptonimpulsen $M_{\cancel{E}_{T e\mu}}$ mit einer Relevanz von 11% und der transversale Öffnungswinkel zwischen den Leptonen $\Delta\phi$ mit einer Relevanz von 6%.

Für ein Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 165$ GeV sind der sphärische Öffnungswinkel der Leptonen und die stransversale Masse mit einer Relevanz von 22% und 21% die Eingabevariablen mit der höchsten Separationskraft. Mit einer Relevanz von 14% und 13% folgen die invariante Elektron-Myon-Masse und der Transversalimpuls des Elektron-Myon-Systems.

Die stransversale Masse, der Transversalimpuls des Elektron-Myon-Systems, die minimale transversale Masse und die fehlende Transversalenergie liefern mit einer Relevanz von 26%, 20%, 12% und 9% den Großteil der Sensitivität für die finale Diskriminante für eine Higgs-Masse von $m_H = 185$ GeV.

In Abbildung 8.3 sind die Verteilungen der wichtigsten vier Eingabevariablen für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV dargestellt. Die Form von Signal und Untergrund un-

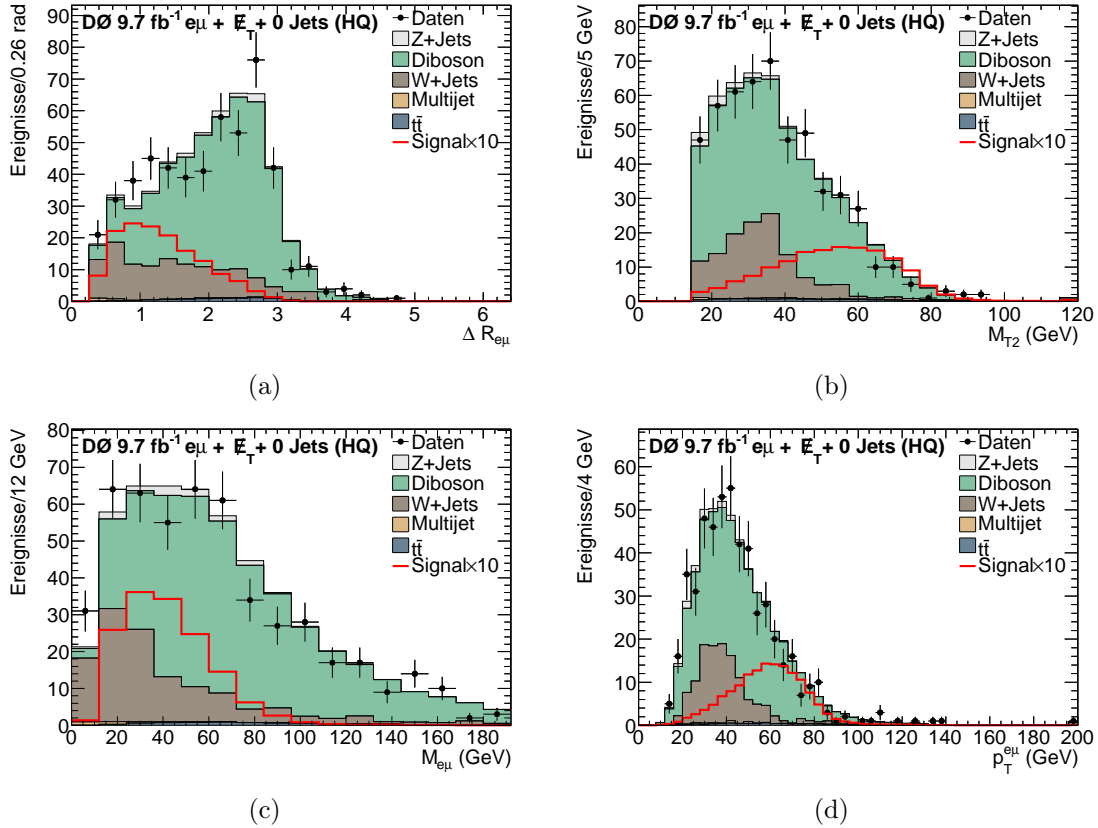


Abbildung 8.3: Verteilungen für den sphärischen Öffnungswinkel der Leptonen (a), die transversale Masse (b), die invariante Elektron-Myon-Masse (c) und den Transversalimpuls des Elektron-Myon-Systems (d) im Kanal ohne Jets mit hoher Leptonqualität für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV.

terscheidet sich für den sphärischen Öffnungswinkel der Leptonen (siehe Abb. 8.3(a)) aufgrund der Spinkorrelation deutlich. Während das Signal kleine Öffnungswinkel favorisiert, liefert der dibosonische Untergrund große Werte. Die transversale Masse M_{T2} , die in Abbildung 8.3(b) dargestellt ist, weist für das Signal eines schweren Higgs-Bosons tendenziell höhere Werte im Vergleich mit den Untergründen auf. Dieser Unterschied weist eine Abhängigkeit von der betrachteten Higgs-Masse auf. Für ein leichtes Higgs-Boson ist der Unterschied deutlich geringer, was sich unter anderem in der rund einen Faktor zehn kleineren Relevanz für $m_H = 125$ GeV im Vergleich mit $m_H = 185$ GeV widerspiegelt. Die invariante Masse der beiden Leptonen ist in Abbildung 8.3(c) dargestellt. Das Signal tendiert zu vergleichsweise niedrigen Werten, da das Elektron und das Myon aufgrund der Spinkorrelation nah beieinander liegen. Der vektoriell addierte Transversalimpuls des Leptonpaares (siehe Abb. 8.3(d)) weist aus dem gleichen Grund für das Signal entsprechend große Werte auf.

Für niedrige Higgs-Massen ist die invariante Masse der beiden Leptonen und der feh-

lenden Transversalenergie eine wichtigere Observable als andere rekonstruierte Higgs-Massen. Die fehlende Transversalenergie ist für schwere Higgs-Massen sogar alleine eine wichtige Eingabevariable. Die Verteilungen sind in den Abbildungen 8.4(a) und 8.4(b) dargestellt. Die minimale transversale Masse sowie der transversale Öffnungswinkel der Leptonen sind zusammen mit allen anderen Eingangsvariablen in Anhang D.1 (für $m_H = 165$ GeV) gezeigt. Die Simulation stimmt für alle Verteilungen im Rahmen der Statistik gut mit den Daten überein.

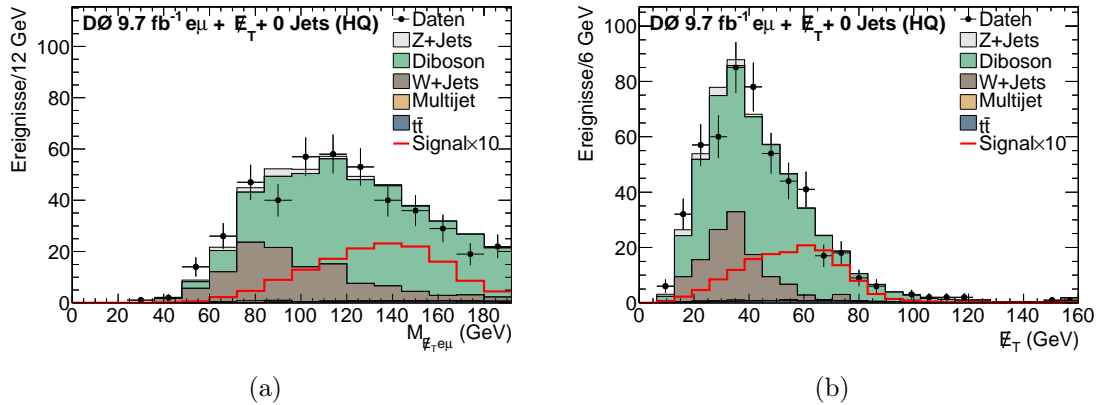


Abbildung 8.4: Verteilungen der invarianten Masse aus der fehlenden Transversalenergie und den beiden Leptonen (a) und der fehlenden Transversalenergie (b) im Kanal ohne Jets mit hoher Leptonqualität für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV.

8.2.2. 0-Jets-Kanal (LQ)

Der Kanal mit niedriger Leptonqualität wird vom W +Jets-Untergrund dominiert. Dieser kann mithilfe der Leptonqualität vom Signal separiert werden, unterscheidet sich jedoch für ein schweres Higgs-Boson auch deutlich in der Kinematik. Dies zeigt sich auch in der Verteilung der Relevanz für die Eingabevariablen in Abbildung 8.5.

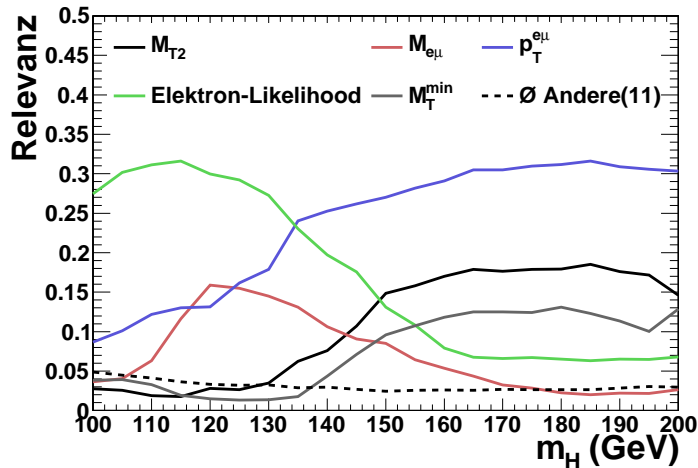


Abbildung 8.5: Verteilungen der Relevanz in Abhängigkeit der Higgs-Masse für ausgewählte Variablen im Kanal ohne Jets mit niedriger Leptonqualität.

Für ein leichtes Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 125$ GeV ist die Elektron-Likelihood mit einer Relevanz von 29% die wichtigste Eingabevariable. An zweiter und dritter Stelle liegen der Transversalimpuls des Elektron-Myon-Systems sowie die invariante Masse der beiden Leptonen mit einer Relevanz von jeweils 16%. An vierter Stelle folgt der sphärische Öffnungswinkel der Leptonen mit 8% Relevanz.

Für schwere Higgs-Bosonen mit einer Masse von 165 GeV und 185 GeV ist die Reihenfolge der wichtigsten Eingabevariablen identisch. Mit 30% Relevanz ist der Transversalimpuls des Elektron-Myon-Systems die wichtigste Variable. Dem folgen mit einer Relevanz von 18% und 12% die transversale Masse und die minimale transversale Masse. Die fehlende Transversalenergie ist mit 7 bis 10% Relevanz die viertwichtigste Observable.

Die Elektron-Likelihood ist zusammen mit den wichtigsten Observablen zur Trennung von Untergrund- und Signalereignissen mit $m_H = 165$ GeV in Abbildung 8.6 dargestellt. Obwohl sich die Elektron-Likelihood (siehe Abb. 8.6(a)) augenscheinlich gut zur Separation von Signal und Untergrund eignet, ist sie nur die fünftwichtigste Observable für die Suche nach einem schweren Higgs-Boson in diesem Kanal. Ein Signal mit einem schweren Higgs-Boson unterscheidet sich also kinematisch stark vom Untergrund. Dieser Unterschied ist unter anderem in Abbildung 8.6(b) sichtbar. Der Transversalimpuls des Elektron-Myon-Systems ist im Mittel für das Signal deutlich größer als für den Untergrund. Für ein leichtes Higgs-Boson mit $m_H = 125$ GeV sind die kinematischen Unterschiede kleiner und die Elektron-Likelihood wird im Vergleich wichtiger. Die

Darstellungen der stransversalen Masse (siehe Abb. 8.6(c)) sowie der fehlenden Transversalenergie (siehe Abb. 8.6(d)) verdeutlichen, dass der $W+Jets$ -Untergrund im Mittel weniger Energie im Ausgangszustand aufweist als das Signal. Die Verteilungen der Eingabevariablen für den Kanal ohne Jets mit niedriger Leptonqualität zeigen eine gute Beschreibung der Daten durch die Simulation. Die nicht in Abbildung 8.6 gezeigten Observablen sind in Anhang D.2 zu finden.

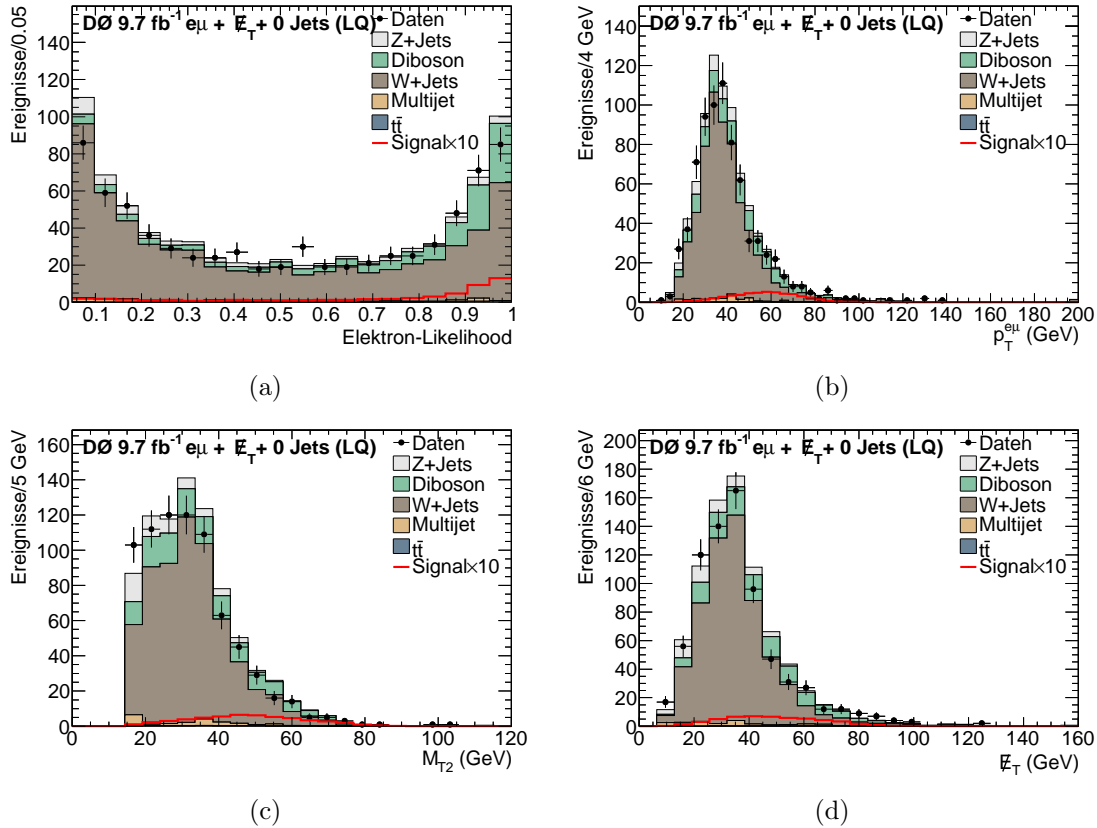


Abbildung 8.6: Verteilungen der Elektron-Likelihood (a), des Transversalimpulses des Elektron-Myon-Systems (b), der stransversalen Masse (c) und der fehlenden Transversalenergie (d) im Kanal ohne Jets mit niedriger Leptonqualität für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165 \text{ GeV}$.

8.2.3. 1-Jet-Kanal

Der Untergrund im Kanal mit einem Jet teilt sich zu etwa gleichen Teilen in Diboson-, W+Jets- und $t\bar{t}$ -Produktion auf. Die Relevanz der Eingabevariablen ist in Abbildung 8.7 dargestellt.

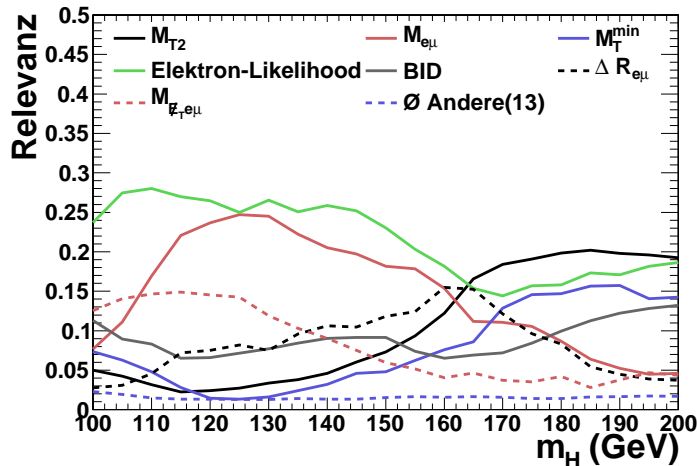


Abbildung 8.7: Verteilungen der Relevanz in Abhängigkeit der Higgs-Masse für ausgewählte Variablen im Kanal mit einem Jet.

Für ein leichtes Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 125$ GeV sind die wichtigsten beiden Variablen die Elektron-Likelihood und die invariante Masse der beiden Leptonen mit einer Relevanz von je 25%. Gefolgt werden diese von der invarianten Masse der fehlenden Transversalenergie und der Leptonen sowie dem sphärischen Öffnungswinkel zwischen den Leptonen mit einer Relevanz von 14% bzw. 8%. Die stransversale Masse, die Elektron-Likelihood, der sphärische Öffnungswinkel der Leptonen sowie die invariante Masse der Leptonen mit einer Relevanz von 17%, 15%, 15% und 11% sind für ein Higgs-Boson mit $m_H = 165$ GeV die wichtigsten Observablen. Bei der Suche nach einem schweren Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 185$ GeV erreichen ebenfalls die stransversale Masse und die Elektron-Likelihood mit einer Relevanz von 20% und 17% die höchste Sensitivität. An dritter Stelle steht die minimale transversale Masse mit 16% Relevanz. Die Ausgabe der multivariaten Methode zur b-Identifikation für den Jet steht mit 11% Relevanz an vierter Stelle.

Die vier wichtigsten Verteilungen für ein Higgs-Boson mit einer Masse von 165 GeV sind in Abbildung 8.8 dargestellt. Die stärkste Observable, die stransversale Masse (siehe Abb. 8.8(a)), spielt für $m_H = 125$ GeV allerdings kaum eine Rolle. Die Elektron-Likelihood ist in Abbildung 8.8(b) und der sphärische Öffnungswinkel der Leptonen in Abbildung 8.8(c) dargestellt. Während die Elektron-Likelihood lediglich W+Jets-Produktion unterdrücken kann, unterscheidet sich die Form der Verteilung des sphärischen Öffnungswinkels für das Signal deutlich von allen drei Hauptuntergründen. Für niedrige Higgs-Massen ist analog zu den Kanälen ohne Jets die invariante Masse der

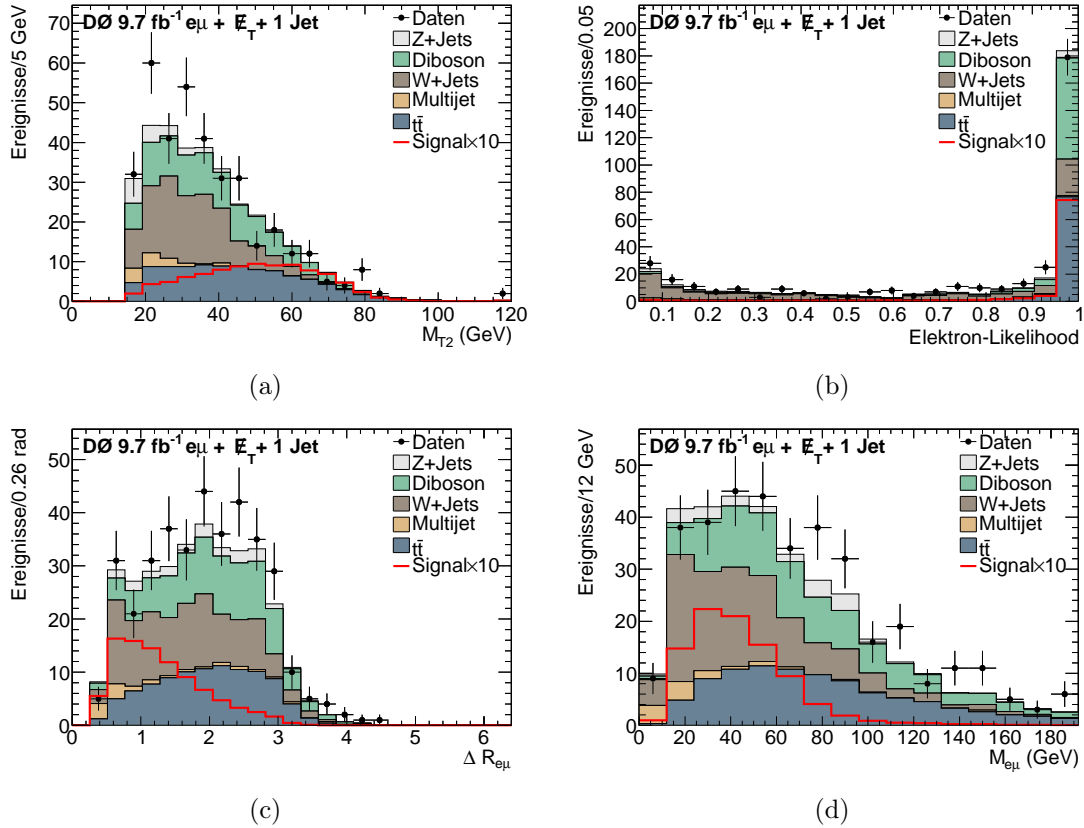


Abbildung 8.8: Verteilungen der transversalen Masse (a), der Elektron-Likelihood (b), des sphärischen Öffnungswinkels der Leptonen (c) und der invarianten Elektron-Myon-Masse (d) im Kanal mit einem Jet für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV.

Leptonen (siehe Abb. 8.8(d)) eine zentrale Observable zur Trennung von Signal und Untergrund. Bei Higgs-Massen unterhalb von 110 GeV ist die invariante Masse aus fehlender Transversalenergie und der Leptonen (siehe Abb. 8.9(a)) die stärkste kinematische Observable. Informationen über den Jet im Ereignis spielen nur eine untergeordnete Rolle. Lediglich die Verteilung der b-Quark-Identifikation liefert einen größeren Beitrag mit einer Relevanz von 7 bis 11%⁷¹. Diese ist in Abbildung 8.9(b) dargestellt und ermöglicht neben der Kinematik eine Trennung von Signal und der $t\bar{t}$ -Produktion. Die Beschreibung der Daten ist für alle Eingabevariablen gut realisiert. Es zeigt sich ein leichter Überschuss in den Daten, welcher sich aber keinem einzelnen Untergrund zuordnen lässt. Die restlichen Verteilungen sind in Anhang D.3 zu finden.

⁷¹In der Rangfolge der Observablen steht diese für $m_H = 125, 165$ und 185 GeV an Position 5, 6 und 4.

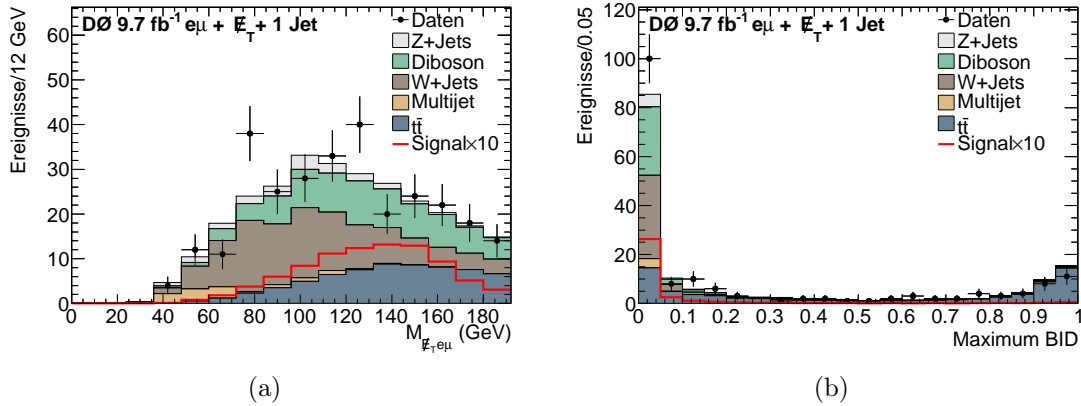


Abbildung 8.9: Verteilungen der invarianten Masse aus fehlender Transversalenergie und den Leptonen (a) und der b-Identifikation des Jets (b) im Kanal mit einem Jet für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165 \text{ GeV}$.

8.2.4. >1-Jet-Kanal

Im Kanal mit zwei oder mehr Jets ist der $t\bar{t}$ -Untergrund dominant. Dieser unterscheidet sich kinematisch von dem Signal eines leichten Higgs-Bosons. Für ein schweres Higgs-Boson ist die Trennung durch kinematische Variablen schwieriger. Dadurch wird eine Trennung mithilfe der b-Identifikation für Jets wichtiger⁷². Dies zeigt sich auch in der Verteilung der Relevanz der Eingabevariablen in Abbildung 8.10.

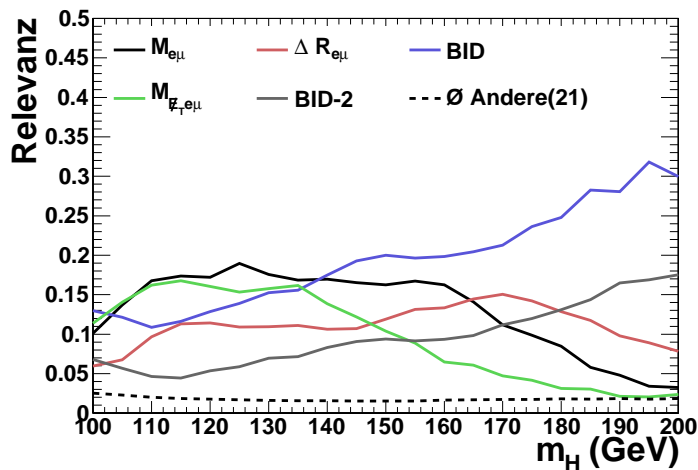


Abbildung 8.10: Verteilungen der Relevanz in Abhängigkeit der Higgs-Masse für ausgewählte Variablen im Kanal mit mehr als einem Jet.

⁷²Die Separation mithilfe von b-Identifikation ist für alle Higgs-Massen vergleichbar, da keine Higgs-Zerfälle in zwei b-Quarks für das Signal betrachtet werden. Trotzdem ist die Relevanz der b-Identifikation für leichte Higgs-Massen kleiner, da für diese Massen kinematische Unterschiede auftreten und die Relevanz eine relative Größe ist.

Die wichtigsten Observablen für das Training der RFs für ein leichtes Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 125 \text{ GeV}$ sind die invariante Elektron-Myon-Masse mit einer Relevanz von 19%, die invariante Masse aus der fehlenden Transversalenergie und den Leptonen mit einer Relevanz von 15%, der höchste Wert der b-Identifikation der Jets mit einer Relevanz von 14% sowie der sphärische Öffnungswinkel der Leptonen mit einer Relevanz von 11%. Für ein Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 165 \text{ GeV}$ ist hingegen der höchste Wert der b-Identifikation mit einer Relevanz von 20% die wichtigste Verteilung. Der zweithöchste Wert für die b-Identifikation folgt mit einer Relevanz von 10% auf den sphärischen Öffnungswinkel der Leptonen und die invariante Elektron-Myon-Masse mit je 14% Relevanz. Für ein schwereres Higgs-Boson mit einer Masse von $m_h = 185 \text{ GeV}$ sind die höchsten beiden Werte aus der b-Identifikation mit 28% und 14% Relevanz die Observablen mit der stärksten Trennkraft. Der sphärische und der transversale Öffnungswinkel der Leptonen folgen mit einer Relevanz von 12% und 6%.

Die Verteilungen der b-Identifikation sind für den größten Wert in Abbildung 8.11(a) und für den zweitgrößten Wert in Abbildung 8.11(b) dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, dass diese eine gute Trennung des $t\bar{t}$ -Untergrundes vom Signal liefern. Die invariante Elektron-Myon-Masse (siehe Abb. 8.11(c)) sowie der sphärische Öffnungswinkel (siehe Abb. 8.11(d)) tragen aufgrund kinematischer Unterschiede zusätzlich zur diskriminierenden Wirkung von Signal und Untergrund bei.

Kombinierte Verteilungen mit Jetinformationen, wie die invariante Masse der beiden führenden Jets $M_{J_1 J_2}$, die in Abbildung 8.11(e) dargestellt ist und prinzipiell eine Rekonstruktion des W- oder Z-Bosons aus der assoziierten Higgs-Produktion ermöglicht, spielen mit einer Relevanz von 2 bis 4% nur eine untergeordnete Rolle. Von den Variablen, die Jetinformationen in der Kombination enthalten, ist die invariante Masse aus den beiden Leptonen und den beiden führenden Jets mit 4% für eine Higgs-Masse von $m_H = 125 \text{ GeV}$ die Observable mit der höchsten Relevanz. Diese ist in Abbildung 8.11(f) dargestellt.

Die einzelnen Verteilungen sind in Anhang D.4 zu finden. Innerhalb der Verteilungen ist ein Überschuss in den Daten zu beobachten, welcher jedoch nicht typisch für die untersuchten Higgs-Signale zu sein scheint.

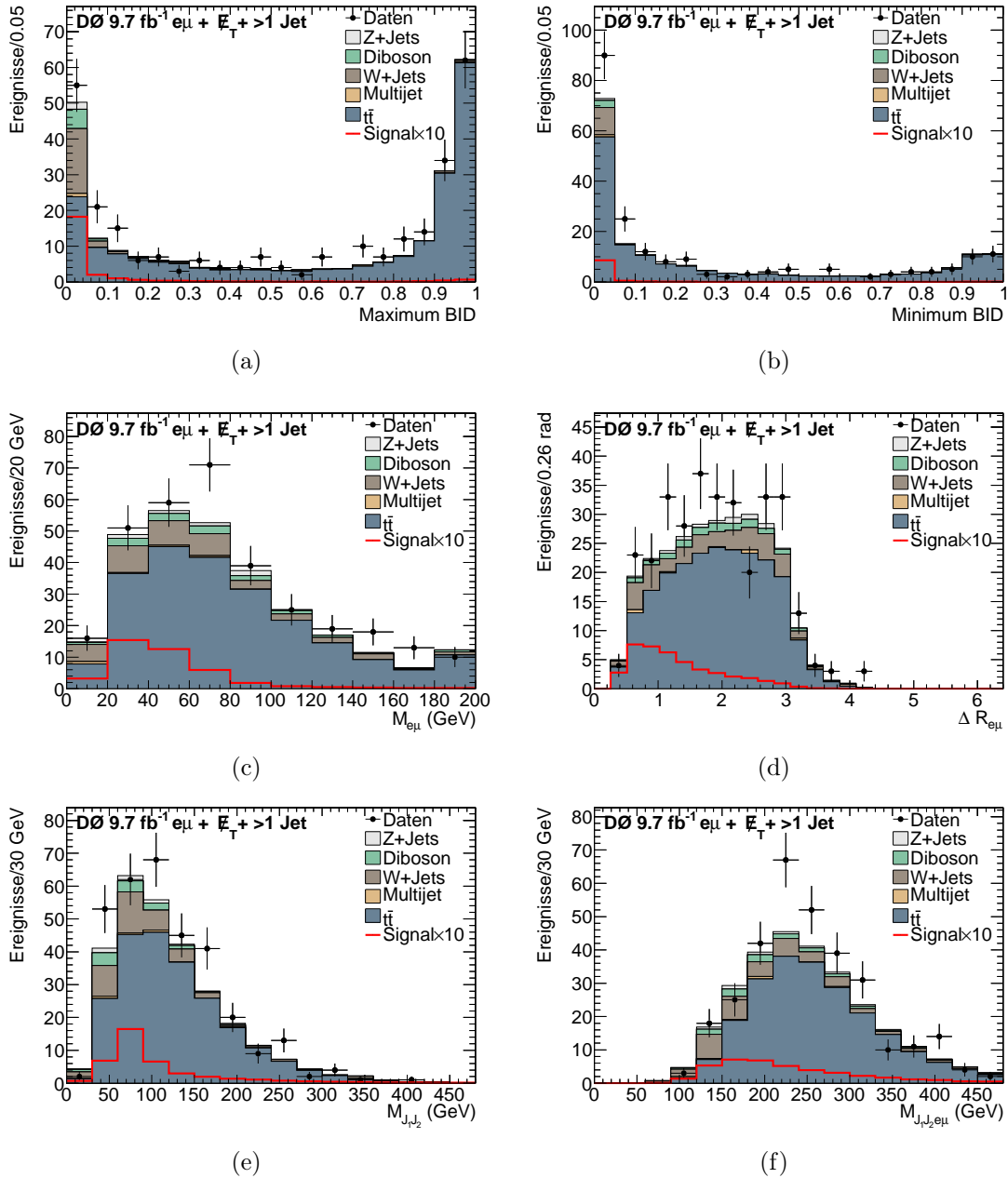


Abbildung 8.11: Verteilungen der b-Identifikation des Jets mit dem höchsten Wert (a), der b-Identifikation des Jets mit dem zweit höchsten Wert (b), der invarianten Elektron-Myon-Masse (c) und des sphärischen Öffnungswinkels der Leptonen (d), der invarianten Masse der beiden führenden Jets (e) und der invarianten Masse der beiden führenden Jets und der Leptonen (f) im Kanal mit mehr als einem Jet für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV.

8.3. Training der multivariaten Methode

Für das Training der RFs, also die Kombination der einzelnen Eingabevariablen zu einer Verteilung, werden Monte-Carlo-Ereignisse verwendet⁷³. Um einen möglichen Bias aufgrund von sogenanntem Übertraining auszuschließen, werden nur von der Analyse statistisch unabhängige Ereignisse verwendet. Dazu werden die einzelnen Sätze, nachdem sie alle Korrekturen durchlaufen haben, in zwei Hälften geteilt. Die eine Hälfte wird zur Analyse verwendet und die andere Hälfte zum Training. Die Selektion der Trainingsereignisse entspricht ansonsten der finalen Selektion.

Zur Optimierung der Analyse werden für das Training einige Anpassungen vorgenommen. Die Trainingsereignisse stammen aus drei Monte-Carlo-Epochen. Da sich die Kinematik in den einzelnen Epochen nicht geändert hat, werden die Ereignisse für das Training nicht in Abhängigkeit der Epoche, sondern auf den gesamten Datensatz normiert. Dadurch wird die Varianz der Ereignisgewichte für die einzelnen Untergründe mit einem Minimum an Informationsverlust reduziert. Eine kleinere Streuung in den Ereignisgewichten führt zu einem geringeren statistischen Rauschen im Training der multivariaten Methode.

Aufgrund der niedrigen Massenauflösung⁷⁴ im Zerfallskanal $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ ist es möglich, die Signalstatistik zu erhöhen, indem die Signalereignisse der benachbarten Massenpunkte mit zum Training verwendet werden. Dies erhöht die Signalstatistik für die einzelnen RFs um einen Faktor drei⁷⁵. Diese Anpassung führt zu einer 5-prozentigen Steigerung der Sensitivität auf ein Higgs-Boson mit $m_H = 125$ GeV.

Um statistische Fluktuationen in den Resultaten (in Abhängigkeit von der Higgs-Masse) zu minimieren, wird zusätzlich die finale Diskriminante als Mittelwert der Ausgaben der trainierten RFs mit dem nächsten Massenpunkt links und rechts definiert. Die finale Diskriminante für $m_H = 165$ GeV wird beispielsweise mit der Formel

$$FD_{m_H=165 \text{ GeV}}(x) = \frac{RF_{m_H=160 \text{ GeV}}(x) + RF_{m_H=165 \text{ GeV}}(x) + RF_{m_H=170 \text{ GeV}}(x)}{3} \quad (60)$$

berechnet. Dabei steht x für ein beliebiges Ereignis. Da die drei RFs jeweils aus dem Mittelwert der Ausgaben von 200 einzelnen Bäumen bestehen, lässt sich die FD wiederum als RF aus 600 Bäumen interpretieren. Für einen einzelnen RF_{m_H} ist es genauso wahrscheinlich im Training ein Signalereignis mit m_H zu erhalten, wie eines der benachbarten Punkte⁷⁶. Dies gilt für die FD nicht. Zum Beispiel ist für die $FD_{m_H=165 \text{ GeV}}$ die Wahrscheinlichkeit ein Signalereignis mit $m_H = 165$ GeV zu erhalten $3/9$, für die direkten

⁷³Genau genommen ist der Multijetuntergrund aus Daten bestimmt und keine Monte-Carlo-Simulation. Dieser macht jedoch im Training nur einen sehr kleinen Teil aus.

⁷⁴Die Massenauflösung für den dileptonischen Zerfallskanal ist aufgrund der Neutrinos im Ereignis eher niedrig. Eine vollständige Massenrekonstruktion, wie im Zerfallskanal in zwei Photonen oder vier geladene Leptonen, ist nicht möglich.

⁷⁵Für den kleinsten und größten Massenpunkt erhöht sich die Statistik nur um einen Faktor zwei, da diese nur mit einem Massenpunkt benachbart sind.

⁷⁶Unter der Annahme, dass die Anzahl der Signalereignisse für das Training unabhängig vom Massenpunkt ist, was in guter Näherung erfüllt ist.

Nachbarn 2/9 und für den übernächsten Massenpunkt 1/9. Das statistische Rauschen des Trainings der multivariaten Methode wird dadurch deutlich sichtbar reduziert, ohne dass Sensitivität aufgegeben werden muss⁷⁷. In Abbildung 8.12 ist exemplarisch die finale Diskriminante für eine Higgs-Masse von 160 GeV für den Kanal ohne Jets mit hoher Leptonqualität mit und ohne Mittelung gezeigt. Obwohl im Bereich um 160 GeV eine starke Veränderung der Kinematik des Signals stattfindet, unterscheidet sich die Form der Signal- und Untergrundverteilung nur geringfügig.

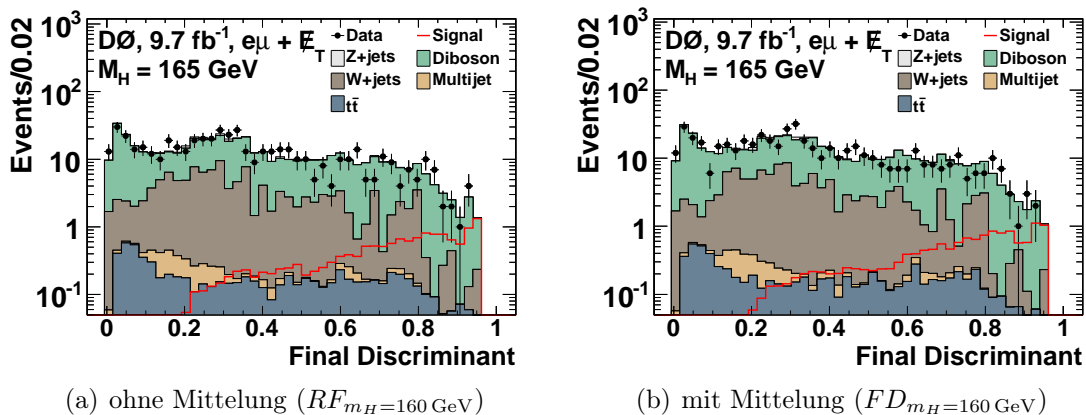


Abbildung 8.12: Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 160 \text{ GeV}$ (Signal normiert auf SM-Erwartung) ohne Mittelung (links) und mit Mittelung (rechts) im Kanal ohne Jets mit hoher Leptonqualität.

Nachdem die anderen Optimierungen abgeschlossen sind und überprüft ist, dass kein starker Sensitivitätsverlust aufgrund von Übertraining auftritt, wird die Statistik für das Training verdoppelt, indem auf ein Testsample verzichtet wird⁷⁸. Durch das Verdoppeln der Trainingsstatistik steigt die Sensitivität um 1 bis 4% anhängig von der Higgs-Masse.

⁷⁷Die Ergebnisse für die oberen Grenzen auf den Higgs-Produktionswirkungsquerschnitt haben in der Vergangenheit aufgrund von statistischem Rauschen im Training der multivariaten Methoden Fluktuationen gezeigt, welche innerhalb der Massenaufösung für ein Higgs-Boson in diesem Kanal liegen und demnach nicht physikalisch sind.

⁷⁸Dadurch kommt es zu keinem Bias für die Analyse, da diese statistisch unabhängige Ereignisse verwendet, die weder im Training noch zum Testen verwendet werden.

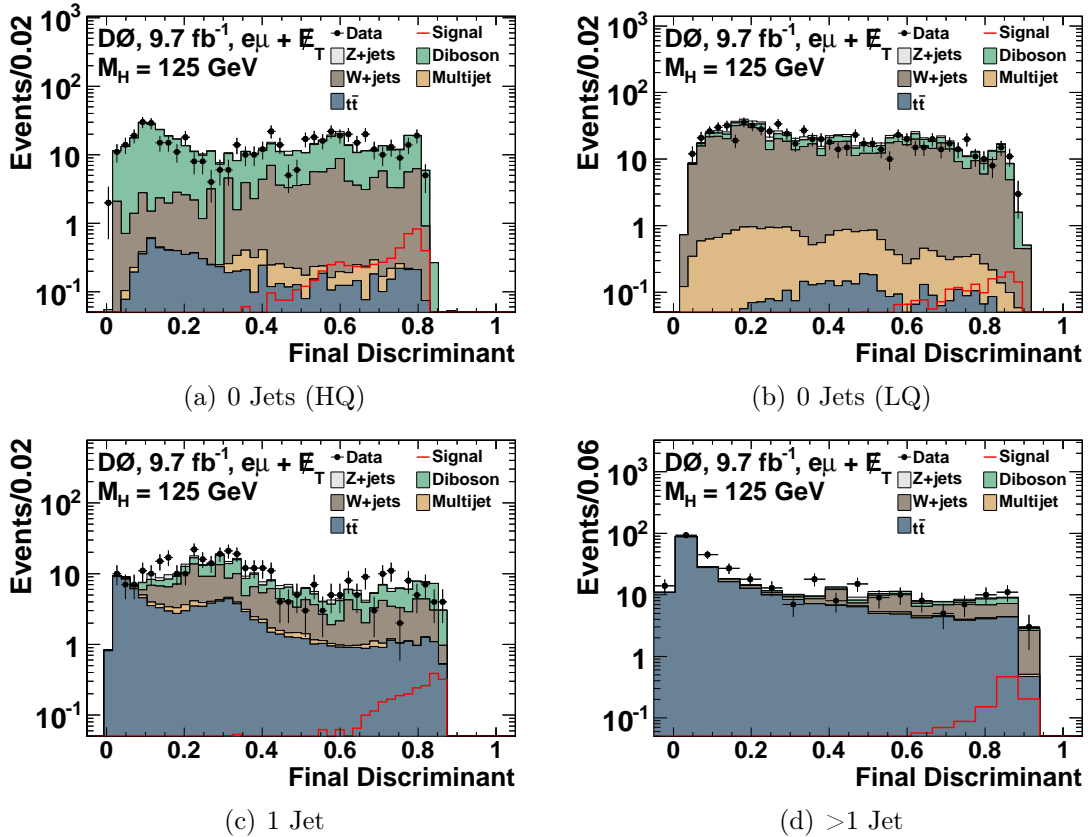


Abbildung 8.13: Finale Diskriminante für ein SM-Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 125 \text{ GeV}$ (Signal normiert auf SM-Erwartung) der vier Suchkanäle.

8.4. Ausgabe der finalen Diskriminante

Die finale Diskriminante, die aus der Kombination der Eingabevariablen bestimmt wird, ist die Verteilung, welche die beste Separation von Signal und Untergrund aufweist. In Abbildung 8.13 sind die finalen Diskriminanten für das Standardmodell-Higgs-Boson mit $m_H = 125 \text{ GeV}$ dargestellt. Der maximale Signalanteil in einem Bin beträgt dabei etwa 10%. Der Kanal ohne Jets mit hoher Leptonqualität liefert den größten Beitrag zur Sensitivität, gefolgt vom Kanal mit einem Jet. Die anderen beiden Kanäle liefern zwar einen deutlich geringeren Anteil für die Sensitivität, helfen aber die Größe des W+Jets- und $t\bar{t}$ -Untergrundes festzulegen. Im Rahmen der statistischen Unsicherheiten ist kein Hinweis auf ein Signal in den Daten sichtbar. Die Untergrundbeschreibung stimmt gut mit den Daten überein.

Für eine Higgs-Masse von $m_H = 165 \text{ GeV}$ sind die finalen Diskriminanten in Abbildung 8.14 dargestellt. An diesem Massenpunkt wird aufgrund des größten Signalbeitrages die höchste Sensitivität erwartet. Sowohl im Kanal ohne Jets mit hoher Leptonqualität als auch im Kanal mit einem Jet wird ein Signalanteil von 50% in einzelnen Bins

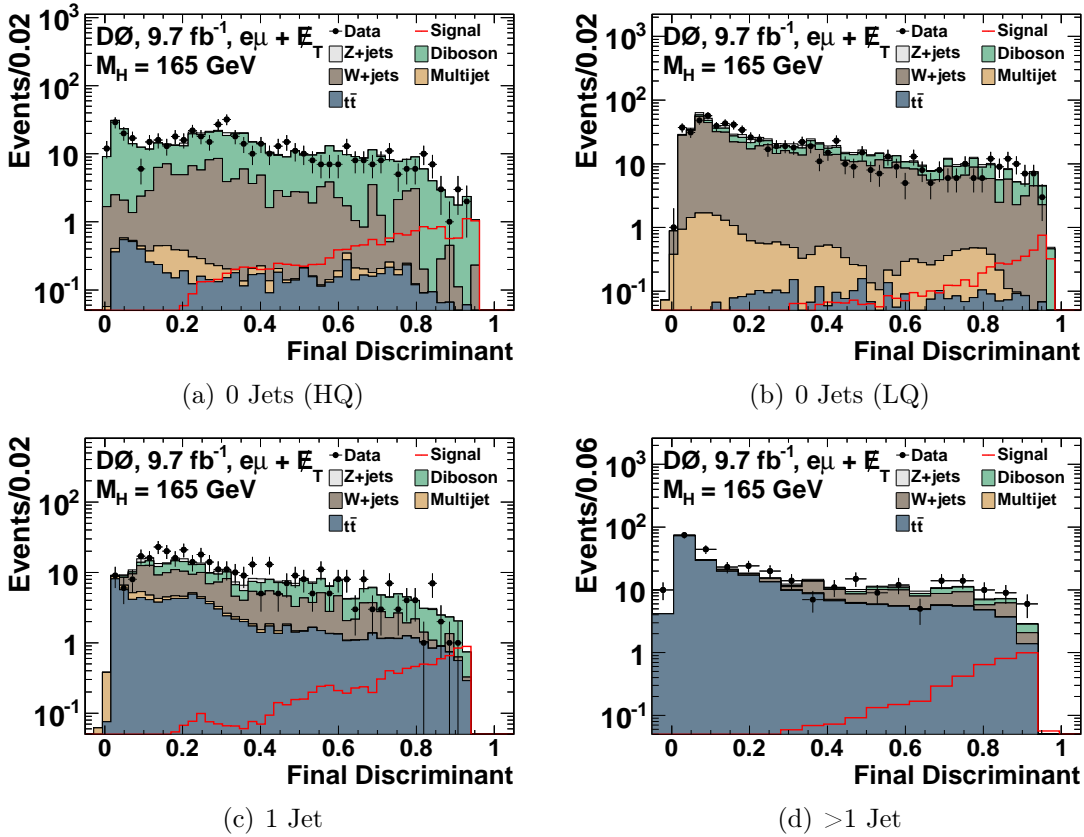


Abbildung 8.14: Finale Diskriminante für ein SM-Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 165 \text{ GeV}$ (Signal normiert auf SM-Erwartung) der vier Suchkanäle.

erreicht. Betrachtet man nur die beiden höchsten Bins aus den beiden Kanälen, wird kein einziges Ereignis in den Daten beobachtet, wobei zwei Signalereignisse und zwei Untergrundereignisse erwartet werden. Unter der Annahme, dass die Signal+Untergrund-Hypothese realisiert ist, passiert dies in einem von 50 Fällen. Falls kein Signal vorhanden ist und somit nur Untergrund erwartet wird, tritt diese Beobachtung statistisch in einem von sieben Fällen auf. Die Untergrund-Hypothese ist also deutlich wahrscheinlicher als die Signal+Untergrund-Hypothese für ein Higgs-Boson mit einer Masse von 165 GeV. Die Auswertung der finalen Diskriminanten wird jedoch mit einem komplexeren Verfahren durchgeführt, welches die Informationen aus allen Bins statistisch kombiniert. Diese Methode wird im folgenden Kapitel beschrieben.

In Abbildung 8.15 sind die finalen Diskriminanten für ein schweres Higgs-Boson mit $m_H = 185 \text{ GeV}$ dargestellt. Diese weisen mit einem maximalen Signalanteil von 30% im Kanal ohne Jets mit hoher Leptonqualität im Vergleich zu einem leichten Higgs-Boson eine höhere Sensitivität auf. Dabei unterscheidet sich die Zusammensetzung der Untergründe in den Bereichen mit hohem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis. Vergleicht man die finalen Diskriminanten für den Kanal ohne Jets mit hoher Leptonqualität (siehe

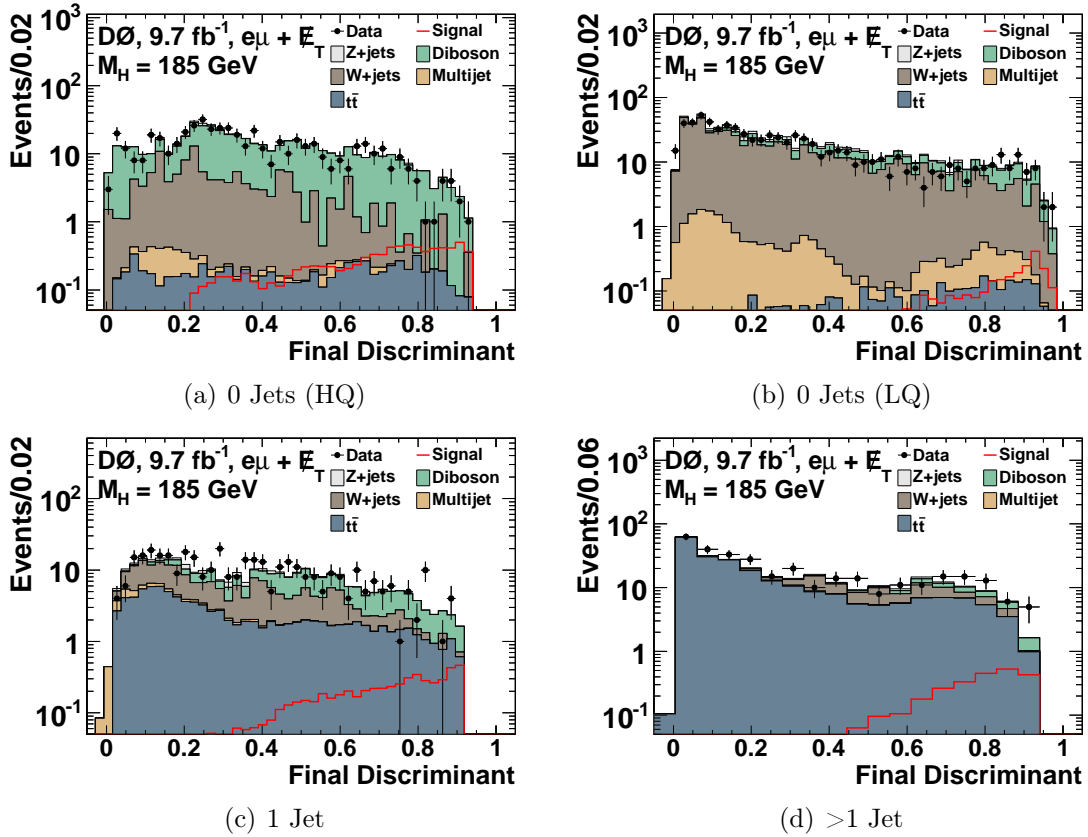


Abbildung 8.15: Finale Diskriminante für ein SM-Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 185 \text{ GeV}$ (Signal normiert auf SM-Erwartung) der vier Suchkanäle.

Abb. 8.13(a) und 8.15(a)), ist die Trennung eines schweren Higgs-Bosons vom W+Jets-Untergrund besser als die für ein leichtes Higgs-Boson. Außerdem ist die Signalverteilung für ein schweres Higgs-Boson für hohe Werte deutlich flacher. Die Verteilungen der Daten werden im Rahmen der statistischen Unsicherheiten von der Simulation des Untergrundes beschrieben.

9. Statistische Auswertung der finalen Diskriminanten

Die Verteilungen der finalen Diskriminanten sind die zentralen Verteilungen für die Suche nach einem Signal. Sie stellen den sensitiven Parameter dar, welcher benutzt wird, um mithilfe von statistischen Methoden zwischen einer Test- (H_1) und einer Nullhypothese (H_0) zu unterscheiden. H_1 entspricht in diesem Fall der Signal+Untergrund-Hypothese, wohingegen H_0 die Untergrund-Hypothese ohne Signal darstellt.

Das Werkzeug zur Auswertung der finalen Diskriminanten COLLIE⁷⁹ [Fis08] wird verwendet um semifrequentistische Vertrauensintervalle zu berechnen. Damit ist es möglich, im Falle eines Signals den Wirkungsquerschnitt zu messen. Im Fall der Abwesenheit eines Signals kann eine obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt berechnet werden.

Im Folgenden wird zunächst die Generierung der Pseudoexperimente besprochen. Anschließend werden die systematischen Unsicherheiten definiert, die sich auf die Vorhersage auswirken, bevor eine Teststatistik zum Ordnen der Experimente eingeführt wird. Im Kapitel 9.4 wird die Bestimmung der oberen Grenzen auf den Signalproduktionswirkungsquerschnitt erläutert.

9.1. Generierung der Pseudoexperimente

Um das Verhalten der einzelnen Hypothesen zu untersuchen, werden für H_1 und H_0 jeweils 25000 Pseudoexperimente generiert. Dazu werden Zufallszahlen mittels Poisson-Statistik für die Vorhersagen der einzelnen Bins der finalen Diskriminante gezogen. Die so erhaltenen Zufallszahlen stellen ein Pseudoexperiment dar. Neben den statistischen Unsicherheiten werden auch die systematischen Unsicherheiten mit einer semifrequentistischen Methode berücksichtigt. Diese ist in der Literatur als Cousins-Highland-Methode [CH92] bekannt. Dabei wird für jedes Pseudoexperiment die Vorhersage im Rahmen der Systematiken variiert, indem alle systematischen Unsicherheiten durch zufällige Verschiebungen der Vorhersage ersetzt werden. Im Englischen wird die Zufallszahl (Verschiebung) für eine Systematik als *prior* bezeichnet. Betrachtet man die Verteilung einer Systematik für alle Zufallsexperimente, ergibt sich eine Normalverteilung um Null mit der Breite der systematischen Unsicherheit.

9.2. Systematische Unsicherheiten

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Vielzahl von systematischen Unsicherheiten berücksichtigt. Diese lassen sich in zwei Kategorien einteilen: Zum einen sogenannte flache

⁷⁹*Confidence Level Limit Evaluator*

Systematiken, wie z.B. Unsicherheiten auf Wirkungsquerschnitte, die sich auf die Normierung eines oder mehrerer Prozesse auswirken können. Zum anderen werden Systematiken betrachtet, die potentiell Einfluss auf die Form der Verteilung eines Prozesses haben können.

9.2.1. Flache Systematiken

Die flachen Systematiken können sich sowohl auf einzelne als auch mehrere Prozesse auswirken. Zusätzlich können sie sich auf einen oder mehrere Kanäle beziehen. Im Folgenden werden die einzelnen Systematiken kurz beschrieben:

- Sowohl für Signal- als auch Untergrundprozesse wurden die theoretischen Unsicherheiten auf die Wirkungsquerschnitte beachtet. Diese wurden von der *Tevatron New Phenomena and Higgs Working Group* festgelegt [Tev12]:
 - $t\bar{t}$ -Produktion: 7%
 - Diboson-Produktion: 6%
 - Z+Jets-Produktion: Für Z+Jets wurde eine Unsicherheit von 4% auf den Produktionswirkungsquerschnitt beachtet. Aufgrund der angewandten Methode der Normierung mithilfe der Z-Resonanz ist diese für den Z+Jets-Untergrund allerdings absorbiert und geht nur indirekt als zusätzliche Unsicherheit bei der Normierung für die anderen Monte-Carlo-Sätze mit ein.
 - Gluonfusion: Für die Signalereignisse aus der Gluonfusion ist die Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt in zwei Teile gegliedert. Der Erste ist abhängig von der Gluon-PDF und steigt mit der Anzahl der Jets im Ereignis. Die Unsicherheit beträgt 7.6%, 13.8% und 29.7% für Ereignisse in den Kanälen ohne Jet, mit einem Jet und mit mehr als einem Jet. Der Zweite beinhaltet die Unsicherheit, welche sich aus der Variation der Renormierungs- und Faktorisierungsskala um einen Faktor zwei ergeben. Diese Variation führt im Fall von Kanälen mit einer exklusiven Zahl von Jets zu einer deutlich vergrößerten Unsicherheit im Vergleich zu einem Kanal, der keine Jetinformationen nutzt. Diese im Vergleich zur inklusiven Suche größere theoretische Unsicherheit beruht auf dem Problem, die Anzahl der Jets richtig vorherzusagen. Im Rahmen dieser Arbeit wird diese Unsicherheit, wie in [ST12] vorgeschlagen, durch drei Systematiken s_0 , s_1 und s_2 berücksichtigt, welche die Korrelationen zwischen den einzelnen Kanälen berücksichtigt. Diese sind in Tabelle 9.1 aufgelistet.
 - Higgs-Strahlung mit einem assoziierten W-Boson: 6.2%
 - Higgs-Strahlung mit einem assoziierten Z-Boson: 6.2%
 - Vektorbosonfusion: 4.9%

- Da die Normierung der Monte-Carlo-Vorhersage im Bereich der Z-Resonanz (vgl. Kap. 6.3) von der theoretischen Unsicherheit der Z+Jets-Produktion abhängt, wird die Unsicherheit von 4% für alle simulierten Prozesse (mit Ausnahme von Z+Jets und W+Jets) berücksichtigt.⁸⁰ Diese absorbiert unter anderem die Unsicherheit auf die Luminosität und den Anteil der PDFs, welcher sich auf die Normierung auswirkt. Zusätzlich wird für alle Monte-Carlo-Sätze mit 3% die statistische Unsicherheit der Methode zur Bestimmung der Normierung des Untergrundes berücksichtigt.
- Die Unsicherheit aufgrund der Trigger beträgt 1.5% und wird für alle Monte-Carlo-Sätze angewandt [HWT12].
- Für den Multijetuntergrund wird eine Unsicherheit von 30% angenommen. Diese basiert auf einer konservativen Schätzung für die Normierung des Multijetuntergrundes. Für unterschiedliche Jetmultiplizitäten wird die Unsicherheit nicht korreliert.
- Für die Vektorbosonfusion wurde eine PDF-Unsicherheit von 0.5% berücksichtigt, da sich der Produktionsprozess deutlich von den Untergrundprozessen unterscheidet und die Unsicherheit deshalb wahrscheinlich nicht in der Unsicherheit der Normierung absorbiert ist [Tev12].
- Für die Z+Jets-Produktion werden die Unsicherheiten der Normierung in Abhängigkeit der Jetmultiplizität als Systematik verwendet. Es ergeben sich Unsicherheiten von 2% (0 Jets), 6% (1 Jet) und 13% (>1 Jet). Diese Systematiken sind nicht miteinander korreliert.
- Für die W+Jets-Produktion ergibt sich analog zur Z+Jets-Produktion nach den Korrekturen eine Unsicherheit der Normierung von 7% (0 Jets), 13% (1 Jet) bzw. 22% (>1 Jet).

σ_{μ_R, μ_F}	s_0	s_1	s_2
0 Jets	13.4%	-23.0%	-
1 Jet	-	35.0%	-12.7%
>1 Jet	-	-	33%

Tabelle 9.1: Unsicherheit aus der Skalenvariation für die Gluonfusion.

9.2.2. Formabhängige Systematiken

Die folgenden Systematiken können die Form der Verteilung für einzelne Sample beeinflussen. Dabei gibt es Systematiken, die sich zusätzlich auf die Normierung eines Samples

⁸⁰Die Normierung der W+Jets-Produktion wird datenbasiert in einer Kontrollregion durchgeführt. Daher geht die Unsicherheit des Z+Jets-Wirkungsquerschnitts nur in den von den Daten subtrahierten Monte-Carlo-Anteil ein und wird innerhalb der Unsicherheit für die Normierung des W+Jets-Untergrundes berücksichtigt.

auswirken und solche, die die Normierung erhalten. Wenn nicht explizit angegeben, darf die Normierung durch die Variation der Systematik geändert werden.

Die Systematiken, die von der Jetaktivität im Ereignis abhängen sind:

- Jetenergieskala: Für die Unsicherheit wird in der Monte-Carlo-Simulation der Korrekturfaktor um $\pm 1\sigma$ variiert. Die Größe der Unsicherheit liegt für die Kanäle ohne Jets und den Kanal mit einem Jet bei etwa 1% und für den Kanal mit mehr als einem Jet bei bis zu 3%. Die Systematik wirkt sich sowohl auf die Form der finalen Diskriminanten als auch auf die relative Normierung der Kanäle ohne Jets zu den Kanälen mit Jetaktivität aus.
- Energieauflösung der Jets: Für die systematische Unsicherheit wird die Jetenergieauflösung der Monte-Carlo-Ereignisse um $\pm 1\sigma$ variiert. Der Effekt beträgt für die Kanäle ohne Jets etwa 0.5% und für die Kanäle mit Jetaktivität etwa 1%. Außerdem ist die Migration von Ereignissen zu einer anderen Jetmultiplizität möglich.
- Jetidentifikation: Für die Bestimmung der systematischen Unsicherheit wird die Effizienz der Jetidentifikation in der Monte-Carlo-Simulation um $\pm 1\sigma$ variiert. Der Effekt liegt bei etwa 1% und kann sich auf die relative Normierung der Kanäle in Abhängigkeit der Jetmultiplizität auswirken.
- Die Effizienz für die Überprüfung der Zugehörigkeit der Jets zum Interaktionsvertex wird um $\pm 1\sigma$ variiert und als Unsicherheit angenommen. Diese wirkt sich auf die Form der finalen Diskriminanten und die Normierung der einzelnen Kanäle aus. Die Größe liegt für die Kanäle ohne Jets bei etwa 1% und für die Kanäle mit Jetaktivität bei 5-6%.
- b-Identifikation: Für die b-Identifikation wird die systematische Unsicherheit bestimmt, indem für die Monte-Carlo-Ereignisse die Identifikationsrate für echte b-Jets und andere Jets getrennt variiert wird. Diese systematische Unsicherheit ist nur für den Kanal mit einem Jet und den Kanal mit mehr als einem Jet relevant und wirkt sich nur auf die Form der Verteilung aus. Die Normierung bleibt im jeweiligen Kanal erhalten. Für echte b-Jets beträgt die Größe der Unsicherheit im Kanal mit einem Jet bis zu 3% und im Kanal mit mehr als einem Jet bis zu 5%. Für die anderen Jets tritt keine Veränderung der Form der finalen Diskriminanten auf.

Alle fünf Unsicherheiten sind über die vier Kanäle sowie zwischen Signal- und Untergrund-Sätzen miteinander korreliert.

Neben den flachen Systematiken für den W+Jets-Untergrund, werden zwei Unsicherheiten für die Form der Verteilungen betrachtet:

- Impulsspektrum des W-Bosons für den W+Jets-Untergrund: Für die p_T^W -Korrektur, die in Kapitel 6.1.3 diskutiert wurde, wird 50%⁸¹ der Änderung als Systematik

⁸¹50% ist der Richtwert der vom DØ-Experiment für Korrekturen verwendet wird, wenn keine Methode zur genaueren Bestimmung der Unsicherheit einer Korrektur zur Verfügung steht.

verwendet. Dabei wird die Normierung des W +Jets-Untergrundes nicht verändert. Die Größe der Unsicherheit beträgt bis zu 4%.

- Für die Korrektur der ISR- und FSR-Anteile der fehlidentifizierten Elektronen des W +Jets-Untergrundes aus (Kap. 6.4.1) wird ebenfalls 50% der Änderung als Unsicherheit angenommen. Diese wirkt sich auf die Form der Verteilungen in den Kanälen ohne Jets aus und beträgt 5-10%.

Analog zu den W +Jets-Systematiken werden auch für den Hauptuntergrund, die WW -Produktion, zwei Systematiken anhand der Variation von Korrekturen aus Kapitel 6.1.4 definiert:

- MC@NLO: 50% der Korrektur von Pythia zu MC@NLO wird als Systematik verwendet. Die Unsicherheit erhält die Normierung in den einzelnen Kanälen und beträgt bis zu 2%.
- $gg \rightarrow WW$: 30%⁸² der $gg \rightarrow WW$ -Korrektur wird als Unsicherheit verwendet. Die systematische Unsicherheit erhält die Normierung in den einzelnen Kanälen und wirkt sich nur auf die Form der Verteilung aus. Sie hat mit weniger als 0.3% im Vergleich zu den anderen Unsicherheiten nur einen geringen Einfluss auf das Resultat.

Für das Signal aus Gluonfusion wird die relative Änderung des p_T -Spektrums des Higgs-Bosons unter einer Skalenvariation als Unsicherheit für die Form der Signalverteilung verwendet. Dazu wurden μ_R und μ_F mit $\pm 50\%$ um ihren Zentralwert variiert. Die Größe der Unsicherheit beträgt etwa 1%.

Um nach dem Aufspalten des Datensatzes anhand der Leptonqualität für Ereignisse ohne Jets (vgl. Kap. 7.2) einen Übergang der Ereignisse zwischen dem HQ- und LQ-Kanal zu berücksichtigen, wird 50% der Korrektur für die Elektron-Likelihood (vgl. Kap. 6.1.6) als Systematik verwendet. Die Größe der Unsicherheit beträgt etwa 2% und ist über alle Kanäle für alle Monte-Carlo-Sätze miteinander korreliert.

Die Unsicherheiten für die Leptoneffizienzen und die Energieauflösung der Leptonen haben zu keiner sichtbaren Änderung der Form der Verteilungen für die finalen Diskriminanten geführt. Die möglichen Auswirkungen auf die Normierung werden von der datenbasierten Methode der Normierung der Monte-Carlo-Sätze und deren Unsicherheit kompensiert.

Potentielle Unsicherheiten der PDFs, die sich auf die Form der finalen Diskriminanten auswirken, sind in dieser Arbeit nicht berücksichtigt. In [Ber09] wurde gezeigt, dass der Einfluss auf die Form der finalen Diskriminanten vernachlässigbar klein ist.

⁸²Die 30% der Korrektur als Unsicherheit wurden von der *High Mass Higgs Group* als Standard beschlossen.

9.3. Teststatistik

Um die statistische Signifikanz zu bestimmen, kann der negative Logarithmus des Verhältnisses der Poisson-Likelihood von H1 und H0 (LLR/NLLR⁸³) als Teststatistik benutzt werden. Diese ist definiert als

$$\begin{aligned}
 LLR(\vec{s}, \vec{b}, \vec{d}) &= -2 \log \left(\frac{L_{H1}(\vec{s}, \vec{b}, \vec{d})}{L_{H0}(\vec{b}, \vec{d})} \right) \\
 &= -2 \log \left(\prod_{i=0}^{N_{bins}} \frac{(s+b)_i^{d_i} e^{-(s+b)_i}}{d_i!} / \frac{b_i^{d_i} e^{-b_i}}{d_i!} \right) \\
 &= \sum_{i=0}^{N_{bins}} \left(s_i - d_i \log \left(1 + \frac{s_i}{b_i} \right) \right) ,
 \end{aligned} \tag{61}$$

wobei s_i der erwartete Signalbeitrag, b_i der erwartete Untergrundbeitrag und d_i die Daten im Bin i sind. Die LLR-Funktion ordnet die einzelnen Pseudoexperimente zu einer Verteilung an.

Für die Analyse der Daten werden allerdings komplexere Likelihoodfunktionen verwendet, sogenannte Profilelikelihoodfunktionen:

$$\begin{aligned}
 LLR(H0, H1, \vec{d}) &= -2 \log \left(\frac{L(\vec{d}|H1, \theta_1)}{L(\vec{d}|H0, \theta_0)} \right) \\
 &= \chi^2(\vec{d}|H1, \theta_1) - \chi^2(\vec{d}|H0, \theta_0)
 \end{aligned} \tag{62}$$

Diese sind mit zusätzlichen im Rahmen der systematischen Unsicherheiten freien Parametern parametrisiert. Die LLR berechnet sich aus der Differenz der minimierten χ^2 Werte für beide Hypothesen. θ_1 und θ_0 sind die Parameter, für die die χ^2 -Funktion für H1 bzw. H0 bei gegebenem \vec{d} (Daten oder Pseudodaten) minimal ist. Für jedes Pseudoexperiment müssen zwei *profiling fits* durchgeführt werden, um das jeweilige Minimum zu finden. Im Gegensatz zur Poisson-LLR können im Rahmen der *fits* Größen einzelner Systematiken beschränkt werden. Dies führt zu einer besseren Separation der einzelnen Hypothesen in der LLR-Verteilung.

9.4. Berechnung der oberen Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt

Die relative Häufigkeit der einzelnen LLR-Werte wird als Wahrscheinlichkeitsdichte interpretiert und benutzt, um unterschiedliche Vertrauensniveaus (CL⁸⁴) zu definieren.

⁸³engl. *Negative Poisson Log-Likelihood Ratio*

⁸⁴engl. *Confidence Level*

In Abbildung 9.1 ist exemplarisch eine LLR-Verteilung für die Signal+Untergrund- (H1/S+B) und Untergrundhypothese (H0/B) dargestellt.

Mithilfe der LLR-Verteilungen lässt sich das Vertrauensniveau für einen Ausschluss eines Signals berechnen. Zur Berechnung des Vertrauensniveaus für das Higgs-Signal kommt die sogenannte CL_s -Methode zum Einsatz. Diese wurde unter anderem in leicht abgewandelter Form bereits bei LEP [Cer08] verwendet und findet auch für die Higgs-Suche am LHC [Cer13] Verwendung. CL_s ist definiert als

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b}. \quad (63)$$

Dabei ist CL_{s+b} die Wahrscheinlichkeit, dass die S+B-Hypothese einen LLR-Wert aufweist, der untergrundartiger ist als der LLR-Wert der Daten. CL_b ist die Wahrscheinlichkeit, dass die B-Hypothese einen Wert produziert der untergrundartiger ist als der Wert der Daten. Im Prinzip ist $1 - CL_{s+b}$ das Vertrauensniveau des Ausschlusses der S+B-Hypothese. Allerdings hat es sich in der Teilchenphysik etabliert, stattdessen $1 - CL_s$ für Ausschlüsse eines Modells zu verwenden, auch wenn dieses strikt gesehen kein Vertrauensniveau ist⁸⁵. Um die obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, wird dieser so lange variiert, bis sich $1 - CL_s = 95\%$ ergibt. Der Wirkungsquerschnitt, für den die Bedingung erfüllt ist, wird anschließend als obere Grenze mit 95% CL interpretiert.

Zum Vergleich mit der beobachteten oberen Grenze auf den Wirkungsquerschnitt wird auch noch eine sogenannte erwartete Grenze berechnet. Dazu wird anstelle der Daten der Median der H0-Verteilung als Integrationsgrenze verwendet. Zusätzlich wird die erwartete Grenze für die $\pm 1\sigma$ und $\pm 2\sigma$ Werte der LLR-Verteilung von H0 berechnet⁸⁶.

9.5. Messung eines Wirkungsquerschnitts

Im Fall eines sichtbaren Signals kann mithilfe von COLLIE auch der Wirkungsquerschnitt gemessen werden. Dazu wird ein *fit* an die H1-Hypothese durchgeführt. Wobei der zu messende Wirkungsquerschnitt als freier Parameter behandelt wird. Der Zentralwert ergibt sich aus dem Ergebnis des besten *fit* an die Daten. Die Unsicherheiten werden berechnet, indem der Wirkungsquerschnitt gesucht wird, bei dem 16% der Pseudoexperimente für H1 einen LLR-Wert größer bzw. kleiner als den LLR-Wert der Daten liefern.

⁸⁵Ein Ausschluss mit dem $1 - CL_s$ Vertrauensniveau ist, auch wenn es kein wohldefiniertes Vertrauensniveau ist, konservativer als mit $1 - CL_{s+b}$. Angenommen, es wird ein Vertrauensniveau von 95% gefordert gilt: $95\% = 1 - CL_s = 1 - \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \leq 1 - CL_{s+b}$ (da $0 \leq CL_b \leq 1$).

⁸⁶Für die erwarteten Grenzen wird eine obere Grenze (bzw. fünf obere Grenzen: Median, $\pm 1\sigma$ und $\pm 2\sigma$ von H0) auf den Wirkungsquerschnitt des Signals aus H1 unter der Annahme, dass nur H0 in der Natur realisiert ist, berechnet.

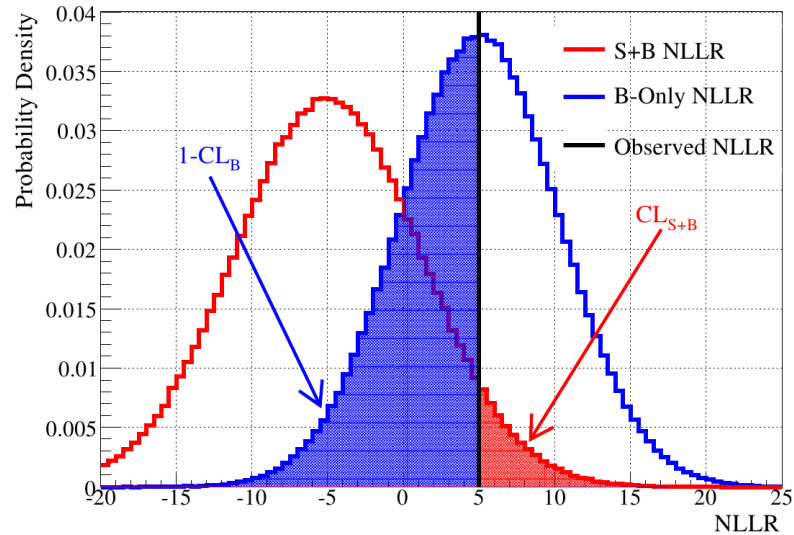


Abbildung 9.1: Exemplarische Wahrscheinlichkeitsverteilungen von H_0 und H_1 [Fis08].

10. Ergebnisse

Die in den vorherigen Kapiteln beschriebenen Techniken zur Suche nach dem Higgs-Boson eignen sich auch für die präzise Vermessung eines Wirkungsquerschnittes. In Kapitel 10.1 werden die Messung des Produktionswirkungsquerschnittes für die WW -Produktion beschrieben und die Ergebnisse dargelegt. Diese Studie ist ein interessanter Test, um die Validität der angewandten Methoden für ein Signal zu überprüfen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Daten nach einem Higgs-Signal in drei verschiedenen Modellen durchsucht. Zunächst werden die Resultate für das Standardmodell in Kapitel 10.2 besprochen. Im Anschluss werden die Ergebnisse für das fermiophobe Higgs-Modell und das Modell mit einer vierten Fermiongeneration in den Kapiteln 10.3 und 10.4 erläutert. Dabei werden insbesondere die Unterschiede zum Standardmodell-Resultat beschrieben.

10.1. WW -Produktionswirkungsquerschnitt

Die Analysetechniken eignen sich neben dem Setzen von oberen Grenzen auf Produktionswirkungsquerschnitte auch zur Messung eines Wirkungsquerschnittes. Der WW -Untergrund ist dem Signal sehr ähnlich und stellt damit den Hauptuntergrund für die Suche nach dem Higgs-Boson in diesem Kanal dar. Um die verwendeten Methoden zu validieren, werden sie zur präzisen Vermessung des Wirkungsquerschnittes der nicht-resonanten WW -Produktion benutzt. Für die Vorselektion werden 854 der 15142 Ereignisse aus der WW -Produktion erwartet. Für die finale Selektion werden im Kanal ohne Jets mit hoher Leptonqualität 373 von 531, im Kanal ohne Jets mit niedriger Lep-

tonqualität 128 von 810, im Kanal mit einem Jet 88 von 336 und im Kanal mit mehr als einem Jet 11 von 283 Ereignissen aus nicht-resonanter WW-Produktion erwartet. Um die Sensitivität zu maximieren, werden analog zu den Higgs-Suchen für alle Kanäle finale Diskriminanten trainiert, wobei die WW-Produktion als Signal verwendet wird⁸⁷. Dabei werden die gleichen Eingabevariablen wie bei der Suche nach dem Higgs-Boson verwendet⁸⁸.

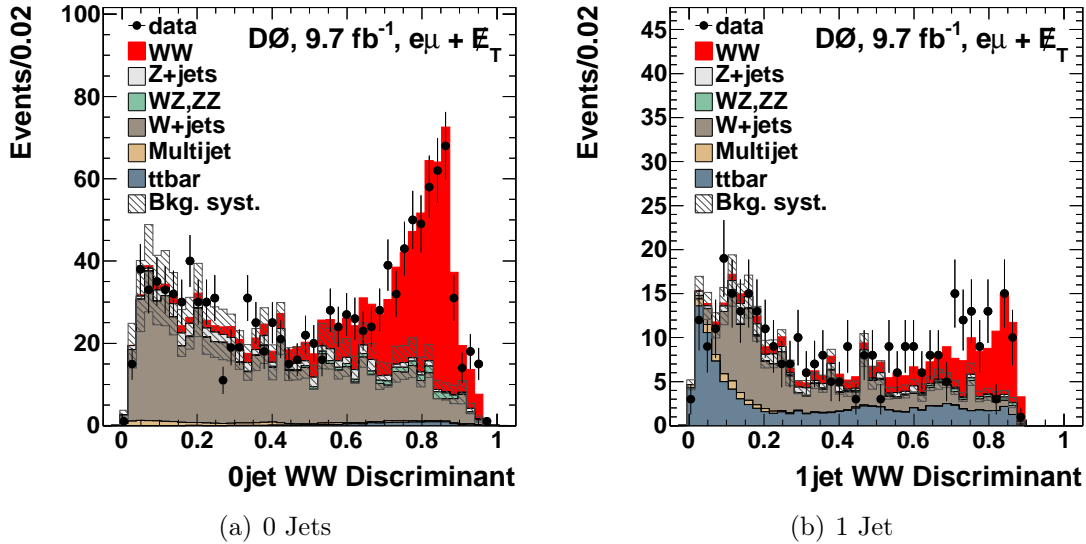


Abbildung 10.1: Finale Diskriminanten für Ereignisse ohne Jets (Summe HQ und LQ, links) und Ereignisse mit einem Jet (rechts) für die WW-Wirkungsquerschnittsmessung nach dem *profiling fit* [A⁺13d].

In Abbildung 10.1(a) ist die Summe der finalen Diskriminanten für die Kanäle ohne Jets und in Abbildung 10.1(b) die finale Diskriminante für Ereignisse mit einem Jet dargestellt. Die eingezeichneten Unsicherheiten zeigen die Größe der systematischen Unsicherheiten vor dem Fit. Die WW-Ereignisse sind bei hohen Werten der finalen Diskriminanten akkumuliert und vom größten Teil der Untergründe separiert. Die Signal+Untergrund-Verteilung weist eine gute Übereinstimmung mit den Daten auf.

Die vier Kanäle werden nun wie in Kapitel 9.5 angedeutet, mithilfe von COLLIE kombiniert und ein Fit für den Produktionsquerschnitt durchgeführt. Die systematischen Unsicherheiten enthalten keine theoretische Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt der WW-Produktion, entsprechen aber ansonsten den Unsicherheiten der Untergrund-Beschreibung aus der Suche nach dem Standardmodell-Higgs-Boson.

Wenn man das Verzweigungsverhältnis in ein Elektron und ein Myon [B⁺12] miteinbezieht, ergeben sich für die einzelnen Kanäle folgende Resultate. Der Kanal ohne Jets mit

⁸⁷Die WZ- und ZZ-Produktion werden in dieser Messung als Untergründe behandelt.

⁸⁸Prinzipiell wäre es sinnvoll die Auswahl der Variablen für die WW-Produktion zu optimieren. Allerdings wurde auf diese Optimierung verzichtet, um die Unterschiede zur Suche nach dem Higgs-Boson zu minimieren.

hoher Leptonqualität liefert mit

$$\sigma_{p\bar{p}\rightarrow WW} = 10.5 \pm 0.6 \text{ (stat.)} \pm 0.7 \text{ (syst.) pb}$$

das genaueste Resultat. Der Kanal ohne Jets mit niedriger Leptonqualität mit

$$\sigma_{p\bar{p}\rightarrow WW} = 13.4 \pm 1.7 \text{ (stat.)} \pm 1.5 \text{ (syst.) pb}$$

und der Kanal mit einem Jet mit

$$\sigma_{p\bar{p}\rightarrow WW} = 12.8 \pm 1.8 \text{ (stat.)} \pm 1.4 \text{ (syst.) pb}$$

sind ähnlich sensitiv. Der Kanal mit mehr als einem Jet hat mit einem Ergebnis von

$$\sigma_{p\bar{p}\rightarrow WW} = 26 \pm 9 \text{ (stat.)} \pm 5 \text{ (syst.) pb}$$

die geringste Sensitivität. Alle Kanäle sind im Rahmen ihrer Unsicherheiten in guter Übereinstimmung miteinander. Obwohl der Kanal mit mehr als einem Jet nahezu keine Sensitivität für die Messung aufweist, wird er mit in die Kombination aufgenommen, da er im Rahmen der Maximierung der Profilelikelihood hilft, die Unsicherheit auf den $t\bar{t}$ -Untergrund zu beschränken. Die Kombination der vier Kanäle ergibt für die nicht-resonante WW-Produktion einen Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{p\bar{p}\rightarrow WW} = 11.1 \pm 0.6 \text{ (stat.)} \pm 0.6 \text{ (syst.) pb} .$$

Dabei ist mit 5%⁸⁹ die Unsicherheit der Normierung der Monte-Carlo-Sätze der dominante Beitrag zur systematischen Unsicherheit. Der gemessene Wirkungsquerschnitt stimmt mit dem in NLO berechneten Wert von 11.34 ± 0.68 pb [CE99] gut überein.

Zusätzlich wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Kombination mit dem 2-Elektron- und dem 2-Myon-Kanal durchgeführt. Diese ergibt einen Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{p\bar{p}\rightarrow WW}^{\ell\ell} = 11.6 \pm 0.4 \text{ (stat.)} \pm 0.6 \text{ (syst.) pb}.$$

Die Kombination sowie die Ergebnisse der einzelnen Kanäle ist in Abbildung 10.2 zusammen mit der theoretischen Vorhersage dargestellt. Die Werte sind innerhalb der Unsicherheiten mit der theoretischen Vorhersage in Übereinstimmung, dabei erreicht die Unsicherheit der Messung die Größe der theoretischen Vorhersage. Dies ist die genaueste Messung, die für diesen Prozess am Tevatron durchgeführt wurde. Die Ergebnisse sind mit der vorherigen Messung am DØ-Experiment mit einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} und einem gemessenen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{p\bar{p}\rightarrow WW} = 11.5 \pm 2.1 \text{ (stat. + syst.)} \pm 0.7 \text{ (lumi) pb}$ in guter Übereinstimmung [A⁺09a]. In der neuen Messung konnte die Genauigkeit um einen Faktor drei gesteigert werden.

⁸⁹Die 5% setzt sich aus der Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt der Z+Jets-Produktion von 4% und der statistischen Unsicherheit der Normierung von 3% zusammen.

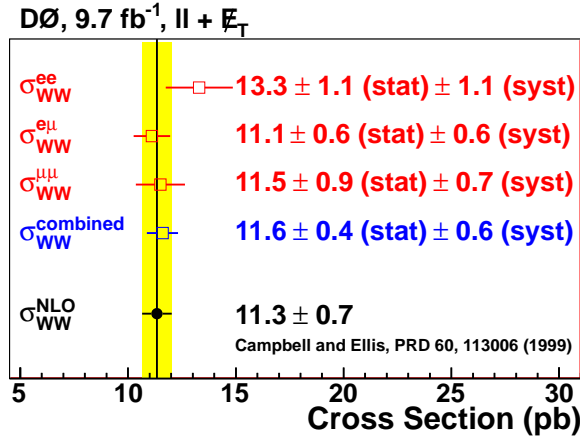
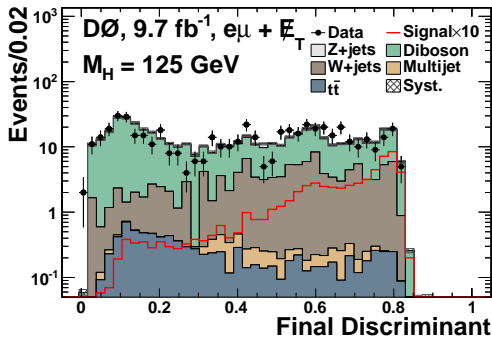
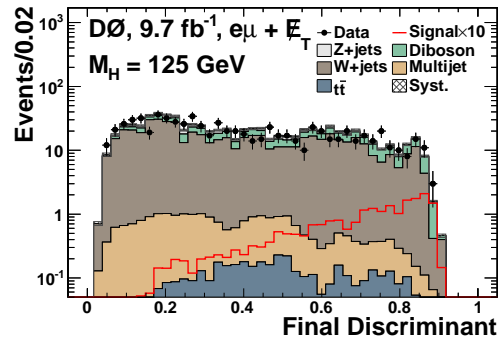


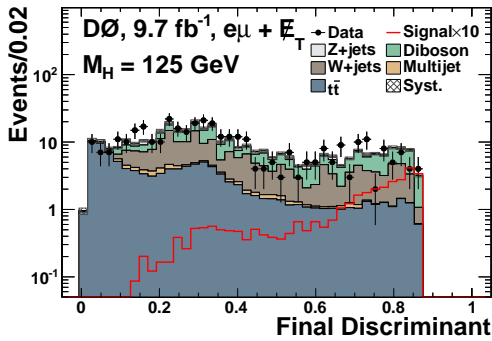
Abbildung 10.2: Gemessener Wirkungsquerschnitt für die WW-Produktion im Vergleich mit der theoretischen Vorhersage. Dabei sind der 2-Elektron-, der 2-Myon- und der Elektron-Myon-Kanal einzeln sowie deren Kombination gezeigt [A⁺13d].



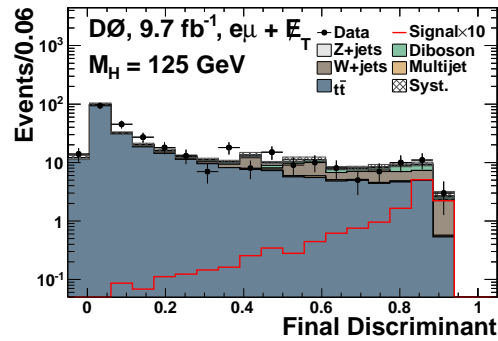
(a) 0 Jets (HQ)



(b) 0 Jets (LQ)



(c) 1 Jet



(d) >1 Jet

Abbildung 10.3: Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 125$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache SM-Erwartung) der vier Suchkanäle.

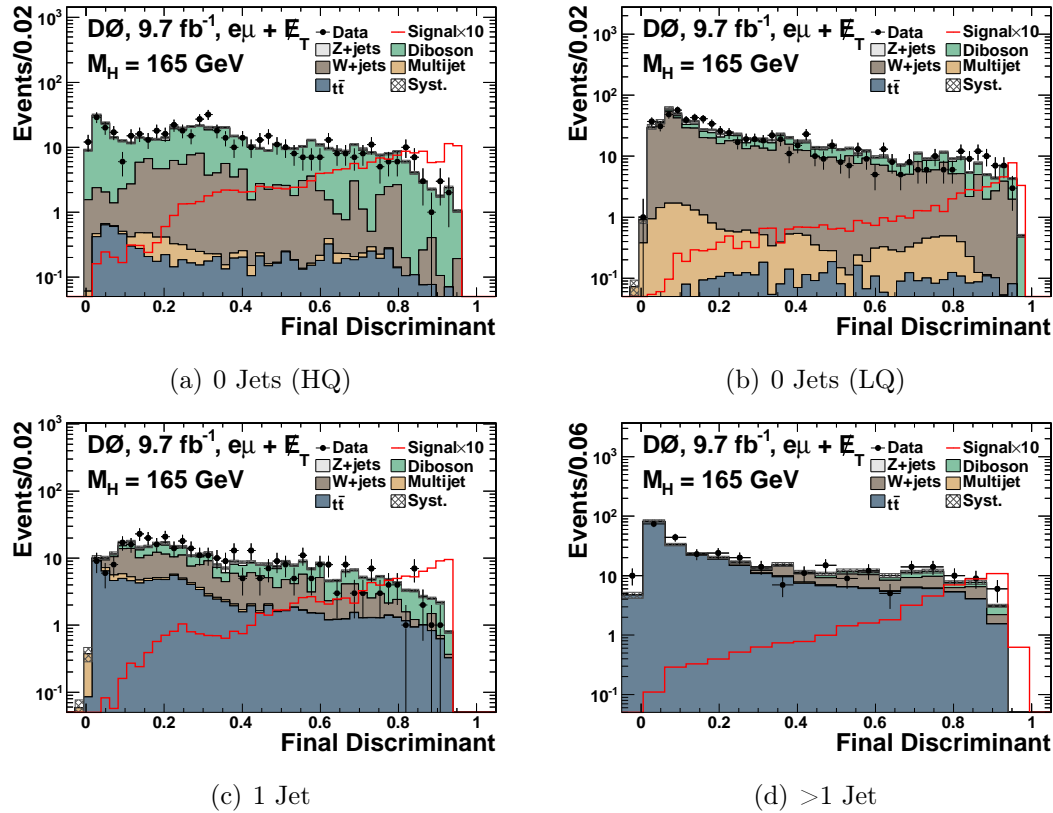


Abbildung 10.4: Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache SM-Erwartung) der vier Suchkanäle.

10.2. Standardmodell-Higgs-Boson

Für die Suche nach dem Standardmodell-Higgs-Boson wurde die finale Selektion der Daten für 21 Massenhypothesen im Bereich von 100 bis 200 GeV untersucht. Für jede untersuchte Masse wurden vier optimierte finale Diskriminanten trainiert. Bei der Durchführung der statistischen Analyse wurden durch die Maximierung zweier Profilelikelihoodfunktionen im Rahmen der systematischen Unsicherheiten die besten Vorhersagen für die Signal+Untergrund- und die Untergrund-Hypothese bestimmt.⁹⁰ Die Verteilungen der finalen Diskriminanten nach der Maximierung der S+B-Likelihoodfunktion sind für die Higgs-Massen 125 und 165 GeV in den Abbildungen 10.3 und 10.4 gezeigt. Die Verteilungen der anderen Massen-Punkte sind in Anhang E zu finden.

Anstatt die Verteilungen nach der Maximierung der Likelihoodfunktionen optisch zu vergleichen, wird, wie in Kapitel 9.3 beschrieben, der LLR-Wert verwendet, um die Kom-

⁹⁰Die Profilelikelihoodfunktion beinhaltet alle Kanäle und beachtet die angegebenen Korrelationen. Für die Kombination mit weiteren Kanälen wächst im Prinzip nur die Anzahl der Bins und die Anzahl der freien Parameter durch andere oder unkorrelierte Systematiken.

patibilität der Daten mit der jeweiligen Hypothese zu überprüfen. In Abbildung 10.5 sind die beobachteten LLR-Werte als schwarze Linie für die untersuchten Massen eingezeichnet. Zwischen den 21 Punkten wurde linear interpoliert. Die gestrichelten Linien entsprechen dem LLR-Wert des Median der Pseudoexperimente der Signal+Untergrund- (rot) bzw. der Untergrund-Hypothese (schwarz). Zusätzlich sind die $\pm 1\sigma$ - und $\pm 2\sigma$ -Breiten für die Untergrund-Hypothese eingezeichnet. Die Verteilung der beobachteten LLR-Werte ist innerhalb von $\pm 1\sigma$ kompatibel mit der Untergrund-Hypothese. Die beste Trennung von Signal+Untergrund- und Untergrund-Hypothese wird für eine Higgsmasse von 165 GeV erreicht. Dies liegt in dem Bereich, bei dem ein Maximum für das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis $H \rightarrow WW$ erreicht wird. Da kein signifikanter Überschuss in den Daten über dem Standardmodell-Untergrund sichtbar ist, werden mithilfe der in Kapitel 9.4 eingeführten CL_s -Methode obere Grenzen auf den Produktionswirkungsquerschnitt für ein Standardmodell-Higgs-Boson gesetzt.

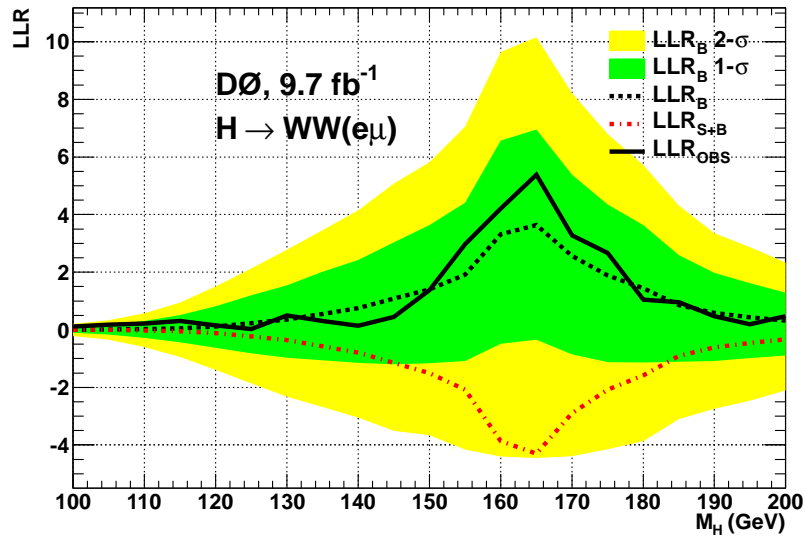


Abbildung 10.5: Beobachtete LLR-Werte sowie die erwarteten LLR-Werte für H_0 (schwarz), den 1σ (grün) und 2σ (gelb) Bereich von H_0 , sowie den Median für H_1 mit dem auf die SM-Vorhersage normierten Signal (rot).

Die Ergebnisse sind in Tabelle 10.1 aufgelistet. Die oberen Grenzen auf den Produktionswirkungsquerschnitt sind dabei auf die Vorhersage des Standardmodells normiert. In Abbildung 10.6 sind diese graphisch dargestellt. Analog zu der LLR-Verteilung wurde zwischen den getesteten Higgs-Massen-Hypothesen linear interpoliert. Neben den beobachteten Grenzen (obs) sind auch die erwarteten Grenzen (exp) sowie die 1σ - und 2σ -Bänder der H_0 -Hypothese eingezeichnet. Die erwarteten Grenzen berechnen sich, wie in Kapitel 9.4 beschrieben, durch Integration vom Median der H_0 -Verteilung aufwärts. Für die 1σ - und 2σ -Bänder wird anstelle des Median der -2σ -, -1σ -, $+1\sigma$ - bzw. $+2\sigma$ -LLR-Wert der H_0 -Verteilung verwendet.

Für ein Standardmodell-Higgs-Boson mit $m_H = 125$ GeV konnte mit 95% CL ausge-

m_H / GeV	100	105	110	115	120	125	130	135	140	145	150
exp	42.49	27.93	15.93	10.01	6.55	4.65	3.63	2.97	2.48	2.02	1.77
obs	28.17	20.00	12.51	7.95	6.23	4.75	3.39	2.88	2.61	2.14	1.75
m_H / GeV	155	160	165	170	175	180	185	190	195	200	
exp	1.50	1.11	1.06	1.28	1.51	1.75	2.27	2.80	3.30	3.75	
obs	1.28	1.00	0.86	1.17	1.33	1.79	2.16	2.68	3.31	3.20	

Tabelle 10.1: Erwartete (exp) und beobachtete (obs) Grenzen auf $\sigma \times BR$ für den Higgs-Produktionswirkungsquerschnitt normiert auf die SM-Erwartung für Higgs-Massen von 100 bis 200 GeV.

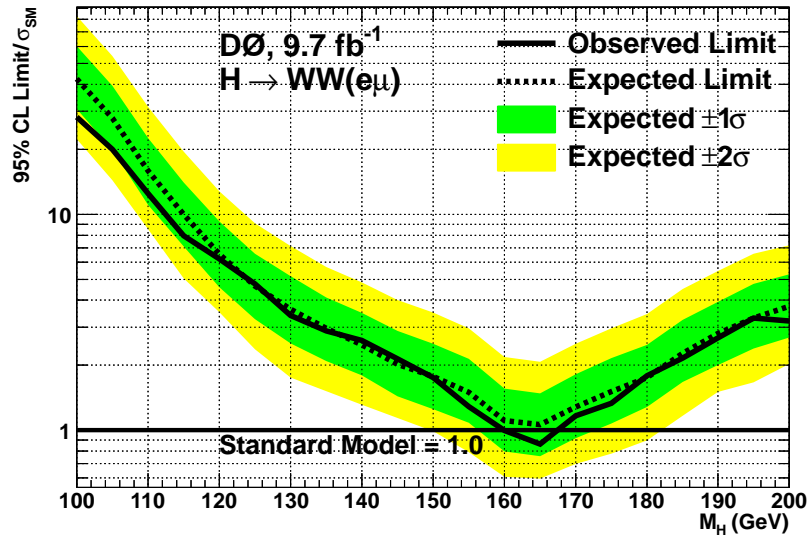


Abbildung 10.6: Obere Grenze auf den Produktionswirkungsquerschnitt für ein Higgs-Boson normiert auf die Vorhersage im Standardmodell für Higgs-Massen zwischen 100 und 200 GeV.

geschlossen werden, dass es einen Wirkungsquerschnitt größer als $4.75 \cdot \sigma_{SM}$ aufweist. Im Bereich zwischen 160 und 167 GeV unterschreitet die obere Grenze die 1-Linie, also den im Standardmodell vorhergesagten Wirkungsquerschnitt. Dies bedeutet, dass im Rahmen dieser Arbeit ein Standardmodell-Higgs-Boson mit einer Masse zwischen 160 und 167 GeV mit 95% CL ausgeschlossen werden kann. Dies ist das erste Mal, dass ein einzelner Kanal im Rahmen der $D\mathcal{O}$ -Analysen einen Ausschluss erreicht.

Zusätzlich wurde die Analyse mit dem ee - und $\mu\mu$ -Kanal kombiniert. In Abbildung 10.7(a) ist die LLR-Verteilung für die Kombination dargestellt. Die blaue Linie zeigt den erwarteten Verlauf, der für ein Signal mit einem Higgs-Boson mit $m_H = 125$ GeV. Im niedrigen Massenbereich sind die Ergebnisse sowohl mit der Signal+Untergrund- als auch mit der Untergrund-Hypothese kompatibel. Im hohen Massenbereich ist die Untergrund-Hypothese favorisiert. Da kein signifikanter Überschuss in den Daten entdeckt werden

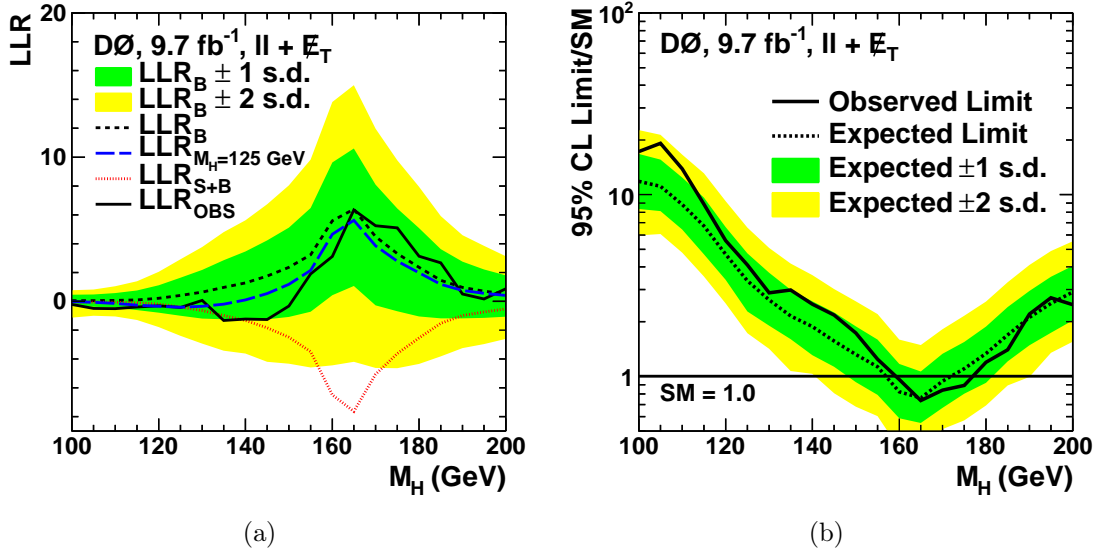


Abbildung 10.7: LLR-Werte (links) und obere Grenze auf den Produktionswirkungsquerschnitt für ein Higgs-Boson normiert auf die Vorhersage im Standardmodell (rechts) für Higgs-Massen zwischen 100 und 200 GeV für die Kombination des ee -, $e\mu$ - und $\mu\mu$ -Kanals [A+13d].

konnte, wurden obere Grenzen auf den Produktionsquerschnitt berechnet. Diese sind in Abbildung 10.7(b) dargestellt. Für eine Higgs-Masse von 125 GeV beträgt die obere Grenze $4.1 \cdot \sigma_{SM}$. Für den Bereich von 159 bis 176 GeV wird ein Ausschluss des Standardmodell-Higgs-Bosons mit 95% CL erreicht [A+13d].

10.3. Fermiophobes Higgs-Boson

Bei der Suche nach einem Higgs-Boson innerhalb eines fermiophoben Higgs-Modells werden die gleichen Techniken wie bei der Standardmodell-Analyse angewandt. Lediglich die Komposition des Signals unterscheidet sich. Anstelle eines dedizierten Signal-Monte-Carlo-Satzes wurden die vorhandenen Monte-Carlo-Ereignisse an das fermiophobe Higgs-Modell angepasst. Signalereignisse aus Gluonfusion, die im Standardmodell einen Großteil des Signals ausmachen, werden für das fermiophobe Higgs-Modell nicht betrachtet, da die Produktion über eine Quarkschleife in diesem Modell nicht möglich ist. Die anderen Produktionsmechanismen enthalten nur Kopplungen des Higgs-Bosons an Vektorbosonen und sind somit erlaubt. Im Rahmen des betrachteten Modells sind deren Wirkungsquerschnitte identisch zum Standardmodell. Allerdings unterscheiden sich die Verzweungsverhältnisse für ein leichtes Higgs-Boson (siehe Kap. 4.6.2). Dieser Unterschied wurde durch Ereignisgewichte berücksichtigt, indem für jedes Monte-Carlo-Ereignis, abhängig von der Higgs-Masse und vom Zerfall, ein Korrekturfaktor der Form

$$c_X(m_H) = \frac{BR_{FHM}(H \rightarrow X)}{BR_{SM}(H \rightarrow X)} \quad (64)$$

m_H/GeV	c_{WW}	c_{ZZ}	$\gamma\gamma$	m_H/GeV	c_{WW}	c_{ZZ}	$\gamma\gamma$
100	66	67	116	160	1.0	1.1	0.6
110	18	18	31	170	1.0	1.0	1.1
120	6.1	6.2	10	180	1.0	1.0	1.2
130	2.8	2.9	4.7	190	1.0	1.0	1.3
140	1.7	1.8	2.8	200	1.0	1.0	1.4
150	1.3	1.3	2.0				

Tabelle 10.2: Korrekturfaktoren für die Unterschiede von SM und FHM in den Verzweigungsverhältnissen des (leichtesten) Higgs-Bosons.

angewandt wird, wobei X für einen beliebigen im Standardmodell erlaubten Zerfall steht. Für den Zerfall in zwei Fermionen ist der Korrekturfaktor gleich Null, sodass das Ereignis effektiv nicht mehr vorhanden ist. Für die Zerfälle in $\gamma\gamma$, WW , ZZ und γZ ändert sich das Verzweigungsverhältnis für leichte Higgs-Massen, bei denen im Standardmodell der Zerfall in $b\bar{b}$ dominant ist, erheblich. Für große Higgs-Massen mit vernachlässigbaren Verzweigungsverhältnissen in Fermionen ist die Änderung dagegen sehr klein. Die Korrekturfaktoren wurden auf Grundlage der Verzweigungsverhältnisse aus [Tev12] berechnet und sind in Tabelle 10.2 aufgelistet⁹¹.

Das an das fermiophobe Higgs-Modell angepasste Signal wird nun analog zur Standardmodell-Interpretation zum Training der finalen Diskriminanten verwendet. Exemplarisch sind in Abbildung 10.8 die finalen Diskriminanten für eine Higgs-Masse von 125 GeV dargestellt. Die Untergrundbeschreibung ist in guter Übereinstimmung mit den Daten. Auffällig im Vergleich mit den finalen Diskriminanten für die Standardmodell-Interpretation ist, dass das Signal im fermiophoben Higgs-Modell mehr Jets im Ereignis aufweist und der >1 -Jet-Kanal das beste Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erreicht. Die Ausgaben der finalen Diskriminanten für die anderen Massen sind in Anhang F zu finden.

Diese werden mit den in Kapitel 9 beschriebenen statistischen Methoden ausgewertet. Die systematischen Unsicherheiten sind mit denen aus der Suche nach dem Standardmodell-Higgs-Boson identisch. Lediglich die Systematiken, die ein Signal aus der Produktion mit Gluonfusion betreffen, sind nicht enthalten.

Es konnte kein signifikanter Überschuss in den Daten über dem Monte-Carlo-Untergrund gefunden werden. Deshalb wurden obere Grenzen auf den Higgs-Produktionswirkungsquerschnitt berechnet. Diese sind in Abbildung 10.9 normiert auf den im Modell erwarteten Wirkungsquerschnitt dargestellt. Im Massenbereich von 100 bis 170 GeV kann ein fermiophobes Higgs-Boson im Rahmen des in dieser Arbeit beschriebenen Modells mit einem Produktionsquerschnitt, der zwei- bis viermal größer als die Erwartung ist, mit 95% CL ausgeschlossen werden.

⁹¹Der wichtigste Korrekturfaktor ist der für den Zerfall in zwei W-Bosonen. Ereignisse mit anderen Zerfällen haben für den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Endzustand nur eine geringe Effizienz. Der Korrekturfaktor für Zerfälle in $Z\gamma$ ist nicht aufgelistet, da dieser Fall in keinem der Monte-Carlo-Ereignisse aufgetreten ist.

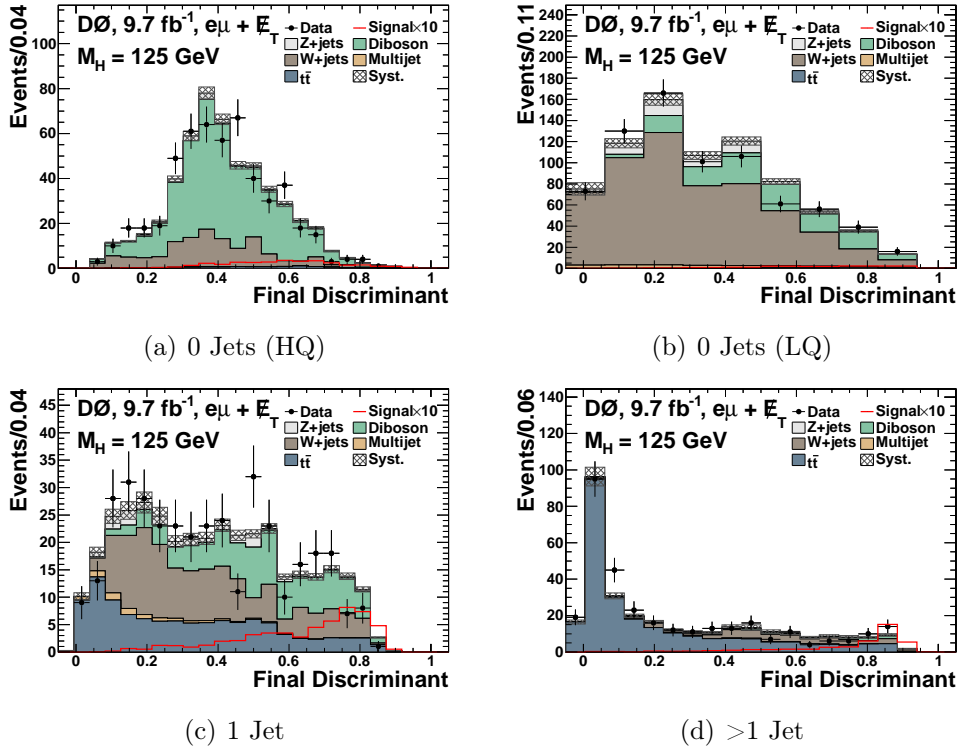


Abbildung 10.8: Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 125$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache Erwartung im FHM) der vier Suchkanäle.

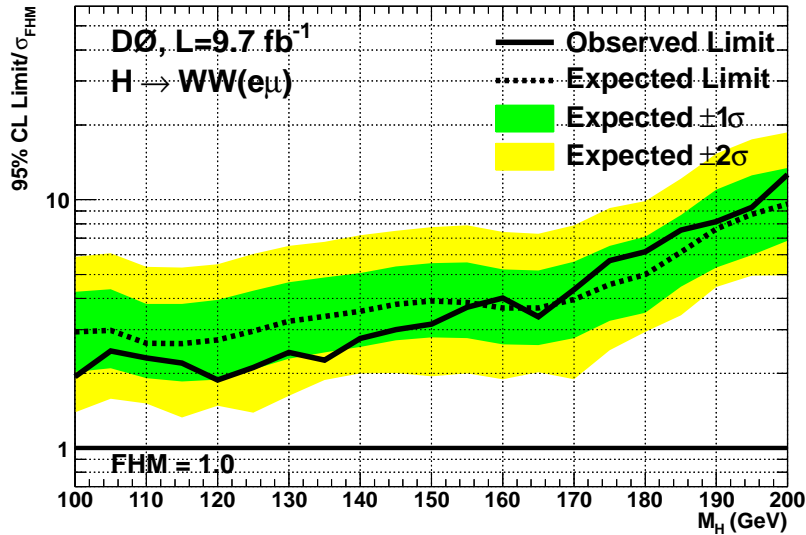


Abbildung 10.9: Obere Grenze auf den Produktionswirkungsquerschnitt für ein fermiophobes Higgs-Boson mit einer Higgs-Masse zwischen 100 und 200 GeV.

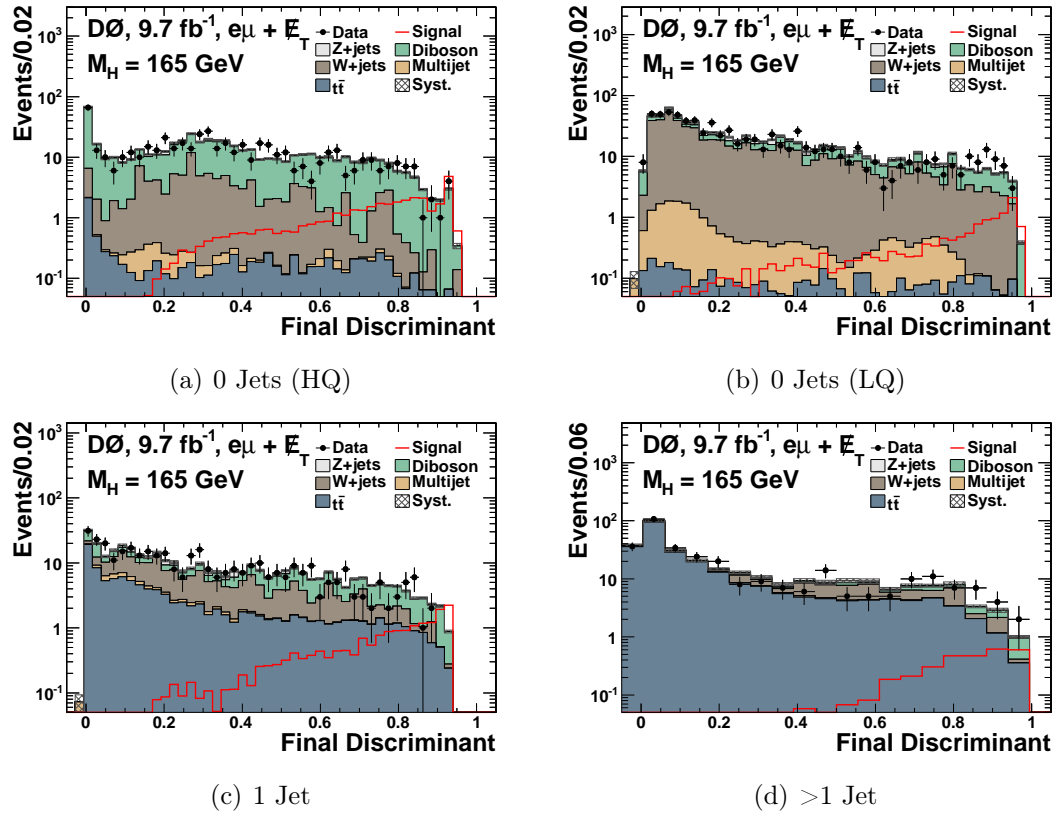


Abbildung 10.10: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.

10.4. Modell mit einer vierten Fermiongeneration

Für die Suche nach dem Higgs-Boson im Rahmen des Modells mit einer vierten Fermiongeneration wird der Massenbereich von 100 bis 300 GeV betrachtet. Dabei werden zusätzlich zu den 21 Massenpunkten im Bereich 100 bis 200 GeV 10 Massenpunkte von 210 bis 300 GeV im Abstand von jeweils 10 GeV untersucht. Als Signal werden nur Ereignisse aus Gluonfusion verwendet. Der Produktionsquerschnitt ist rund 10 mal größer als im Standardmodell. Damit ist die Produktionsrate rund 100 mal so groß wie die der anderen Produktionsmechanismen, sodass diese für die Suche nicht betrachtet werden.

In Abbildung 10.10 sind die finalen Diskriminanten für eine Higgs-Masse von 165 GeV zu sehen. Das Signal ist dabei auf 1 pb normiert, was der Größenordnung der Erwartung entspricht. Die beiden Kanäle mit dem besten Signal-zu-Untergrund-Verhältnis sind wie bei der Standardmodell-Interpretation der Kanal ohne Jets mit hoher Leptonqualität und der Kanal mit einem Jet. Die finalen Diskriminanten für die anderen Higgs-Massen

sind in Anhang G gezeigt. Diese werden wiederum statistisch ausgewertet. Die Systematiken unterscheiden sich dabei von der Standardmodell-Interpretation darin, dass für das Signal nur Unsicherheiten für die Gluonfusion betrachtet werden⁹². Da nur ein Signal aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen betrachtet wird, wird eine modellunabhängige Suche durchgeführt. Deshalb wird keine theoretische Unsicherheit für den Signalwirkungsquerschnitt betrachtet. Genauer entfallen die Unsicherheiten auf die PDF für die Gluonen und die Unsicherheit s_0 (vgl. Tab. 9.1) aus der Skalenvariation. Die Parameter s_1 und s_2 werden beibehalten, um weiterhin ein ‐Wandern‐ der Signalereignisse zwischen den Kanälen mit unterschiedlichen Jetmultiplizitäten zu ermöglichen. Die sich daraus ergebende Unsicherheit auf die Normierung des Signals wird als vernachlässigbar klein angesehen [Tuc12].

Bei der Suche konnte kein signifikanter Überschuss in den Daten beobachtet werden. Stattdessen wurden obere Grenzen für die Produktion berechnet. Die beobachteten Grenzen für $\sigma \times BR(H \rightarrow WW)$ werden in pb angegeben, da nur ein Signalproduktionsprozess untersucht wurde. Dies ist unabhängig vom betrachteten Modell für eine vierte Generation. In Abbildung 10.11 sind die beobachteten und erwarteten Grenzen zusammen mit den erwarteten Produktionswirkungsquerschnitten, der in Kapitel 4.6.1 beschriebenen Modelle, eingezeichnet.

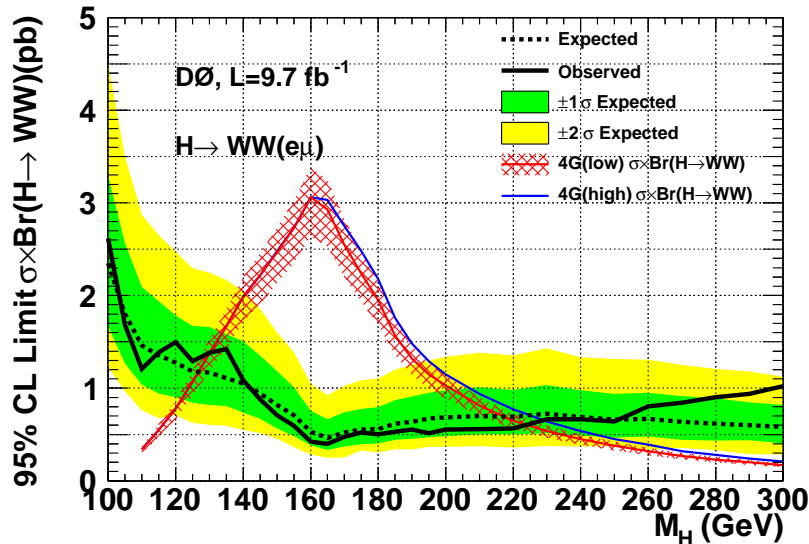


Abbildung 10.11: Obere Grenze auf den $\sigma \times BR(H \rightarrow WW)$ für die 4te Generation Interpretation.

Die beobachteten Grenzen liegen im Bereich zwischen 160 und 220 GeV bei rund 0.5 pb. Für den höheren Bereich bis 300 GeV steigen die oberen Grenzen bis 1 pb an. Der Bereich unterhalb von 160 GeV steigt für kleinere Higgs-Massen bis etwa 2.5 pb an. Für Higgs-Massen im Bereich von 260 bis 300 GeV ist eine signalartige Fluktuation zu erkennen,

⁹²Mögliche Signalbeiträge und systematische Unsicherheiten von assoziierter Produktion sowie Vektorbosonfusion werden im Rahmen dieser Analyse vernachlässigt.

welche aber noch innerhalb des 2σ -Bereiches der Untergrundbeschreibung liegt und somit statistisch nicht signifikant ist. Alle anderen beobachteten Grenzen liegen innerhalb der 1σ -Erwartung für die H_0 -Hypothese. Interpretiert man diese Grenzen im Rahmen der beiden eingeführten Modelle mit einer vierten Fermionengeneration, erhält man für beide Modelle einen Ausschluss im Bereich von 135 bis 220 GeV mit 95% CL, da dort die Ausschlussgrenze unterhalb der Erwartung liegt.

10.5. Vergleich der Sensitivität auf das Higgs-Boson mit dem Stand vor dieser Arbeit

Die ersten Ergebnisse der Suche nach dem Higgs-Boson in diesem Kanal wurden bereits 2006 mit einem Datensatz mit einer integrierten Luminosität von $300 - 325 \text{ pb}^{-1}$ veröffentlicht [A⁺06]. Die letzte Publikation von Ergebnissen des in dieser Arbeit untersuchten Kanals ohne die Resultate dieser Arbeit ist in [A⁺10b] zu finden. Dabei wurden Daten mit einer integrierten Luminosität von 5.4 fb^{-1} untersucht und die dileptonischen $H \rightarrow WW$ -Kanäle kombiniert. Die für die vorherigen Publikationen benutzten Daten wurden jeweils mit in die neue Suche aufgenommen und mit den verbesserten Analysetechniken neu untersucht. Um die Sensitivität dieser Arbeit mit der letzten Veröffentlichung vergleichen zu können, werden ausschließlich die erwarteten Grenzen auf den Produktionsquerschnitt des $H \rightarrow WW \rightarrow e\mu\nu\nu$ -Kanals, der zur Kombination der 5.4 fb^{-1} Analyse verwendet wurde, als Referenz herangezogen. Diese sind aus [Ber09] extrahiert und in Abbildung 10.12 zusammen mit den erwarteten oberen Grenzen aus Kapitel 10.2 dargestellt. Um die Auswirkungen auf die Sensitivität durch die verbesserten Analysetechniken klassifizieren zu können, wird zusätzlich eine Projektion der erwarteten Grenzen von 5.4 auf 9.7 fb^{-1} durchgeführt. Unter der Annahme, dass die Sensitivität der Analyse statistisch limitiert ist, verbessern sich die oberen Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt durch die Hinzunahme der zusätzlichen Daten um den Faktor $\sqrt{9.7 \text{ fb}^{-1}/5.4 \text{ fb}^{-1}} \approx 1.3$. Vergleicht man in Abbildung 10.12 die Projektion (blaue Linie) mit den erwarteten Grenzen aus Kapitel 10.2 liegen die erwarteten Grenzen einen Faktor 1.4 bis 2.0 unter der Projektion. Die vorherige Analyse würde zwei bis viermal mehr Daten benötigen, um die in dieser Arbeit erreichte Sensitivität zu reproduzieren.

11. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden für die Suche nach dem Higgs-Boson Daten des DØ-Experimentes am *Fermi National Accelerator Laboratory* analysiert. Diese stammen aus Proton-Antiproton-Kollisionen, welche vom Tevatron bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ erzeugt wurden. Der Datensatz umfasst mit einer integrierten Luminosität von 9.7 fb^{-1} den vollen RunII, welcher von April 2002 bis September 2011 aufgezeichnet wurde.

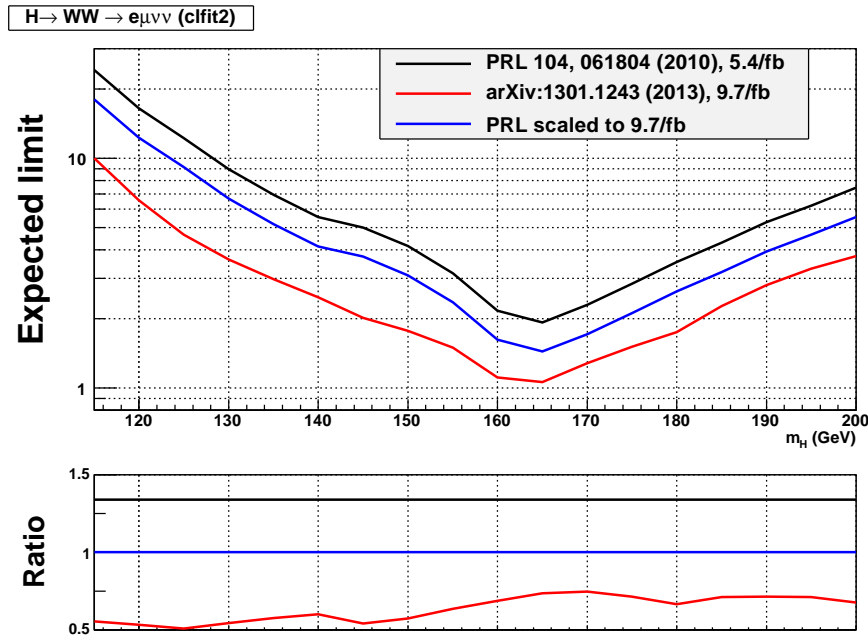


Abbildung 10.12: Vergleich der erwarteten oberen Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt für die Suche nach dem SM-Higgs-Boson für den $H \rightarrow WW \rightarrow e\mu\nu\nu$ -Kanal. Die schwarze Linie entspricht den erwarteten Grenzen vor dieser Arbeit mit 5.4 fb^{-1} . Die blaue Linie ist die Projektion der schwarzen Linie auf die integrierte Luminosität des vollen Datensatzes. Die rote Linie entspricht den erwarteten Grenzen dieser Arbeit mit dem vollen Datensatz mit 9.7 fb^{-1} .

Die Daten wurden auf die Produktion von Higgs-Bosonen mit einem Elektron, einem Myon und fehlender Transversalenergie im Endzustand untersucht. Dieser Endzustand wird beim Zerfall eines Higgs-Bosons in zwei W-Bosonen mit anschließendem Zerfall in ein Elektron, ein Myon und zwei Neutrinos erwartet und weist die größte Sensitivität für die Suche am Tevatron auf.

Die Sensitivität konnte im Vergleich mit dem Stand vorheriger Analysen um einen Faktor 1.4 bis 2 gesteigert werden. Ohne die Optimierung der Analyse wären viermal (bzw. zweimal) mehr Daten nötig gewesen, um die gleiche Sensitivität für eine Higgs-Masse von 125 (bzw. 165) GeV zu erreichen.

Weder für das Standardmodell noch für die erweiterten Modelle konnte ein Hinweis auf ein Higgs-Signal gefunden werden. Deshalb wurden obere Grenzen auf den Produktionswirkungsquerschnitt für die einzelnen Modelle bestimmt. Die oberen Grenzen für Higgs-Bosonen im Rahmen des Standardmodells reichen von $28 \cdot \sigma_{SM}$ für ein Higgs-Boson mit einer Masse von 100 GeV bis zu einem Ausschluss des Standardmodell-Higgs-Bosons im Bereich zwischen 160 und 167 GeV mit 95% CL. Damit ist der in dieser Arbeit beschriebene Kanal der einzige am DØ-Experiment, welcher eine ausreichende Sensitivität

erreicht, um ein Higgs-Boson im hohen Massenbereich alleine auszuschließen. Für ein Higgs-Boson mit 125 GeV Masse sind die Ergebnisse sowohl mit der Signal+Untergrund- als auch mit der Untergrund-Hypothese kompatibel. Allerdings kann mit 95% ausgeschlossen werden, dass die Produktionsrate 5 mal größer als im Standardmodell angenommen ist.

Im Rahmen des fermiophoben Higgs-Modells ist die Sensitivität im betrachteten Kanal nicht groß genug, um einen Massenbereich ausschließen zu können. Die oberen Grenzen im Massenbereich zwischen 100 und 170 GeV erreichen $2 \cdot \sigma_{FHM}$ bis $4 \cdot \sigma_{FHM}$. Damit liefert diese Arbeit für die Kombination mit den anderen Suchkanälen am Tevatron [A⁺13c] einen wichtigen Beitrag.

Für die betrachteten Modelle mit einer vierten Fermionengeneration konnte ein Higgs-Boson in einem weiten Massenbereich zwischen 135 und 220 GeV mit 95% CL ausgeschlossen werden.

Neben der Suche nach dem Higgs-Boson wurde der Wirkungsquerschnitt für die nicht-resonante WW-Produktion vermessen und mit den Ergebnissen des 2-Elektron- und 2-Myon-Kanals kombiniert. Der gemessene Wirkungsquerschnitt beträgt

$$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow WW}^{e\mu} = 11.1 \pm 0.6 \text{ (stat.)} \pm 0.6 \text{ (syst.) pb}$$

für den Elektron-Myon-Kanal und

$$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow WW}^{\ell\ell} = 11.6 \pm 0.4 \text{ (stat.)} \pm 0.6 \text{ (syst.) pb}$$

in Kombination der drei Kanäle. Dies ist die genaueste Messung der nicht-resonanten WW-Produktion für $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. Sie bestätigt im Rahmen ihrer Unsicherheiten die theoretische NLO-Vorhersage.

Im Rahmen der Forschung für diese Arbeit sind zwei Veröffentlichungen entstanden, in denen die Ergebnisse in Kombination mit dem 2-Elektron- und 2-Myon-Kanal gezeigt wurden. In [A⁺12b] sind die Ergebnisse der Suche nach dem Standardmodell-Higgs-Boson sowie die Messung des nicht-resonanten WW-Wirkungsquerschnitts für eine integrierte Luminosität von 8.6 fb^{-1} gezeigt. [A⁺13d] beschreibt die Ergebnisse der Suche nach dem Higgs-Boson im Rahmen des Standardmodells, des fermiophoben Higgs-Modells und einem Modell mit einer vierten Fermionengeneration sowie die Messung des nicht-resonanten WW-Wirkungsquerschnitts für den vollen Datensatz des RunII.

Die Suche nach dem Higgs-Boson im Rahmen dieser Arbeit hat in der Zeit bis Ende 2011 eine führende Rolle eingenommen und einen maßgeblichen Beitrag für den vom Tevatron ausgeschlossenen Massenbereich für das Standardmodell-Higgs-Boson geliefert. Die Ergebnisse der Suche nach dem Higgs-Boson am Tevatron sind in Abbildung 11.1 zusammengefasst. Die Resultate mit dem vollen Datensatz können als vom LHC unabhängiger Test festgehalten werden.

Mit der Entdeckung eines Higgs-Bosons mit einer Masse von etwa 126 GeV am LHC ändert sich die Aufgabe der Elementarteilchenphysik im Bereich der Higgs-Physik. Die

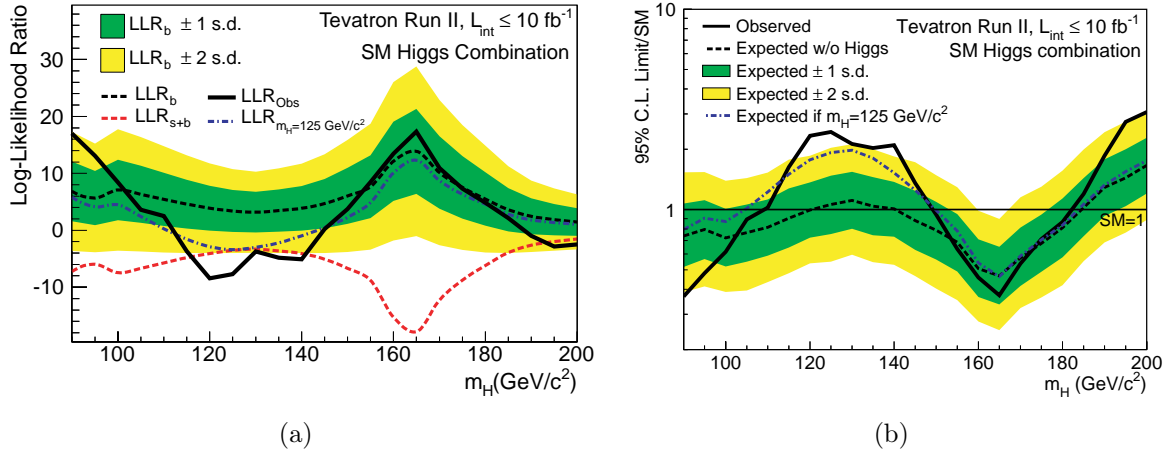


Abbildung 11.1: LLR-Werte (links) und obere Grenze auf den Produktionswirkungsquerschnitt für ein Higgs-Boson normiert auf die Vorhersage im Standardmodell (rechts) für Higgs-Massen zwischen 90 und 200 GeV für die Kombination der Suchkanäle am Tevatron [A⁺13c].

präzise Vermessung der Eigenschaften steht nun im Vordergrund, um verschiedene offene Fragen zu beantworten. Eine der Fragen ist, ob es sich bei dem gefundenen Teilchen tatsächlich um das im Rahmen des Standardmodells vorhergesagte Teilchen handelt. Des Weiteren bleibt zu klären, ob in der Natur ein oder zwei Higgs-Dubletts realisiert sind. Im Fall von zwei Higgs-Dubletts würden vier weitere Higgs-Bosonen erwartet. Für diese Fragestellungen kann das Tevatron allerdings keine signifikanten Beiträge mehr liefern.

Bislang sind alle Beobachtungen im Rahmen der Unsicherheiten mit den Vorhersagen des Standardmodells kompatibel. Jedoch sind die Unsicherheiten zum Teil noch recht groß. In den nächsten Jahren wird die präzise Vermessung des Higgs-Bosons am LHC mit einer höheren Schwerpunktsenergie und erhöhter instantaner Luminosität fortgesetzt. Um die Eigenschaften seltener Zerfälle des Higgs-Bosons zu studieren und das Higgs-Potential zu vermessen, ist auch ein neuer Linearbeschleuniger denkbar, welchen man zur resonanten Higgs-Boson-Produktion nutzen könnte. Die Physik des Higgs-Bosons bleibt also auch in Zukunft ein spannendes Thema und wird die Forschung noch über viele Jahre hinweg prägen.

Literatur

- [A⁺06] V. M. Abazov et al.: *Search for the Higgs boson in $H \rightarrow WW^{(*)}$ decays in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV.* Phys. Rev. Lett. **96** 011801, 2006.
- [A⁺09a] V. M. Abazov et al.: *Measurement of the WW production cross section with dilepton final states in p anti- p collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV and limits on anomalous trilinear gauge couplings.* Phys. Rev. Lett. **103** 191801, 2009.
- [A⁺09b] I. Antcheva et al.: *ROOT — A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization.* Computer Physics Communications **180** **12** 2499 – 2512, 2009.
- [A⁺10a] T. Aaltonen et al.: *Combined Tevatron upper limit on $gg \rightarrow H \rightarrow W^+W^-$ and constraints on the Higgs boson mass in fourth-generation fermion models.* Phys. Rev. **D** **82** 011102, 2010.
- [A⁺10b] V. M. Abazov et al.: *Search for Higgs Boson Production in Dilepton and Missing Energy Final States with 5.4 fb^{-1} of $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV.* Phys. Rev. Lett. **104** 061804, 2010.
- [A⁺12a] G. Aad et al.: *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC.* Phys. Lett. **B** **716** 1–29, 2012.
- [A⁺12b] V. M. Abazov et al.: *Search for Higgs boson production in oppositely charged dilepton and missing energy events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV.* Phys. Rev. **D** **86** 032010, 2012.
- [A⁺13a] G. Aad et al.: *Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data.* Phys. Lett. **B** **726** 120–144, 2013.
- [A⁺13b] G. Aad et al.: *Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC.* Phys. Lett. **B** **726** 88–119, 2013.
- [A⁺13c] T. Aaltonen et al.: *Higgs Boson Studies at the Tevatron.* Phys. Rev. **D** **88** 052014, 2013.
- [A⁺13d] V. M. Abazov et al.: *Search for Higgs boson production in oppositely charged dilepton and missing energy final states in 9.7 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV ,* 2013.
- [AAA⁺06] V. M. Abazov et al.: *The upgraded $D\bar{O}$ detector.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A** **565** 463–537, 2006.
- [ABB⁺07] U. Aglietti et al.: *Tevatron-for-LHC Report: Higgs.* hep-ph/0612172v2 , 2007.

- [ABF10] C. Anastasiou, R. Boughezal und E. Furlan: *The NNLO gluon fusion Higgs production cross-section with many heavy quarks*. JHEP **1006** 101, 2010.
- [ABLB08] O. Atramentov, D. Bandurin, Y. Liu und X. Bu: *Artificial neural network using central preshower detector information for electron and photon selection*. DØ Note 5650 , 2008.
- [AGIS83] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman und T. Sjöstrand: *Parton fragmentation and string dynamics*. Phys. Rept. **97 2 - 3** 31 – 145, 1983.
- [AKTY09] M. Aoki, S. Kanemura, K. Tsumura und K. Yagyu: *Models of Yukawa interaction in the two Higgs doublet model, and their collider phenomenology*. Phys. Rev. **D 80** 015017, 2009.
- [Alc09] J. Alcaraz: *Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*. hep-ex/0911.2604 , 2009.
- [Aok08] M. Aoki: *Electron Likelihood in p20*. DØ Note 5675 , 2008.
- [B⁺78] R. Brun et al.: *Simulation program for particle physics experiments, GEANT: user guide and reference manual*. CERN **DD** 78–2, 1978.
- [B⁺10] O. Brandt et al.: *Muon Identification Certification for the Summer 2009 Extended Dataset (Run IIb-1 and -2)*. DØ Note 6025 , 2010.
- [B⁺11] P. Bolzoni et al.: *Higgs Boson Production via Vector-Boson Fusion at Next-to-Next-to-Leading Order in QCD*. Phys. Rev. Lett. **105** 011801, 2011.
- [B⁺12] J. Beringer et al.: *Review of Particle Physics*. Phys. Rev. **D 86** 010001, 2012.
- [BBS99] A. Barroso, L. Brücher und R. Santos: *Is there a light fermiophobic Higgs boson?* Phys. Rev. **D 60** 035005, 1999.
- [BCdFG03] G. Bozzi, S. Catani, D. de Florian und M. Grazzini: *The q_T spectrum of the Higgs boson at the LHC in QCD perturbation theory*. Phys. Lett. **B 564** 65, 2003.
- [BCdFG06] G. Bozzi, S. Catani, D. de Florian und M. Grazzini: *Transverse-momentum resummation and the spectrum of the Higgs boson at the LHC*. Nucl. Phys. **B 737** 73, 2006.
- [BCKK05] T. Binoth, M. Ciccolini, N. Kauer und M. Kramer: *Gluon-induced WW background to Higgs boson searches at the LHC*. JHEP **0503** 065, 2005.
- [BD10] J. Baglio und A. Djouadi: *Predictions for Higgs production at the Tevatron and the associated uncertainties*. JHEP **1010** 064, 2010.
- [BDE⁺00] G. C. Blazey et al.: *Run II jet physics*. hep-ex/0005012 , 2000.

- [Ber09] R. Bernhard: *Search for the Higgs boson with an electron, a muon and missing energy in the final state using Neural Networks with 5.4fb^{-1} of Data*. DØ Note 5961 , 2009.
- [BFL⁺12] G. Branco et al.: *Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models*. Phys. Rept. **516** 1–102, 2012.
- [BHW11] X. Bu, M. Hohlfeld und J. Weichert: *Search for Standard Model Higgs Boson in Final States with Opposite Charge Electrons and Muons and Missing Transverse Energy using 8.0fb^{-1} of $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$* . DØ Note 6191 , 2011.
- [BP11] X. Bu und K. A. Petridis: *EMID (nonMVA) certification status*. Website, 2011. <http://www-d0.hef.ru.nl/fullAgenda.php?id=a11625>.
- [BR85] G. Branco und M. Rebelo: *The Higgs mass in a model with two scalar doublets and spontaneous CP violation*. Phys. Lett. **B 160 1–3** 117 – 120, 1985.
- [Bre96] L. Breiman: *Bagging predictors*. Machine Learning **24 2** 123–140, 1996.
- [Bre01] L. Breiman: *Random Forests*. Machine Learning **45 1** 5–32, 2001.
- [Bro07] I. C. Brock: *Particle Physics*. Universitätsvorlesung, Universität Bonn, 2007.
- [BS00] L. Brücher und R. Santos: *Experimental signatures of fermiophobic Higgs bosons*. Eur. Phys. J. **C 12** 87–98, 2000.
- [BTHP⁺10] X. Bu et al.: *Electron Identification for Summer 2010*. DØ Note 6116 , 2010.
- [C⁺12] S. Chatrchyan et al.: *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*. Phys. Lett. **B 716** 30–61, 2012.
- [C⁺13] S. Chatrchyan et al.: *Searches for Higgs bosons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV in the context of four-generation and fermiophobic models*. Phys. Lett. **B 725** 36–59, 2013.
- [Cat00] S. Catani: *Aspects of QCD, from the Tevatron to the LHC*. hep-ph/0005233 , 2000.
- [CCD⁺10] M. Cooke et al.: *Muon Momentum Oversmearing Update for p20 Data*. DØ Note 6031 , 2010.
- [CE99] J. M. Campbell und R. K. Ellis: *Update on vector boson pair production at hadron colliders*. Phys. Rev. **D 60** 113006, 1999.
- [Cer08] Cern: *The Large Electron-Positron Collider*, 2008. <http://public.web.cern.ch/public/en/research/LEP-en.html>.

- [Cer13] Cern: *The Large Hadron Collider*, 2013. <http://home.web.cern.ch/about/accelerators/large-hadron-collider>.
- [CEW] J. Campbell, K. Ellis und C. Williams: *MCFM - Monte Carlo for FeMtobarn processes*. <http://mcfm.fnal.gov/>.
- [CH92] R. D. Cousins und V. L. Highland: *Incorporating systematic uncertainties into an upper limit*. Nucl. Instrum. Meth. **A 320** 331–335, 1992.
- [CH08] H.-C. Cheng und Z. Han: *Minimal Kinematic Constraints and M_{T2}* . JHEP **0812** 063, 2008.
- [D⁺09] K. DeVaughan et al.: *Jet Energy Scale Determination for DØ Run IIb (final p20 version)*. DØ Note 5801 , 2009.
- [DD97] M. Dittmar und H. K. Dreiner: *How to find a Higgs boson with a mass between 155 GeV - 180 GeV at the LHC*. Phys. Rev. **D 55** 167–172, 1997.
- [Des10] Desy: *H1, ZEUS und HERMES*, 2010. http://www.desy.de/forschung/anlagen/hera/index_ger.html.
- [dFG09] D. de Florian und M. Grazzini: *Higgs production through gluon fusion: updated cross sections at the Tevatron and the LHC*. Phys. Lett. **B 674** 291, 2009.
- [DKS98] A. Djouadi, J. Kalinowski und M. Spira: *HDECAY: a Program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric Extension*. Comput. Phys. Commun. **108** 56, 1998.
- [DØ86] DØ Collaboration: *DØSIM User Manual*. DØ Note 407 , 1986.
- [DØ12] DØ Collaboration: *Run II Luminosity* , 2012. http://www-d0.fnal.gov/runcoor/RUN/run2_lumi.html.
- [DØ13] DØ Collaboration: *DØ Presentations*, Januar 2013. <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/displays/presentations/>.
- [DS08] F. Deliot und V. Sharyy: *Trigger Efficiencies Measurement for the OR of Electron Muon Triggers*. DØ Note 5587 , 2008.
- [Fer11] Fermilab: *Accelerator - Fermilab's Tevatron*, December 2011. <http://www.fnal.gov/pub/science/accelerator/>.
- [FHS07] W. Fisher, J. Haley und J. Sekaric: *First Evidence for Diboson Production in Lepton Plus Jets Decays*. DØ Note 5544 , 2007.
- [Fis08] W. Fisher: *Collie: A Confidence Level Limit Evaluator*. DØ Note 5595 , 2008.
- [FW97] Y. Fisyak und J. Womersley: *DØGSTAR - DØ GEANT Simulation of the Total Apparatus Response*. DØ Note 3191 , 1997.

- [FW06] S. Frixione und B. R. Webber: *The MC@NLO 3.3 Event Generator*. hep-ph/0612272 , 2006.
- [Ger11] D. Gerbaudo: *Search for a Standard Model Higgs Boson with a Dilepton and Missing Energy Signature*. Dissertation, Princeton University, USA, 2011.
- [GHKD90] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. Kane und S. Dawson: *The Higgs Hunter's Guide*. Addison Wesley, MA, 1990.
- [Gla61] S. Glashow: *Partial-Symmetries of Weak Interactions*. Nucl. Phys. **22** 579, 1961.
- [H⁺07] A. Hocker et al.: *TMVA: Toolkit for multivariate data analysis*. PoS **ACAT** 040, 2007.
- [Hei11] A. Heinson: *Useful Diagrams of Top Signals and Backgrounds*, 2011. http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/top_public_web_pages/top_feynman_diagrams.html.
- [Hes08] G. Hesketh: *W-p_T Re-weighting for Alpgen and Pythia*. DØ Note 5786 , 2008.
- [Hig64] P. W. Higgs: *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*. Phys. Rev. Lett. **13** 508–509, 1964.
- [HR97] T. Hambye und K. Riesselmann: *SM Higgs mass bounds from theory*. hep-ph/9708416 , 1997.
- [HvNM02] R. Hamberg, W. van Neerven und T. Matsuura: *A Complete calculation of the order $\alpha - s^2$ correction to the Drell-Yan K factor*. Nucl. Phys., Erratum-ibid. **B 359**, **B 644** 343–405, 403–404, 1991, 2002.
- [HW12] M. Hohlfeld und J. Weichert: *Search for Standard Model and Fermiophobic Higgs Bosons in Final States with Opposite Charge Electrons and Muons and Missing Transverse Energy using the full Run 2 data set of 9.7 fb⁻¹ of p \bar{p} Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV and Measurement of the WW cross section*. DØ Note 6357 , 2012.
- [HWT12] M. Hohlfeld, J. Weichert und Z. Tianqi: *Search for Standard Model Higgs Boson in Final States with Opposite Charge Electrons and Muons and Missing Transverse Energy using 8.5 fb⁻¹ of p \bar{p} Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV and Measurement of the WW cross section*. DØ Note 6285 , 2012.
- [LB07] Y. Liu und X. Bu: *Artificial neural network for Run IIb electron and photon identification*. DØ Note 5545 , 2007.
- [LEP01] LEP Higgs Working Group: *Searches for Higgs bosons decaying into photons: Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 209 GeV*. hep-ex/0107035 , 2001.

- [LHC10] LHC Higgs XS WG: *SM Higgs Branching Ratios and Partial-Decay Widths (2011 updates)*, 2010. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CERNYellowReportPageBR>.
- [LHC11] LHC Higgs XS WG: *Fermiophobic Higgs Model for 7 and 8 TeV*, 2011. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/Fermiophobic>.
- [Li11] Q. Li: *DØRECO*, 2011. <http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/status/index.html>.
- [LMU09] U. Langenfeld, S. Moch und P. Uwer: *Measuring the running top-quark mass*. Phys. Rev. **D 80** 054009, 2009.
- [LS99] C. Lester und D. Summers: *Measuring masses of semiinvisibly decaying particles pair produced at hadron colliders*. Phys. Lett. **B 463** 99–103, 1999.
- [Mar11] S. P. Martin: *A Supersymmetry Primer*. hep-ph/9709356v6 , 2011.
- [MMP⁺03] M. L. Mangano et al.: *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*. JHEP **07** 001, 2003.
- [MS05] M. Mangano und T. Stelzer: *Tools for the simulation of hard hadronic collisions*. Annual Review of Nuclear and Particle Science **55** 555–588, 2005.
- [MSTW09] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne und G. Watt: *Parton distributions for the LHC*. Eur. Phys. J. **C 63** 189, 2009.
- [Nay11] R. Nayyar: *Scale Factor Pythia $t\bar{t} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ to Pythia $t\bar{t} \rightarrow \text{incl}$* , 2011. Private communication.
- [NC11] R. Nayyar und E. Chapon: *Unclustered Energy reweighting studies*, 2011. Private communication.
- [PRSZ09] B. Povh, K. Rith, C. Scholz und F. Zetsche: *Teilchen und Kerne. - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer DE, Berlin, 8. Aufl., 2009.
- [PS95] M. Peskin und D. Schroeder: *An Introduction To Quantum Field Theory*. Perseus Books, 1995.
- [PSH⁺02] J. Pumplin et al.: *New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis*. JHEP **0207** 012, 2002.
- [Qua06] A. Quandt: *Top quark physics at hadron colliders*. Eur. Phys. J. **C 48** 835–1000, 2006.
- [S⁺06] S. Schael et al.: *Precision electroweak measurements on the Z resonance*. Phys. Rept. **427** 257–454, 2006.
- [Sal68] A. Salam: *Elementary particle theory*. Almqvist and Wiksell, 1968.

-
- [SB08] M. Shamim und T. Bolton: *Generator Level Reweighting of p_T of Z Boson*. DØ Note 5565 , 2008.
- [SMS06] T. Sjostrand, S. Mrenna und P. Skands: *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*. JHEP **05** 026, 2006.
- [ST12] I. W. Stewart und F. J. Tackmann: *Theory uncertainties for Higgs mass and other searches using jet bins*. Phys. Rev. **D 85** 034011, 2012.
- [TDV04] S. Trincaz-Duvoid und P. Verdier: *\cancel{E}_T Reconstruction in $p17$* . DØ Note 4474 , 2004.
- [Tev09] Tevatron New Phenomena and Higgs Working Group: *Combined CDF and DØ Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 4.2 fb^{-1} of Data* , 2009. FERMILAB-PUB-09-060-E, CDF-NOTE-9713, D0-NOTE-5889.
- [Tev12] Tevatron New Phenomena and Higgs Working Group: *Cross Section and Branching Ratio Recommendations for Tevatron Higgs Searches*. CDF Note 10474 , 2012.
- [Tuc12] B. Tuchming: *Signal systematics for 4th generation Higgs searches*, 2012. Private communication.
- [VSB94] J. Velhino, R. Santos und A. Barroso: *Tree level vacuum stability in two Higgs doublet models*. Phys. Lett. **B 322** 213–218, 1994.
- [Wei67] S. Weinberg: *A Model of Leptons*. Phys. Rev. Lett. **19** 1264, 1967.

A. Monte-Carlo-Sätze für Signal und Untergründe

Die Tabellen in diesem Anhang enthalten Informationen über die verwendeten Monte-Carlo-Sätze sowie die verwendeten Produkte aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis.

A.1. Signalprozesse

Prozess	$\sigma \times BR$ [pb]
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(100) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.000116640
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(105) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.000235450
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(110) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.000430593
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(115) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.000715535
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(120) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.001091591
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(125) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.001521828
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(130) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.001988753
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(135) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.002433113
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(140) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.002815344
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(145) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.003127761
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(150) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.003361491
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(155) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.003543792
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(160) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.003760533
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(165) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.003689280
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(170) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.003445050
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(175) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.003178644
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(180) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.002877084
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(185) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.002419326
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(190) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.002096262
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(195) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.001883795
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H(200) \rightarrow qqWW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.001711710

Tabelle A.1: $\sigma \times BR$ für MC generierte Ereignisse für VBF-Produktion [B⁺11].

Prozess	$\sigma \times BR$ [pb]
$gg \rightarrow H(100) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.002123307
$gg \rightarrow H(105) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.004043362
$gg \rightarrow H(110) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.007009485
$gg \rightarrow H(115) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.011068946
$gg \rightarrow H(120) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.016100585
$gg \rightarrow H(125) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.021530124
$gg \rightarrow H(130) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.026993873
$gg \rightarrow H(135) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.031770102
$gg \rightarrow H(140) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.035488152
$gg \rightarrow H(145) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.038026989
$gg \rightarrow H(150) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.039567245
$gg \rightarrow H(155) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.040452720
$gg \rightarrow H(160) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.041260874
$gg \rightarrow H(165) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.038676960
$gg \rightarrow H(170) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.034855800
$gg \rightarrow H(175) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.031152723
$gg \rightarrow H(180) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.027322512
$gg \rightarrow H(185) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.022341102
$gg \rightarrow H(190) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.018816840
$gg \rightarrow H(195) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.016469292
$gg \rightarrow H(200) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	0.014712926
$gg \rightarrow H(210) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	
$gg \rightarrow H(220) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	
$gg \rightarrow H(230) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	
$gg \rightarrow H(240) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	
$gg \rightarrow H(250) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	
$gg \rightarrow H(260) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	
$gg \rightarrow H(270) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	
$gg \rightarrow H(280) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	
$gg \rightarrow H(290) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	
$gg \rightarrow H(300) \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$	

Tabelle A.2: $\sigma \times BR$ für MC generierte Ereignisse für die $gg \rightarrow H \rightarrow WW^*$ -Produktion [dFG09]. Die Higgs-Massen von 210 bis 300 GeV werden nur für die vierte Generation Interpretation benutzt und der Wirkungsquerschnitt ist dabei ein freier Parameter.

Prozess	$\sigma \times BR$ [pb]
ZH(100) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0172281
ZH(105) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0152286
ZH(110) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0137047
ZH(115) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0119715
ZH(120) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0110434
ZH(125) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0106951
ZH(130) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0107987
ZH(135) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0101784
ZH(140) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0098267
ZH(145) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0096310
ZH(150) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0090857
ZH(155) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0084712
ZH(160) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0077270
ZH(165) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0069336
ZH(170) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0060593
ZH(175) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0056413
ZH(180) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0050914
ZH(185) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0046431
ZH(190) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0042232
ZH(195) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0038706
ZH(200) ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Zincl.)	0.0034539

Tabelle A.3: $\sigma \times BR$ für MC generierte Ereignisse für ZH-Produktion [BD10].

Prozess	$\sigma \times BR$ [pb]
$WH(100)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.029617
$WH(105)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.025927
$WH(110)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.023114
$WH(115)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.020849
$WH(120)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.019119
$WH(125)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.018197
$WH(130)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.017913
$WH(135)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.017407
$WH(140)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.016401
$WH(145)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.015902
$WH(150)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.014870
$WH(155)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.013951
$WH(160)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.012674
$WH(165)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.012054
$WH(170)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.010623
$WH(175)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.009165
$WH(180)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.008139
$WH(185)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.007521
$WH(190)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.006605
$WH(195)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.005547
$WH(200)$ ($H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma, ee, \mu\mu, \tau\tau, \gamma Z$) W, Z incl.)	0.005241

Tabelle A.4: $\sigma \times BR$ für MC generierte Ereignisse für WH-Produktion [BD10].

A.2. Untergrundprozesse

Prozess	σ [pb]
W(incl)+0lp	4597.68
W(incl)+1lp	1234.91
W(incl)+2lp	301.89
W(incl)+3lp	72.62
W(incl)+4lp	16.57
W(incl)+5lp	5.01
W(incl)+2b0lp	9.49
W(incl)+2b1lp	4.16
W(incl)+2b2lp	1.61
W(incl)+2b3lp	0.75
W(incl)+2c0lp	23.37
W(incl)+2c1lp	13.49
W(incl)+2c2lp	5.53
W(incl)+2c3lp	2.41

Tabelle A.5: σ für MC generierte Ereignisse für W+Jets-Produktion [HvNM02].

Prozess	σ [pb]
WW incl	11.34
WZ incl	3.45
ZZ incl	1.50
$t\bar{t}$ incl	7.04
$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}WW \rightarrow b\bar{b}l\nu l'\nu'$	0.739

Tabelle A.6: σ bzw. $\sigma \times BR$ für MC generierte Ereignisse für Diboson und $t\bar{t}$ -Produktion [Tev12].

Prozess	Massenbereich [GeV]	$\sigma \times BR$ [pb]
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+0lp$	15<M<75	336.57
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+1lp$	15<M<75	39.90
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2lp$	15<M<75	9.94
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+3lp$	15<M<75	2.78
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+0lp$	75<M<130	133.17
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+1lp$	75<M<130	40.70
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2lp$	75<M<130	10.01
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+3lp$	75<M<130	3.29
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+0lp$	130<M<250	0.88
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+1lp$	130<M<250	0.34
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2lp$	130<M<250	0.099
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+3lp$	130<M<250	0.032
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+0lp$	250<M<1960	0.034
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+1lp$	250<M<1960	0.035
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2lp$	250<M<1960	0.011
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+3lp$	250<M<1960	0.0039
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2b0lp$	15<M<75	0.51
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2b1lp$	15<M<75	0.20
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2b2lp$	15<M<75	0.078
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2b0lp$	75<M<130	0.42
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2b1lp$	75<M<130	0.20
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2b2lp$	75<M<130	0.099
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2b0lp$	130<M<250	0.0034
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2b1lp$	130<M<250	0.0018
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2b2lp$	130<M<250	0.00088
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2b0lp$	250<M<1960	0.00034
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2b1lp$	250<M<1960	0.00017
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2b2lp$	250<M<1960	0.00011
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2c0lp$	15<M<75	4.14
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2c1lp$	15<M<75	0.95
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2c2lp$	15<M<75	0.34
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2c0lp$	75<M<130	0.93
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2c1lp$	75<M<130	0.55
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2c2lp$	75<M<130	0.28
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2c0lp$	130<M<250	0.0076
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2c1lp$	130<M<250	0.0044
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2c2lp$	130<M<250	0.0028
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2c0lp$	250<M<1960	0.00062
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2c1lp$	250<M<1960	0.00044
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2c2lp$	250<M<1960	0.00026

Tabelle A.7: $\sigma \times BR$ für MC generierte Ereignisse für $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ -Produktion [HvNM02].

Prozess	Massenbereich [GeV]	$\sigma \times BR$ [pb]
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+0lp$	$15 < M < 75$	338.18
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+1lp$	$15 < M < 75$	40.02
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2lp$	$15 < M < 75$	10.04
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+3lp$	$15 < M < 75$	2.76
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+0lp$	$75 < M < 130$	133.34
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+1lp$	$75 < M < 130$	40.29
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2lp$	$75 < M < 130$	9.99
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+3lp$	$75 < M < 130$	3.09
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+0lp$	$130 < M < 250$	0.86
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+1lp$	$130 < M < 250$	0.37
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2lp$	$130 < M < 250$	0.095
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+3lp$	$130 < M < 250$	0.032
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+0lp$	$250 < M < 1960$	0.069
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+1lp$	$250 < M < 1960$	0.034
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2lp$	$250 < M < 1960$	0.012
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+3lp$	$250 < M < 1960$	0.0039
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2b0lp$	$15 < M < 75$	0.51
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2b1lp$	$15 < M < 75$	0.20
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2b2lp$	$15 < M < 75$	0.078
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2b0lp$	$75 < M < 130$	0.42
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2b1lp$	$75 < M < 130$	0.20
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2b2lp$	$75 < M < 130$	0.099
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2b0lp$	$130 < M < 250$	0.0034
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2b1lp$	$130 < M < 250$	0.0018
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2b2lp$	$130 < M < 250$	0.00088
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2b0lp$	$250 < M < 1960$	0.00034
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2b1lp$	$250 < M < 1960$	0.00017
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2b2lp$	$250 < M < 1960$	0.00011
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2c0lp$	$15 < M < 75$	4.14
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2c1lp$	$15 < M < 75$	0.95
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2c2lp$	$15 < M < 75$	0.34
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2c0lp$	$75 < M < 130$	0.93
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2c1lp$	$75 < M < 130$	0.55
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2c2lp$	$75 < M < 130$	0.28
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2c0lp$	$130 < M < 250$	0.0076
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2c1lp$	$130 < M < 250$	0.0044
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2c2lp$	$130 < M < 250$	0.0028
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2c0lp$	$250 < M < 1960$	0.00062
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2c1lp$	$250 < M < 1960$	0.00044
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu+2c2lp$	$250 < M < 1960$	0.00026

Tabelle A.8: $\sigma \times BR$ für MC generierte Ereignisse für $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ -Produktion [HvNM02].

Prozess	Mass Range [GeV]	$\sigma \times BR$ [pb]
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+0lp$	15<M<75	338.18
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+1lp$	15<M<75	40.02
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2lp$	15<M<75	10.04
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+3lp$	15<M<75	2.76
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+0lp$	75<M<130	133.34
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+1lp$	75<M<130	40.29
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2lp$	75<M<130	9.99
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+3lp$	75<M<130	3.09
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+0lp$	130<M<250	0.86
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+1lp$	130<M<250	0.37
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2lp$	130<M<250	0.095
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+3lp$	130<M<250	0.032
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+0lp$	250<M<1960	0.069
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+1lp$	250<M<1960	0.034
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2lp$	250<M<1960	0.012
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+3lp$	250<M<1960	0.0039
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2b0lp$	15<M<75	0.51
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2b1lp$	15<M<75	0.20
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2b2lp$	15<M<75	0.078
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2b0lp$	75<M<130	0.42
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2b1lp$	75<M<130	0.20
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2b2lp$	75<M<130	0.099
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2b0lp$	130<M<250	0.0034
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2b1lp$	130<M<250	0.0018
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2b2lp$	130<M<250	0.00088
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2b0lp$	250<M<1960	0.00034
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2b1lp$	250<M<1960	0.00017
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2b2lp$	250<M<1960	0.00011
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2c0lp$	15<M<75	4.14
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2c1lp$	15<M<75	0.95
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2c2lp$	15<M<75	0.34
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2c0lp$	75<M<130	0.93
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2c1lp$	75<M<130	0.55
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2c2lp$	75<M<130	0.28
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2c0lp$	130<M<250	0.0076
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2c1lp$	130<M<250	0.0044
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2c2lp$	130<M<250	0.0028
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2c0lp$	250<M<1960	0.00062
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2c1lp$	250<M<1960	0.00044
$Z/\gamma^* \rightarrow ee+2c2lp$	250<M<1960	0.00026

Tabelle A.9: $\sigma \times BR$ für MC generierte Ereignisse für $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ -Produktion [HvNM02].

MC-Satz	k-Faktor
$Z + lp$ Jets	1.30
$Z + b\bar{b} + lp$ Jets	1.52
$Z + c\bar{c} + lp$ Jets	1.67
$W + lp$ Jets	1.30
$W + b\bar{b}/c\bar{c} + lp$ Jets	1.47

Tabelle A.10: k-Faktoren zur Umrechnung des LL ALPGEN + PYTHIA Wirkungsquerschnittes zur NNLO Vorhersage [HvNM02].

B. Abbildungen zur $W+JETS$ -Korrektur

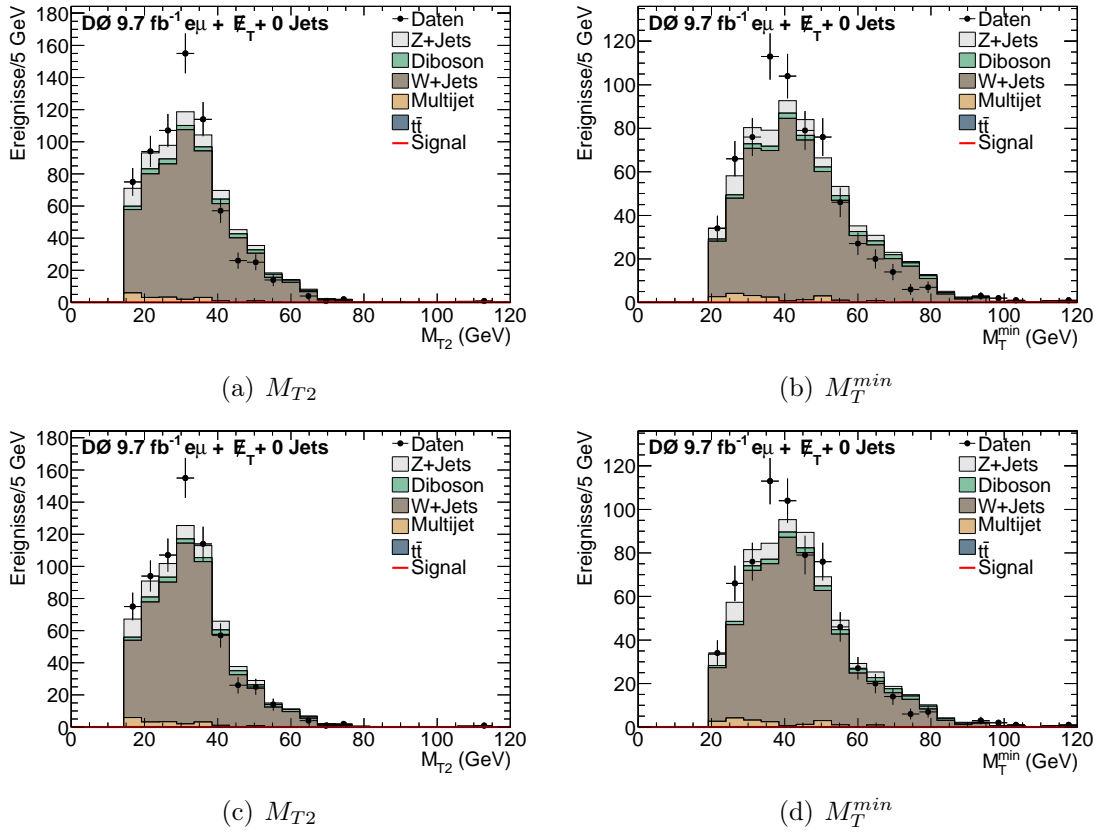
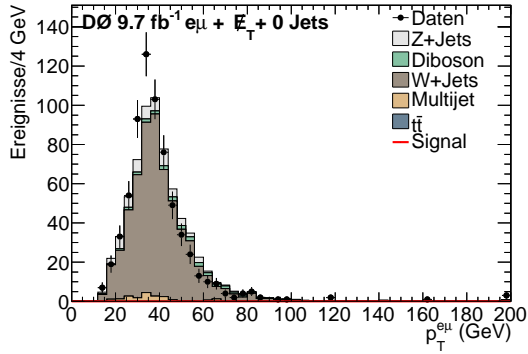
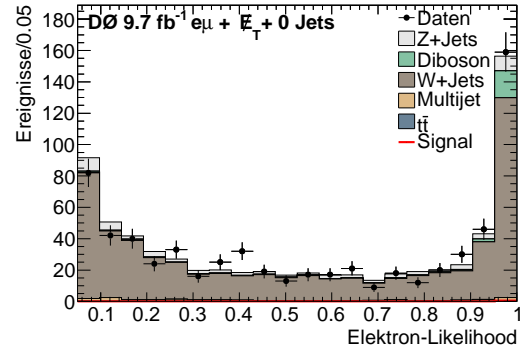


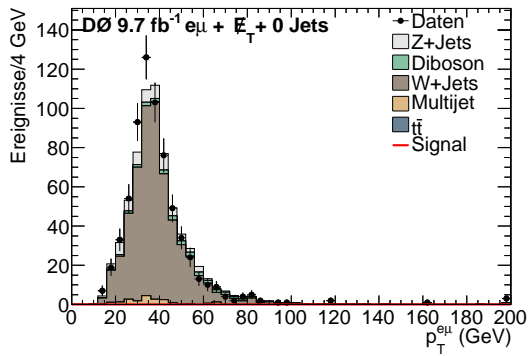
Abbildung B.1: Verteilungen der stransversalen Masse (links) und der minimalen transversalen Masse (rechts) für Ereignisse ohne Jets ohne (oben) und mit Korrektur (unten) in der $W+JETS$ -Kontrollregion.



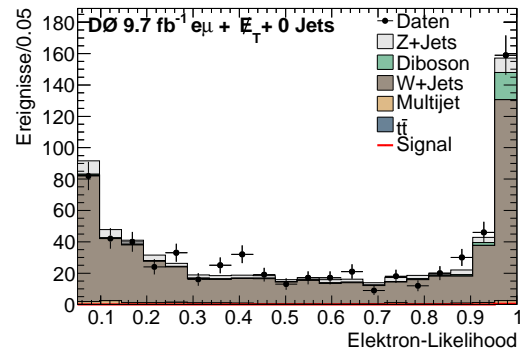
(a) $p_T^{e\mu}$



(b) Elektron-Likelihood



(c) $p_T^{e\mu}$



(d) Elektron-Likelihood

Abbildung B.2: Verteilungen des Transversalimpulses des Elektron-Myon-Systems (links) und der Elektron-Likelihood (rechts) für Ereignisse ohne Jets ohne (oben) und mit Korrektur (unten) in der W +Jets-Kontrollregion.

C. Vergleich der Daten mit der Vorhersage

Sample	Vorselektion	finale Selektion
Daten	6622.0 ± 81.4	748.0 ± 27.4
Signal	5.8 ± 0.1	5.3 ± 0.1
HWW	5.1 ± 0.1	4.8 ± 0.1
WH	0.32 ± 0.01	0.26 ± 0.01
ZH	0.16 ± 0.01	0.13 ± 0.01
VBF	0.14 ± 0.00	0.12 ± 0.00
Tot.bkg.	6738.4 ± 28.1	809.7 ± 12.8
Z \rightarrow ee	315.5 ± 8.6	5.7 ± 0.9
Z $\rightarrow\mu\mu$	975.7 ± 11.3	46.6 ± 2.1
Z $\rightarrow\tau\tau$	2928.7 ± 18.8	4.4 ± 0.6
t \bar{t}	4.8 ± 0.1	3.3 ± 0.1
W+Jets	813.9 ± 14.1	596.4 ± 12.4
WW	182.8 ± 1.8	128.2 ± 1.5
WZ	8.3 ± 0.2	5.1 ± 0.2
ZZ	1.9 ± 0.1	0.81 ± 0.04
Multijet	1506.9 ± 5.7	19.1 ± 0.9

Tabelle C.1: Vergleich der Daten mit dem erwarteten Untergrund und Signal für den 0-Jets-Kanal (LQ).

Sample	Vorselektion	finale Selektion
Daten	5509.0 ± 74.2	518.0 ± 22.8
Signal	15.7 ± 0.1	14.8 ± 0.1
HWW	14.1 ± 0.1	13.4 ± 0.1
WH	0.81 ± 0.02	0.68 ± 0.02
ZH	0.43 ± 0.01	0.39 ± 0.01
VBF	0.35 ± 0.01	0.32 ± 0.01
Tot.bkg.	5622.6 ± 25.3	530.7 ± 6.8
Z \rightarrow ee	32.8 ± 2.3	0.80 ± 0.25
Z $\rightarrow\mu\mu$	67.6 ± 2.8	8.2 ± 0.9
Z $\rightarrow\tau\tau$	4617.4 ± 23.8	3.2 ± 0.5
t \bar{t}	10.7 ± 0.2	7.6 ± 0.2
W+Jets	157.7 ± 6.9	120.0 ± 6.1
WW	512.0 ± 3.0	373.2 ± 2.6
WZ	19.4 ± 0.3	13.4 ± 0.3
ZZ	3.7 ± 0.1	1.6 ± 0.1
Multijet	201.3 ± 2.0	2.7 ± 0.3

Tabelle C.2: Vergleich der Daten mit dem erwarteten Untergrund und Signal für den 0-Jets-Kanal (HQ).

Sample	Vorselektion	finale Selektion
Daten	2039.0 ± 45.2	367.0 ± 19.2
Signal	10.9 ± 0.1	9.3 ± 0.1
HWW	7.0 ± 0.1	6.2 ± 0.1
WH	2.0 ± 0.0	1.5 ± 0.0
ZH	0.74 ± 0.01	0.57 ± 0.01
VBF	1.2 ± 0.0	1.0 ± 0.0
Tot.bkg.	2039.5 ± 11.5	336.3 ± 4.8
Z \rightarrow ee	50.5 ± 2.1	3.0 ± 0.4
Z $\rightarrow\mu\mu$	138.9 ± 3.2	12.6 ± 0.8
Z $\rightarrow\tau\tau$	945.5 ± 8.8	2.7 ± 0.4
t \bar{t}	155.3 ± 0.8	96.7 ± 0.7
W+Jets	190.5 ± 5.4	116.3 ± 4.3
WW	139.4 ± 1.8	88.2 ± 1.4
WZ	9.6 ± 0.2	4.8 ± 0.2
ZZ	3.5 ± 0.1	0.83 ± 0.05
Multijet	406.3 ± 2.6	11.3 ± 0.5

Tabelle C.3: Vergleich der Daten mit dem erwarteten Untergrund und Signal für den 1-Jet-Kanal.

Sample	Vorselektion	finale Selektion
Daten	766.0 ± 27.7	321.0 ± 17.9
Signal	5.3 ± 0.1	4.1 ± 0.1
HWW	1.3 ± 0.0	1.1 ± 0.0
WH	2.0 ± 0.0	1.5 ± 0.0
ZH	1.0 ± 0.0	0.75 ± 0.01
VBF	0.96 ± 0.01	0.79 ± 0.01
Tot.bkg.	741.2 ± 5.8	283.0 ± 3.4
Z \rightarrow ee	8.8 ± 0.9	1.2 ± 0.3
Z $\rightarrow\mu\mu$	28.8 ± 1.2	3.3 ± 0.4
Z $\rightarrow\tau\tau$	179.5 ± 3.1	1.1 ± 0.2
t \bar{t}	365.9 ± 1.3	224.7 ± 1.0
W+Jets	63.3 ± 3.9	38.5 ± 3.1
WW	19.7 ± 0.7	11.2 ± 0.5
WZ	3.3 ± 0.1	0.78 ± 0.07
ZZ	2.2 ± 0.1	0.16 ± 0.02
Multijet	69.7 ± 2.0	2.0 ± 0.2

Tabelle C.4: Vergleich der Daten mit dem erwarteten Untergrund und Signal für den >1-Jet-Kanal.

D. Eingabevariablen für die finale Diskriminante

D.1. 0 Jets (HQ)

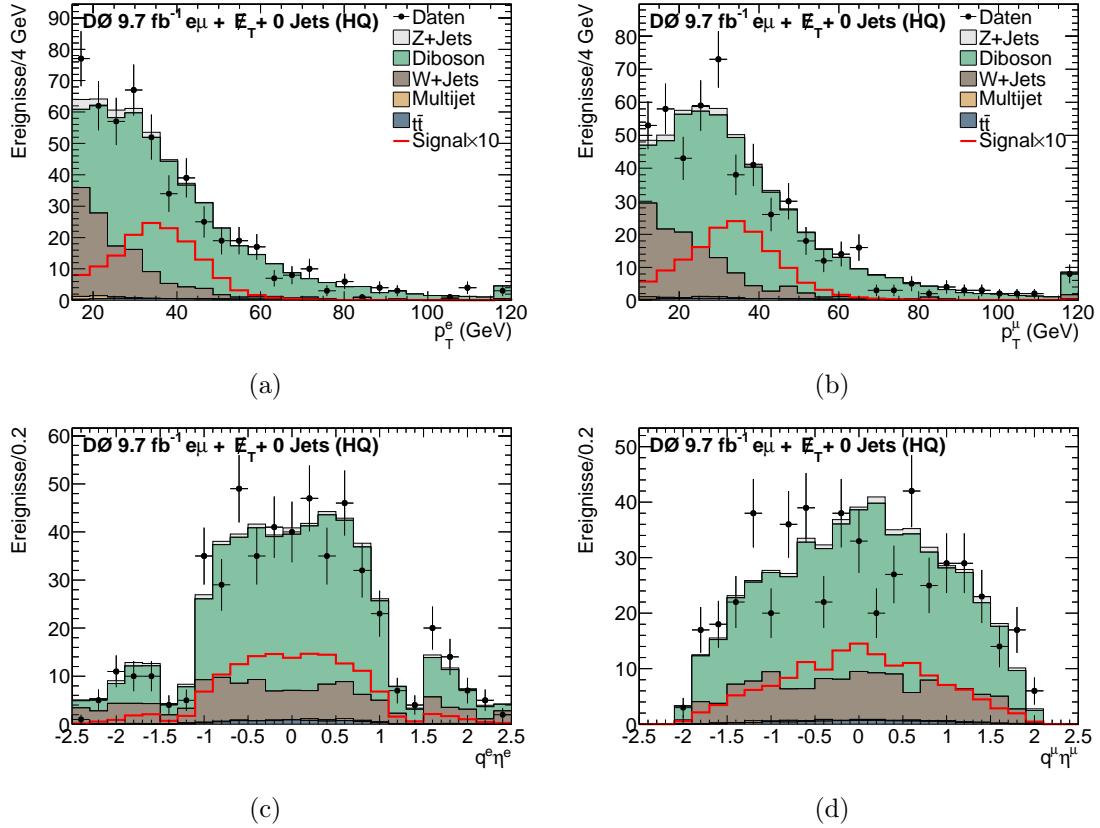


Abbildung D.1: Verteilungen des Transversalimpulses des Elektrons (a), des Transversalimpulses des Myons (b), des Produktes aus Ladung und Pseudorapidität des Elektrons (c) und des Produktes aus Ladung und Pseudorapidität des Myons (d) im Kanal ohne Jets mit hoher Leptonqualität für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV.

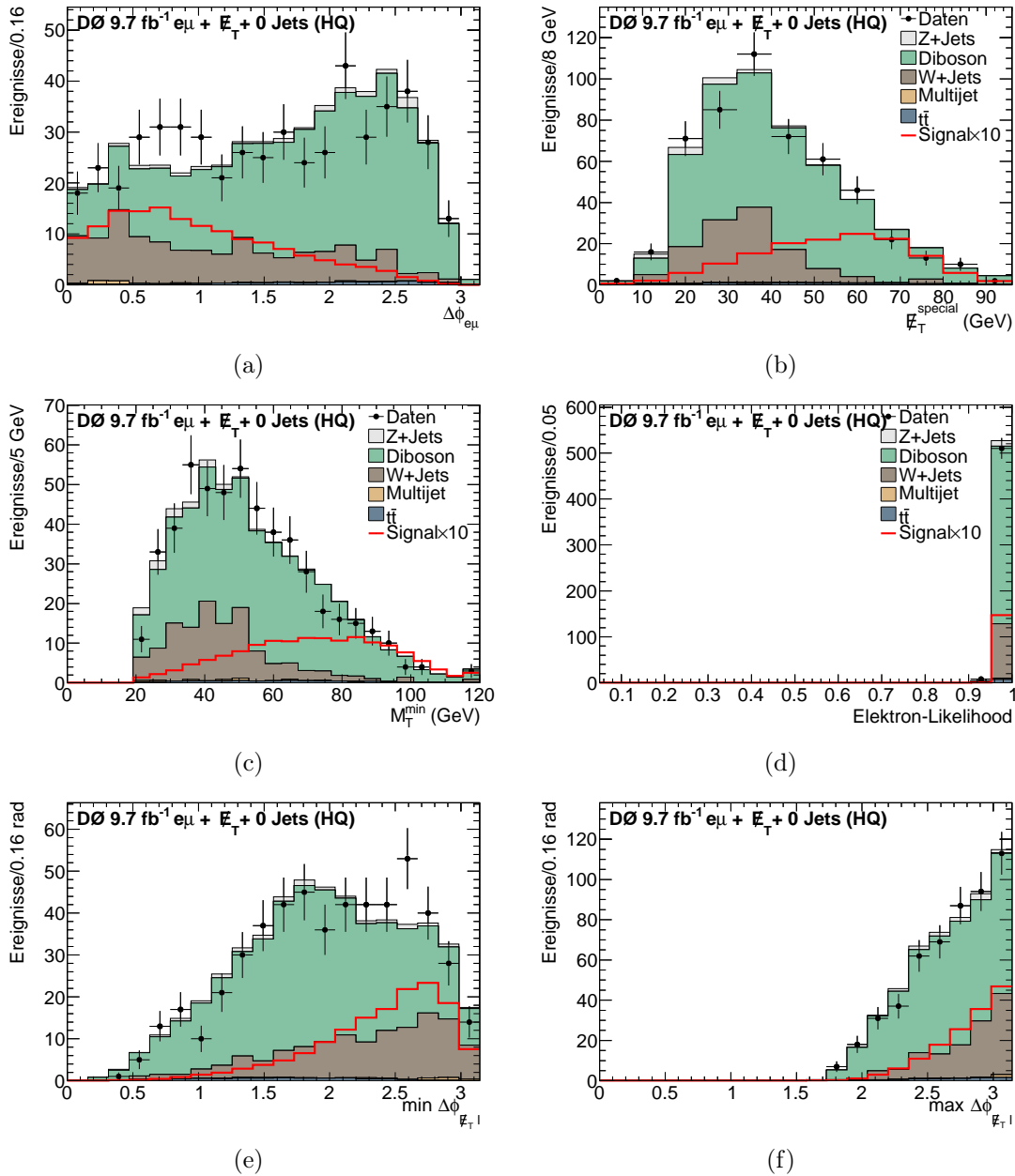


Abbildung D.2: Verteilungen des transversalen Öffnungswinkels der Leptonen (a), der speziellen fehlenden Transversalenergie (b), der minimalen transversalen Masse (c), der Elektron-Likelihood (d), des transversalen Öffnungswinkels zwischen der fehlenden Transversalenergie und dem Lepton mit dem kleinsten Abstand (e) und des transversalen Öffnungswinkels zwischen der fehlenden Transversalenergie und dem Lepton mit dem größten Abstand (f) im Kanal ohne Jets mit hoher Leptonqualität für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV.

D.2. 0 Jets (LQ)

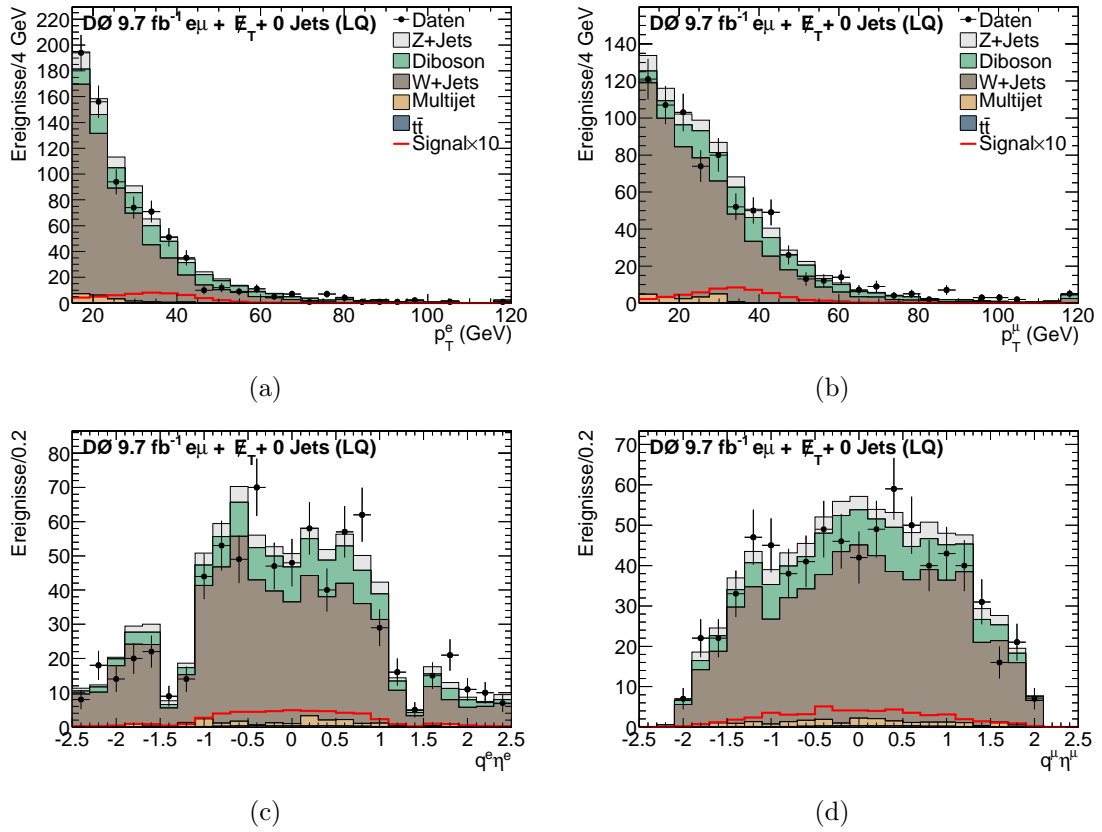


Abbildung D.3: Verteilungen des Transversalimpulses des Elektrons (a), des Transversalimpulses des Myons (b), des Produktes aus Ladung und Pseudorapidität des Elektrons (c) und des Produktes aus Ladung und Pseudorapidität des Myons (d) im Kanal ohne Jets mit niedriger Leptonqualität für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV.

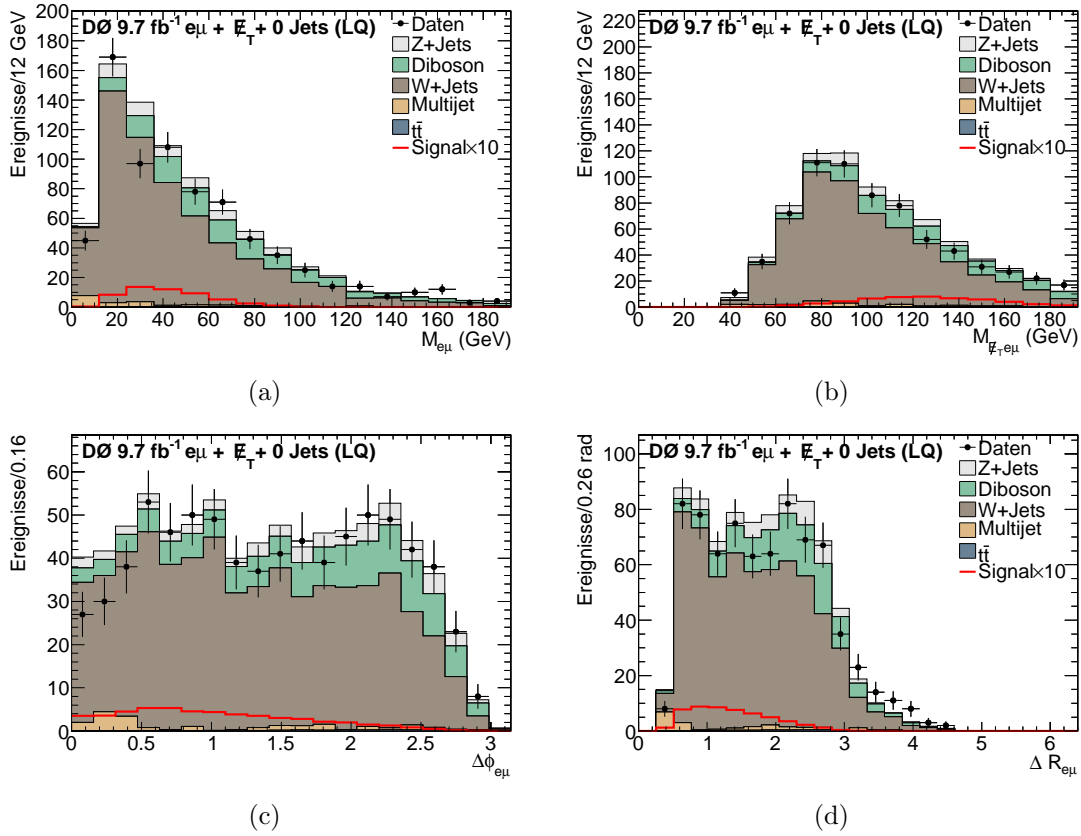


Abbildung D.4: Verteilungen der invarianten Elektron-Myon-Masse (a), der invarianten Masse aus der fehlenden Transversalenergie und den Leptonen (b), des transversalen Öffnungswinkels der Leptonen (c), des sphärischen Öffnungswinkels der Leptonen (d) im Kanal ohne Jets mit niedriger Lepton-qualität für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV.

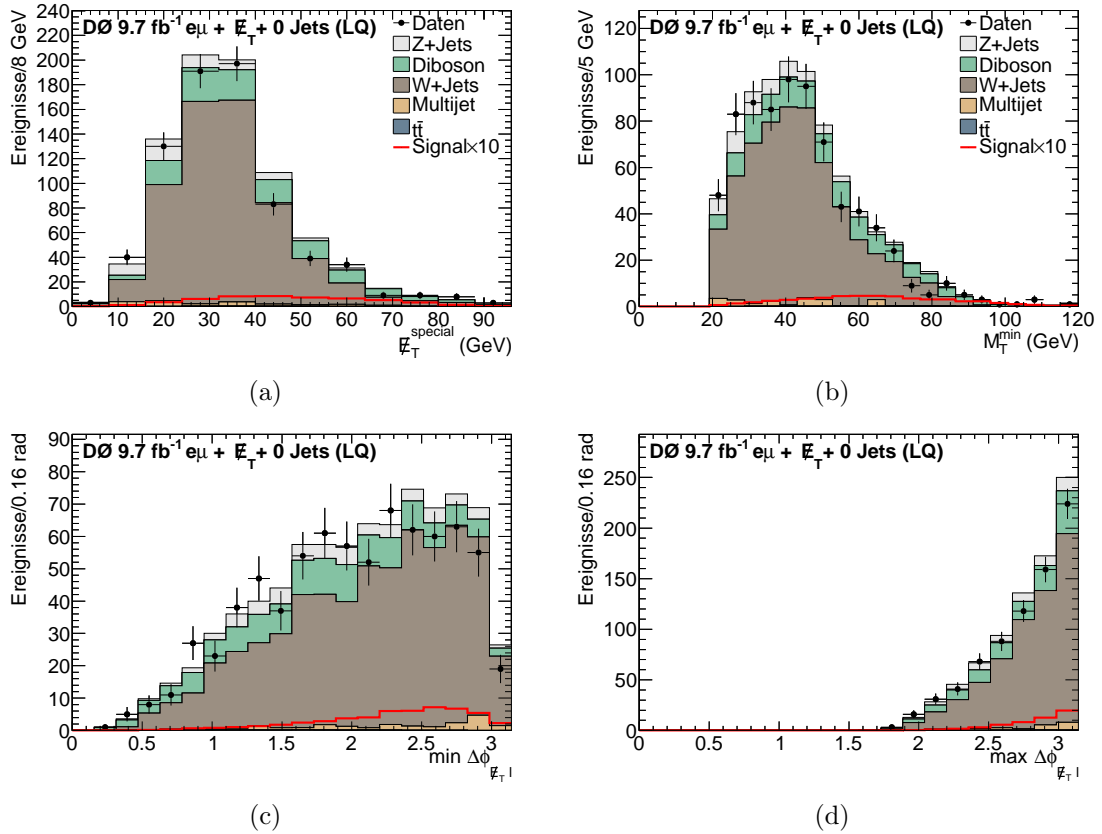


Abbildung D.5: Verteilungen der speziellen fehlenden Transversalenergie (a), der minimalen transversalen Masse (b), des transversalen Öffnungswinkels zwischen der fehlenden Transversalenergie und dem Lepton mit dem kleinsten Abstand (c) und des transversalen Öffnungswinkels zwischen der fehlenden Transversalenergie und dem Lepton mit dem größten Abstand (d) im Kanal ohne Jets mit niedriger Leptonqualität für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV.

D.3. 1 Jet

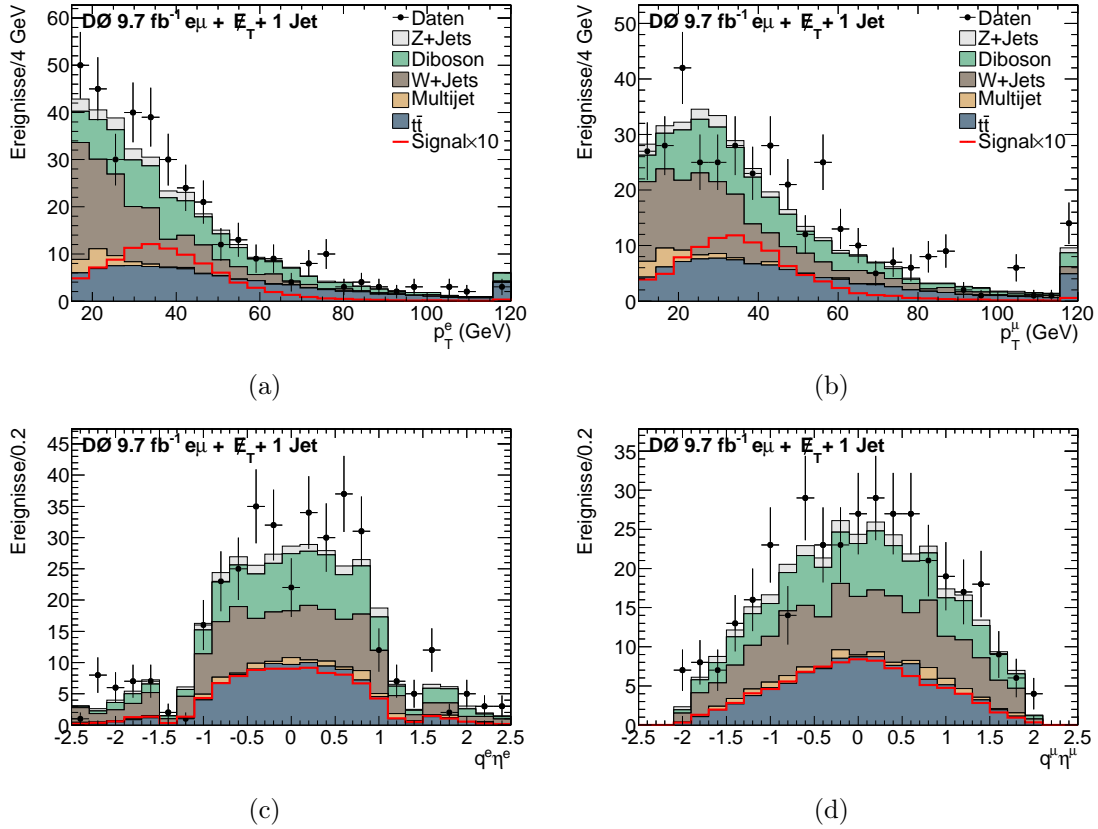


Abbildung D.6: Verteilungen des Transversalimpulses des Elektrons (a), des Transversalimpulses des Myons (b), des Produktes aus Ladung und Pseudorapidität des Elektrons (c) und des Produktes aus Ladung und Pseudorapidität des Myons (d) im Kanal mit einem Jet für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV.

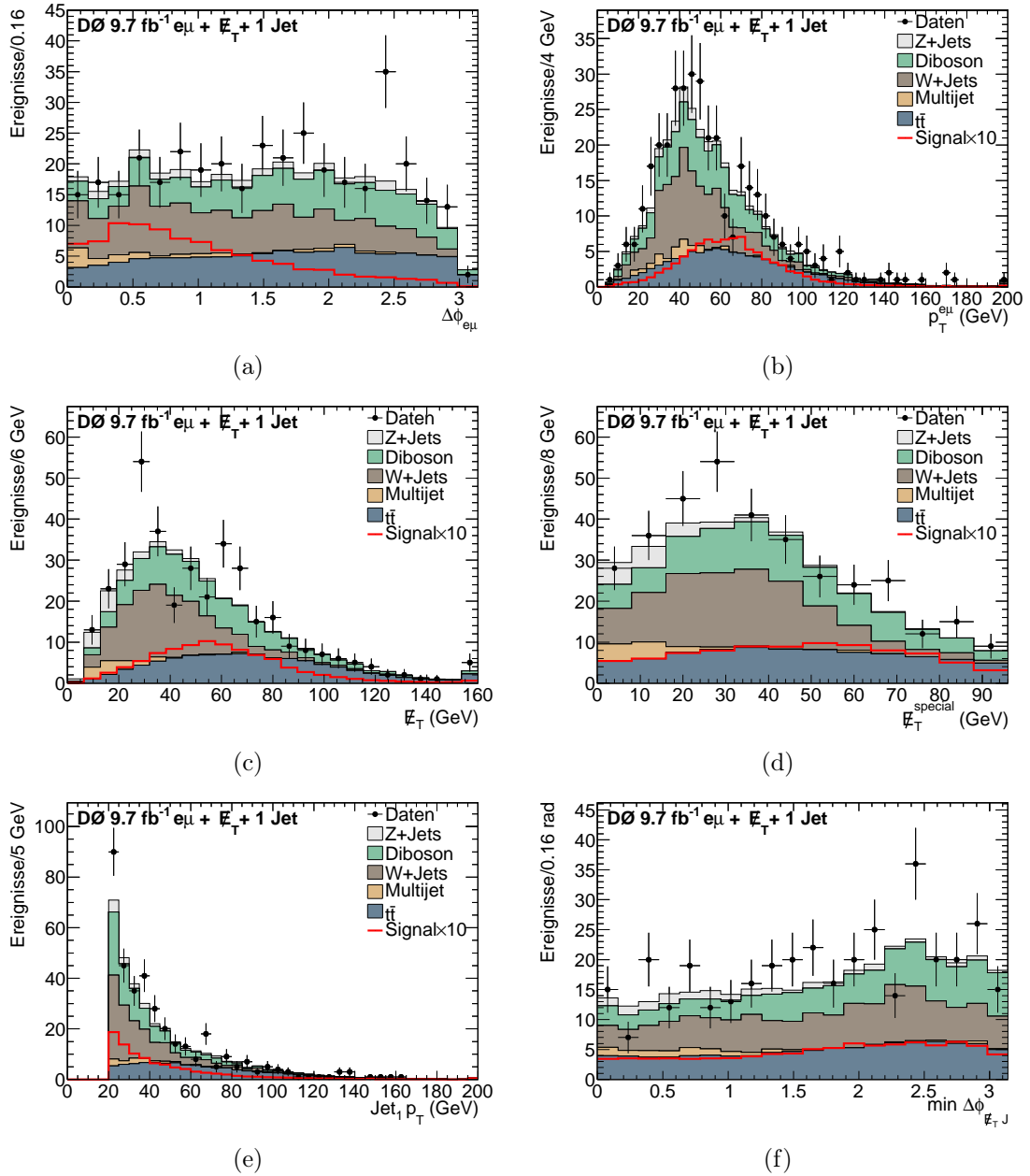


Abbildung D.7: Verteilungen des transversalen Öffnungswinkels der Leptonen (a), des Transversalimpulses des Elektron-Myon-Systems (b), der fehlenden Transversalenergie (c), der speziellen fehlenden Transversalenergie (d), des Transversalimpulses des Jets (e) und des transversalen Öffnungswinkels zwischen der fehlenden Transversalenergie und dem Jet (f) im Kanal mit einem Jet für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV.

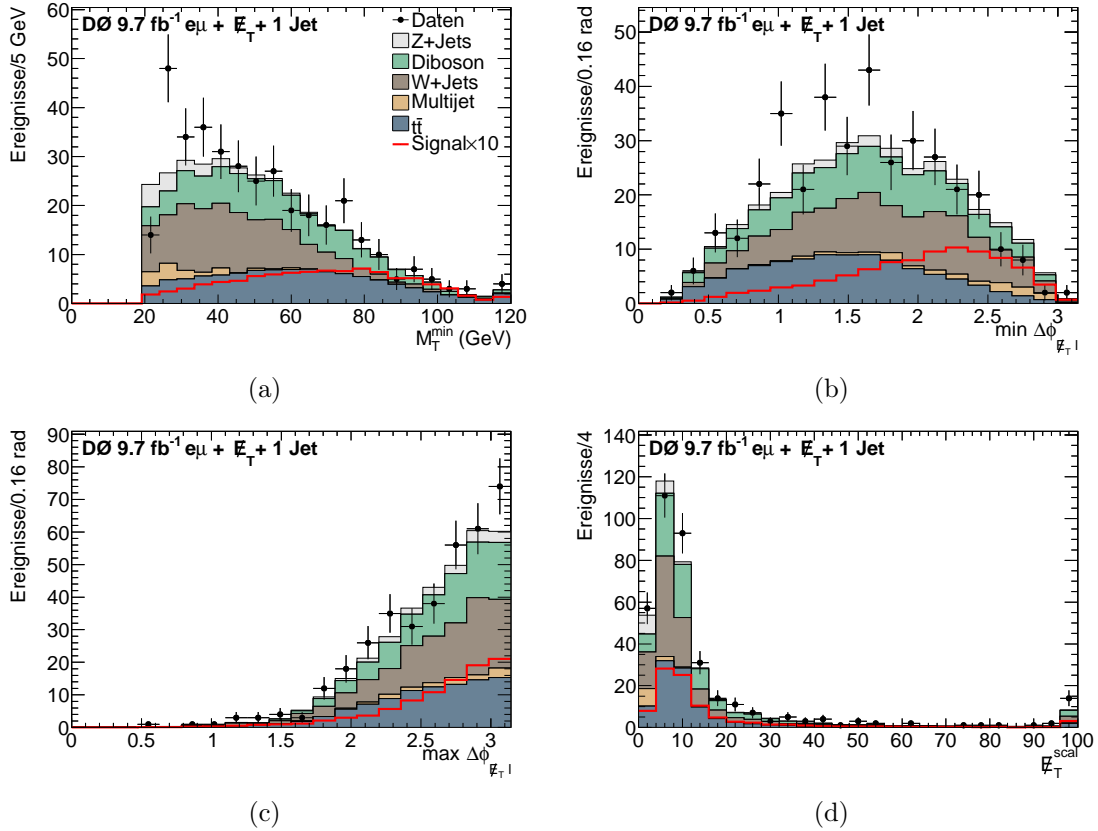


Abbildung D.8: Verteilungen der minimalen transversalen Masse (a), des transversalen Öffnungswinkels zwischen der fehlenden Transversalenergie und dem Lepton mit dem kleinsten Abstand (b), des transversalen Öffnungswinkels zwischen der fehlenden Transversalenergie und dem Lepton mit dem größten Abstand (c), der skalierten fehlenden Transversalenergie (d) im Kanal mit einem Jet für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV.

D.4. 2 Jets

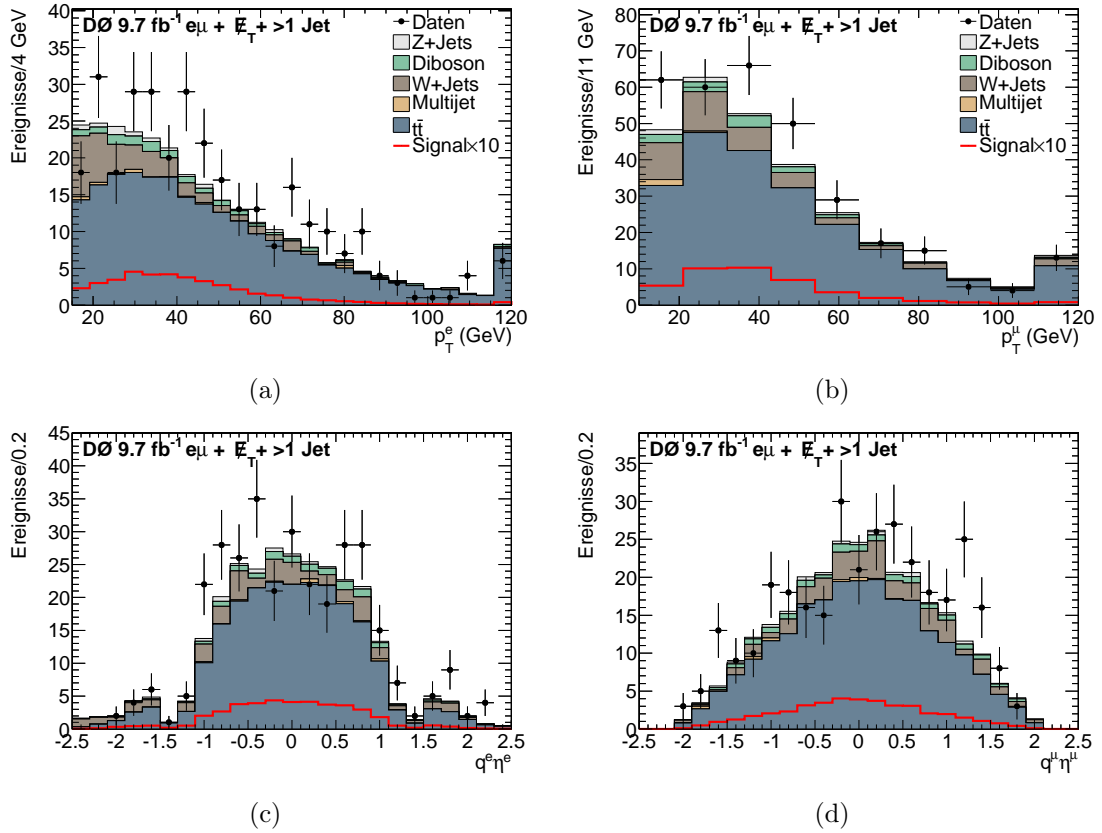


Abbildung D.9: Verteilungen des Transversalimpulses des Elektrons (a), des Transversalimpulses des Myons (b), des Produktes aus Ladung und Pseudorapidität des Elektrons (c) und des Produktes aus Ladung und Pseudorapidität des Myons (d) im Kanal mit mehr als einem Jet für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV.

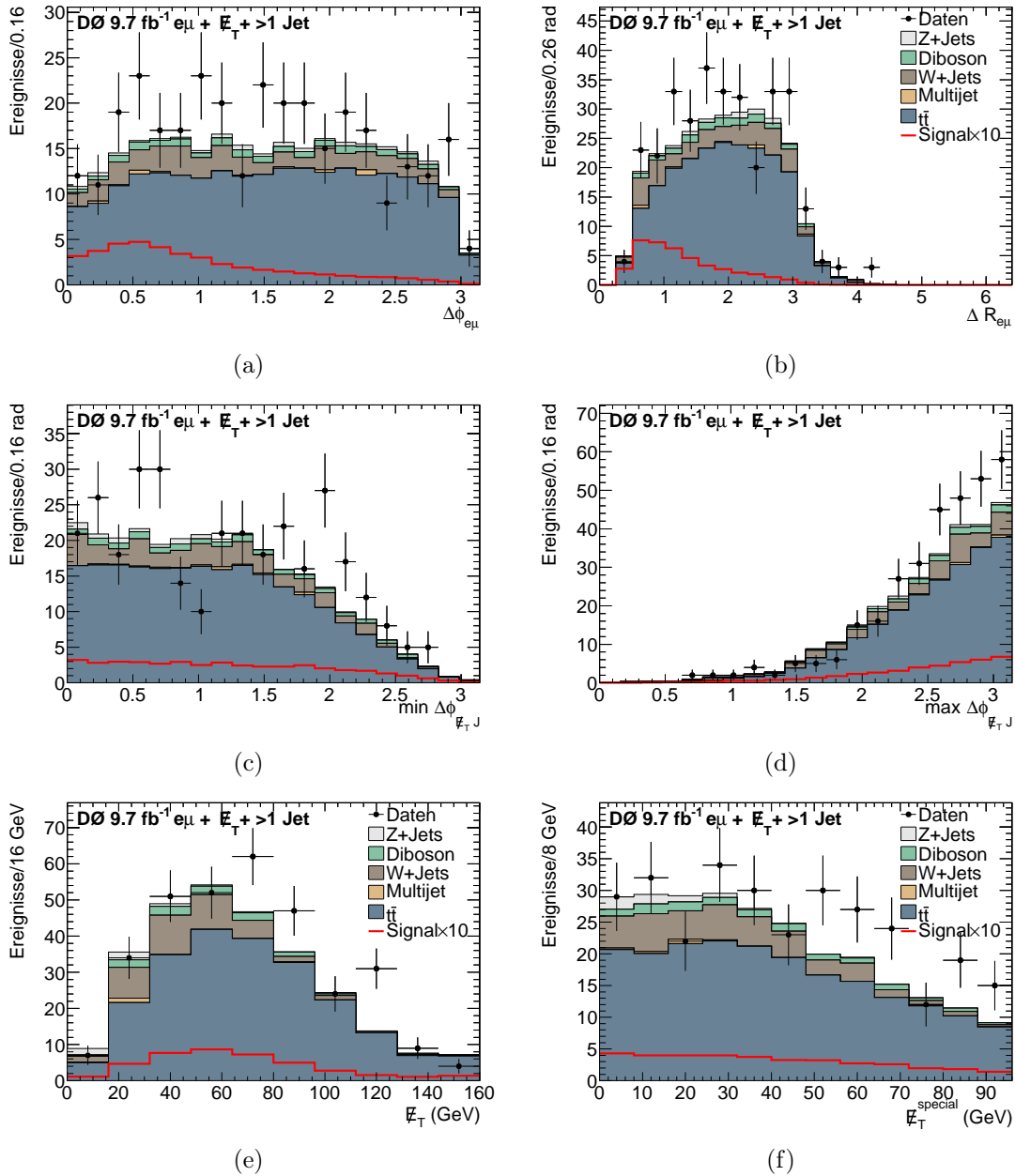


Abbildung D.10: Verteilungen des transversalen Öffnungswinkels der Leptonen (a), des sphärischen Öffnungswinkels der Leptonen (b), des transversalen Öffnungswinkels zwischen der fehlenden Transversalenergie und dem Jet mit dem kleinsten Abstand (c), des transversalen Öffnungswinkels zwischen der fehlenden Transversalenergie und dem Jet mit dem größten Abstand (d), der fehlenden Transversalenergie (e) und der speziellen fehlenden Transversalenergie (f) im Kanal mit mehr als einem Jet für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165$ GeV.

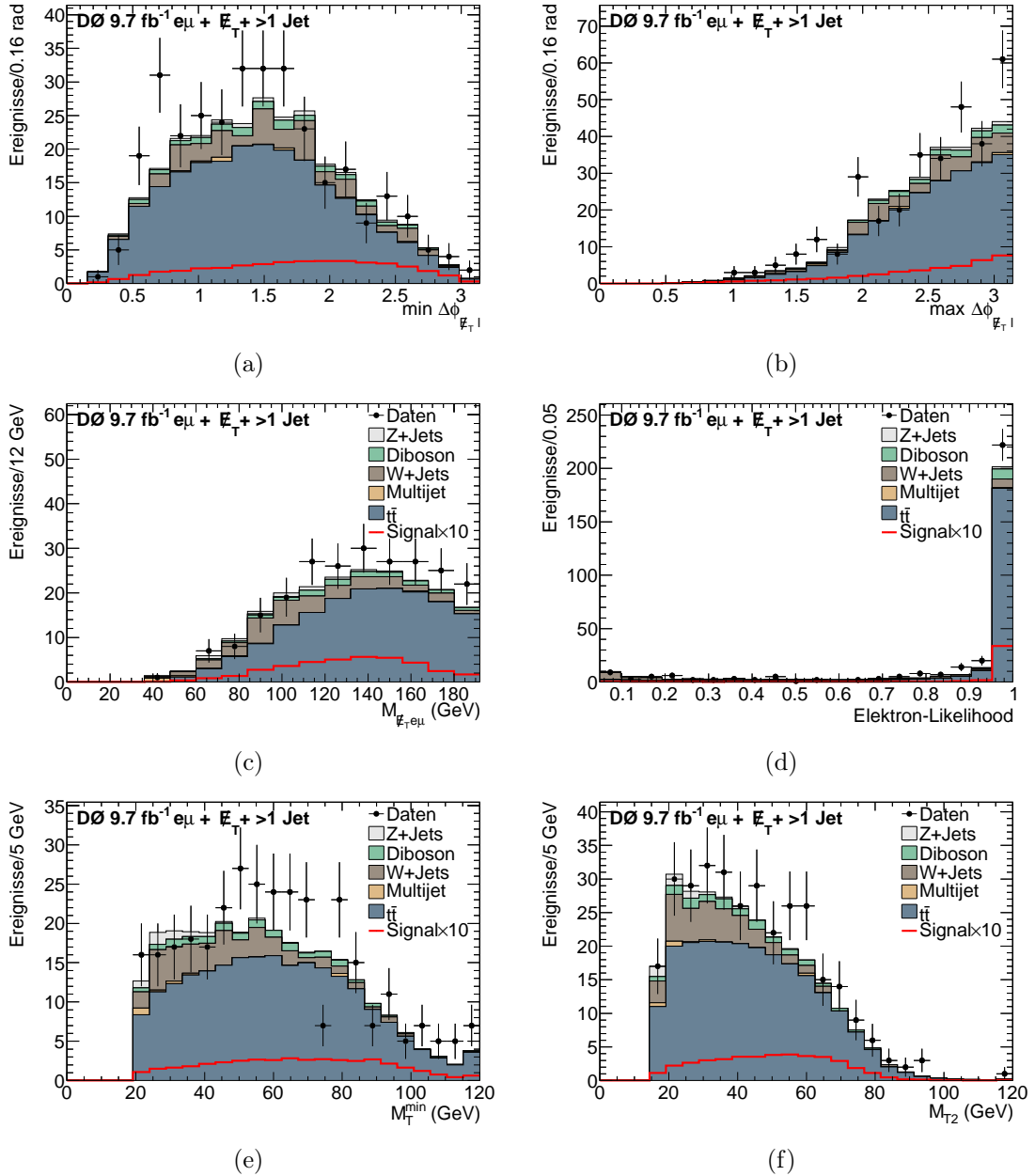


Abbildung D.11: Verteilungen des transversalen Öffnungswinkels zwischen der fehlenden Transversalenergie und dem Lepton mit dem kleinsten Abstand (a), des transversalen Öffnungswinkels zwischen der fehlenden Transversalenergie und dem Lepton mit dem größten Abstand (b), der invarianten Masse aus der fehlenden Transversalenergie und den Leptonen (c), der Elektron-Likelihood (d), der minimalen transversalen Masse (e) und der stransversalen Masse (f) im Kanal mit mehr als einem Jet für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165 \text{ GeV}$.

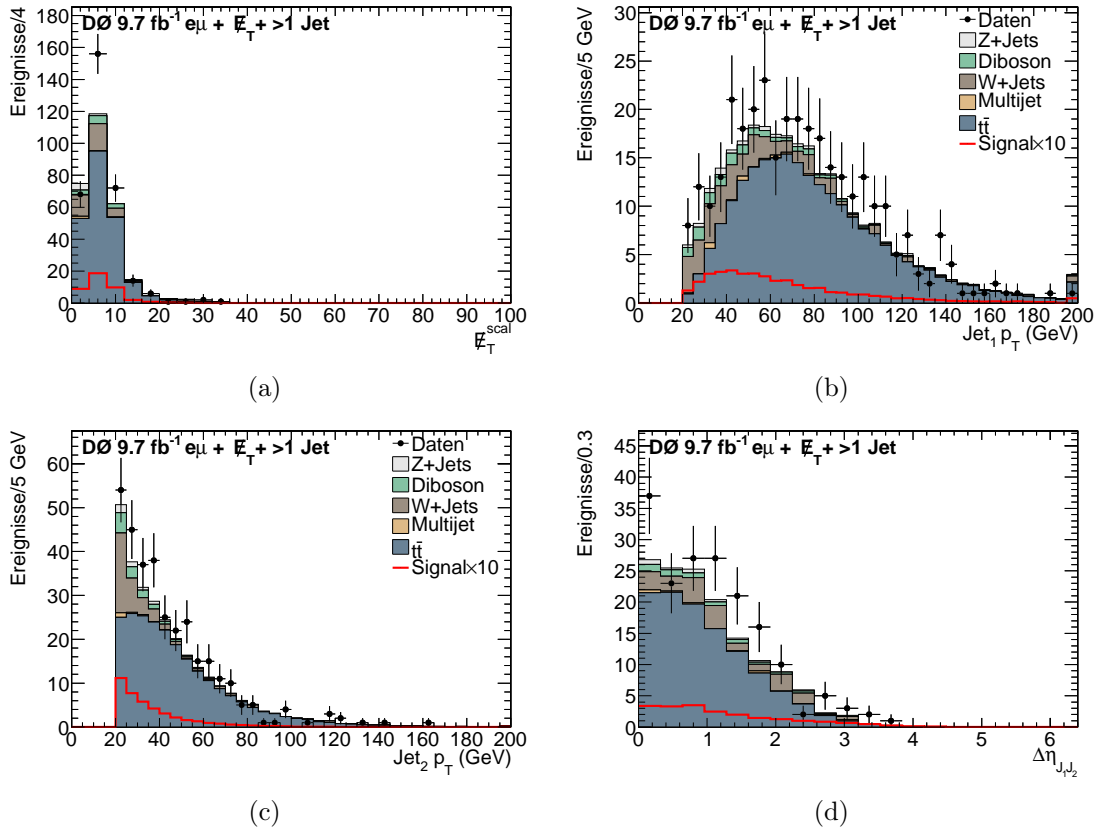


Abbildung D.12: Verteilungen der skalierten fehlenden Transversalenergie (a), des Transversalimpulses des führenden Jets (b), des Transversalimpulses des zweiten Jets (c) und der Rapiditätslücke zwischen den beiden führenden Jets (d) im Kanal mit mehr als einem Jet für die finale Selektion für eine Higgs-Masse von $m_H = 165 \text{ GeV}$.

E. Verteilungen der finalen Diskriminanten für die Suche nach dem SM-Higgs-Boson

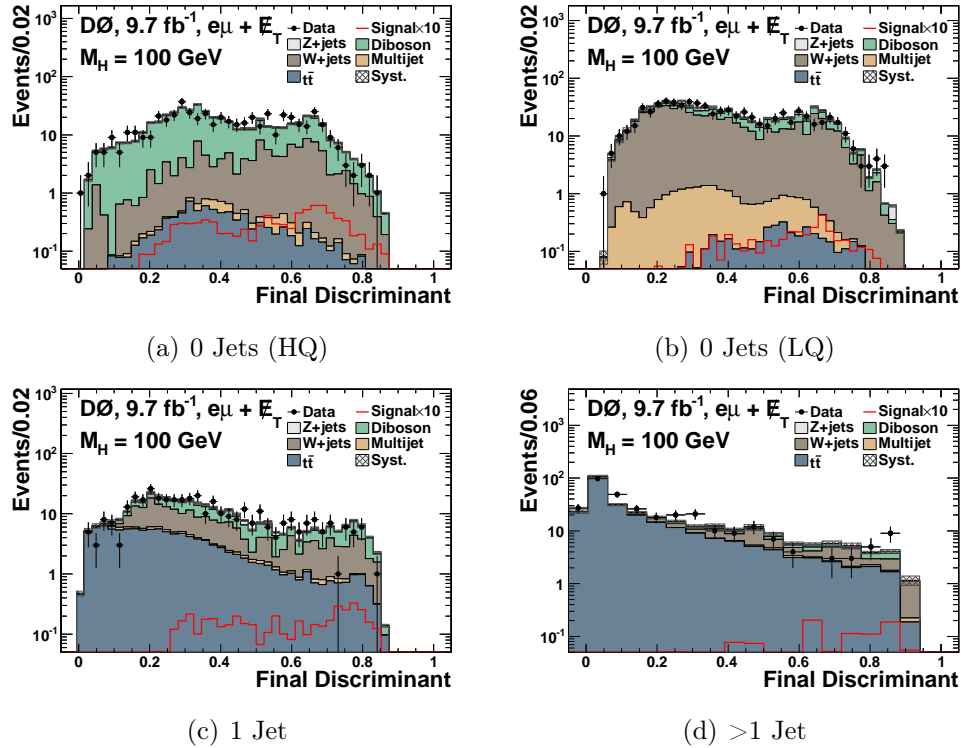


Abbildung E.1: Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 100$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache SM-Erwartung) der vier Suchkanäle.

E VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM SM-HIGGS-BOSON

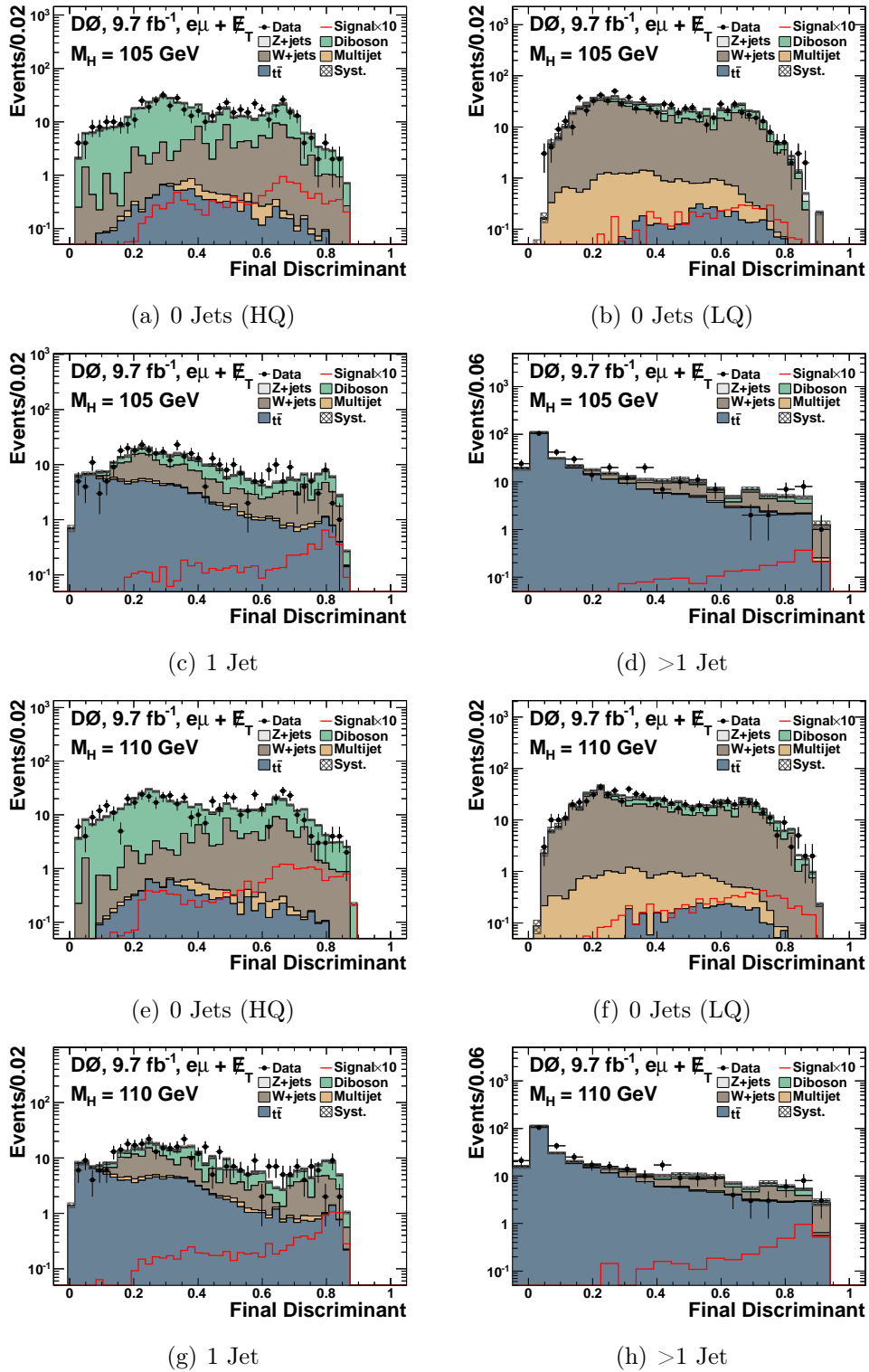


Abbildung E.2: Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 105, 110$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache SM-Erwartung) der vier Suchkanäle.

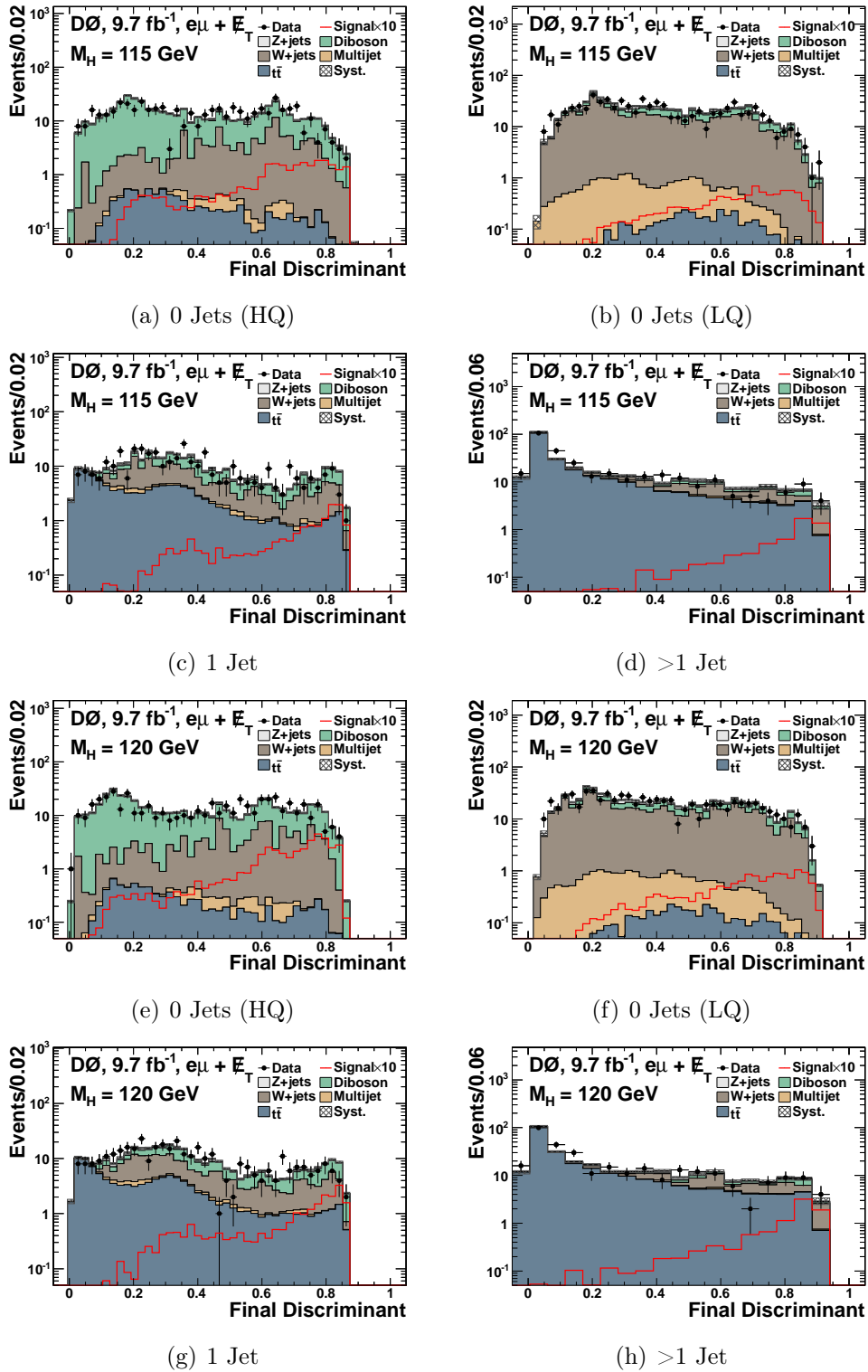


Abbildung E.3: Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 115, 120$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache SM-Erwartung) der vier Suchkanäle.

E VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM SM-HIGGS-BOSON

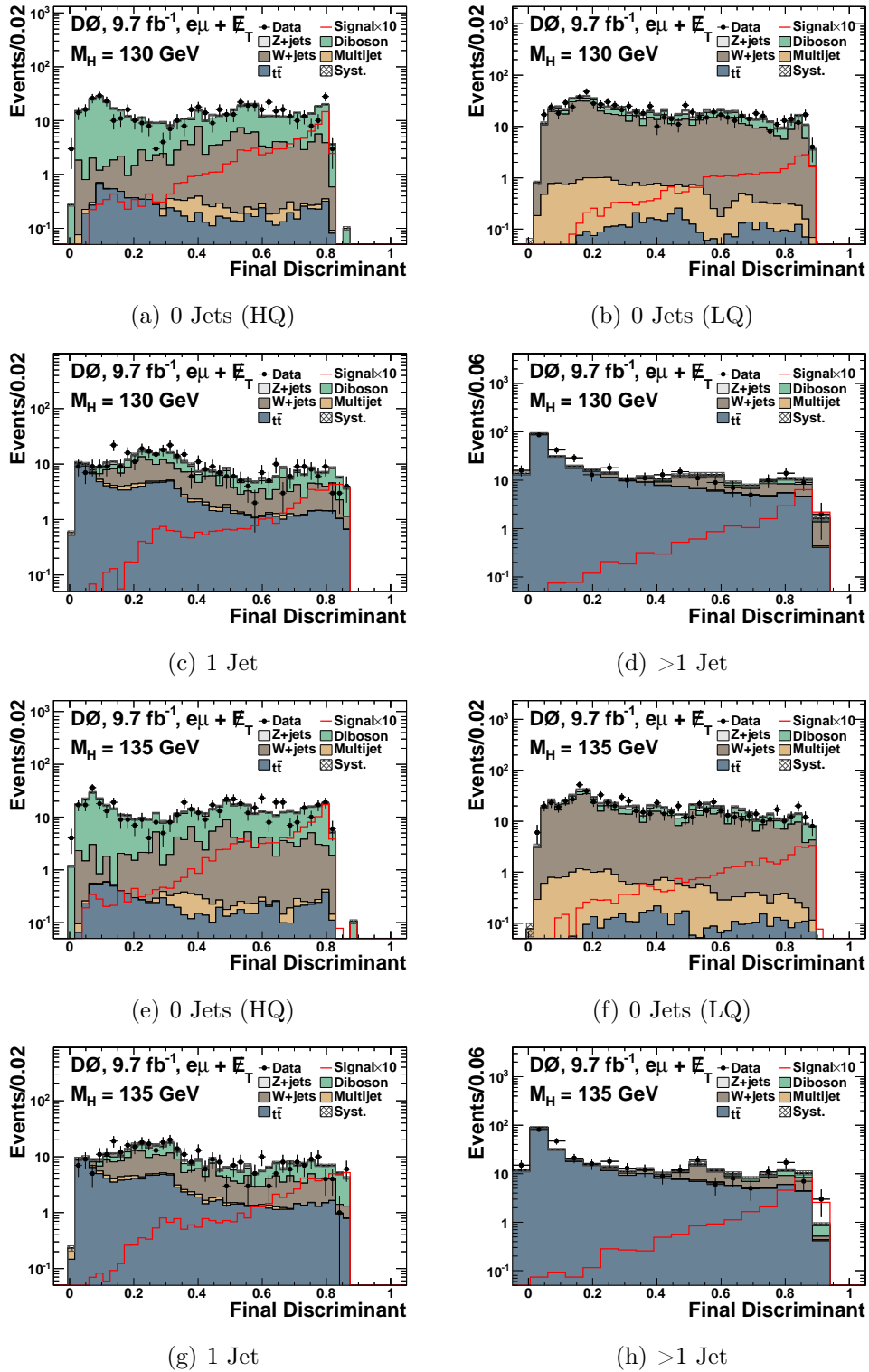


Abbildung E.4: Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 130, 135$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache SM-Erwartung) der vier Suchkanäle.

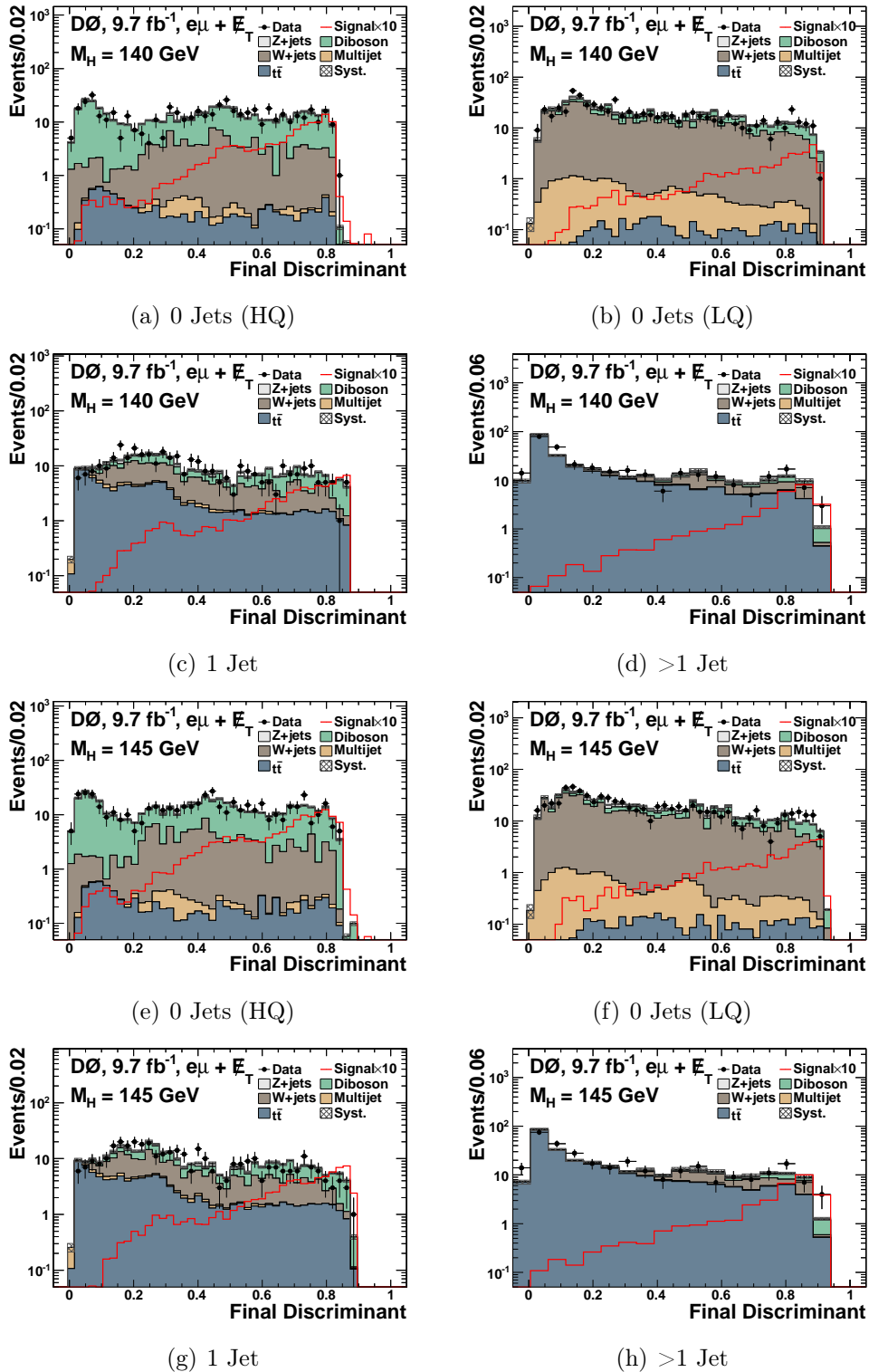


Abbildung E.5: Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 140, 145$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache SM-Erwartung) der vier Suchkanäle.

E VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM SM-HIGGS-BOSON

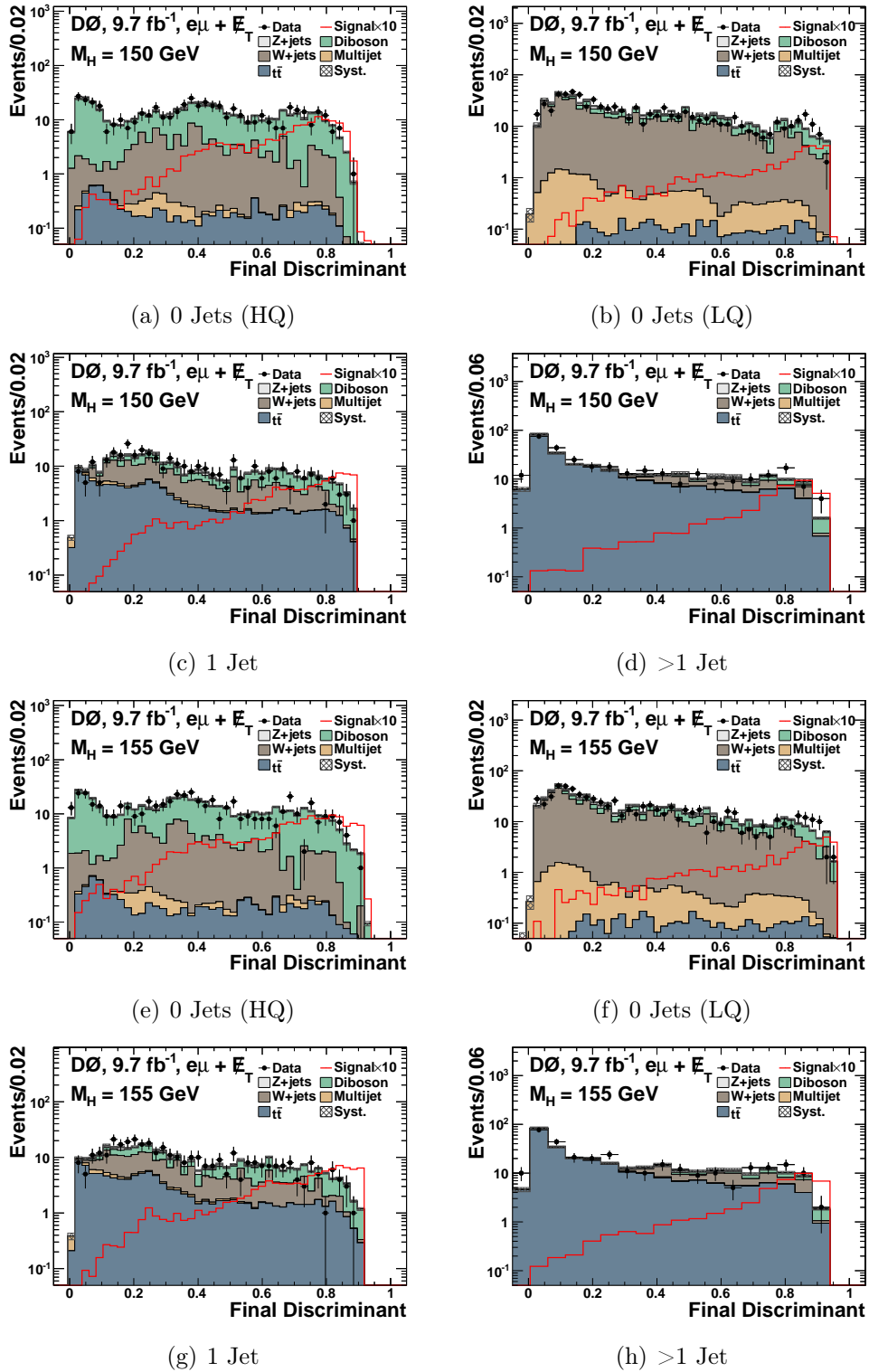


Abbildung E.6: Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 150, 155$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache SM-Erwartung) der vier Suchkanäle.

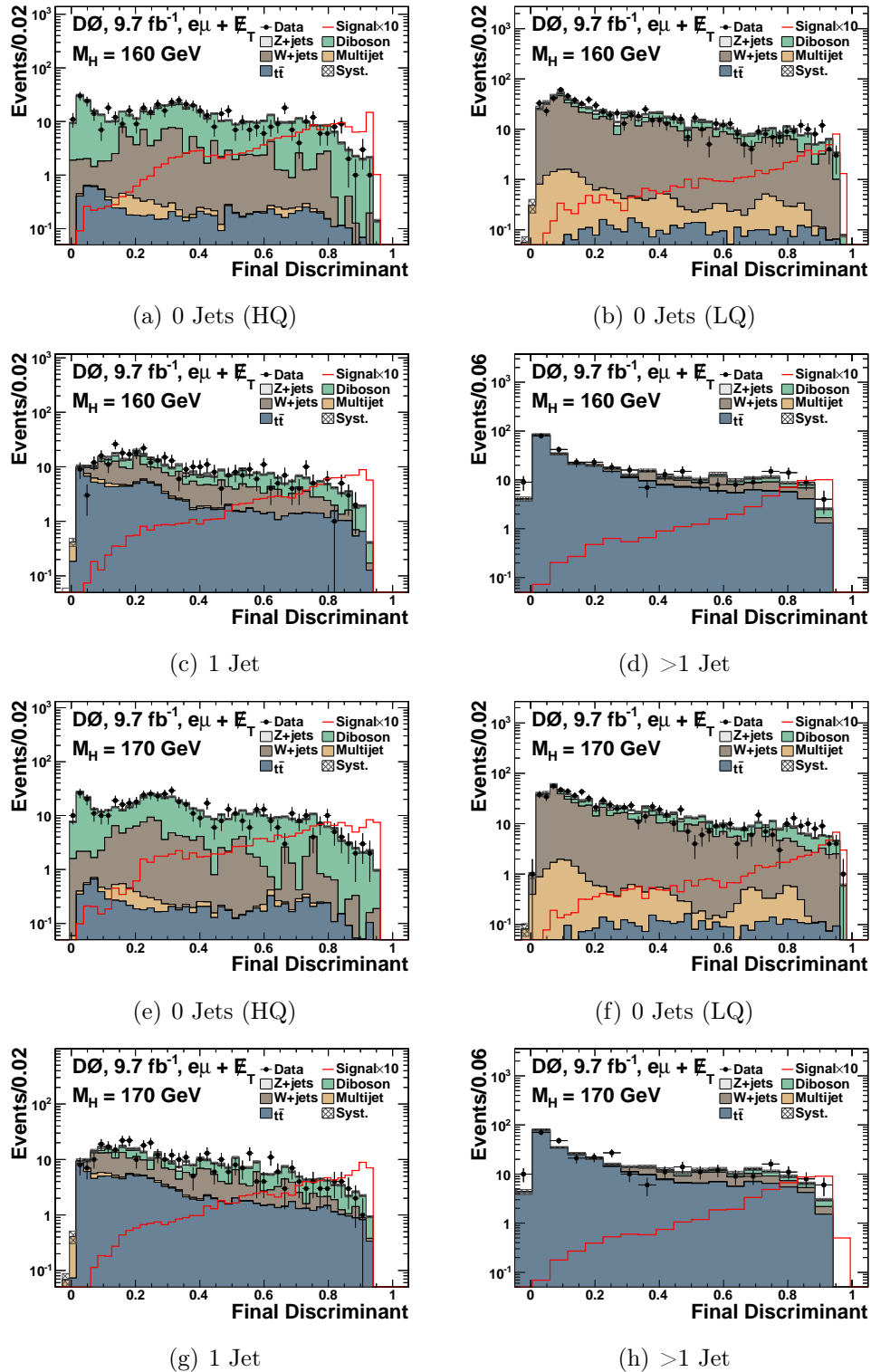


Abbildung E.7: Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 160, 170$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache SM-Erwartung) der vier Suchkanäle.

E VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM SM-HIGGS-BOSON

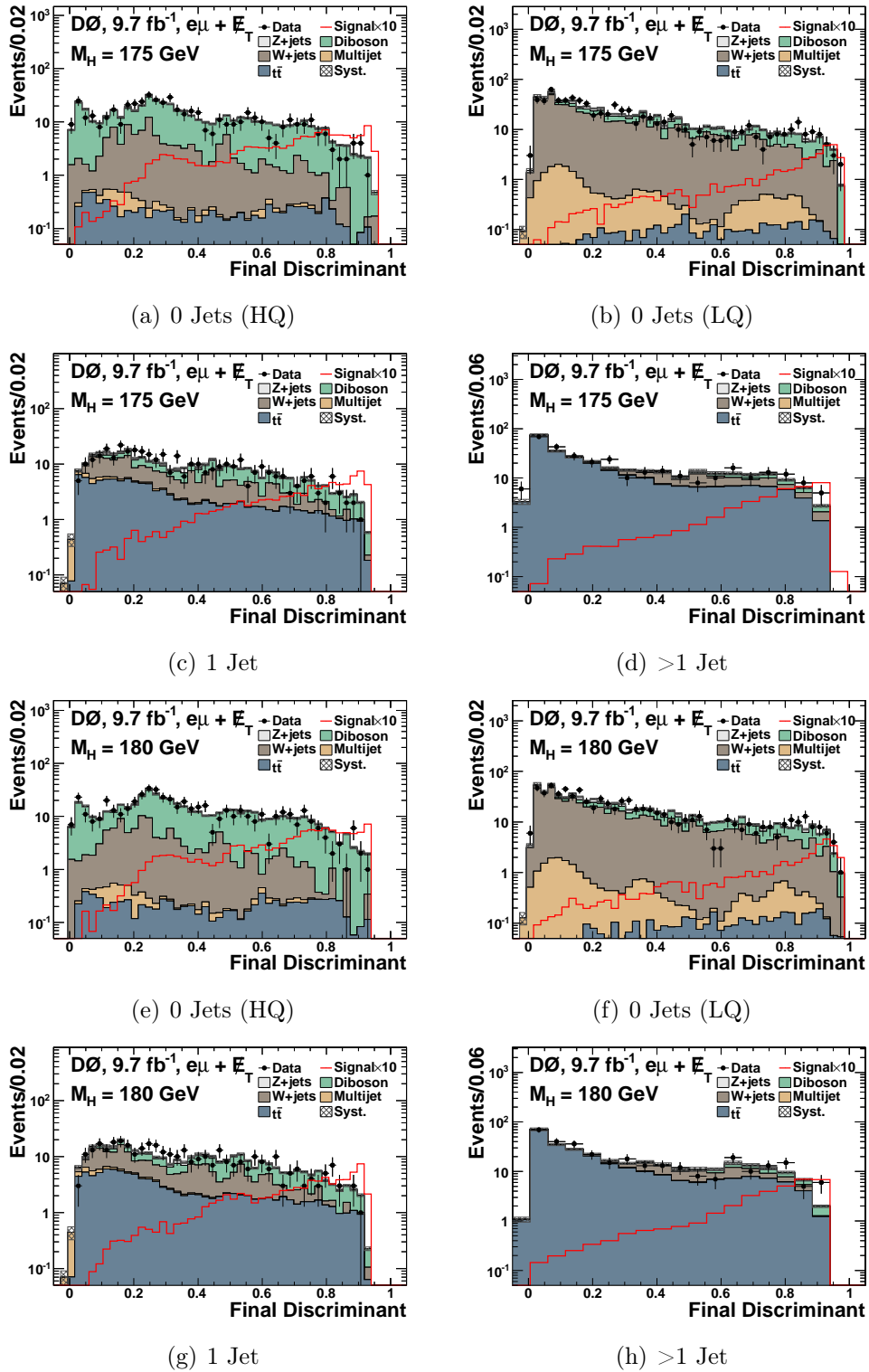


Abbildung E.8: Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 175, 180$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache SM-Erwartung) der vier Suchkanäle.

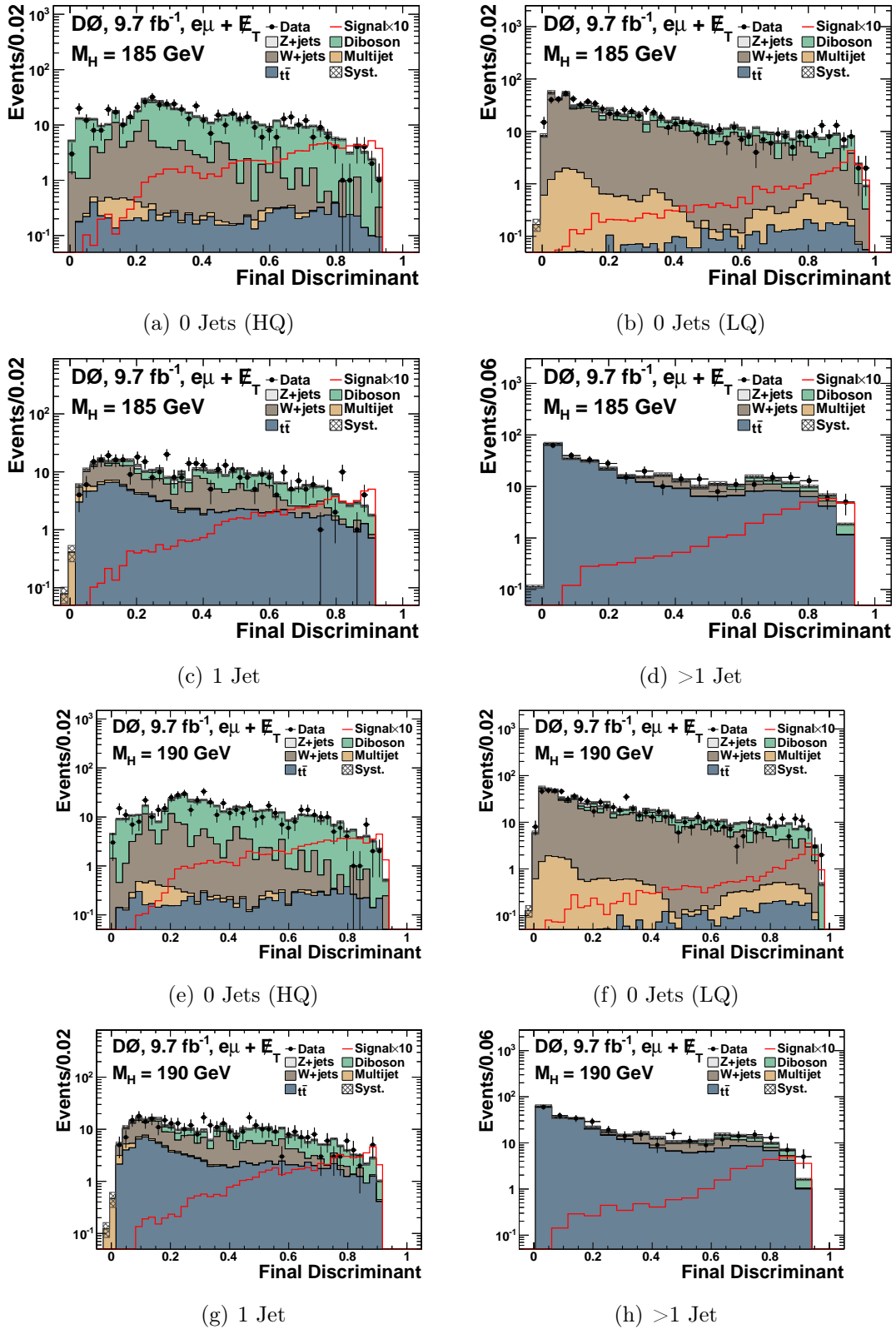


Abbildung E.9: Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 185, 190 \text{ GeV}$ (Signal normiert auf die zehnfache SM-Erwartung) der vier Suchkanäle.

E VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM SM-HIGGS-BOSON

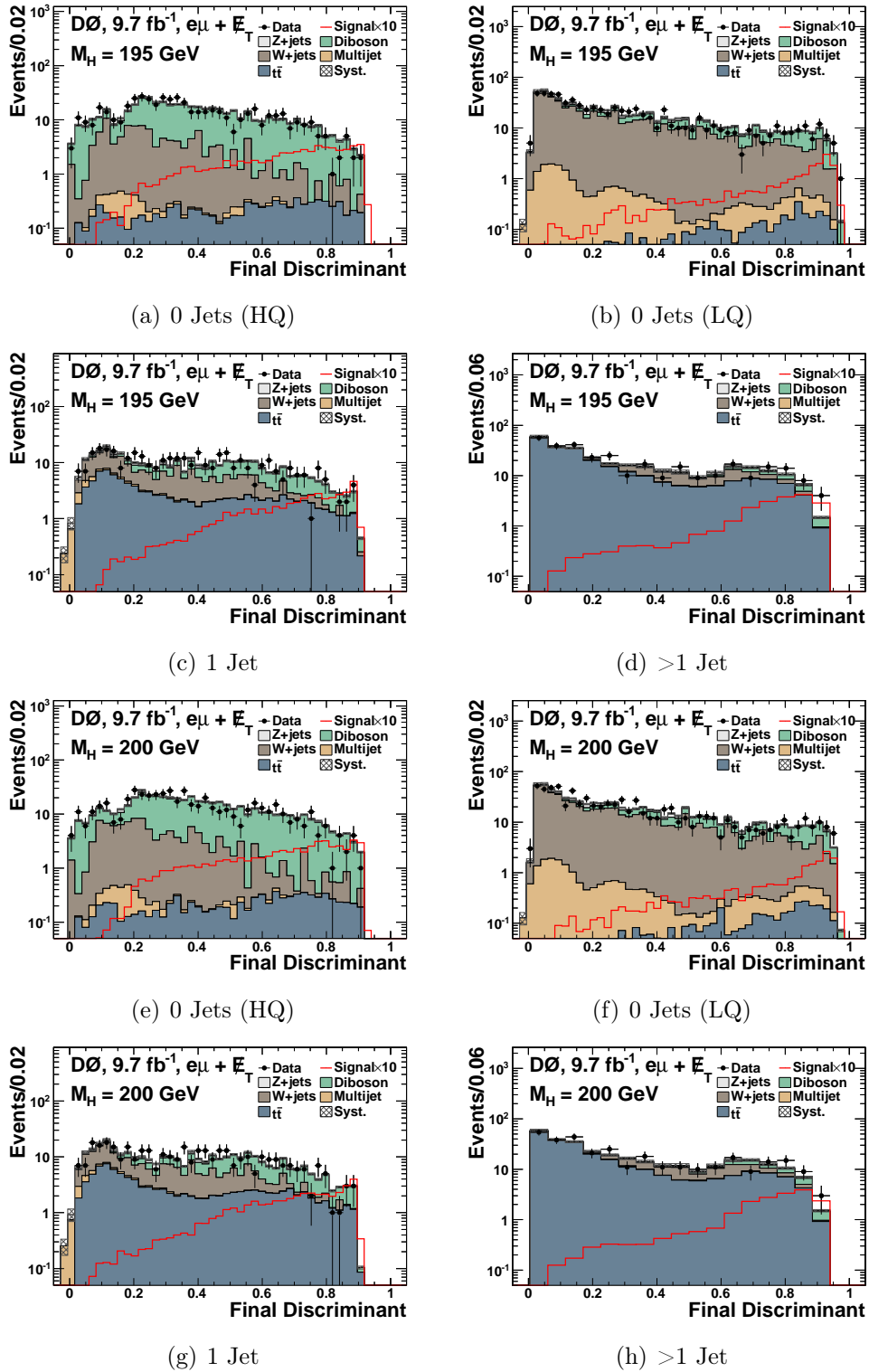


Abbildung E.10: Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 195, 200$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache SM-Erwartung) der vier Suchkanäle.

F. Verteilungen der finalen Diskriminanten für die Suche nach dem fermiophoben Higgs-Boson

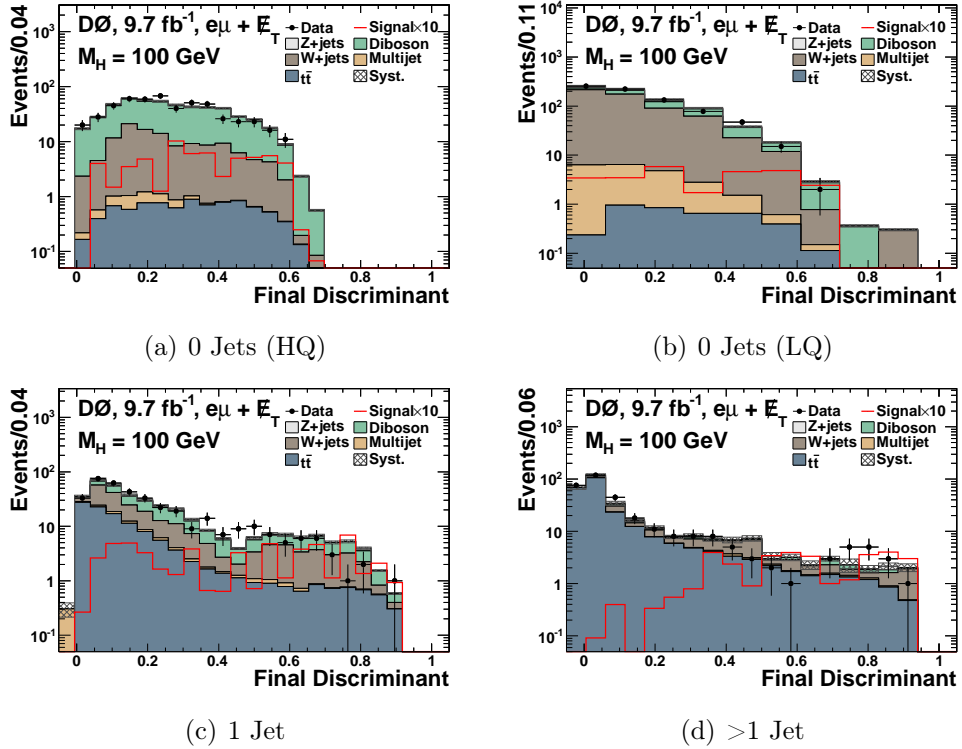


Abbildung F.1: Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 100$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache Erwartung im FHM) für die vier Suchkanäle.

F VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM FERMIOPHOBEN HIGGS-BOSON

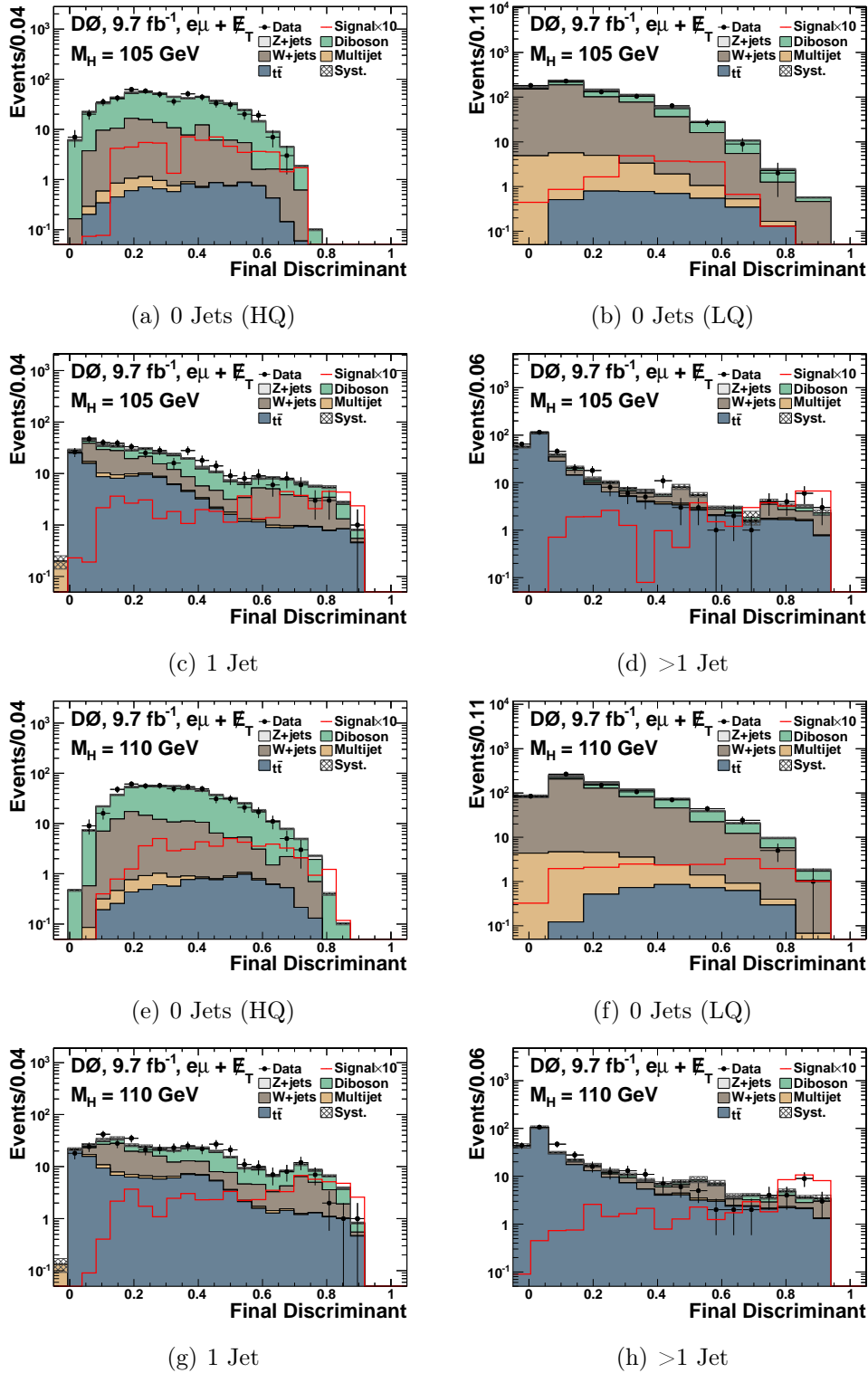


Abbildung F.2: Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 105, 110$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache Erwartung im FHM) für die vier Suchkanäle.

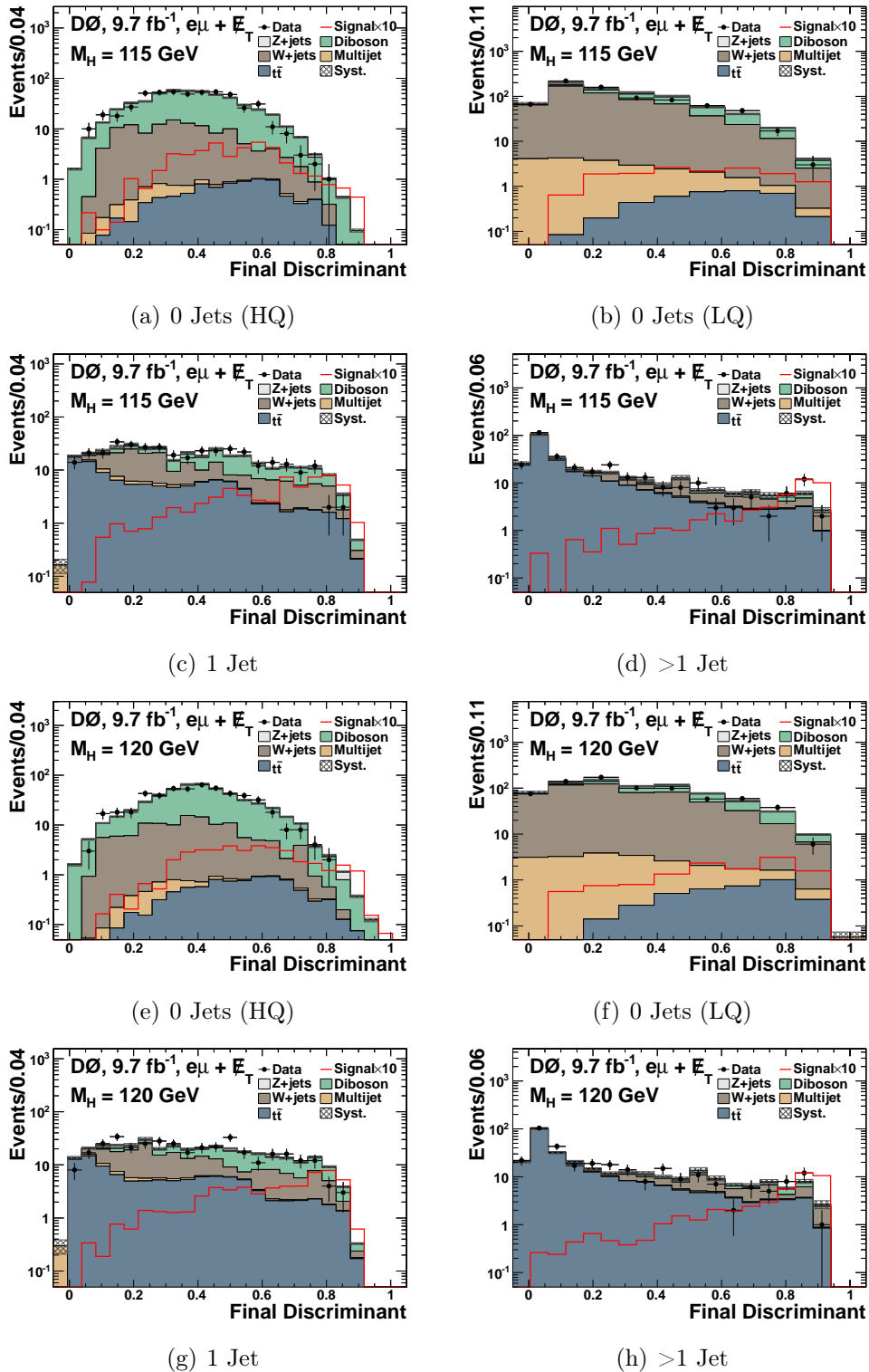


Abbildung F.3: Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 115, 120$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache Erwartung im FHM) für die vier Suchkanäle.

F VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM FERMIOPHOBEN HIGGS-BOSON

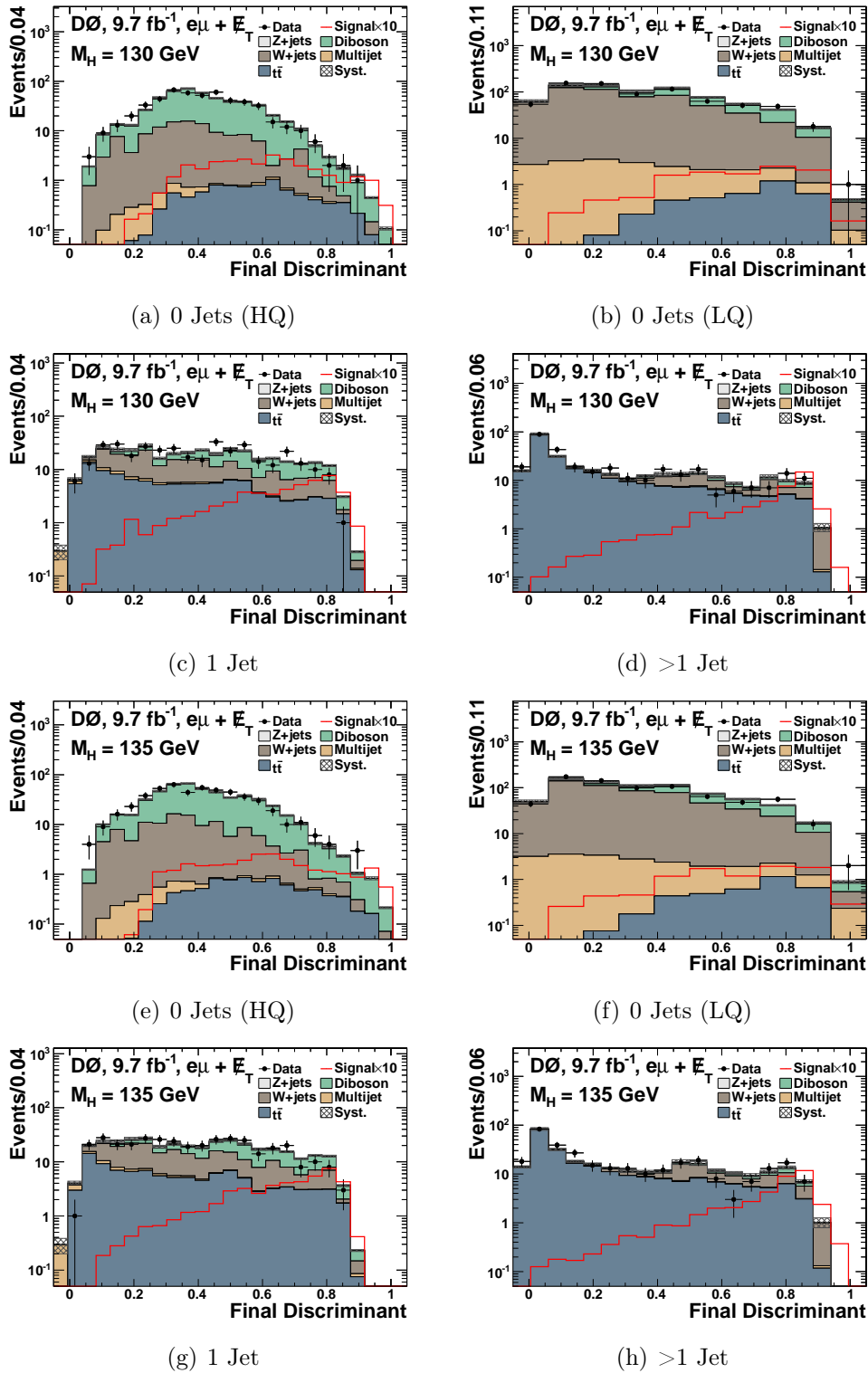


Abbildung F.4: Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 130, 135$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache Erwartung im FHM) für die vier Suchkanäle.

F VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE
NACH DEM FERMIOPHOBEN HIGGS-BOSON

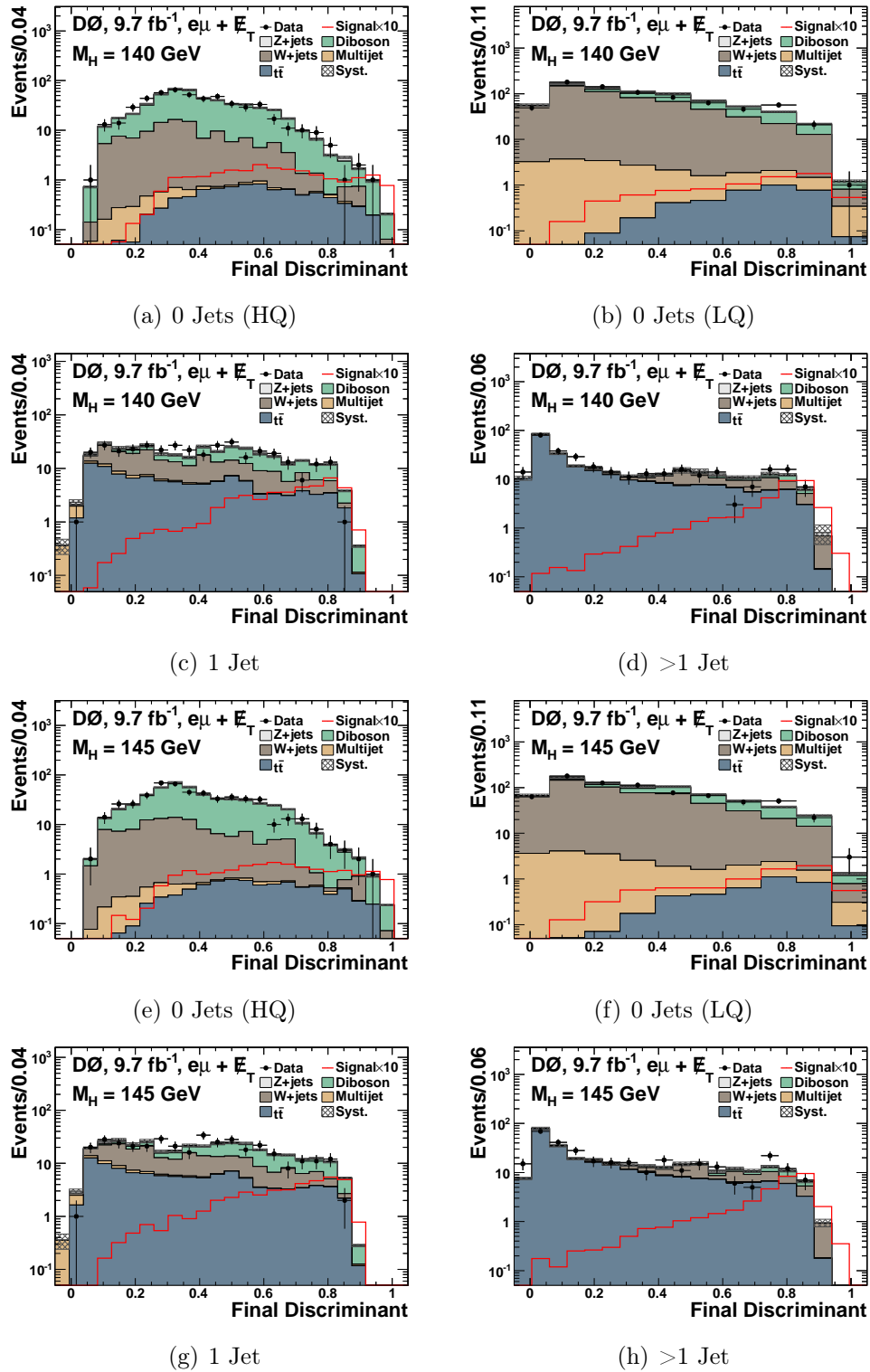


Abbildung F.5: Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 140, 145$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache Erwartung im FHM) für die vier Suchkanäle.

F VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM FERMIOPHOBEN HIGGS-BOSON

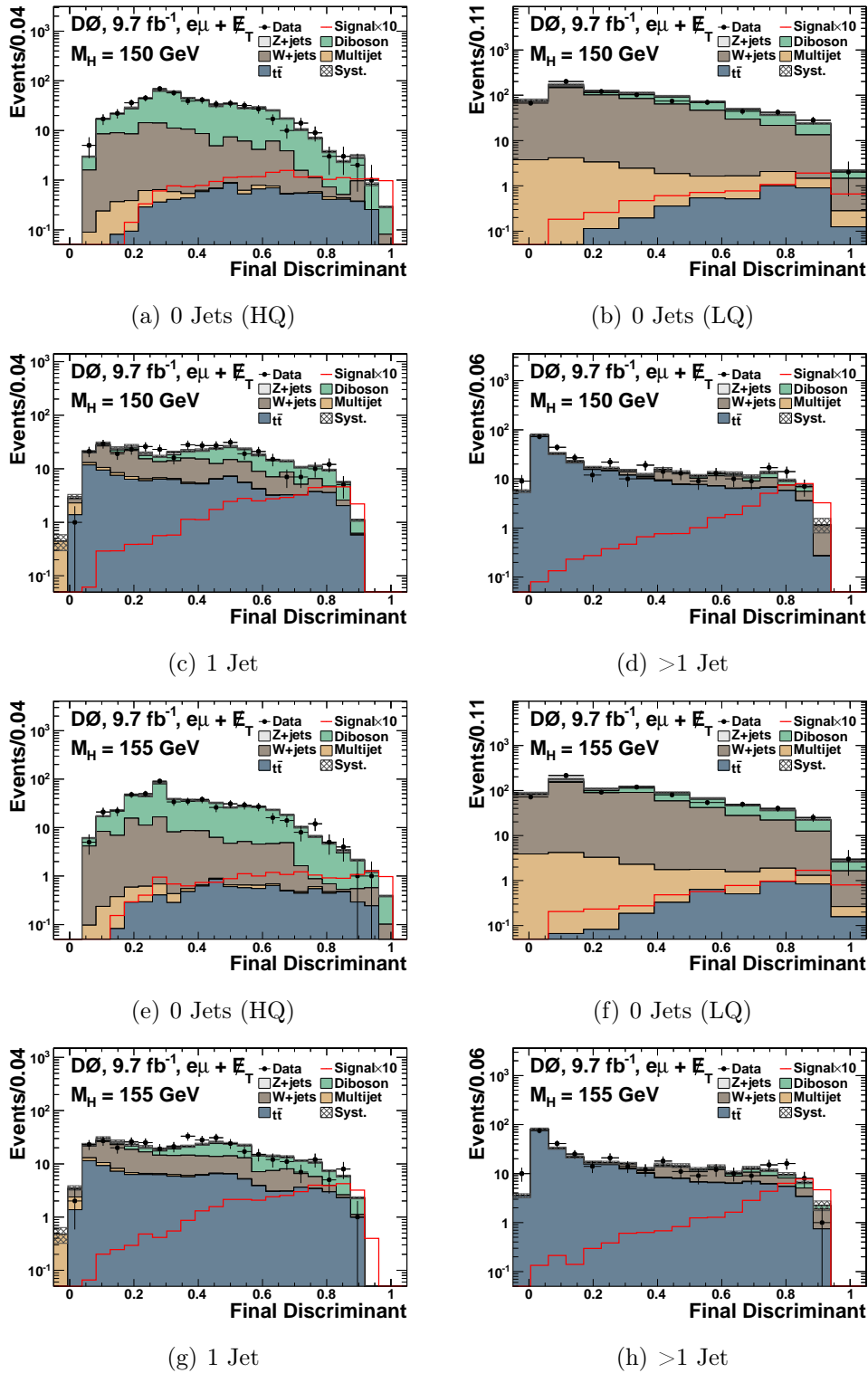


Abbildung F.6: Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 150, 155$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache Erwartung im FHM) für die vier Suchkanäle.

F VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE
NACH DEM FERMIOPHOBEN HIGGS-BOSON

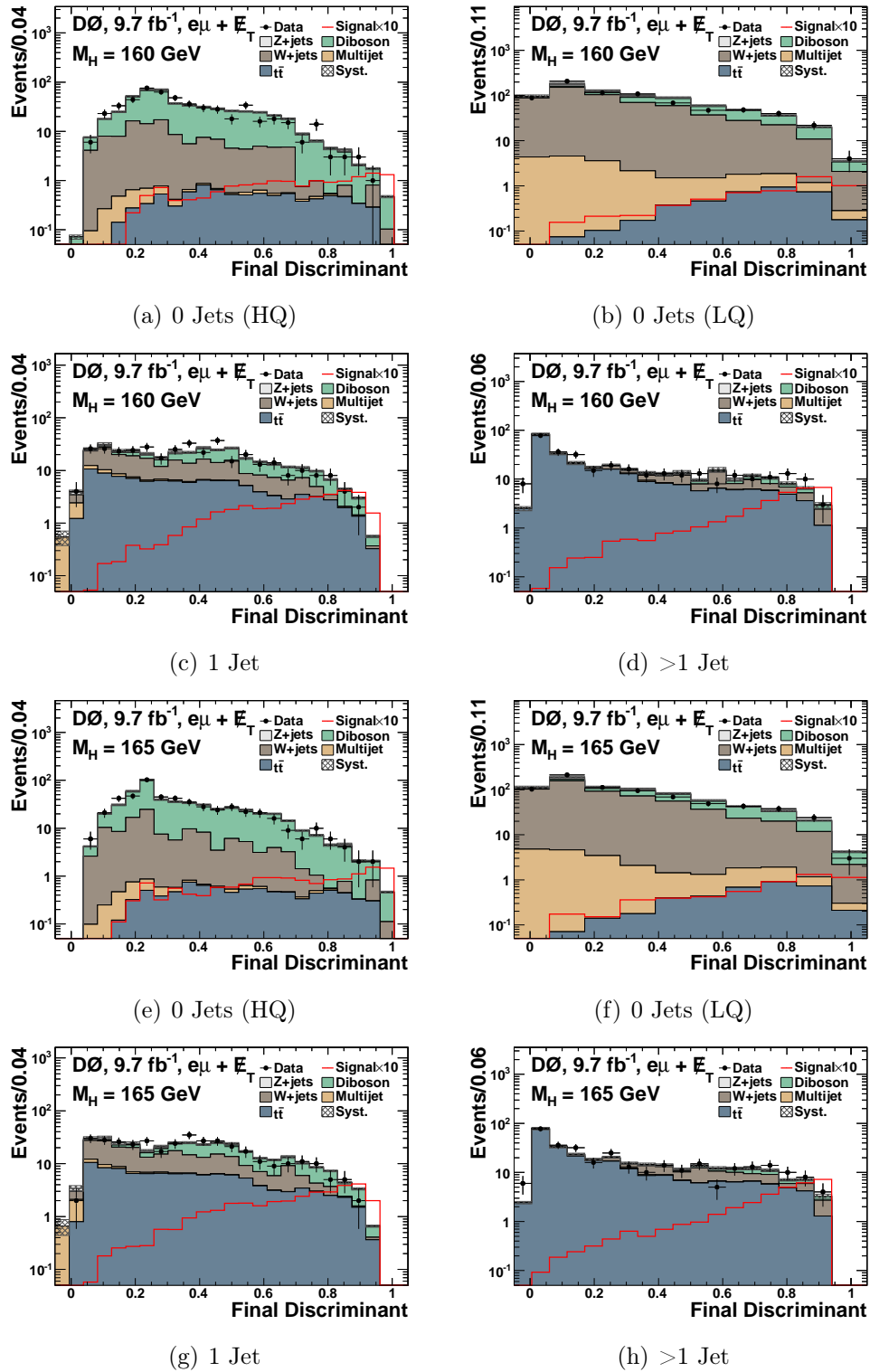


Abbildung F.7: Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 160, 165$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache Erwartung im FHM) für die vier Suchkanäle.

F VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM FERMIOPHOBEN HIGGS-BOSON

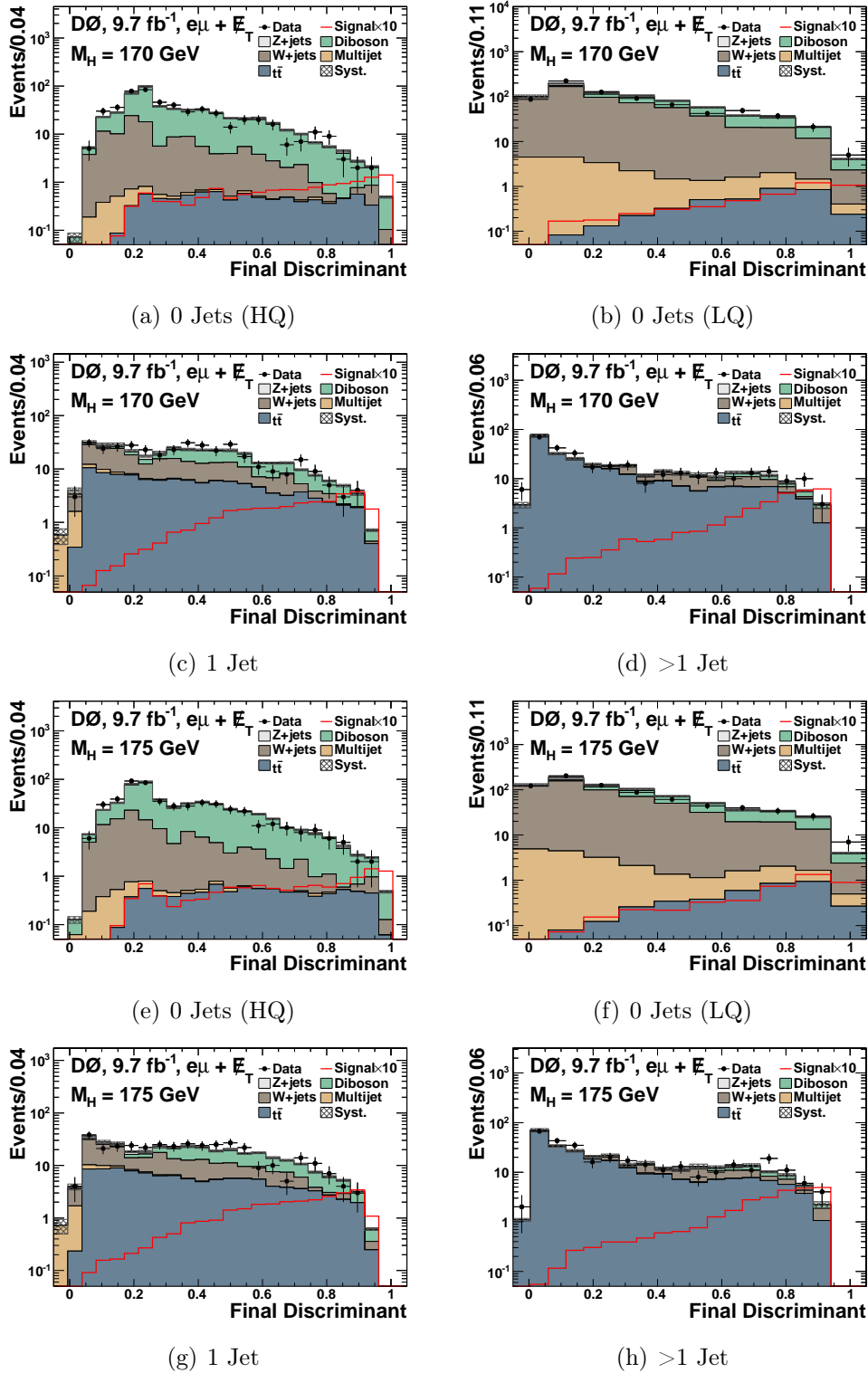


Abbildung F.8: Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 170, 175$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache Erwartung im FHM) für die vier Suchkanäle.

F VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE
NACH DEM FERMIOPHOBEN HIGGS-BOSON

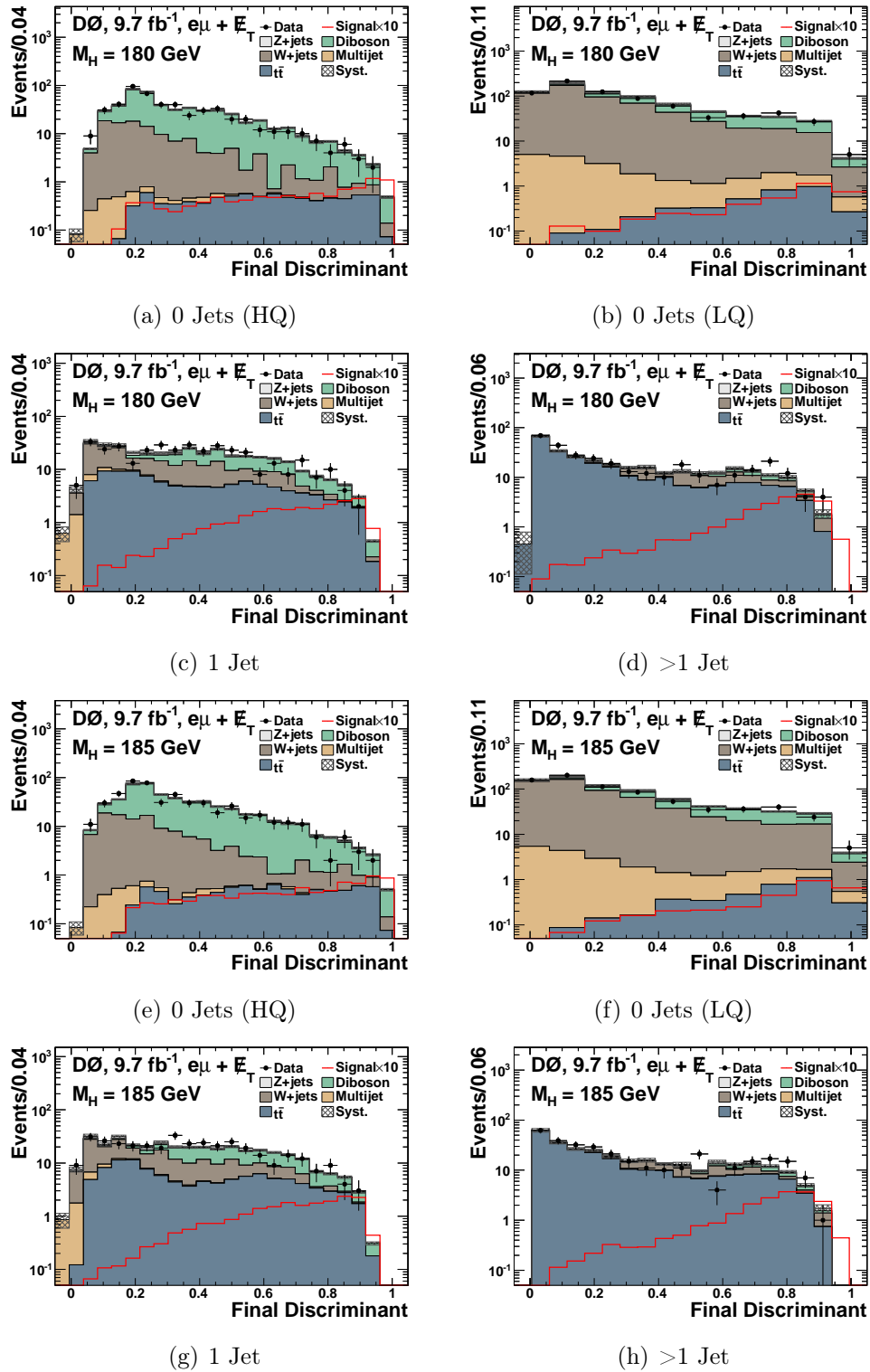


Abbildung F.9: Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 180, 185$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache Erwartung im FHM) für die vier Suchkanäle.

F VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM FERMIOPHOBEN HIGGS-BOSON

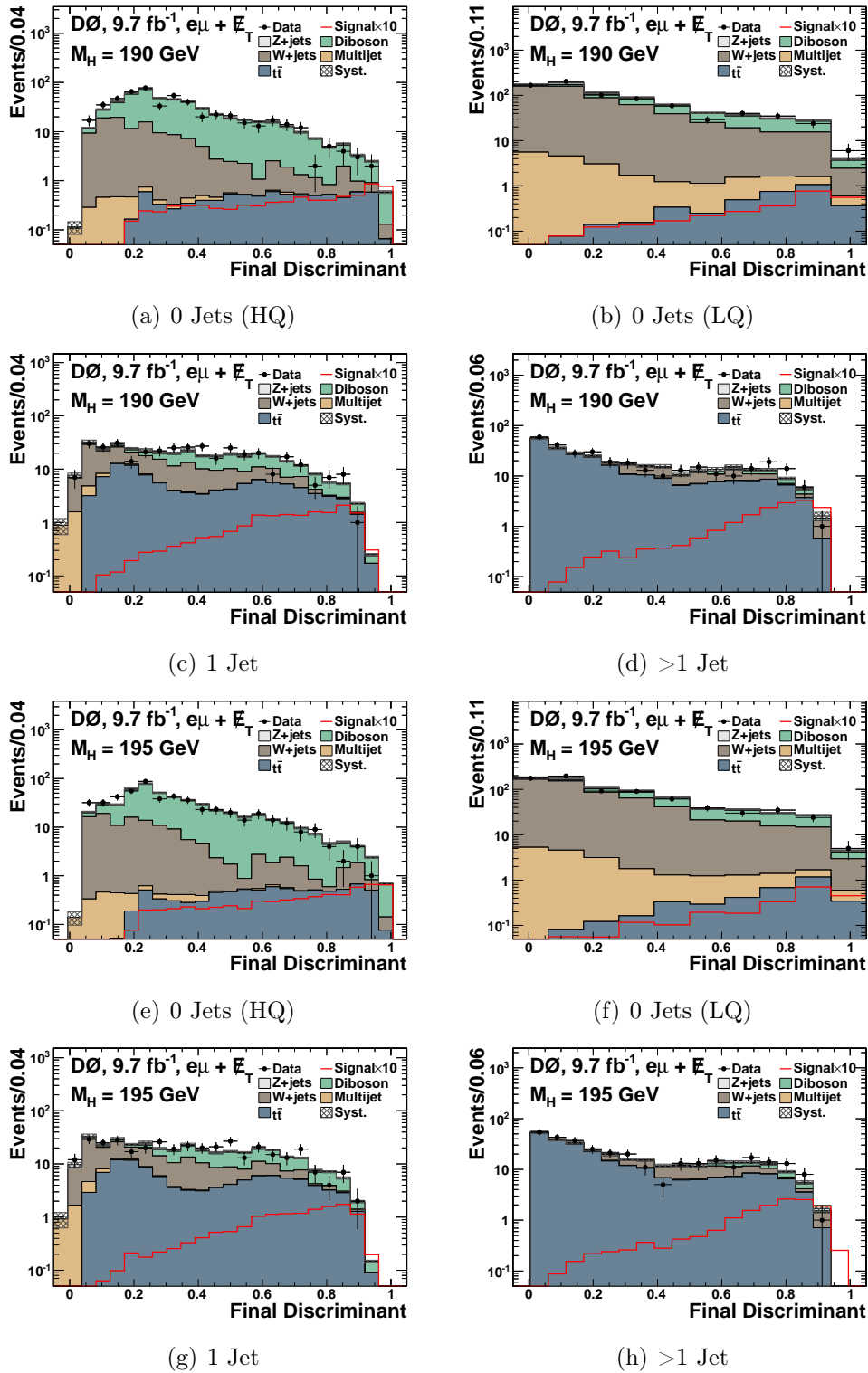


Abbildung F.10: Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 190, 195$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache Erwartung im FHM) für die vier Suchkanäle.

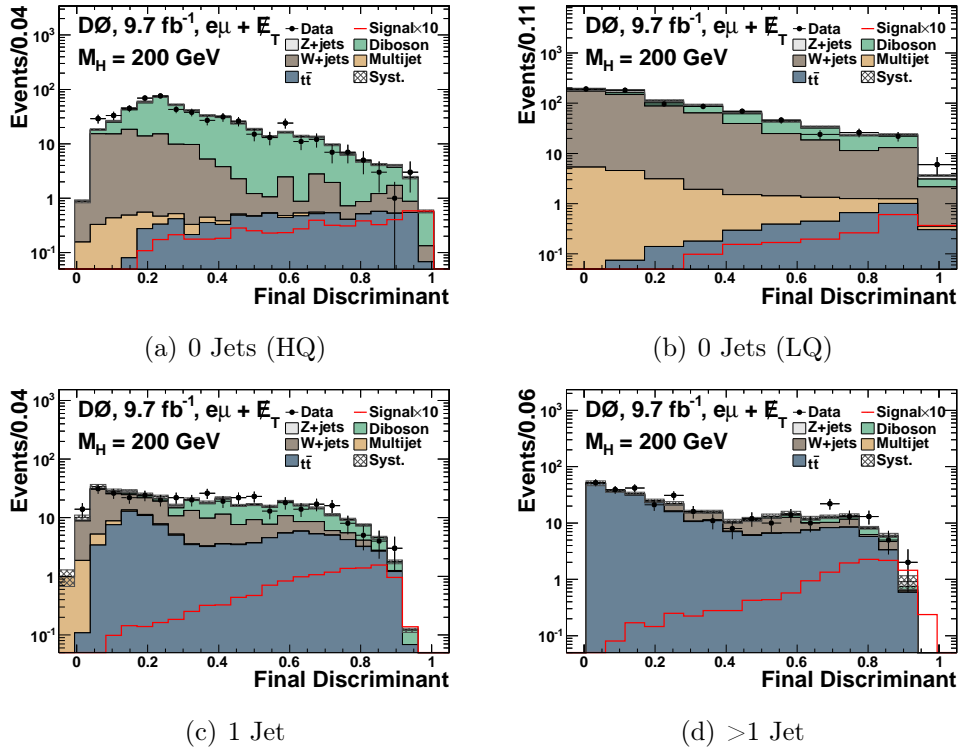


Abbildung F.11: Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 200$ GeV (Signal normiert auf die zehnfache Erwartung im FHM) für die vier Suchkanäle.

G. Verteilungen der finalen Diskriminanten für die Suche nach dem Higgs-Boson im Modell mit einer vierten Fermiongeneration

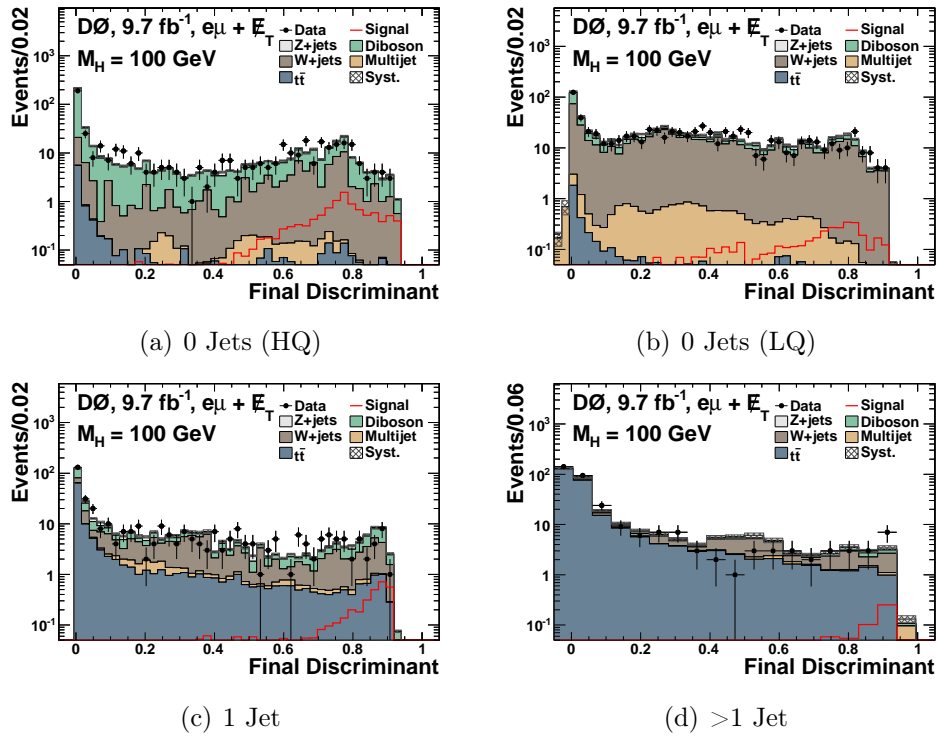
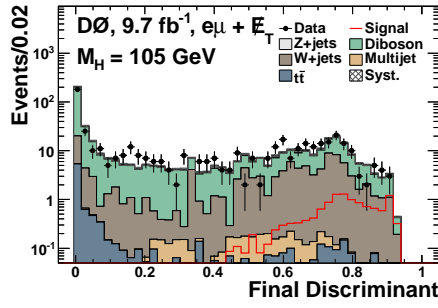
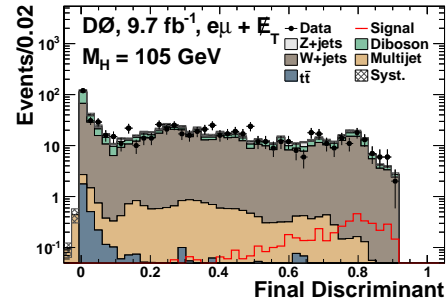


Abbildung G.1: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 100$ GeV (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.

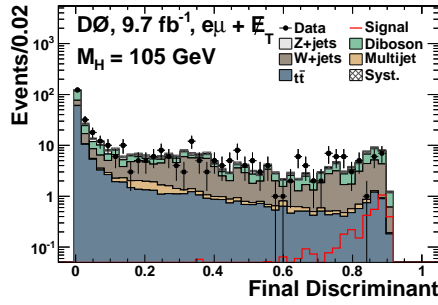
G VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE
NACH DEM HIGGS-BOSON IM MODELL MIT EINER VIERTEN
FERMIONGENERATION



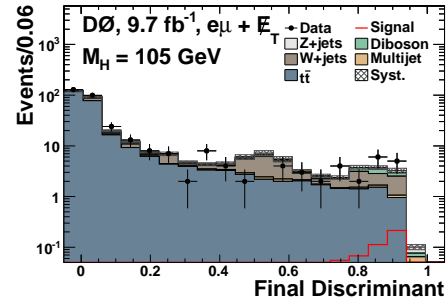
(a) 0 Jets (HQ)



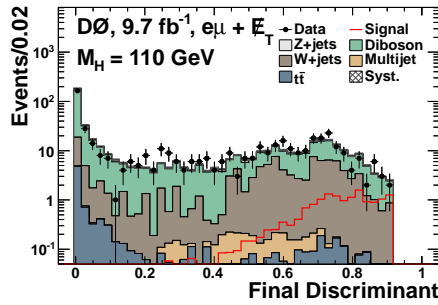
(b) 0 Jets (LQ)



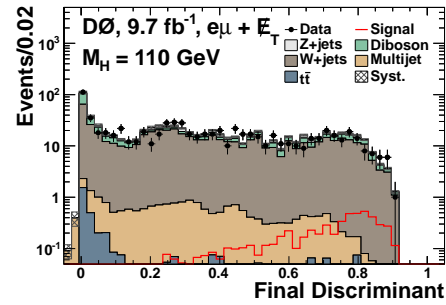
(c) 1 Jet



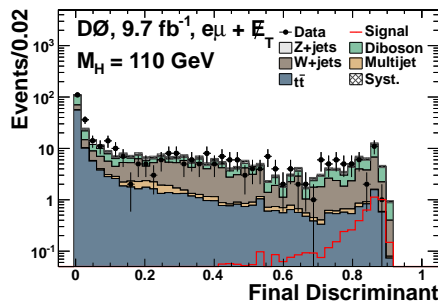
(d) >1 Jet



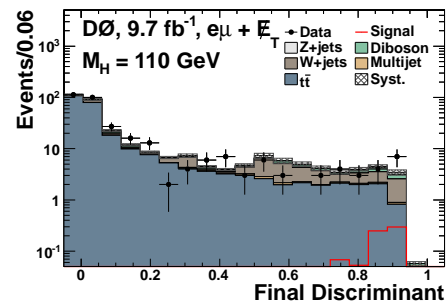
(e) 0 Jets (HQ)



(f) 0 Jets (LQ)



(g) 1 Jet



(h) >1 Jet

Abbildung G.2: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 105, 110$ GeV (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.

G VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM HIGGS-BOSON IM MODELL MIT EINER VIERTEN FERMIONGENERATION

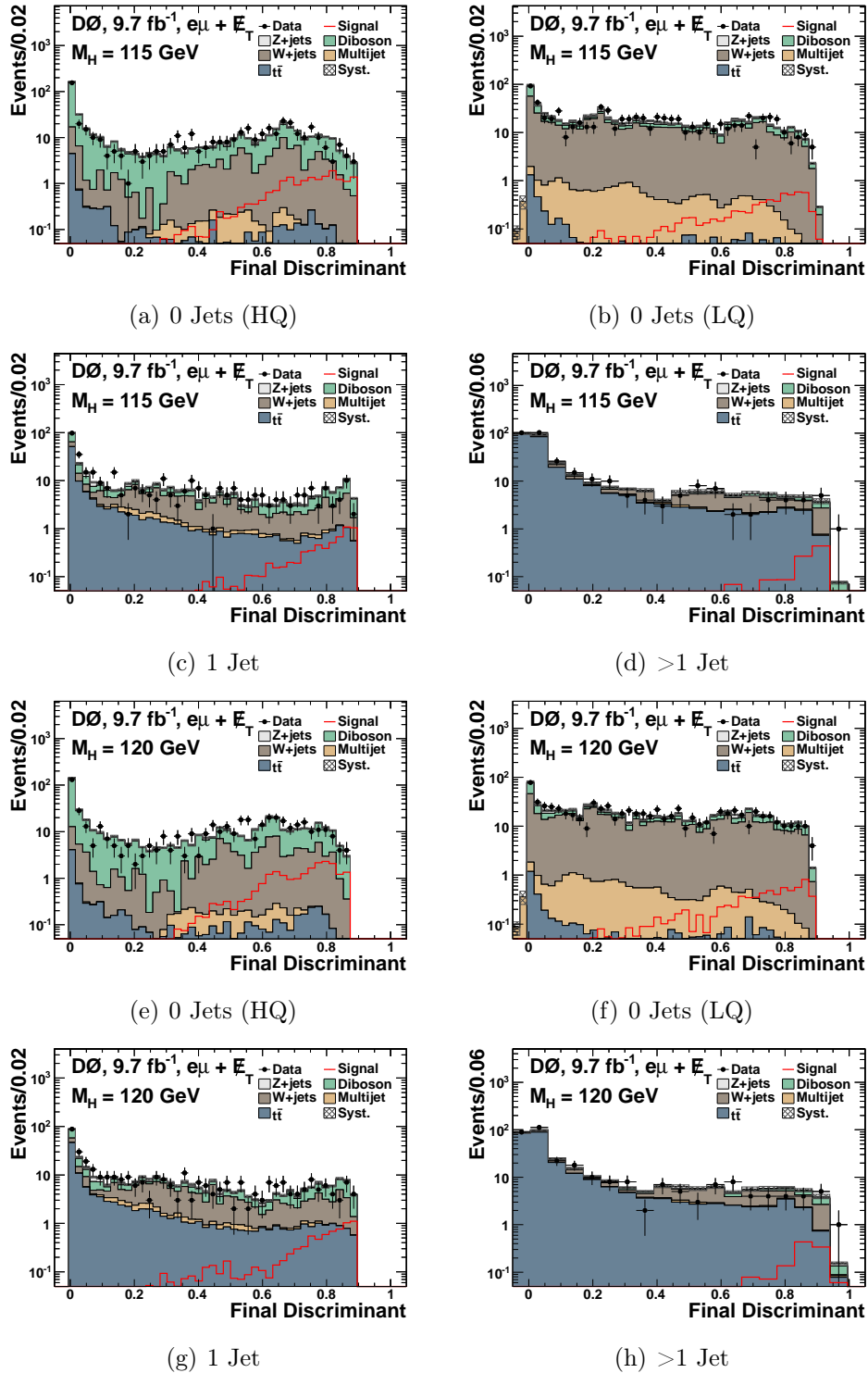


Abbildung G.3: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 115, 120$ GeV (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.

G VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE
NACH DEM HIGGS-BOSON IM MODELL MIT EINER VIERTEN
FERMIONGENERATION

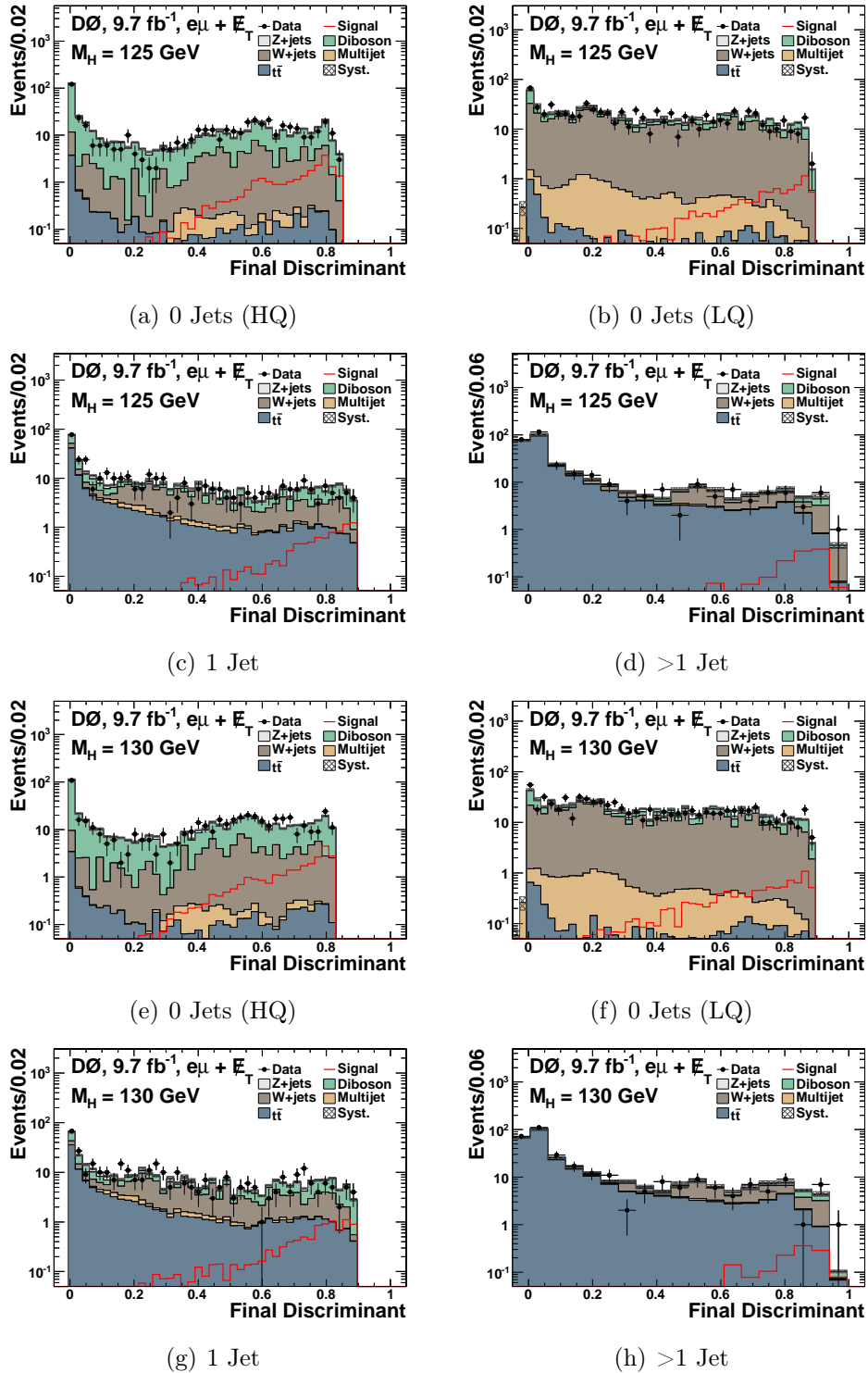


Abbildung G.4: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 125, 130$ GeV (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.

G VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM HIGGS-BOSON IM MODELL MIT EINER VIERTEN FERMIONGENERATION

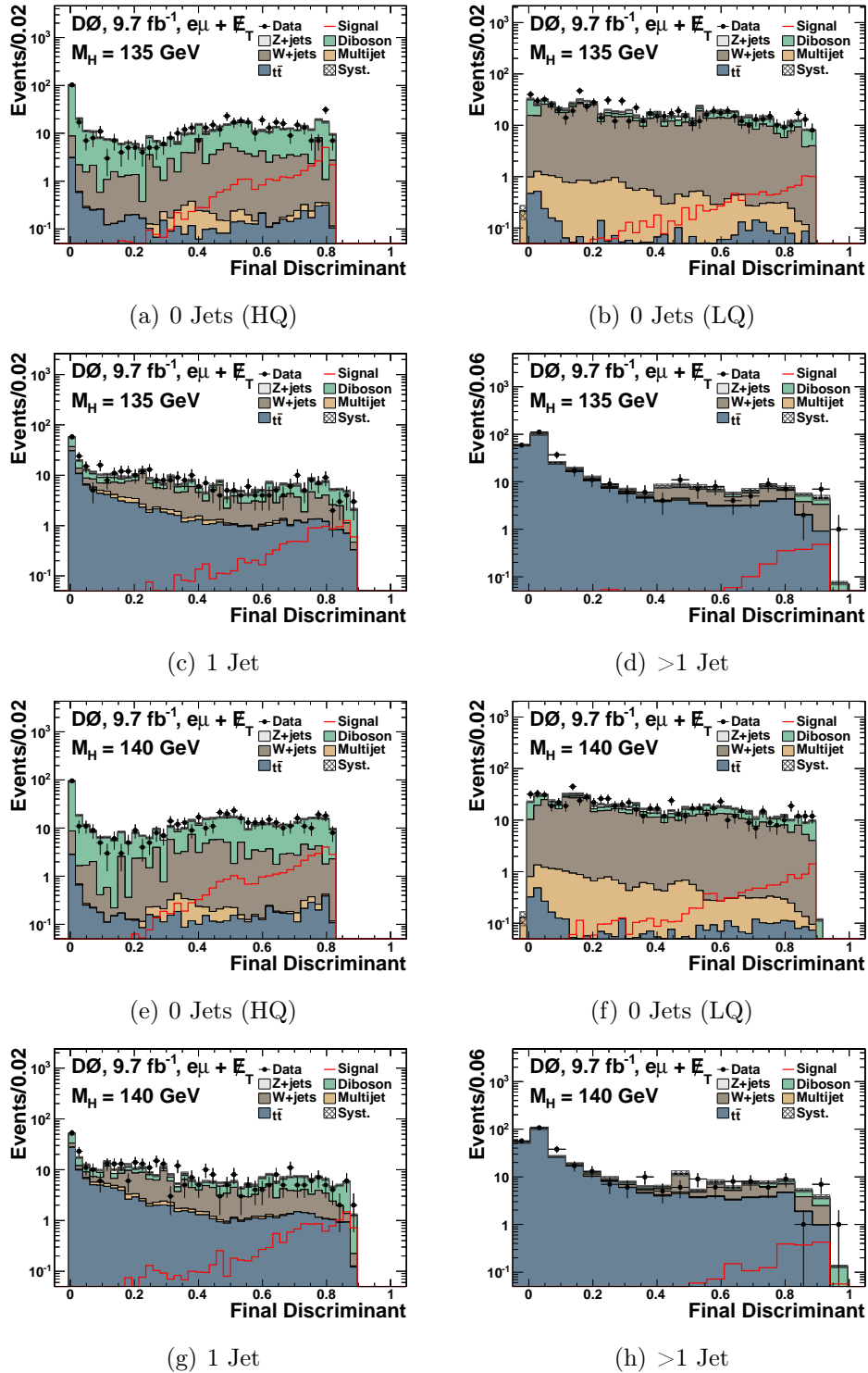
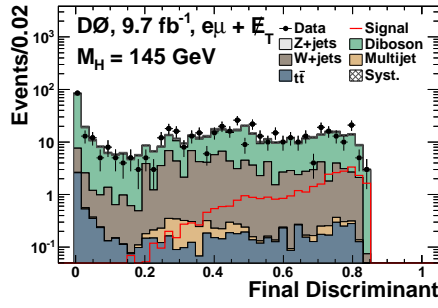
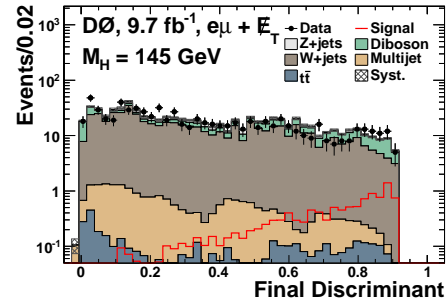


Abbildung G.5: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 135, 140$ GeV (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.

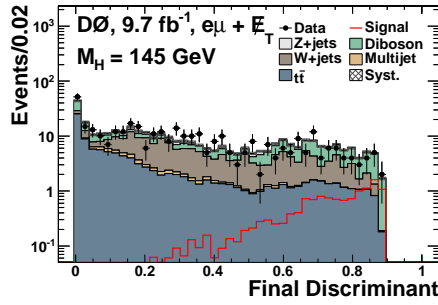
G VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE
NACH DEM HIGGS-BOSON IM MODELL MIT EINER VIERTEN
FERMIONGENERATION



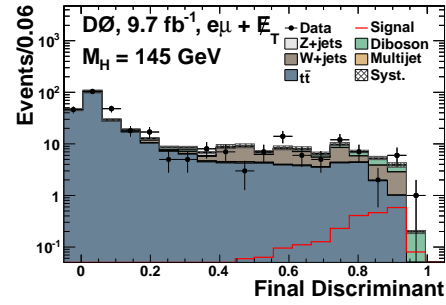
(a) 0 Jets (HQ)



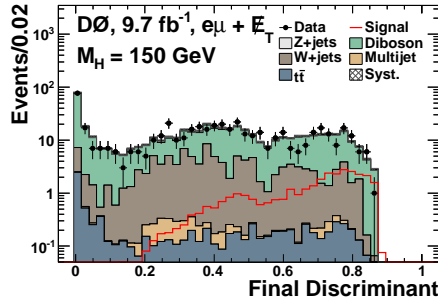
(b) 0 Jets (LQ)



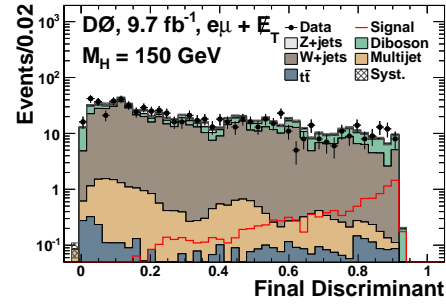
(c) 1 Jet



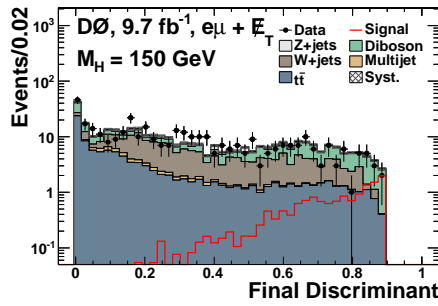
(d) >1 Jet



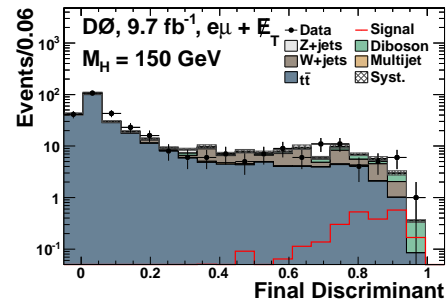
(e) 0 Jets (HQ)



(f) 0 Jets (LQ)



(g) 1 Jet



(h) >1 Jet

Abbildung G.6: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 145, 150$ GeV (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.

G VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM HIGGS-BOSON IM MODELL MIT EINER VIERTEN FERMIONGENERATION

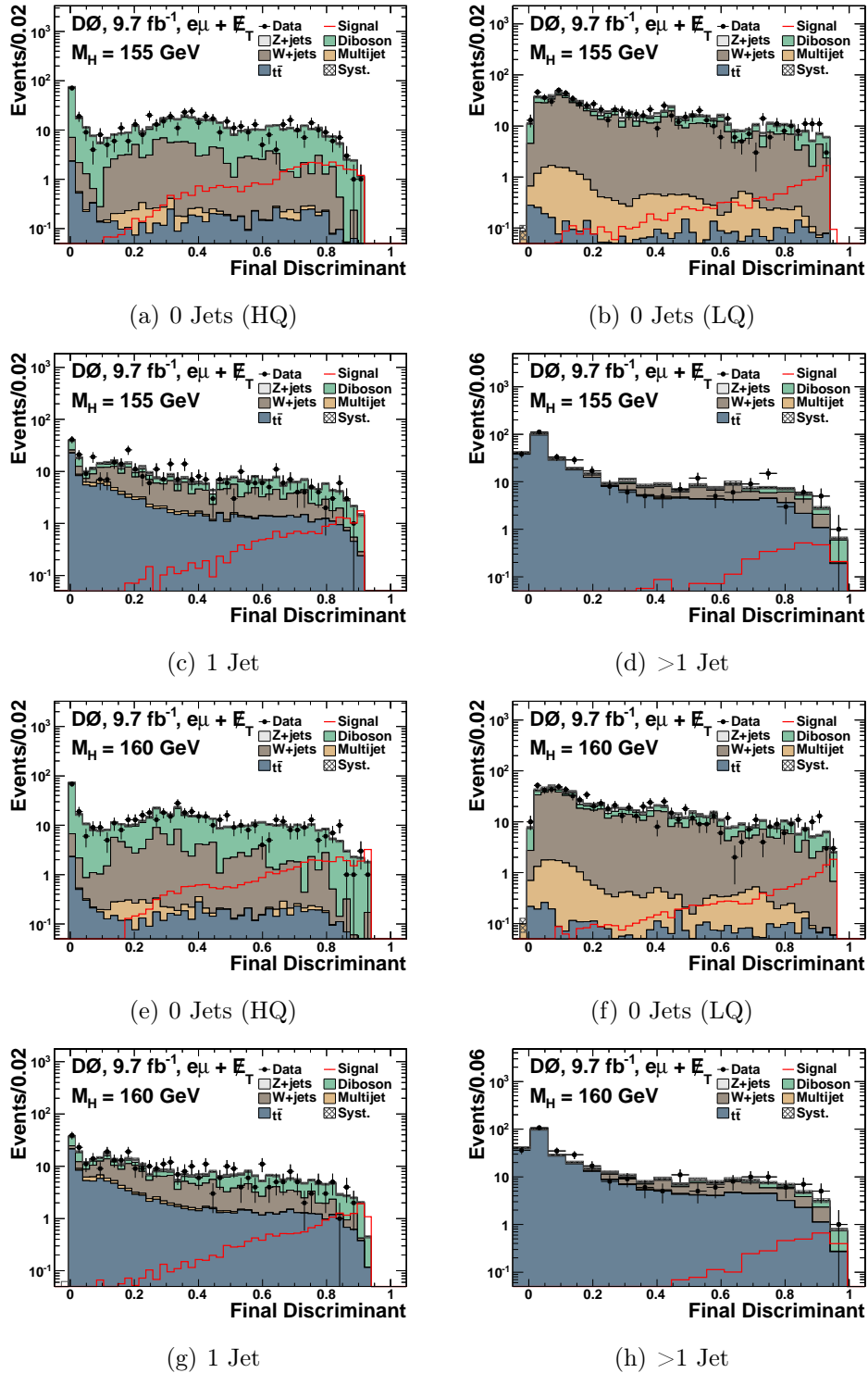


Abbildung G.7: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 155, 160$ GeV (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.

G VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE
NACH DEM HIGGS-BOSON IM MODELL MIT EINER VIERTEN
FERMIONGENERATION

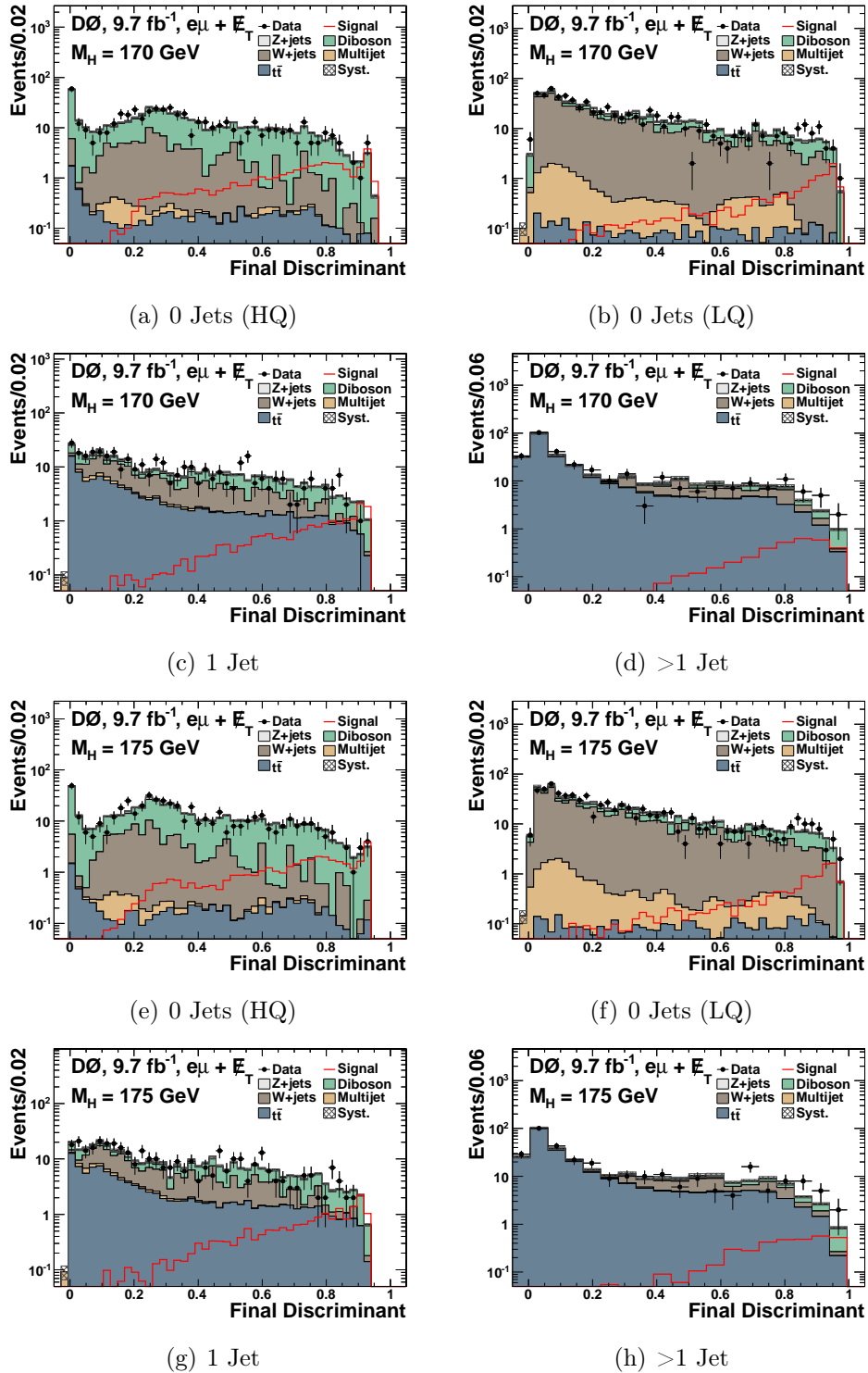


Abbildung G.8: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 170, 175$ GeV (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.

G VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM HIGGS-BOSON IM MODELL MIT EINER VIERTEN FERMIONGENERATION

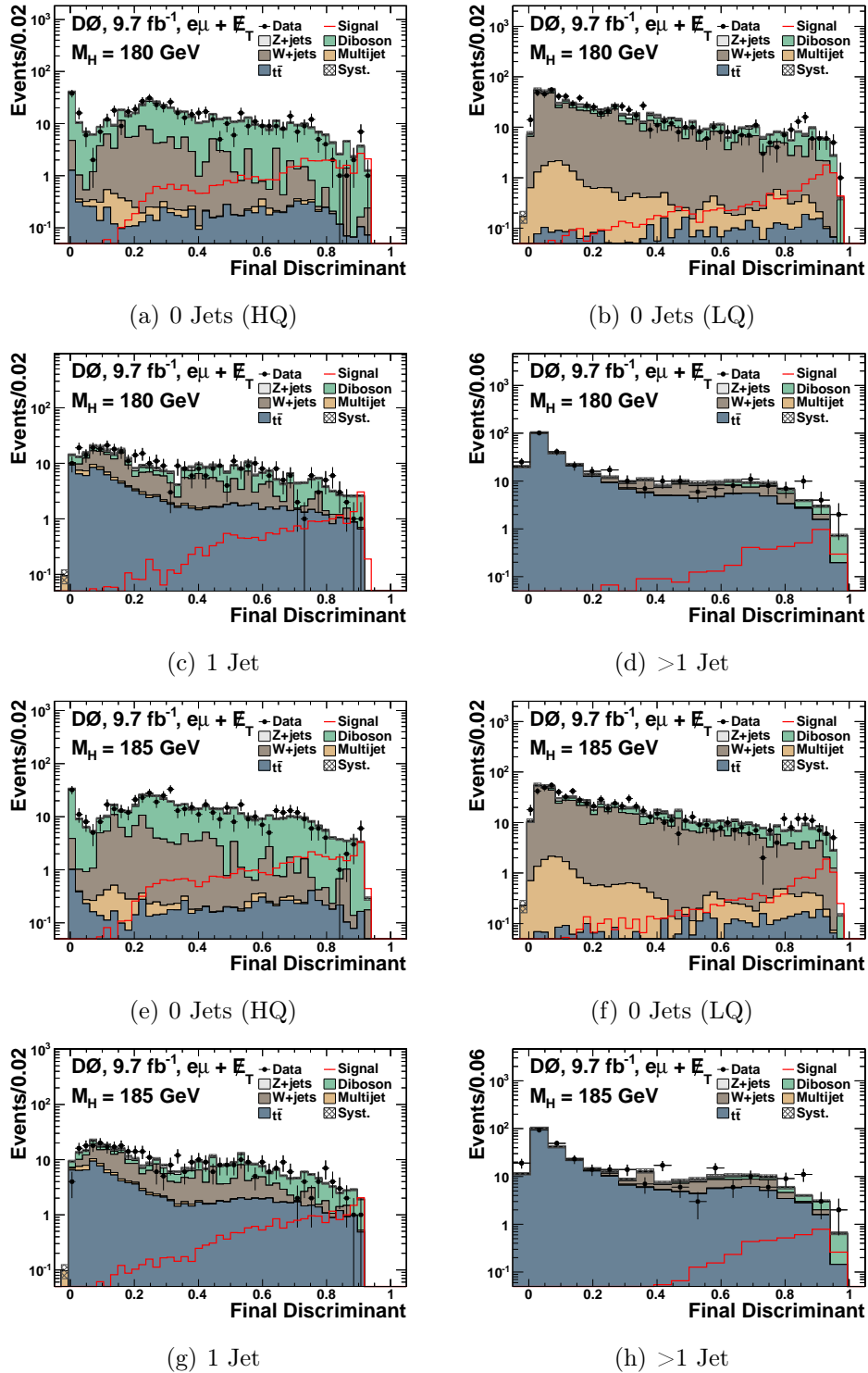


Abbildung G.9: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 180, 185 \text{ GeV}$ (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.

G VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE
NACH DEM HIGGS-BOSON IM MODELL MIT EINER VIERTEN
FERMIONGENERATION

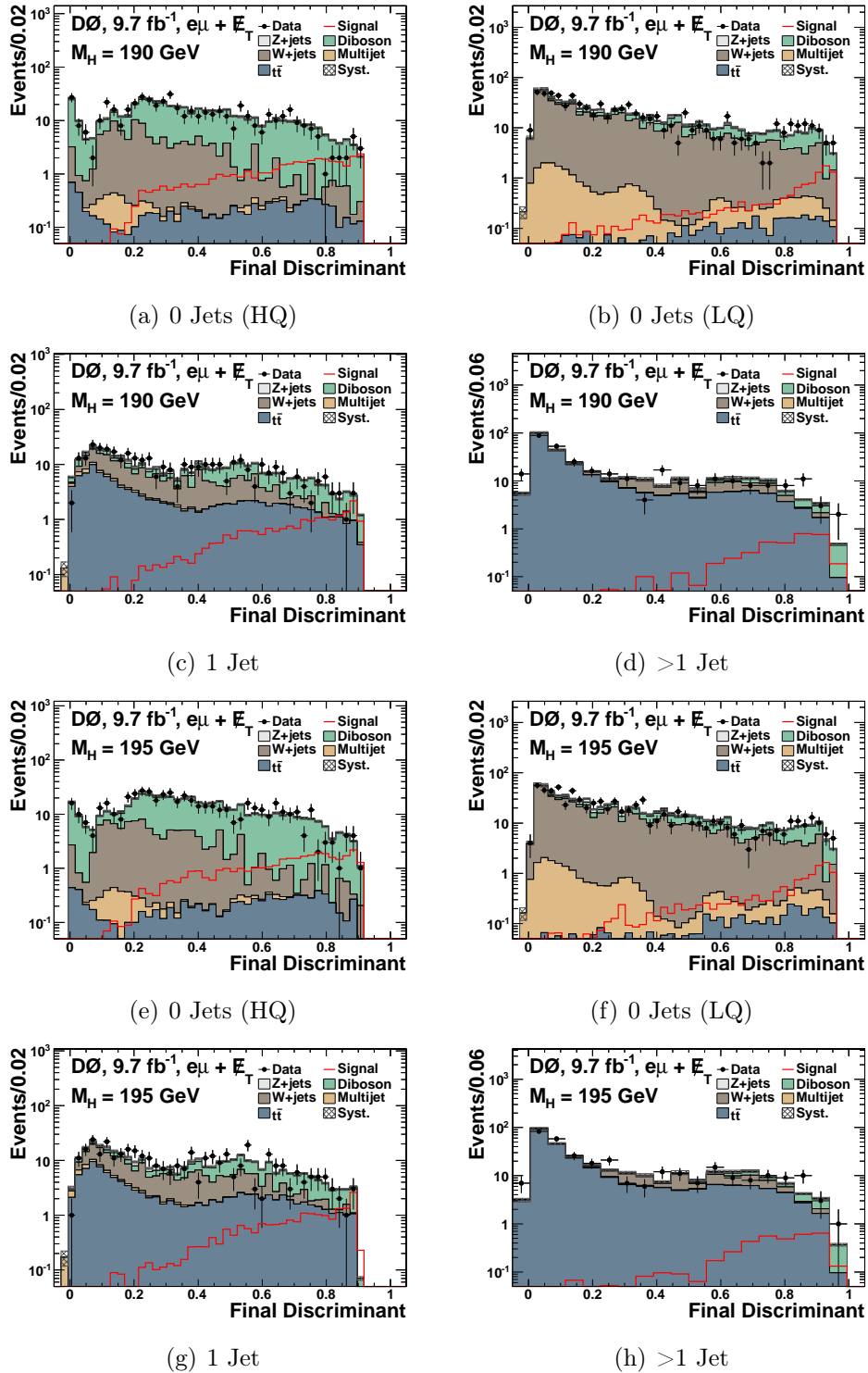


Abbildung G.10: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 190, 195$ GeV (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.

G VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM HIGGS-BOSON IM MODELL MIT EINER VIERTEN FERMIONGENERATION

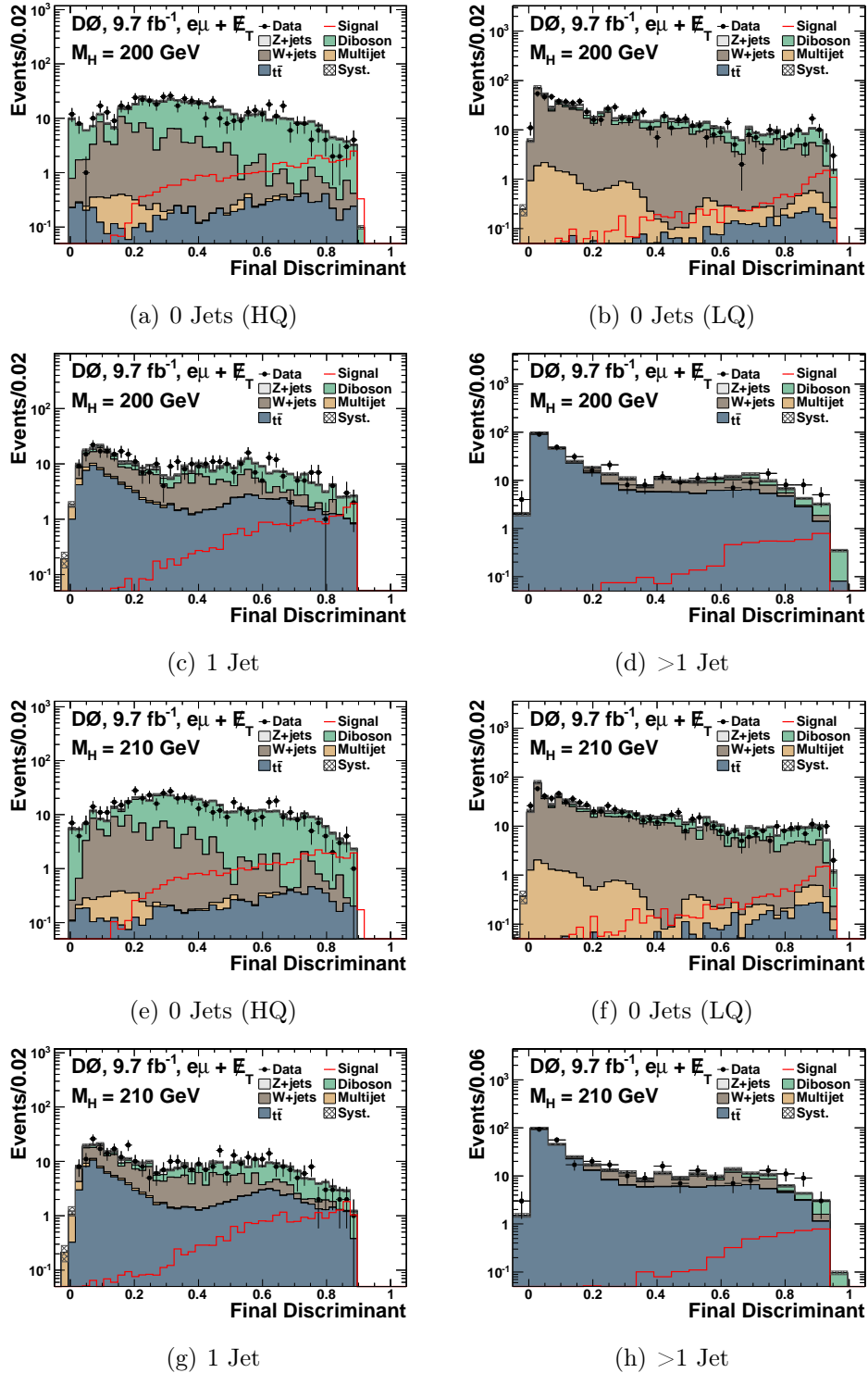


Abbildung G.11: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 200, 210$ GeV (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.

G VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE
NACH DEM HIGGS-BOSON IM MODELL MIT EINER VIERTEN
FERMIONGENERATION

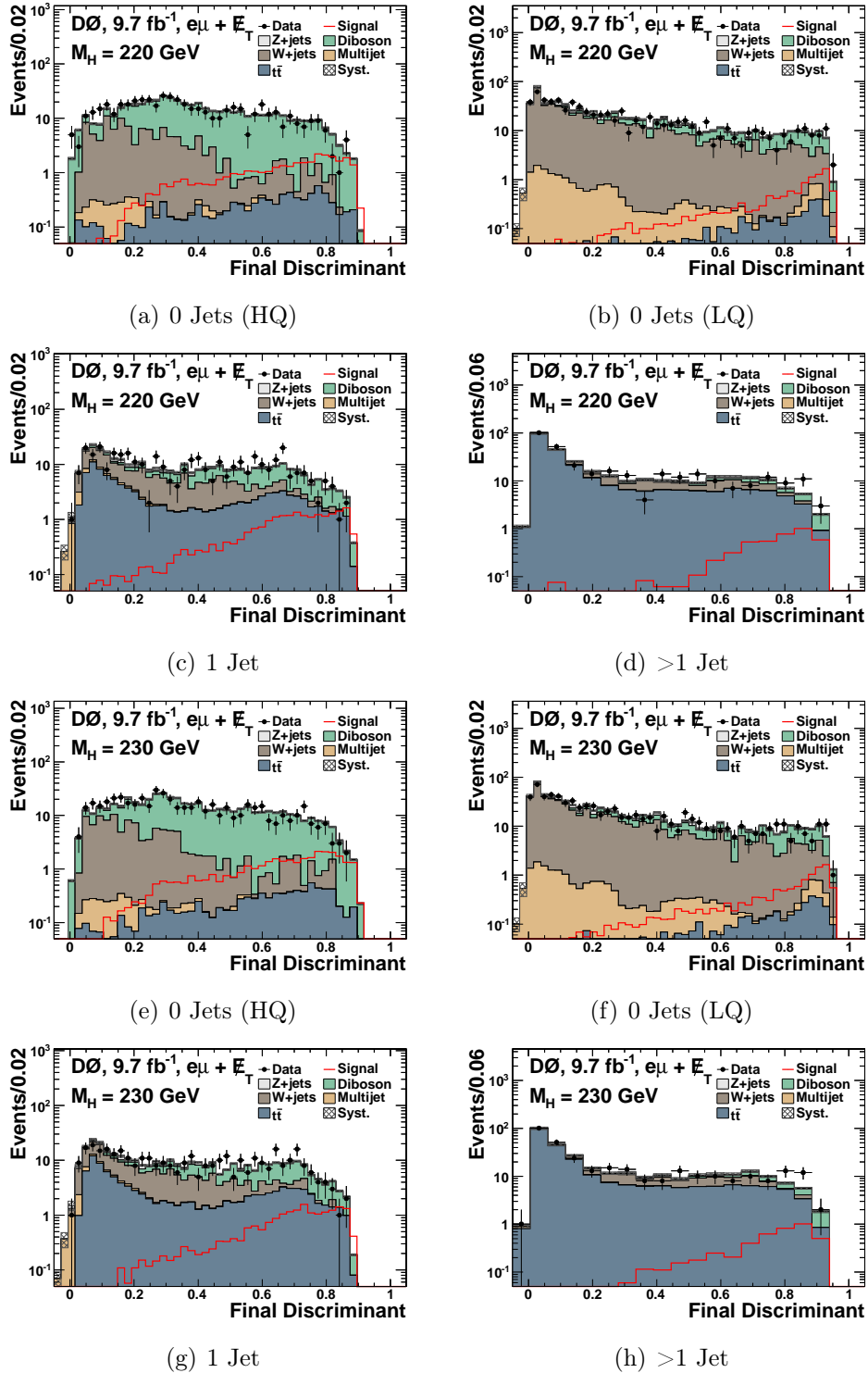


Abbildung G.12: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 220, 230$ GeV (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.

G VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM HIGGS-BOSON IM MODELL MIT EINER VIERTEN FERMIONGENERATION

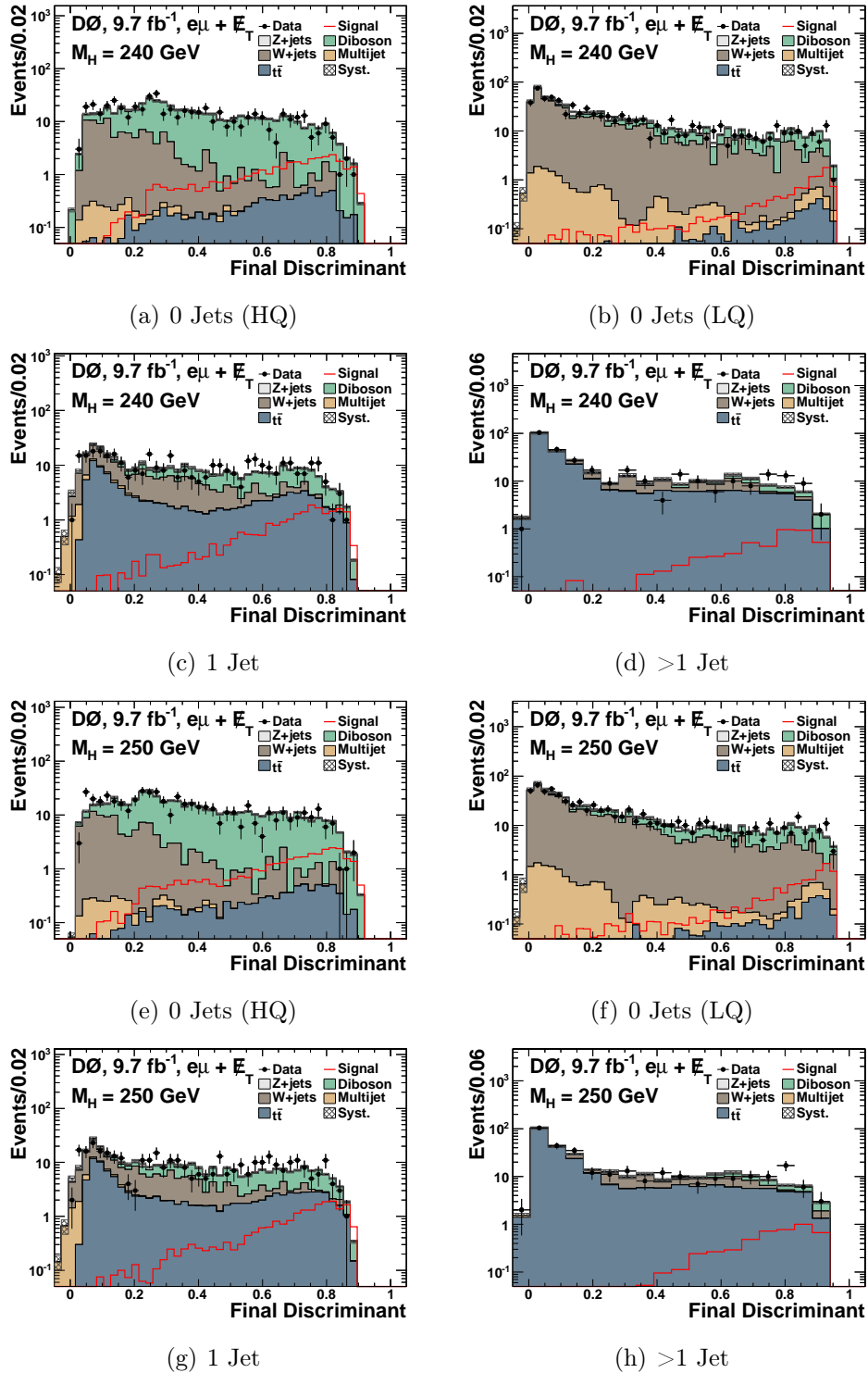


Abbildung G.13: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 240, 250$ GeV (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.

G VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE
NACH DEM HIGGS-BOSON IM MODELL MIT EINER VIERTEN
FERMIONGENERATION

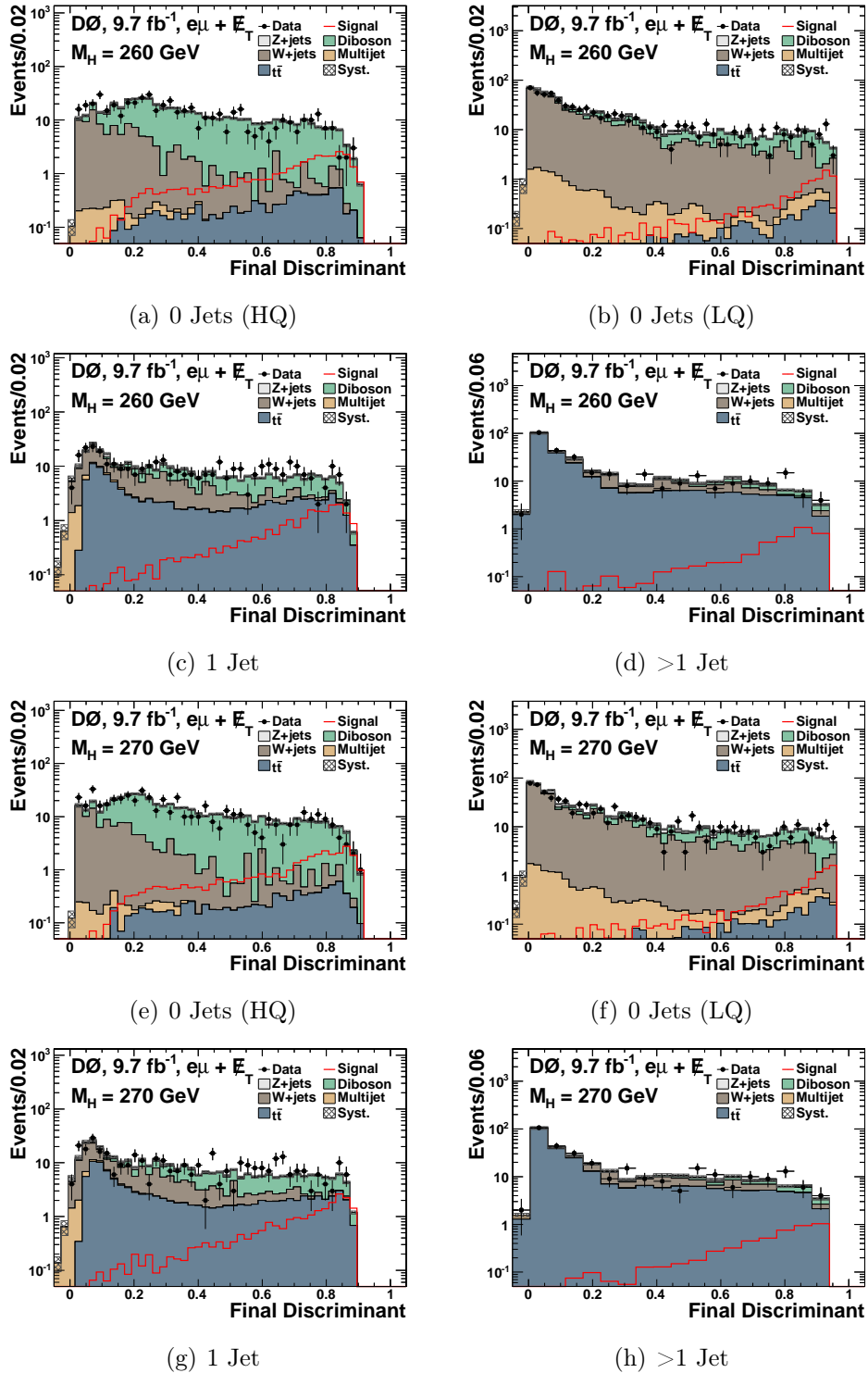


Abbildung G.14: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 260, 270$ GeV (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.

G VERTEILUNGEN DER FINALEN DISKRIMINANTEN FÜR DIE SUCHE NACH DEM HIGGS-BOSON IM MODELL MIT EINER VIERTEN FERMIONGENERATION

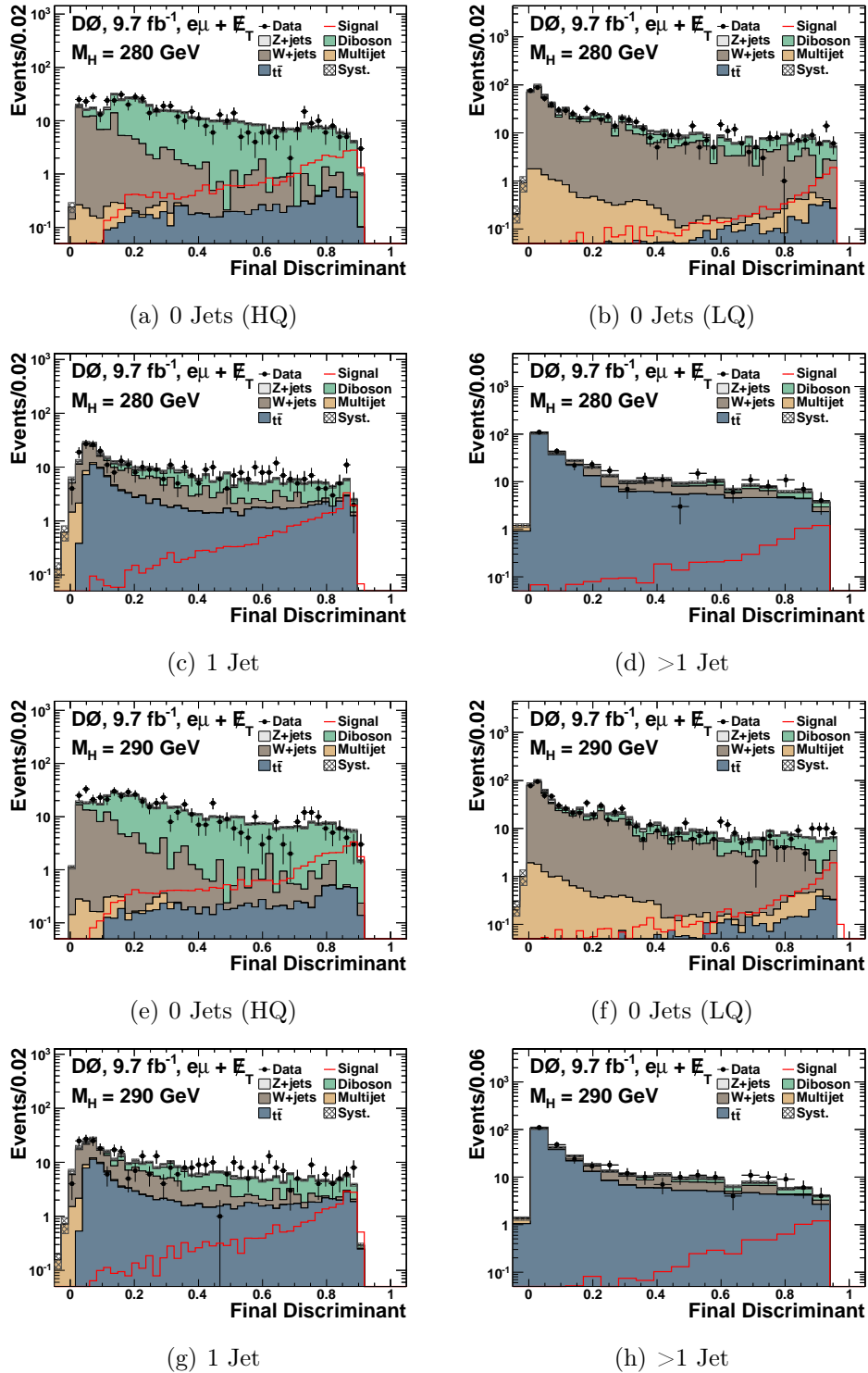
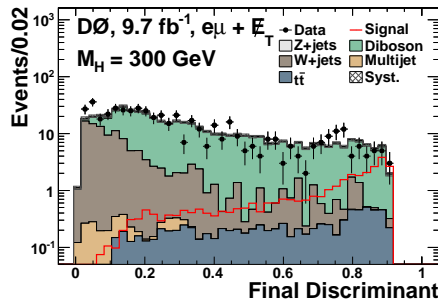
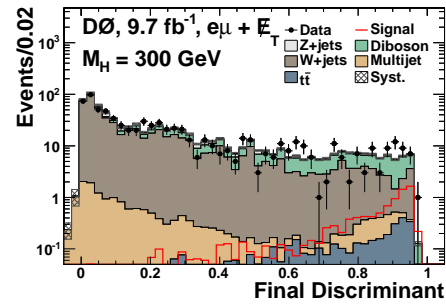


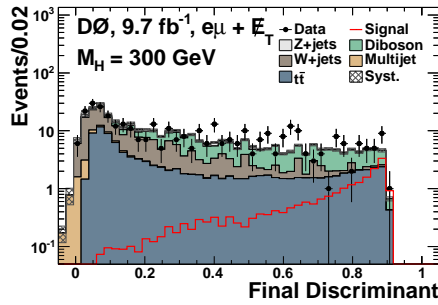
Abbildung G.15: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 280, 290$ GeV (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.



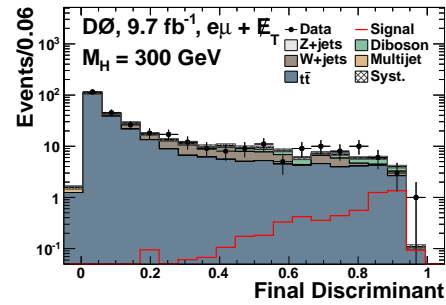
(a) 0 Jets (HQ)



(b) 0 Jets (LQ)



(c) 1 Jet



(d) >1 Jet

Abbildung G.16: Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson aus Gluonfusion mit dem anschließenden Zerfall in zwei W-Bosonen nach dem *profiling fit* für eine Higgs-Masse von $m_H = 300 \text{ GeV}$ (Signal normiert auf 1 pb) der vier Suchkanäle.

Abbildungsverzeichnis

2.1.	Das Higgs-Potential.	8
2.2.	Theoretische Einschränkungen für die Higgs-Masse.	16
2.3.	$\Delta\chi^2$ -Verteilung für die Kompatibilität verschiedener Higgs-Massen mit den Observablen des Standardmodells.	16
2.4.	Obere Grenze auf den Produktionswirkungsquerschnitt des SM-Higgs-Bosons (2009).	17
2.5.	Obere Grenze auf den Produktionswirkungsquerschnitt des Higgs-Bosons für ein Modell mit einer vierten Fermionengeneration (2010).	17
2.6.	Lokaler p0-Wert in Abhängigkeit von der Higgs-Masse für das ATLAS-Experiment und das CMS-Experiment.	18
3.1.	Schematische Darstellung der Beschleunigerkette am Fermilab.	20
3.2.	Schematische Darstellung des DØ-Detektors.	22
3.3.	Schematische Darstellung des SMT.	23
3.4.	Schematische Darstellung des inneren Spurerkennungssystems.	23
3.5.	Schematische Darstellung des DØ-Kalorimeters.	24
3.6.	Auflösung des DØ-Kalorimeters.	25
3.7.	Gelieferte und vom DØ-Experiment aufgezeichnete Luminosität.	27
4.1.	Feynmangraph zur Erzeugung eines Myonpaares aus Elektron-Positron-Kollisionen.	29
4.2.	Schematische Darstellung der inelastischen $p\bar{p}$ -Kollision.	30
4.3.	Partonverteilungsfunktion CTEQ6M für $Q = 100$ GeV.	31
4.4.	Feynmangraphen für die Higgs-Produktion am Tevatron.	33
4.5.	Wirkungsquerschnitt für die Higgs-Produktion am Tevatron.	34
4.6.	Wirkungsquerschnitte für ausgewählte Prozesse in Proton-(Anti-)Proton-Wechselwirkungen.	35
4.7.	Verzweigungsverhältnisse für das SM und FHM.	36
4.8.	Verzweigungsverhältnis für W-Bosonen.	38
4.9.	Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons in einem Modell mit einer vierten Fermionengeneration.	39
4.10.	Feynmandiagramm für die Signalproduktion im $e\mu$ -Kanal.	41
4.11.	Feynmangraphen für die irreduziblen Untergründe.	41
4.12.	Feynmangraphen für die reduzierbaren Untergründe.	42
5.1.	Effizienzen der Elektronrekonstruktion.	46
5.2.	Impulsauflösung für Myonen.	47
5.3.	Effekt der Korrektur der Myonimpulsauflösung für 2-Myon-Ereignisse.	48
5.4.	Effizienzen für die Myonrekonstruktion.	49
5.5.	Verhältnis von rekonstruiertem zum erwarteten Jet-Transversalimpuls.	50
5.6.	ΔR -Verteilung für ein Higgs-Signal aus Gluonfusion mit Neuberechnung der Isolation.	51
6.1.	Effekt der p_T^Z -Korrektur auf $p_T^{e\mu}$ und $\Delta\phi_{e\mu}$	54
6.2.	Effekt der MC@NLO-Korrektur der WW-Produktion auf $\Delta\phi_{e\mu}$	56

6.3.	Korrigierte Verteilungen der instantanen Luminosität und der z-Position des primären Interaktionsvertex für die Vorselektion.	57
6.4.	Korrigierte Verteilungen der Elektron-Likelihood und der Anzahl der Treffer in L0 für das Elektron für die Vorselektion.	58
6.5.	Multijeterwartung in Abhängigkeit von p_T^e und p_T^μ für verschiedene Jetmultiplizitäten.	60
6.6.	Verteilungen für p_T^e und p_T^μ für die Multijetkontrollregion und das durchschnittliche Ereignisgewicht.	61
6.7.	Verteilungen für p_T^e und p_T^μ und Elektron-Likelihood nach allen Korrekturen in der Multijetkontrollregion.	61
6.8.	Verteilung von $M_{e\mu}$ nach allen Korrekturen für die Vorselektion.	63
6.9.	Verteilung der minimalen transversalen Masse und der stransversalen Masse in der Multijetkontrollregion.	64
6.10.	Verteilung der invarianten Masse des Elektron-Myon-Paares für fehlidentifizierte Elektronen.	66
6.11.	Verteilungen der invarianten Masse und der fehlenden Transversalenergie mit und ohne Korrektur in der W+Jets-Kontrollregion.	67
6.12.	Verteilungen der invarianten Masse und der fehlenden Transversalenergie für Ereignisse mit Jets nach der Korrektur in der W+Jets-Kontrollregion.	69
6.13.	Verteilungen der UE und der fehlenden Transversalenergie mit und ohne Korrektur in der Signalregion.	70
6.14.	Verteilungen der Pseudorapidität und des Winkels in der Transversalebene des Elektrons für die Vorselektion.	71
6.15.	Verteilung des Elektron-Transversalimpulses für die Vorselektion.	72
6.16.	Verteilung der Elektron-Likelihood für die Vorselektion.	72
6.17.	Verteilungen der Pseudorapidität und des Winkels in der Transversalebene des Myons für die Vorselektion.	73
6.18.	Verteilung des Myon-Transversalimpulses für die Vorselektion.	73
6.19.	Verteilungen des transversalen Öffnungswinkels der Leptonen und des Transversalimpulses des Elektron-Myon-Systems für die Vorselektion.	74
6.20.	Verteilung der fehlenden Transversalenergie für die Vorselektion.	75
6.21.	Verteilungen des transversalen Öffnungswinkels zwischen der fehlenden Transversalenergie und dem Elektron bzw. Myon für die Vorselektion.	75
6.22.	Verteilungen der Anzahl der rekonstruierten Jets, des Transversalimpulses des ersten Jets, des zweiten Jets und der invarianten Masse der beiden führenden Jets für die Vorselektion.	76
7.1.	Verteilung der minimalen transversalen Masse für die Signalregion.	78
7.2.	Verteilung der stransversalen Masse nach dem Schnitt $M_T^{min} > 20$ GeV für die Signalregion.	78
7.3.	Erwartete Signalereignisse in Abhängigkeit der Higgs-Masse für das Standardmodell und das fermiophobe Higgs-Modell.	80
7.4.	Verteilung der Untergrundereignisse in verschiedenen Kanälen nach dem Schnitt auf M_T^{min} und M_{T2}	81

7.5.	Verteilung der Elektron-Likelihood und der Myon-Qualität für Ereignisse ohne Jets nach den Schnitten auf M_T^{min} und M_{T2}	82
8.1.	Schematische Abbildung eines binären Entscheidungsbaumes.	84
8.2.	Verteilungen der Relevanz für ausgewählte Variablen im 0-Jet-Kanal (HQ).	87
8.3.	Verteilungen für $\Delta R_{e\mu}$, M_{T2} , $M_{e\mu}$ und $p_T^{e\mu}$ im 0-Jet-Kanal (HQ) für die finale Selektion.	88
8.4.	Verteilungen für $M_{\cancel{E}_T e\mu}$ und \cancel{E}_T im 0-Jet-Kanal (HQ) für die finale Selektion.	89
8.5.	Verteilungen der Relevanz für ausgewählte Variablen im 0-Jet-Kanal (LQ).	90
8.6.	Verteilungen der Elektron-Likelihood, $p_T^{e\mu}$, M_{T2} und \cancel{E}_T im 0-Jet-Kanal (LQ) für die finale Selektion.	91
8.7.	Verteilungen der Relevanz für ausgewählte Variablen im 1-Jet-Kanal.	92
8.8.	Verteilungen für M_{T2} , die Elektron-Likelihood, $\Delta R_{e\mu}$, und $M_{e\mu}$ im 1-Jet-Kanal für die finale Selektion.	93
8.9.	Verteilungen für $M_{\cancel{E}_T e\mu}$ und die b-Identifikation im 1-Jet-Kanal für die finale Selektion.	94
8.10.	Verteilungen der Relevanz für ausgewählte Variablen im >1-Jet-Kanal.	94
8.11.	Verteilungen der b-Identifikation, $M_{e\mu}$, $\Delta R_{e\mu}$, $M_{J_1 J_2}$ und $M_{J_1 J_2 e\mu}$ im >1-Jet-Kanal für die finale Selektion.	96
8.12.	Vergleich der finalen Diskriminanten für $m_H = 160$ GeV mit und ohne Mittelung im 0-Jet-Kanal (HQ).	98
8.13.	Finale Diskriminante für ein SM-Higgs-Boson mit $m_H = 125$ GeV der vier Suchkanäle.	99
8.14.	Finale Diskriminante für ein SM-Higgs-Boson mit $m_H = 165$ GeV der vier Suchkanäle.	100
8.15.	Finale Diskriminante für ein SM-Higgs-Boson mit $m_H = 185$ GeV der vier Suchkanäle.	101
9.1.	Exemplarische Wahrscheinlichkeitsverteilungen von H0 und H1.	109
10.1.	Finale Diskriminanten für die WW-Wirkungsquerschnittmessung.	110
10.2.	Gemessener Wirkungsquerschnitt für die WW-Produktion im Vergleich mit der theoretischen Vorhersage.	112
10.3.	Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson mit $m_H = 125$ GeV der vier Suchkanäle.	112
10.4.	Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson mit $m_H = 165$ GeV der vier Suchkanäle.	113
10.5.	Beobachtete und erwartete LLR-Werte für die Suche nach dem SM-Higgs-Boson.	114
10.6.	Obere Grenze auf den Produktionswirkungsquerschnitt für ein SM-Higgs-Boson.	115
10.7.	Ergebnisse der Suche nach dem SM-Higgs-Boson für die Kombination des ee -, $e\mu$ - und $\mu\mu$ -Kanals.	116
10.8.	Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 125$ GeV für die vier Suchkanäle.	118

10.9. Obere Grenze auf den Produktionswirkungsquerschnitt für ein fermiophobes Higgs-Boson.	118
10.10.Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 165$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	119
10.11.Obere Grenze auf den $\sigma \times BR(H \rightarrow WW)$ für die 4te Generation Interpretation.	120
10.12.Vergleich der erwarteten oberen Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt für ein SM-Higgs-Boson mit dem Stand vor dieser Arbeit.	122
11.1. LLR-Werte und obere Grenze auf den Produktionswirkungsquerschnitt für ein SM-Higgs-Boson (Tevatron).	124
B.1. Verteilungen für M_{T2} und M_T^{min} für Ereignisse ohne Jets ohne und mit Korrektur in der W+Jets-Kontrollregion.	141
B.2. Verteilungen für $p_T^{e\mu}$ und der Elektron-Likelihood für Ereignisse ohne Jets ohne und mit Korrektur in der W+Jets-Kontrollregion.	142
D.1. Verteilungen von p_T^e , p_T^μ , $q^e\eta^e$ und $q^\mu\eta^\mu$ im 0-Jet-Kanal (HQ) für die finale Selektion.	145
D.2. Verteilungen von $\Delta\phi_{e\mu}$, $\cancel{E}_T^{special}$, M_T^{min} , die Elektron-Likelihood, $\min\Delta\phi_{\cancel{E}_{T\ell}}$ und $\max\Delta\phi_{\cancel{E}_{T\ell}}$ im 0-Jet-Kanal (HQ) für die finale Selektion.	146
D.3. Verteilungen von p_T^e , p_T^μ , $q^e\eta^e$ und $q^\mu\eta^\mu$ im 0-Jet-Kanal (LQ) für die finale Selektion.	147
D.4. Verteilungen von $M_{e\mu}$, $M_{\cancel{E}_{Te\mu}}$, $\Delta\phi_{e\mu}$ und $\Delta R_{e\mu}$ im 0-Jet-Kanal (LQ) für die finale Selektion.	148
D.5. Verteilungen von $\cancel{E}_T^{special}$, M_T^{min} , $\min\Delta\phi_{\cancel{E}_{T\ell}}$ und $\max\Delta\phi_{\cancel{E}_{T\ell}}$ im 0-Jet-Kanal (LQ) für die finale Selektion.	149
D.6. Verteilungen von p_T^e , p_T^μ , $q^e\eta^e$ und $q^\mu\eta^\mu$ im 1-Jet-Kanal für die finale Selektion.	150
D.7. Verteilungen von $\Delta\phi_{e\mu}$, $p_T^{e\mu}$, \cancel{E}_T , $\cancel{E}_T^{special}$, $p_T^{J_1}$ und $\Delta\phi_{\cancel{E}_{TJ_1}}$ im 1-Jet-Kanal für die finale Selektion.	151
D.8. Verteilungen von M_T^{min} , $\min\Delta\phi_{\cancel{E}_{T\ell}}$, $\max\Delta\phi_{\cancel{E}_{T\ell}}$ und \cancel{E}_T^{scal} im 1-Jet-Kanal für die finale Selektion.	152
D.9. Verteilungen von p_T^e , p_T^μ , $q^e\eta^e$ und $q^\mu\eta^\mu$ im >1-Jet-Kanal für die finale Selektion.	153
D.10. Verteilungen von $\Delta\phi_{e\mu}$, $\Delta R_{e\mu}$, $\min\Delta\phi_{\cancel{E}_{TJ}}$, $\max\Delta\phi_{\cancel{E}_{TJ}}$, \cancel{E}_T und $\cancel{E}_T^{special}$ im >1-Jet-Kanal für die finale Selektion.	154
D.11. Verteilungen von $\min\Delta\phi_{\cancel{E}_{T\ell}}$, $\max\Delta\phi_{\cancel{E}_{T\ell}}$, $M_{\cancel{E}_{Te\mu}}$, die Elektron-Likelihood, M_T^{min} und M_{T2} im >1-Jet-Kanal für die finale Selektion.	155
D.12. Verteilungen von \cancel{E}_T^{scal} , $p_T^{J_1}$, $p_T^{J_2}$ und $\Delta\eta_{J_1J_2}$ im >1-Jet-Kanal für die finale Selektion.	156
E.1. Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson mit $m_H = 100$ GeV der vier Suchkanäle.	157
E.2. Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson mit $m_H = 105, 110$ GeV der vier Suchkanäle.	158

E.3.	Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson mit $m_H = 115, 120$ GeV der vier Suchkanäle.	159
E.4.	Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson mit $m_H = 130, 135$ GeV der vier Suchkanäle.	160
E.5.	Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson mit $m_H = 140, 145$ GeV der vier Suchkanäle.	161
E.6.	Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson mit $m_H = 150, 155$ GeV der vier Suchkanäle.	162
E.7.	Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson mit $m_H = 160, 170$ GeV der vier Suchkanäle.	163
E.8.	Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson mit $m_H = 175, 180$ GeV der vier Suchkanäle.	164
E.9.	Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson mit $m_H = 185, 190$ GeV der vier Suchkanäle.	165
E.10.	Finale Diskriminanten für ein SM-Higgs-Boson mit $m_H = 195, 200$ GeV der vier Suchkanäle.	166
F.1.	Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 100$ GeV für die vier Suchkanäle.	167
F.2.	Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 105, 110$ GeV für die vier Suchkanäle.	168
F.3.	Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 115, 120$ GeV für die vier Suchkanäle.	169
F.4.	Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 130, 135$ GeV für die vier Suchkanäle.	170
F.5.	Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 140, 145$ GeV für die vier Suchkanäle.	171
F.6.	Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 150, 155$ GeV für die vier Suchkanäle.	172
F.7.	Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 160, 165$ GeV für die vier Suchkanäle.	173
F.8.	Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 170, 175$ GeV für die vier Suchkanäle.	174
F.9.	Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 180, 185$ GeV für die vier Suchkanäle.	175
F.10.	Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 190, 195$ GeV für die vier Suchkanäle.	176
F.11.	Finale Diskriminanten für ein fermiophobes Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 200$ GeV für die vier Suchkanäle.	177
G.1.	Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 100$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	178
G.2.	Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 105, 110$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	179
G.3.	Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 115, 120$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	180

G.4. Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 125, 130$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	181
G.5. Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 135, 140$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	182
G.6. Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 145, 150$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	183
G.7. Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 155, 160$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	184
G.8. Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 170, 175$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	185
G.9. Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 180, 185$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	186
G.10. Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 190, 195$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	187
G.11. Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 200, 210$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	188
G.12. Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 220, 230$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	189
G.13. Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 240 - 250$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	190
G.14. Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 260 - 270$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	191
G.15. Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 280, 290$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	192
G.16. Finale Diskriminanten für ein Higgs-Boson mit $m_H = 300$ GeV aus Gluonfusion der vier Suchkanäle.	193

Tabellenverzeichnis

2.1. Wechselwirkungen und Vektorbosonen.	3
2.2. Die Fermionen im Standardmodell.	4
2.3. Kopplungen des Higgs-Bosons an verschiedene Fermionen und Bosonen. . .	11
2.4. Yukawakopplungen von up-, down- und leptonartigen Fermionen an die neutralen Higgs-Bosonen für TypI- und TypII-2HDM	14
4.1. Wirkungsquerschnitte für Higgs-Produktion am Tevatron.	34
6.1. Normierungsfaktor für die Monte-Carlo-Sätze.	62
6.2. Zusammenfassung der unterschiedlichen Quellen von rekonstruierten Elek- tronen in $W+Jets/\gamma$ -Ereignissen.	65
6.3. Korrekturfaktor für $W+Jets/\gamma$ -Ereignisse ohne Jetaktivität.	66
6.4. Korrekturfaktor für $W+Jets/\gamma$ in Abhängigkeit der Jetmultiplizität. . . .	68
6.5. Korrekturfaktor für $Z+Jets$ -Ereignisse in Abhängigkeit der Jetmultiplizität.	69
6.6. Zusammensetzung der Untergründe der Vorselektion in Abhängigkeit von der Anzahl der rekonstruierten Jets.	71
7.1. Ereigniszahlen nach den Schnitten der Analyse.	79
7.2. Relative Verteilung der Signalproduktionsprozesse für die vier Kanäle. . .	82
8.1. Eingabevariablen für Ereignisse ohne Jets, mit einem Jet und mit zwei oder mehr Jets.	86
9.1. Unsicherheit aus der Skalenvariation für die Gluonfusion.	104
10.1. Erwartete (exp) und beobachtete (obs) Grenzen auf $\sigma \times BR$ für SM-Higgs- Bosonen	115
10.2. Korrekturfaktoren für die Unterschiede von SM und FHM in den Verzwei- gungsverhältnissen des (leichtesten) Higgs-Bosons.	117
A.1. $\sigma \times BR$ für das VBF-Signal.	132
A.2. $\sigma \times BR$ für ggH Signal.	133
A.3. $\sigma \times BR$ für das ZH-Signal.	134
A.4. $\sigma \times BR$ für das WH-Signal.	135
A.5. $\sigma \times BR$ für $W+Jets$	136
A.6. σ für Diboson und $t\bar{t}$	136
A.7. $\sigma \times BR$ für $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$	137
A.8. $\sigma \times BR$ für $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$	138
A.9. $\sigma \times BR$ für $Z/\gamma^* \rightarrow ee$	139
A.10.k-Faktoren zur Umrechnung des LL ALPGEN + PYTHIA Wirkungsquer- schnittes zur NNLO Vorhersage.	140
C.1. Vergleich der Daten mit dem erwarteten Untergrund und Signal für den 0-Jets-Kanal (LQ).	143
C.2. Vergleich der Daten mit dem erwarteten Untergrund und Signal für den 0-Jets-Kanal (HQ).	143
C.3. Vergleich der Daten mit dem erwarteten Untergrund und Signal für den 1-Jet-Kanal.	144
C.4. Vergleich der Daten mit dem erwarteten Untergrund und Signal für den >1-Jet-Kanal.	144