

**Studien zur kollinearen Näherung
für den Prozess**

$$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$$

und

**Messung des Wirkungsquerschnitts für
den Prozess**

$$Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$$

Diplomarbeit im Rahmen des ATLAS-Experiments

von

Vera Stalter

01.06.2011



Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau
Physikalisches Institut

Betreuer:

Prof. Dr. M. Schumacher

Dr. Matthew Beckingham

Datum der Diplomarbeit

01. Juni 2011

Kurzübersicht

In der vorliegenden Arbeit wurde im Rahmen des ATLAS-Experiments die Massenrekonstruktion in der kollinearen Näherung im Zusammenhang mit der Suche nach dem Vektorbosonfusionsprozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ bei einer Higgs-Bosonmasse von 120 GeV untersucht. Studiert wurde der Einfluss der Analyseschritte auf die Verteilung der kollinearen Masse und Massenauflösung. Es wurde gezeigt, dass durch Lockern der Schnittgrenzen ein Effizienzgewinn von mehr als 35% für die Prozesse $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ und $Z \rightarrow \tau\tau$ möglich ist, ohne dass die Massenauflösung signifikant beeinträchtigt wird.

Für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$ wurde eine Messung des Wirkungsquerschnittes bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV und einer integrierten Luminosität von 36.7 pb^{-1} durchgeführt. Für den Massenbereich von 66 GeV bis 116 GeV ist ein inklusiver Wirkungsquerschnitt von $\sigma(Z \rightarrow \tau\tau) = 1061.94 \pm 279.61 \text{ (stat.)} \pm 65.46 \text{ (sys.)} \pm 49.05 \text{ (lum.)} \pm 0.18 \text{ (theo.) pb}$ bestimmt worden.



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Das Standardmodell	3
2.1.1	Überblick	3
2.1.2	Elektroschwaches Modell	5
2.1.3	Higgs-Mechanismus und Massenerzeugung	7
2.1.4	Grenzen auf die Higgs-Bosonmasse	10
2.1.5	Grenzen des Standardmodells und offene Fragen	13
2.2	Phänomenologie von Proton-Proton-Kollisionen	13
2.3	Produktion des Z-Bosons am LHC und Zerfallsmodi	15
2.4	Produktion des Higgs-Bosons am LHC und Zerfallsmodi	17
3	Das ATLAS-Experiment am Large Hadron Collider	21
3.1	Der Large Hadron Collider	21
3.2	Der ATLAS-Detektor	22
3.2.1	Koordinatensystem und Messgrößen	23
3.2.2	Innerer Detektor	24
3.2.3	Kalorimeter	25
3.2.4	Myonspektrometer	27
3.2.5	Triggersystem	28
4	Rekonstruktion und Simulation von Ereignissen	31
4.1	Rekonstruktion und Identifikation von Elektronen	31
4.2	Rekonstruktion und Identifikation von Myonen	32
4.3	Jetrekonstruktion	33
4.4	Rekonstruktion der fehlenden transversalen Energie	34
4.5	Ereignissimulation	35
I	Untersuchung der kollinearen Näherung	37
5	Massenrekonstruktion	39
5.1	Kollineare Näherung	39
5.2	Alternative Massenrekonstruktionen	41

6	Der Vektorbosonfusionsprozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$	43
6.1	Kinematik der Vektorbosonfusion	43
6.2	Untergrundprozesse	44
6.3	Ereignisselektion	47
6.3.1	Objekt- und Vorselektion	47
6.3.2	Analyseschnitte	48
7	Untersuchung der kollinearen Näherung	53
7.1	Einfluss der Analyseschnitte auf die kollineare Masse	53
7.1.1	Genauere Untersuchung des \cancel{E}_T -Schnittes	54
7.1.2	Genauere Untersuchung des $\cos \Delta\phi(\ell\ell)$ - und des $\mathbf{x}_1\text{-}\mathbf{x}_2$ -Schnittes	56
7.1.3	Der Untergrundprozess $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$	60
7.2	Vergleich der verschiedenen Massenrekonstruktionen	62
7.3	Ergebnisse und Zusammenfassung	65
II	Messung des Wirkungsquerschnittes für den Prozess	
	$pp \rightarrow Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$	67
8	Analysestrategie	69
8.1	Signalsignatur und Untergrundprozesse	69
8.2	Verwendete Daten und Monte-Carlo-Datensätze	70
8.2.1	Daten	70
8.2.2	Monte-Carlo-Simulation	70
8.3	Basisselektion	70
8.4	Objektselektion	72
8.5	Monte-Carlo-Korrekturen	72
8.6	Ereignisselektion	74
8.6.1	Standardselektion	74
8.6.2	Schnitte gegen $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$	76
8.6.3	Ergebnis der Signalselektion	82
9	Untergrundabschätzung aus Daten	85
9.1	Abschätzung des QCD-Multijet-Untergrundes	85
9.1.1	ABCD-Methode	85
9.1.2	Matrixmethode	87
9.1.3	Ergebnisse der Abschätzung des QCD-Multijet-Untergrundes	93
9.2	Abschätzung des $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Untergrundes	95
10	Messung des Wirkungsquerschnittes	99
10.1	Methode zur Messung des Wirkungsquerschnittes	99
10.2	Systematische Unsicherheiten	100
10.3	Messung des Wirkungsquerschnittes	103
	Zusammenfassung	105

A	Gaußpassungen an m_{coll} und $\sigma(m_{\text{coll}})$	107
A.1	Für den VBF-Prozess $\mathbf{H} \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell$	107
A.2	Für den VBF-Prozess $\mathbf{Z} \rightarrow \tau\tau$	111
	Literaturverzeichnis	117

1 Einleitung

Ziel der Teilchenphysik ist es, eine umfassende Beschreibung von den Elementarbausteinen der Materie und ihrer subatomaren Wechselwirkungen zu liefern. Mit dem Standardmodell der Teilchenphysik ist es gelungen, alle bekannten elementaren Teilchen und die Phänomene der starken, schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung in einer einheitlichen mathematischen Beschreibung zusammen zu fassen. Die schwache und elektromagnetische Wechselwirkung werden im elektroschwachen Modell nach Weinberg, Glashow und Salam auf einen gemeinsamen Ursprung zurück geführt [1–3].

Mit dem Formalismus der Quantenfeldtheorie werden die Wechselwirkungen über den Austausch von bosonischen Feldquanten beschrieben. Die fermionischen Elementarteilchen, aus denen sich die Materie zusammensetzt, werden entsprechend ihrer Wechselwirkungseigenschaften in Leptonen und Quarks eingeteilt. Die Eigenschaften der Teilchen wie Spin, elektrische Ladung oder Masse treten zunächst als freie Parameter im Standardmodell auf. Für viele dieser Parameter ergeben sich auf natürliche Weise Einschränkungen, sobald andere Parameter festgelegt werden.

In den vergangenen 50 Jahren wurden fast alle Eigenschaften der bekannten Teilchen vielfach bestimmt und trotz stetig steigender Präzision der Experimente konnten keine Widersprüche in der Theorie entdeckt werden.

Eine Spannung im Fundament der Theorie stellt die Masse der Elementarteilchen dar. Die elektroschwache Vereinigung gelingt nur unter der Voraussetzung von masselosen W - und Z -Eichbosonen. Um die experimentell beobachteten Massen in der Theorie zu berücksichtigen, bedarf es der Einführung des Higgs-Mechanismus, der die Existenz eines zusätzlichen skalaren Teilchens, des sogenannten Higgs-Bosons, postuliert. Die Masse des Higgs-Bosons ist der einzige noch weitgehend unbekannt Parameter des Standardmodells. Die Eigenschaften des Higgs-Bosons, wie Produktions- und Zerfallsmechanismen, können jedoch im Rahmen der Theorie in Abhängigkeit seiner Masse vorhergesagt werden. Ein experimenteller Nachweis für die Existenz des Higgs-Bosons und damit für die Theorie der Massengenerierung mit dem Higgs-Mechanismus steht noch aus. Eines der Ziele des ATLAS-Experiments am Large Hadron Collider ist die Entdeckung des Higgs-Bosons. Darüber hinaus wird angestrebt, die Vorhersagen des Standardmodells bei den Schwerpunktsenergien des Large Hadron Colliders von bis zu 14 TeV zu überprüfen und Hinweise auf über das Standardmodell hinausgehende Theorien zu finden.

Der erste Analyseteil dieser Arbeit beschäftigt sich mit dem Higgs-Boson des Standardmodells, das über den Produktionsmechanismus der Vektorbosonfusion erzeugt wird und in zwei τ -Leptonen zerfällt, die ihrerseits in je ein Elektron oder Myon

und zwei Neutrinos zerfallen. Bei diesem Prozess handelt es sich um einen vielversprechenden Prozess zur Entdeckung des Higgs-Bosons im Massenbereich unterhalb von 130 GeV. Betrachtet werden die Eigenschaften der Vektorbosonfusion, die wichtigsten Untergrundprozesse und eine Selektionsstrategie zur Trennung des Signals vom Untergrund. Der dominante Untergrundprozess ist die Produktion eines Z -Bosons mit anschließendem Zerfall in zwei τ -Leptonen, die ihrerseits leptonisch zerfallen. Die Signatur von Signal und diesem Untergrundprozess kann sehr ähnlich sein, so dass eine Trennung nur über die Massen der Z - und Higgs-Bosonen möglich ist. Dafür ist die genaue Kenntnis der invarianten Masse des τ -Leptonensystems wesentlich, deren Rekonstruktion aufgrund der vier Neutrinos im Endzustand nur mit Näherungsverfahren möglich ist. Untersucht wird die Massenrekonstruktion mit Hilfe der kollinearen Näherung, die anschließend mit alternativen Rekonstruktionsmethoden verglichen wird.

Der zweite Teil dieser Arbeit konzentriert sich auf den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$, der den wichtigsten Untergrund bei der Suche nach einem Higgs-Boson und Phänomenen „neuer“ Physik mit zwei τ -Leptonen im Endzustand darstellt. Darüber hinaus ist mit der Messung der Eigenschaften des Z -Bosons eine Überprüfung von theoretischen Vorhersagen des Standardmodells bei den Schwerpunktsenergien des Large Hadron Colliders möglich. Im Rahmen dieser Arbeit wird für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$ mit zwei Myonen im Endzustand eine Messung des Wirkungsquerschnittes anhand der im Jahr 2010 vom ATLAS-Detektor aufgezeichneten Daten durchgeführt. Vorgestellt werden zunächst die Selektionsstrategie und die Abschätzung des Untergrundes aus Daten. Anschließend erfolgt die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes.

Die vorliegende Arbeit beginnt zunächst mit einem Überblick über das Standardmodell, insbesondere im Hinblick auf die elektroschwache Wechselwirkung und den Higgs-Mechanismus. Es folgt eine Beschreibung über die wichtigsten Produktionsprozesse des Z - und Higgs-Bosons bei Proton-Proton-Kollisionen, wie sie am Large Hadron Collider stattfinden, sowie zum ATLAS-Experiment.

2 Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel soll einen Überblick über den theoretischen Hintergrund der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse geben. In den nachfolgenden Abschnitten wird das Standardmodell der Teilchenphysik [4] vorgestellt. Der Schwerpunkt wird dabei auf die elektroschwache Wechselwirkung und den Higgs-Mechanismus¹ [5] gelegt, da sich die spätere Analyse ausschließlich mit Prozessen dieser Art befasst. Zum Verständnis über die physikalischen Vorgänge am Large Hadron Collider (LHC) wird anschließend ein Einblick in die Phänomenologie von Proton-Proton-Kollisionen vermittelt und es werden die Hauptproduktions- und Zerfallsprozesse von Z - und Higgs-Bosonen am LHC vorgestellt.

2.1 Das Standardmodell

2.1.1 Überblick

Im Standardmodell der Teilchenphysik werden die elementaren Teilchen entsprechend ihrer Quantenzahlen klassifiziert. Die Bausteine der Materie sind Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$, bei denen zwischen Quarks und Leptonen unterschieden wird. Wie in Tab. 2.1 zusammengefasst, werden sie jeweils in drei Familien eingeteilt, die sich voneinander hauptsächlich aufgrund ihrer Massen² unterscheiden. Quarks, die im Gegensatz zu Leptonen eine Farbladung tragen, setzen sich zu farbneutralen Hadronen, wie Proton und Neutron, zusammen.

Über die Klassifizierung der Fermionen hinaus liefert das Standardmodell als Quantenfeldtheorie einen Formalismus, mit dem Wechselwirkungsprozesse beschrieben und physikalische Messgrößen abgeleitet werden können. Die daraus resultierenden theoretischen Vorhersagen sind von vielen Präzisionsmessungen erfolgreich bestätigt worden [7, 8].

Die Wechselwirkungen³ zwischen den Elementarteilchen leiten sich aus dem Lagrange-Formalismus und dem Prinzip der lokalen Eichinvarianz ab. In der Quantenfeldtheorie wird dazu zunächst die Lagrange-Dichte $\mathcal{L}_{\text{frei}}$ als Funktional des freien Fermionfeldes $\Psi(x)$ und des Vierergradienten $\partial_\mu \Psi(x)$ definiert.

¹abkürzend für Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble-Mechanismus

²In dieser Arbeit wird die Konvention $c = \hbar = 1$ benutzt. Die Einheit der Masse wird daher in Einheiten der Energie angegeben.

³abgesehen von der Gravitation

	Name	Masse	Q
Quarks	up (u)	$(1.7 - 3.3) \text{ MeV}$	$+\frac{2}{3}$
	down (d)	$(4.1 - 5.8) \text{ MeV}$	$-\frac{1}{3}$
	charm (c)	$1.27^{+0.07}_{-0.09} \text{ GeV}$	$+\frac{2}{3}$
	strange (s)	$101^{+29}_{-21} \text{ MeV}$	$-\frac{1}{3}$
	top (t)	$(172.0 \pm 0.9 \pm 1.3) \text{ GeV}$	$+\frac{2}{3}$
Leptonen	bottom (b)	$4.19^{+0.18}_{-0.06} \text{ GeV}$	$-\frac{1}{3}$
	e-Neutrino (ν_e)	$< 3 \text{ eV}$	0
	Elektron (e)	$(0.510998910 \pm 0.000000013) \text{ MeV}$	-1
	μ -Neutrino (ν_μ)	$< 0.19 \text{ eV}$	0
	Myon (μ)	$(105.658367 \pm 0.000004) \text{ MeV}$	-1
	τ -Neutrino (ν_τ)	$< 18.2 \text{ MeV}$	0
	Tau-Lepton (τ)	$(1776.82 \pm 0.16) \text{ MeV}$	-1

Tabelle 2.1: Einteilung der Fermionen in Leptonen und Quarks und ihre elektrischen Ladungen Q und experimentell beobachteten Massen [6].

Die Wechselwirkungen resultieren aus der Bedingung der Eichinvarianz der Lagrange-Dichte bezüglich einer lokalen Symmetrietransformation. Dabei werden die Vierergradienten $\partial_\mu \Psi(x)$ durch die kovariante Ableitung D^μ ersetzt, über die die mit der Symmetriegruppe korrespondierenden Wechselwirkungsfelder eingeführt werden¹.

Die Forderung der lokalen Eichinvarianz garantiert auch, dass die Theorie renormierbar ist und damit physikalische Größen, wie beispielsweise der Wirkungsquerschnitt, mit Hilfe der Störungstheorie vorhergesagt werden können [10]. Infolge der Feldquantisierung wird den einzelnen Wechselwirkungen als Botenteilchen ein korrespondierendes Feldquant mit Spin-1 zugeordnet.

Die Quantenfeldtheorie der elektromagnetischen Wechselwirkung, bei der elektrisch geladene Teilchen Photonen als Botenteilchen austauschen, ist die Quantenelektrodynamik (QED) mit der zugehörigen Symmetriegruppe $U(1)_{\text{em}}$.

In der Quantenchromodynamik (QCD), der Theorie der starken Wechselwirkung mit der zugrunde liegenden Symmetriegruppe $SU(3)_C$, erfolgt ein Austausch von Gluonen, die an farbgeladene Teilchen, Quarks und Gluonen, koppeln².

Die Botenteilchen der schwachen Kraft sind die geladenen Vektorbosonen W^\pm und das neutrale Z -Boson, die im Gegensatz zu Photonen und Gluonen nicht masselos sind. Abgesehen von der Selbstwechselwirkung koppeln die W^\pm -Bosonen nur an linkschirale Fermionen beziehungsweise rechtschirale Anti-Fermionen, wohingegen das Z -Boson prinzipiell mit allen wechselwirkt. Im elektroschwachen Modell nach Glashow, Salam und Weinberg werden die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung mit einer gemeinsamen Eichtheorie beschrieben.

¹Ein einfaches Beispiel für eine nicht-abelsche Symmetriegruppe ist z.B. in Kap. 2.2 oder in [9] zu finden

²C (engl. colour) für Farbladung.

In diesem Modell werden zunächst die Fermion- und Vektorbosonmassen vernachlässigt, da die Einführung direkter Massenterme die Eichinvarianz der Lagrangedichte zerstören würde. Mit dem Higgs-Mechanismus gelingt es jedoch, die im Experiment beobachteten Massen der W - und Z -Bosonen von $m_W = 80.399 \pm 0.023 \text{ GeV}$ und $m_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$ [6] und die Massen der Fermionen (Tab. 2.1) im Standardmodell zu berücksichtigen.

2.1.2 Elektroschwaches Modell

Lange war es nicht möglich, für die schwache Wechselwirkung eine geeignete Eichtheorie nach dem Vorbild der Quantenelektrodynamik oder Quantenchromodynamik aufzustellen. Die herausragende Leistung der Physiker Glashow, Salam und Weinberg besteht darin, dass es ihnen gelang eine elektroschwache Eichtheorie zu entwickeln, aus der sich sowohl die elektromagnetische als auch die schwache Wechselwirkung ableiten lassen [1–3].

Die Grundlage des elektroschwachen Modells bildet die nicht-abelsche Symmetriegruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Mit der Gruppe $U(1)_Y$ wird die schwache Hyperladung Y eingeführt, die über die Gell-Mann-Nishijima-Relation mit der elektrischen Ladung Q verknüpft ist über:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.1)$$

Zur Gruppe $SU(2)_L$, die mit dem schwachen Isospin I identifiziert wird, gehört der Generator \vec{T} , dessen drei Komponenten τ_i proportional zu den Pauli-Spinmatrizen σ_i sind. Es gilt die Relation $\tau_i = I_3 \cdot \sigma_i$, wobei I_3 der dritten Komponente des schwachen Isospins entspricht. Bezüglich des schwachen Isospins $I = \frac{1}{2}$ werden die linkschiralen Fermionen in Dubletts¹ (L) angeordnet

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L, \quad (2.2)$$

die rechtschiralen mit $I = 0$ dagegen in Singulets (R). Teilchen im selben Dublett unterscheiden sich in ihrer dritten Isospinkomponente $I_3 = \pm \frac{1}{2}$. Durch den Austausch eines geladenen schwachen Feldquants gehen die beiden Komponenten des Dubletts ineinander über, was mit einer Transformation im Isospinraum assoziiert wird.

Mit der Forderung der Eichinvarianz unter lokalen $SU(2)_L$ - und $U(1)_Y$ -Transformationen erfolgt die Einführung des Vektorfeldtripletts W_i^μ , $i = 1, 2, 3$ und des Vektorfeldes B^μ in die Lagrange-Dichte über die kovariante Ableitung der Form

$$D^\mu = \partial^\mu + ig\vec{T}\vec{W}^\mu + i\frac{g'}{2}YB^\mu. \quad (2.3)$$

¹ b' , s' und b' kennzeichnen die Quark-Eigenzustände bezüglich der schwachen Wechselwirkung, die über die Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix mit den Masseigenzuständen d , s und b verknüpft sind.

g' entspricht dabei der Kopplung der Fermionen an das Feld B^μ und g der Kopplung eines Fermion-Dubletts an die Felder W_i^μ .

Die kinetische Energie des Feldes B^μ wird mit dem Feldtensor

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.4)$$

beschrieben über $-\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$. Analog wird der Feldtensor $\vec{W}_{\mu\nu}$ des Vektorfeldtripletts \vec{W}_μ der Form

$$\vec{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - g\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu \quad (2.5)$$

eingeführt. Da die Generatoren der Gruppe SU(2) im Gegensatz zu U(1) nicht kommutieren, tritt bei $\vec{W}_{\mu\nu}$ zusätzlich ein Vektorprodukt auf, mit dem die Selbstwechselwirkung des Feldes \vec{W}_μ beschrieben wird.

Unter Berücksichtigung der kinetischen Energie und der Selbstwechselwirkung der Felder hat die Lagrange-Dichte des Glashow-Salam-Weinberg-Modells für eine Fermion-Generation mit einem linkshändigen Dublett (L) und einem rechthändigen Singulett (R) die folgende Gestalt:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{elschw}} = & -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \\ & + \bar{L}\gamma^\mu(i\partial_\mu - g\vec{T}\vec{W}^\mu - \frac{g'}{2}YB^\mu)L \\ & + \bar{R}\gamma^\mu(i\partial_\mu - \frac{g'}{2}YB^\mu)R \end{aligned} \quad (2.6)$$

Die physikalischen Felder der geladenen Vektorbosonen W^\pm setzen sich aus der Überlagerung der Felder W_μ^1 und W_μ^2 zusammen zu:

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) \quad (2.7)$$

Das Photon und das Z -Boson können beide sowohl an rechts- als auch an linkschirale Fermionen koppeln. Aufgrund identischer Quantenzahlen werden ihre physikalischen Felder als Überlagerung der Felder B_μ und W_μ^3 beschrieben. Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass die Kopplungsstärke des Photons an recht- und linkschirale Fermionen gleich ist, ergibt sich für das elektromagnetische Feld A_μ und für das neutrale schwache Feld Z_μ :

$$A_\mu = B_\mu \cos \Theta_W + W_\mu^3 \sin \Theta_W \quad (2.8)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \Theta_W + W_\mu^3 \cos \Theta_W \quad (2.9)$$

Θ_W bezeichnet den elektroschwachen Mischungswinkel [6], auch Weinbergwinkel genannt, der sich aus dem Verhältnis von W - zu Z -Bosonmasse ergibt.

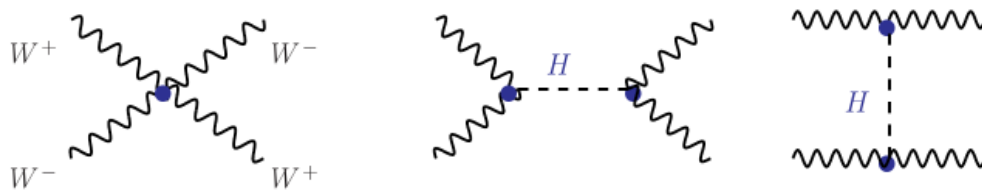


Abbildung 2.1: Einige Feynman-Graphen zur Streuung longitudinal polarisierter W -Bosonen bei hohen Schwerpunktsenergien [15].

Der Weinbergwinkel ist mit den beiden Kopplungen g und g' verknüpft ist über:

$$\cos \Theta_W = \frac{m_W}{m_Z} = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.10)$$

Daraus leitet sich auch der Zusammenhang zwischen der schwachen Kopplungskonstanten g und der Kopplungskonstanten des elektromagnetischen Feldes e ab, sowie zwischen g und der schwach neutralen Kopplung g_Z über:

$$e = g \sin \Theta_W \quad \text{und} \quad g_Z = g \cos \Theta_W \quad (2.11)$$

2.1.3 Higgs-Mechanismus und Massenerzeugung

Die experimentell beobachteten Massen der Fermionen und schwachen Eichbosonen werden in Gl. 2.6 nicht berücksichtigt, da die Einführung direkter Massenterme der Form

$$m_W^2/2W_\mu W^\mu \quad m_Z^2/2W_\mu W^\mu \quad - m\Psi\bar{\Psi} \quad (2.12)$$

die lokale Eichinvarianz der Lagrange-Dichte zerstören würde. Mit dem Higgs-Mechanismus und der Einführung eines skalaren Higgs-Feldes ist nicht nur eine Möglichkeit zur Massengenerierung gegeben [5, 11–13], sondern auch eine zur Vermeidung von Divergenzproblemen in der elektroschwachen Wechselwirkung [14]. Divergenzprobleme treten beispielsweise bei der Streuung longitudinal polarisierter W_L^\pm -Bosonen auf. Bei hohen Schwerpunktsenergien wäre die Streuamplitude ohne Berücksichtigung der Beiträge eines möglichen Higgs-Bosonaustausches, wie in Abb. 2.1 veranschaulicht, quadratisch divergent.

Zur Generierung der W - und Z -Bosonmasse mit dem Higgs-Mechanismus werden die Eichbosonen zunächst als masselos betrachtet, so dass die schwache Wechselwirkung mit einer eichinvarianten Theorie beschrieben werden kann. Erst durch die Wechselwirkung mit dem postulierten Higgs-Hintergrundfeld Φ erhalten die W - und Z -Bosonen ihre Masse, wodurch die Eichsymmetrie „spontan“ gebrochen wird. Die Renormierbarkeit der Theorie bleibt auch bei „spontan“ gebrochenen Symmetrien erhalten [11, 13]. Die Anwendung des Higgs-Mechanismus auf die elektroschwache

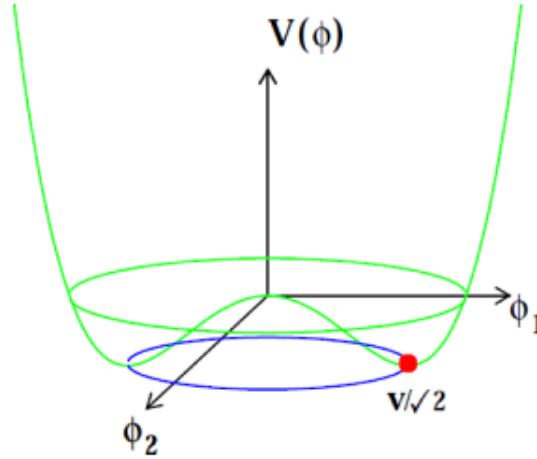


Abbildung 2.2: Higgspotential in Abhängigkeit von ϕ_1 und ϕ_2 . Von den beliebig vielen Minima, die sich auf einer Kreisfläche mit dem Radius v befinden, wird eines als Grundzustand ausgewählt. Das lokale Maximum im Ursprung ist kein stabiler Zustand [16].

Theorie wird im Folgenden erläutert.

In die Lagrangedichte aus Gl. 2.6 wird das Higgs-Feld Φ über den Term

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Higgs}} &= (D^\mu \Phi)^* (D_\mu \Phi) - V(\Phi) \\ &= \left| (i\partial_\mu - g\vec{T}\vec{W}_\mu - \frac{g'}{2}YB_\mu)\Phi \right|^2 - V(\Phi) \end{aligned} \quad (2.13)$$

eingeführt, wobei $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ der Lagrange-Dichte des Higgs-Feldes entspricht. Über die kovariante Ableitung D^μ aus Gl. 2.3 wird die Kopplung des Higgs-Feldes an die Eichbosonfelder W_μ^i und B_μ berücksichtigt. V bezeichnet das Higgs-Potential. Das Higgs-Feld Φ besteht aus zwei Komponenten ϕ^+ und ϕ^0 , die sich zu einem Dublett der Form

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_3 + i\phi_4 \\ \phi_1 + i\phi_2 \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad I_3 = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}, \quad Q = \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad Y = 1. \quad (2.14)$$

zusammensetzen. ϕ_i mit $i = 1, 2, 3, 4$ entsprechen dabei reellen skalaren Feldern. Das Higgs-Potential V der Form

$$V(\Phi) = -\mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4 \quad \text{mit} \quad \mu^2, \lambda > 0 \quad (2.15)$$

ist so gewählt, dass die elektroschwache Eichsymmetrie erhalten bleibt und die Minima nicht im Ursprung liegen. Die Bedingung $\lambda > 0$ garantiert, dass das Potential nach unten begrenzt ist und $\mu^2 > 0$ das Auftreten von Potentialminima. In Abb. 2.2 ist das Higgs-Potential in Abhängigkeit von ϕ_1 und ϕ_2 dargestellt. Die Minima, die

dem Grundzustand (Vakuuzustand) des Higgs-Bosons entsprechen, befinden sich auf einem Kreis mit dem Radius $v \propto \frac{\mu}{\lambda}$ in der ϕ_1 - ϕ_2 -Ebene. v wird Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes genannt. Die Eichfreiheit erlaubt es, das Minimum Φ_{\min} wie folgt zu wählen

$$\Phi_{\min} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (2.16)$$

was einer unitären Eichung entspricht. Im Grundzustand wird die $SU(2)$ -Symmetrie des Higgs-Potentials „spontan“ gebrochen, was zur Einführung von Massentermen für die W - und Z -Boson ausgenutzt wird. Die unitäre Eichung garantiert, dass das Photon masselos bleibt.

Ausgehend von der Störungstheorie wird die Fluktuation H um den Grundzustand Φ_{\min} betrachtet:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Einsetzen von Gl. 2.17 in die Lagrange-Dichte des Higgs-Feldes führt unter Berücksichtigung der unitären Eichung und unter Vernachlässigung konstanter Terme und Terme ab dritter Ordnung auf die folgende Gestalt:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = \frac{1}{2} [(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) - \mu^2 H^2] + \frac{1}{2} \cdot \frac{g^2 v^2}{4} |W_\mu^+ + W_\mu^-|^2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{4} |g' B_\mu - g W_{3\mu}|^2 \quad (2.18)$$

Für die Massen der W - und Z -Bosonen ergibt sich daraus:

$$M_W = \frac{1}{2} v g \quad (2.19)$$

$$M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2} \quad (2.20)$$

Das Higgs-Boson H mit einer Masse von

$$m_H = \sqrt{2} \mu = v \sqrt{2\lambda} \quad (2.21)$$

wird als Anregung des skalaren Higgs-Feldes Φ interpretiert.

Aus 2.18 leiten sich auch die Kopplungen der Eichbosonen an das Higgs-Boson ab.

Für die Dreiervertizes ergibt sich:

$$HWW : \frac{2M_W^2}{v} \quad HZZ : \frac{2M_Z^2}{v} \quad HHH : \frac{3M_H^2}{v}$$

und für die Vierervertizes:

$$HHWW : \frac{2M_W^2}{v^2} \quad HHZZ : \frac{2M_Z^2}{v^2} \quad HHHH : \frac{3M_H^2}{v^2}$$

Mit Gl. 2.19 resultiert ein Zusammenhang zwischen dem Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes v und der Fermi-Konstanten G über:

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{1}{2v}$$

Aus der Kenntnis der W -Bosonmasse und der Kopplungskonstanten g errechnet sich der Vakuumerwartungswert v zu $v = \frac{2M_W}{g} \approx 246 \text{ GeV}$.

Damit bleibt als einziger noch weitgehend unbekannter Parameter des Standardmodells die Masse des Higgs-Bosons beziehungsweise λ oder μ .

Mit dem Konzept des Higgs-Mechanismus gelingt es auch, die Massen der Fermionen in die Theorie des Standardmodells zu integrieren. Dazu ist die Einführung der sogenannten Yukawa-Kopplung λ_f notwendig, die die Kopplung der Fermionen an das Higgsfeld Φ darstellt. In die Lagrange-Dichte muss demnach für jedes Fermionpaar noch ein zusätzlicher Term $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$ der Form

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -(\lambda_{f_1} \bar{L} \Phi R + \lambda_{f_2} \bar{L} \Phi_c R + \text{hermitesch konjugiert}) \quad (2.22)$$

hinzugefügt werden. Um die Massen der Fermionen mit $I_3 = +\frac{1}{2}$ zu erhalten, wird das ladungskonjugierte Higgs-Dublett Φ_c eingeführt mit

$$\Phi_c = -i\tau_2 \Phi^* = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix} \implies \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

Für die Massen der Fermionen m_f und der Kopplung λ_f ergibt sich der Zusammenhang¹:

$$m_f = \lambda_f \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (2.24)$$

Mit den experimentell beobachteten Fermion-Massen sind somit die Kopplungen λ_f bekannt. Die Proportionalität zwischen λ_f und m_f deutet darauf hin, dass das Higgs-Teilchen bevorzugt in schwere Fermionen wie τ -Leptonen oder b -Quarks zerfällt - sofern kinematisch möglich.

2.1.4 Grenzen auf die Higgs-Bosonmasse

Aus theoretischen Überlegungen und experimentellen Messungen lassen sich Grenzen auf die Masse des Higgs-Bosons ableiten.

¹Dabei wird berücksichtigt, dass die Neutrinos im Grundzustand masselos sind und den recht- und linkshändigen Fermionen die gleiche Masse zukommt.

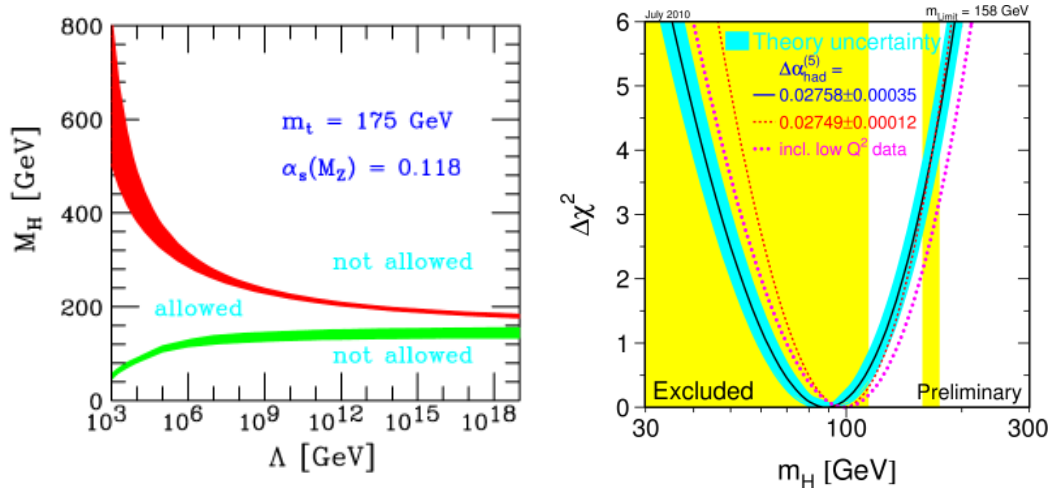


Abbildung 2.3: links: Theoretische Einschränkungen auf die Higgs-Bosonmasse in Abhängigkeit der Energieskala Λ für eine t-Quarkmasse von $m_t = 175 \text{ GeV}$ und einem Wert der starken Kopplungskonstanten von $\alpha_s(m_Z) = 0.118$. Die obere Beschränkung resultiert aus der Nicht-Trivialitätsforderung und die untere aus der Vakuumstabilitätsbedingung. Die Breite der Bänder entspricht der theoretischen Unsicherheit [15] - rechts: χ^2 -Verteilung für die Anpassung der Standardmodellparameter an die Higgs-Bosonmasse [18].

Anhand der Divergenz-Probleme in der elektroschwachen Wechselwirkung, die mit der Existenz eines skalares Teilchens, wie dem Higgs-Boson, kompensiert werden können, lässt sich aus der Unitaritätsbedingung eine obere Grenze auf die Higgs-Bosonmasse ableiten [14] [17]. Ein Beispiel hierfür ist die bereits erwähnte Streuung longitudinal polarisierter W_L^\pm -Bosonen bei hohen Schwerpunktsenergien. Aus der Unitaritätsbedingung resultiert in diesem Zusammenhang eine obere Grenze auf die Masse des Higgs-Bosons von $\approx 850 \text{ GeV}$.

Weitere theoretische Grenzen auf die Higgs-Bosonmasse ergeben sich aus der Untersuchung der quartischen Higgs-Selbstkopplung hinsichtlich der Forderung der Vakuumstabilität und der Nicht-Trivialität der Theorie [15]. In Abb. 2.3 (links) ist in Abhängigkeit der Energieskala Λ , bis zu der das Standardmodell seine Gültigkeit behält, der theoretisch erlaubte Bereich für die Higgs-Bosonmasse dargestellt.

Aus der direkten Suche nach dem Higgs-Boson bei den LEP-Experimenten¹ resultiert eine untere Massengrenze von 114.4 GeV [18]. Die Tevatron²-Experimente können mit einem Vertrauensniveau von 95% ein Higgs-Boson mit einer Masse zwischen 158 GeV und 173 GeV ausschließen [19].

¹LEP ist das Akronym für den Large Electron-Positron Collider am Cern, der von 1989 bis 2000 bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu 209 GeV betrieben wurde.

²Das Tevatron ist ein Proton-Antiproton-Beschleuniger mit einer Schwerpunktsenergie von 1.96 GeV , der am Fermilab seit 1995 in Betrieb ist.

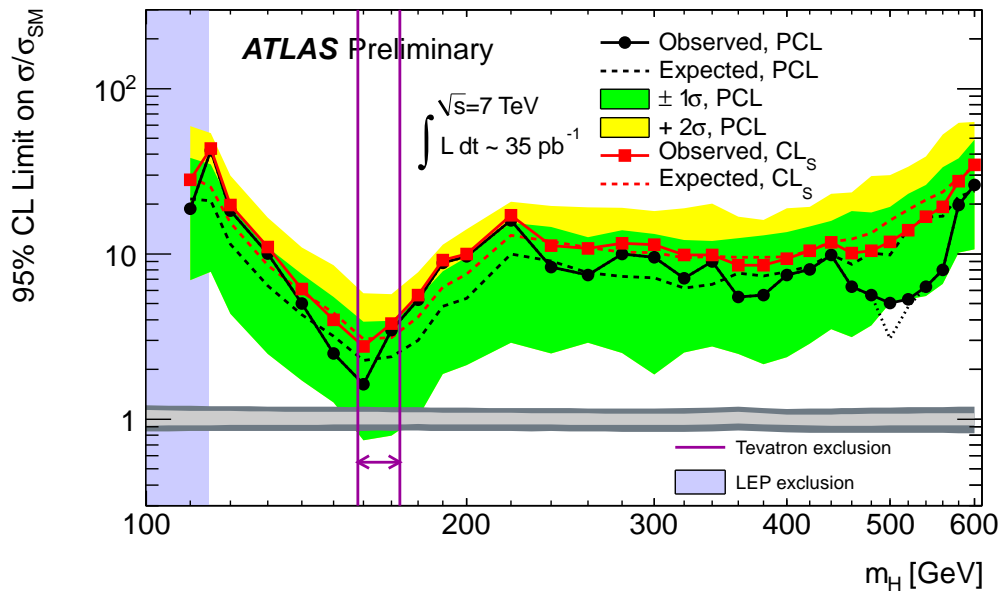


Abbildung 2.4: Messung von Ausschlussgrenzen auf die Higgs-Bosonmasse mit einem Vertrauensniveau von 95% in Einheiten der Standardmodellerwartung σ/σ_{SM} mit den am ATLAS-Experiment aufgezeichneten Daten aus dem Jahr 2010 bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV und einer integrierten Luminosität von 35 pb^{-1} [20]. Markiert sind auch die Bereiche, die bereits von den LEP- und Tevatron-Experimenten ausgeschlossen wurden.

Elektroschwache Präzisionsmessungen [15, 21] deuten darauf hin, dass die Masse des Higgs-Bosons in einem Bereich unterhalb von 185 GeV liegt, vorausgesetzt, dass das Standardmodell eine vollständige Theorie der Elementarteilchen liefert. Dabei wird ausgenutzt, dass die Higgs-Bosonmasse über Schleifenkorrekturen mit den bereits gemessenen Parametern des Standardmodells verknüpft ist. Eine Anpassung der bereits gemessenen Parameter des Standardmodells an die theoretischen Vorhersagen und damit an die Higgs-Bosonmasse ist in Abb. 2.3 (links) dargestellt. Darin sind zusätzlich die Bereiche markiert, die bei der direkten Suche der LEP- und Tevatron-Experimente ausgeschlossen wurden. Der bevorzugte Bereich für die Higgs-Bosonmasse, der dem Minimum der Kurve entspricht, liegt bei 89 GeV mit einer experimentellen Unsicherheit von +35 und -26 GeV.

In Abb. 2.4 sind die experimentellen Ergebnisse der direkten Suche zur Bestimmung von Ausschlussgrenzen auf die Higgs-Bosonmasse am LHC mit den im Jahr 2010 aufgezeichneten Daten dargestellt, bei der ebenfalls die Ergebnisse der LEP- und Tevatron-Experimente eingetragen sind.

2.1.5 Grenzen des Standardmodells und offene Fragen

Viele Präzisionsmessungen haben das Standardmodell überprüft und all seine Vorhersagen bisher mit hoher Genauigkeit bestätigt. Trotz dieses großen Erfolges gibt es auch Probleme und viele offene Fragen¹, die nicht im Rahmen des Standardmodells beantwortet werden können, wie zum Beispiel

- Baryon-Antibaryon-Asymmetrie: Überschuss an Materie gegenüber Antimaterie im Universum
- Dunkle Materie/dunkle Energie: Kosmologische Messungen ergeben, dass die Masse im Universum aus etwa 25% dunkler Materie, 70% dunkler Energie und nur zu 5% aus Massen, die mit dem Standardmodell erklärt werden können, besteht [22].
- Vereinigung der Kräfte: Lassen sich die starke und elektroschwache Wechselwirkung in einer Kraft vereinen? Wie kann die Gravitation einbezogen werden?

Es gibt eine Vielzahl an Theorien, die Antworten auf diese Fragen liefern könnten. Solche über das Standardmodell hinausgehende Theorien werden mit dem Begriff „neue Physik“ zusammengefasst. Informationen darüber sind zum Beispiel in [23] oder [24] zu finden. Mit dem LHC wird, abgesehen vom Higgs-Boson, auch nach Phänomenen „neuer Physik“ gesucht um wichtige Antworten auf die offenen Fragen des Standardmodells zu erhalten.

2.2 Phänomenologie von Proton-Proton-Kollisionen

Bei hochenergetischen Proton-Proton-Kollisionen wechselwirken nicht die Protonen selbst, sondern seine farbgeladenen Konstituenten, Quarks und Gluonen, auf die der Impuls des Protons verteilt ist.

Der Impulsanteil der wechselwirkenden Partonen, der zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes benötigt wird, ist allerdings nicht bekannt. Mit den Partondichtefunktionen (PDF) ist es jedoch möglich, eine Wahrscheinlichkeit über den Anteil x des Protonimpulses, der den wechselwirkenden Partonen zukommt, in Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q anzugeben. Diese Wahrscheinlichkeitsfunktionen sind in vielen Experimenten für die dort zugänglichen Impulsüberträge gemessen worden. Eine Extrapolation auf die Impulsüberträge, die beispielsweise am LHC auftreten, ist mit den DGLAP-Gleichungen² möglich [25]. In Abb. 2.5 (links) sind die gemessenen Partondichtefunktionen der einzelnen Partonen für $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ veranschaulicht.

Bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes σ des für Proton-Proton-Kollisionen typischen Prozesses der Form $p + p \rightarrow c + d + X$, bei dem die Teilchen c und d produziert werden, kann der harte Subprozess $a + b \rightarrow c + d$ der beteiligten

¹Auf diese offenen Fragen des Standardmodells wird hier nicht weiter eingegangen, sondern auf die entsprechende Literatur verwiesen.

²Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi-Gleichungen.

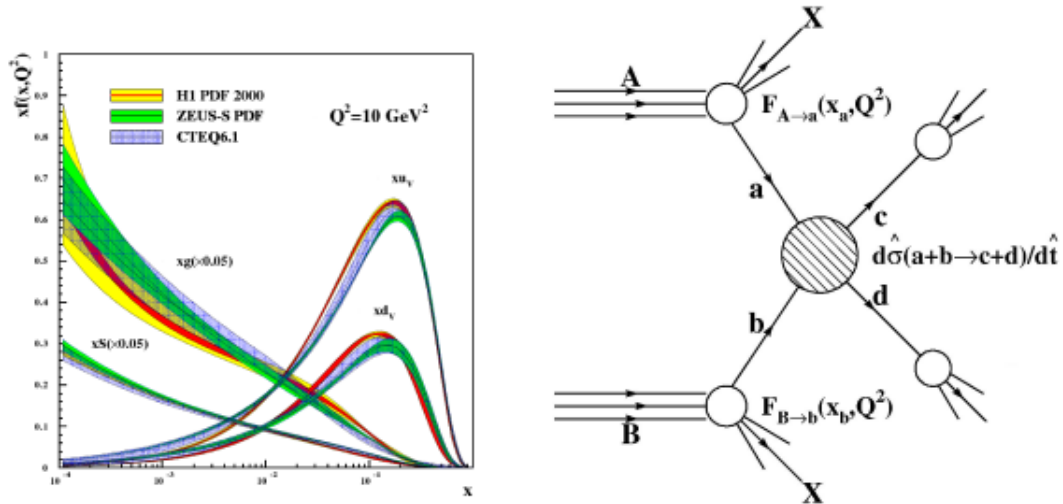


Abbildung 2.5: Partondichtefunktionen für $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ (links) [26] und Veranschaulichung einer Proton-Proton-Kollision (rechts) [27].

Partonen a und b separat betrachtet werden (Abb. 2.5 rechts). X kennzeichnet den Protonrest. Der Wirkungsquerschnitt auf Partonebene $\hat{\sigma}(a + b \rightarrow c + d + X)$ kann störungstheoretisch berechnet werden, solange die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung klein genug ist.

Um den vollständigen Prozess zu beschreiben, werden die Partondichtefunktionen $f_i(x, Q^2)$ für Parton a und b herangezogen, so dass der Wirkungsquerschnitt des gesamten Prozesses dargestellt werden kann als

$$\sigma(p+p \rightarrow c+d+X) = \sum_{a,b=q,\bar{q},g} \int_0^1 dx_a dx_b f_a(x_a, Q^2) f_b(x_b, Q^2) \hat{\sigma}(a+b \rightarrow c+d+X), \quad (2.25)$$

wobei die Summe über alle möglichen am Prozess beteiligten Partonen im Anfangszustand, Quark (q), Antiquark (\bar{q}) und Gluon (g), läuft. Zusammen mit den interessanten harten Streuprozessen mit hohem Impulsübertrag kommt es infolge des farbgeladenen Protonüberrests zusätzlich vermehrt zu weiteren quantenchromodynamischen Prozessen („underlying event“).

In Abb. 2.6 sind Produktionsraten und Wirkungsquerschnitte von einigen Prozessen, die am LHC und Tevatron auftreten bei einer Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie gegenübergestellt. Der Bereich zwischen 1 TeV bis 3 TeV Schwerpunktsenergie \sqrt{s} bezieht sich auf Proton-Antiproton-Kollisionen am Tevatron und der Bereich oberhalb von 3 TeV auf Proton-Proton-Kollisionen am LHC. Bei beiden dominiert vor allem die Produktion von Jets mit geringem Transversalimpuls. Der Wirkungsquerschnitt für die Z -Bosonproduktion ist einige

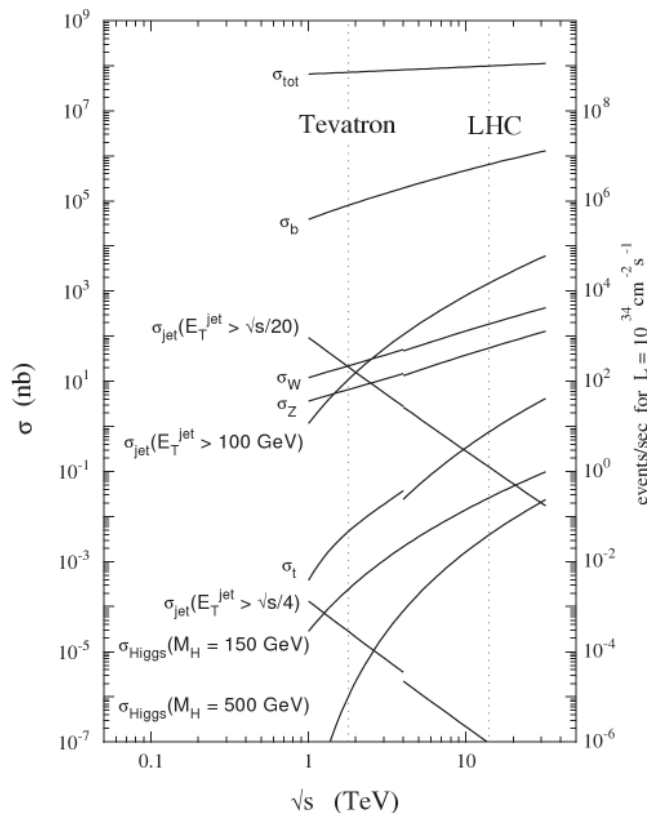


Abbildung 2.6: Wirkungsquerschnitte und Produktionsrate von wichtigen Prozessen am LHC - dominant sind vor allem QCD-Multijetprozesse, die elektroschwachen Prozesse dagegen selten [28].

Größenordnungen niedriger. Zum Vergleich dazu sind auch die Wirkungsquerschnitte für eine angenommene Produktion eines Higgs-Bosons bei Massen von 150 GeV und 500 GeV zusehen, die wiederum einige Größenordnungen niedriger sind.

2.3 Produktion des Z-Bosons am LHC und Zerfallsmodi

Die Z-Bosonproduktion stellt einen wichtigen Untergrund bei der Suche nach leichten Higgs-Bosonen und Phänomenen neuer Physik dar. Die genaue Kenntnis über diesen Untergrundprozess ist Voraussetzung für eine Entdeckung. Darüber hinaus ermöglicht die Untersuchung des Z-Bosons, das mit allen Leptonen und Quarks wechselwirken kann, die Überprüfung vieler Vorhersagen der Theorie. Mit dem LHC können die Vorhersagen und Grenzen des Standardmodells bei Schwerpunktsenergien bis zu 14 TeV getestet werden, was insbesondere als Test auf die Vorhersagen der perturbativen QCD von großem Interesse ist. Darüber hinaus kann die genaue Kenntnis über die Masse des Z-Bosons dazu benutzt werden die Funktionsweise von den

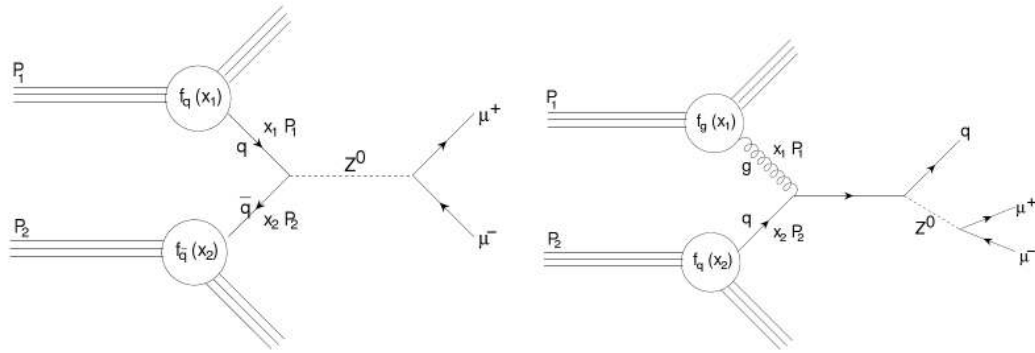


Abbildung 2.7: Hauptproduktionsprozesse des Z -Bosons am LHC - $q\bar{q} \rightarrow Z$ (65%) und $qg \rightarrow qZ \rightarrow$ (35%) [29].

LHC-Detektoren und die Güte der Monte-Carlo-Simulationen zu testen.

Der Hauptproduktionsprozess des Z -Bosons erfolgt in führender Ordnung (LO) über die elektroschwache Fusion eines Quark-Antiquark-Paares. In nächst-höherer Ordnung dominiert der Prozess $qg \rightarrow qZ$, bei dem das Z -Boson von einem auslaufenden Quark abgestrahlt wird. Die Partonen des Protons im Anfangszustand wechselwirken über einen starken Vertex, so dass dieser Produktionsprozess trotz höherer Ordnung von Bedeutung ist. Die beiden Hauptproduktionsprozesse des Z -Bosons am LHC sind in Abb. 2.7 für einen myonischen Endzustand veranschaulicht.

Die möglichen Zerfallskanäle und Verzweigungsverhältnisse (BR) des Z -Bosons sind in Tab. 2.2 angegeben. Diese Arbeit konzentriert sich auf den Zerfall des Z -Bosons in zwei τ -Leptonen. Das τ -Lepton selbst zerfällt mit einer Lebensdauer von $2.6 \cdot 10^{-13}$ s in ein Elektron (18%), Myon (17%) oder hadronisch (65%), so dass sich für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$ folgende Zerfallsmodi und Verzweigungsverhältnisse ergeben:

- hadronisch (42%)
- semileptonisch (46%)
- leptonisch (12%)

Kanal	BR in %
e^+e^-	3.363 ± 0.004
$\mu^+\mu^-$	3.366 ± 0.007
$\tau^+\tau^-$	3.370 ± 0.008
$\nu\bar{\nu}$	20.00 ± 0.06
hadronisch	69.91 ± 0.06

Tabelle 2.2: Zerfallskanäle des Z -Bosons [6]

Aufgrund der Leptonzahlerhaltung innerhalb einer Leptongeneration entstehen zusätzlich Neutrinos. Für einen leptonischen Endzustand ergibt sich somit folgende Zerfallskette

$$Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow l^+l^- + \nu_l + \bar{\nu}_l + \nu_\tau + \bar{\nu}_\tau. \quad (2.26)$$

Im ersten Analyseteil dieser Arbeit wird der Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$ mit leptonischem Endzustand als Untergrund zur Higgs-Bosonproduktion betrachtet. Im zweiten Teil der Analyse wird der Prozess $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu^+\mu^- + 4\nu$ als Signalprozess untersucht und der Wirkungsquerschnitt bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV gemessen. Dazu werden die vom ATLAS-Detektor aufgezeichneten Daten aus dem Jahr 2010 analysiert.

2.4 Produktion des Higgs-Bosons am LHC und Zerfallsmodi

Im Rahmen des Standardmodells können die möglichen Produktions- und Zerfallsmechanismen des Higgs-Bosons am LHC in Abhängigkeit von seiner Masse für eine bestimmte Schwerpunktsenergie theoretisch berechnet werden.

In Abb. 2.8 (rechts) sind für eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV die Wirkungsquerschnitte der dominanten Produktionsprozesse des Standardmodell-Higgs-Bosons am LHC im Massenbereich von 100 bis 1000 GeV dargestellt. Die Gluon-Gluon-Fusion (ggF) als der Hauptproduktionsprozess dominiert über das gesamte Higgs-Massenspektrum hinweg. Wie in Abb. 2.9a veranschaulicht, erfolgt bei der Gluon-Gluon-Fusion die Produktion des Higgs-Bosons meist über eine dreieckige top-Quarkschleife. Der zweithäufigste Produktionsprozess ist die schwache Vektorbosonfusion (VBF), bei dem die Quarks meist unter kleinem Winkel ein W^+ - und W^- -Boson oder jeweils ein Z -Boson abstrahlen, die zu einem Higgs-Boson fusionieren (Abb. 2.9b).

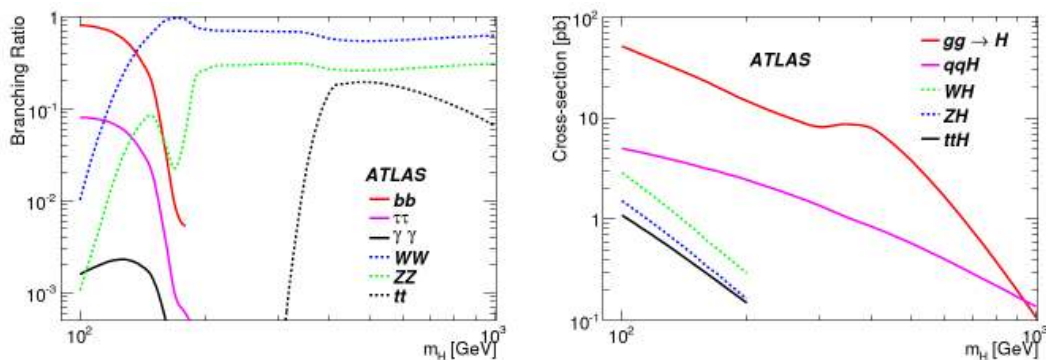


Abbildung 2.8: Verzweigungsverhältnisse der Higgs-Zerfallskanäle (l) und Wirkungsquerschnitte der dominanten Higgs-Bosonproduktionsprozesse (r) am LHC in Abhängigkeit von der Higgs-Bosonmasse m_H bei $\sqrt{s} = 14$ TeV [15].

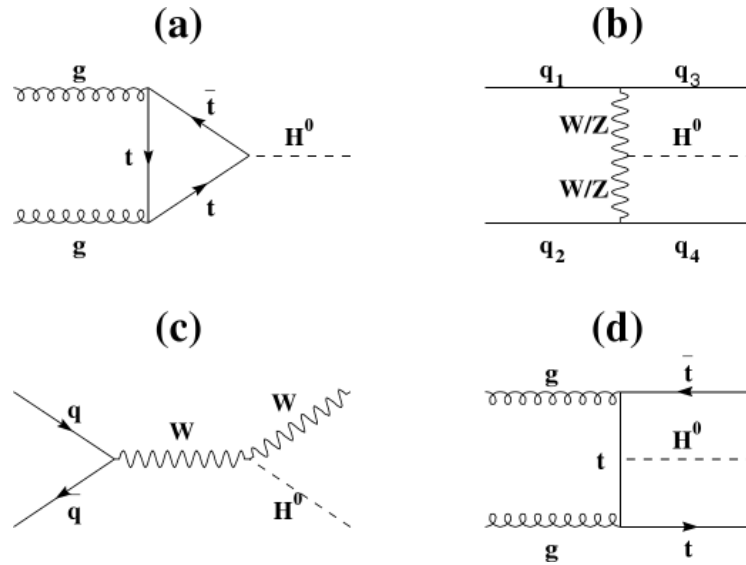


Abbildung 2.9: Feynmangraphen zu den vier Hauptproduktionsprozessen des Higgs-Bosons.

Die assoziierte Higgsproduktion mit einem schwachen Vektorboson V ($q\bar{q} \rightarrow VH$) oder mit top-Quarks ($pp \rightarrow Ht\bar{t}$) hat einen geringeren und mit zunehmender Higgs-masse stark fallenden Wirkungsquerschnitt (Abb. 2.9c und d).

Aus der in Kap. 2.1.3 angegebenen Kopplungsstärke des Higgs-Bosons an die Massen der Fermionen und Bosonen lässt sich für jeden Zerfallskanal das Verzweungsverhältnis abhängig von der Higgs-Bosonmasse m_H berechnen. Die wahrscheinlichsten Zerfallskanäle des Higgs-Bosons sind für den Massenbereich von 100 bis 1000 GeV in Abb. 2.8 zu sehen. Für $m_H < 130$ GeV dominiert der Zerfall in zwei b-Quarks, die in diesem Massenbereich die schwersten Fermionen sind. Etwa 10 mal geringer mit 5 – 8% ist das Verzweungsverhältnis für den Zerfall in τ -Leptonen. Ab einer Masse des Higgs-Bosons oberhalb von 130 GeV dominiert der Zerfall in ein WW - beziehungsweise ZZ -Paar. Der Zerfall in $t\bar{t}$ gewinnt erst ab einer Masse von 350 GeV an Bedeutung, da erst hier die doppelte t-Quarkmasse gegeben ist. Der Zerfall in masselose Bosonen kann nicht direkt auf Born-Niveau erfolgen, jedoch in Prozessen höherer Ordnung, wie zum Beispiel über virtuelle W -Bosonen oder Fermionen. Daher sind auch Zerfälle in ein Gluonpaar (gg), ein Photonpaar ($\gamma\gamma$) oder ein Photon- Z -Paar (γZ) möglich.

In dieser Arbeit wird der VBF-Prozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l^+l^- + 4\nu$ bei einer Higgs-Bosonmasse von $m_H = 120$ GeV und einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV betrachtet. Für eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV wurde gezeigt, dass die Untersuchung des Vektorbosonfusionsprozesses einen wichtigen Beitrag für eine Entdeckung des Higgs-Bosons beziehungsweise für den Ausschluss des Higgs-Bosons im Massenbereich unterhalb von 140 GeV liefert. In Abb. 2.10 (links) ist die erwartete

Signifikanz für eine Entdeckung des Higgs-Bosons aus dem VBF-Prozess für leptonische und semileptonische Endzustände am ATLAS-Detektor für eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV und eine integrierte Luminosität von 30 fb^{-1} im Massenbereich zwischen 105 und 140 GeV dargestellt. Im Bereich von 110 bis 130 GeV wird eine Signifikanz oberhalb von 4 Standardabweichungen in Bezug auf die Standardmodellerwartung von bereits bekannten Prozessen erwartet. Für eine Entdeckung werden 5 Standardabweichungen gefordert, die bei einer Masse von 115 GeV erreicht werden. In Abb. 2.10 (rechts) ist die erwartete Ausschlussmöglichkeit einer Higgs-Bosonmasse im Bereich zwischen 105 und 140 GeV zu sehen.

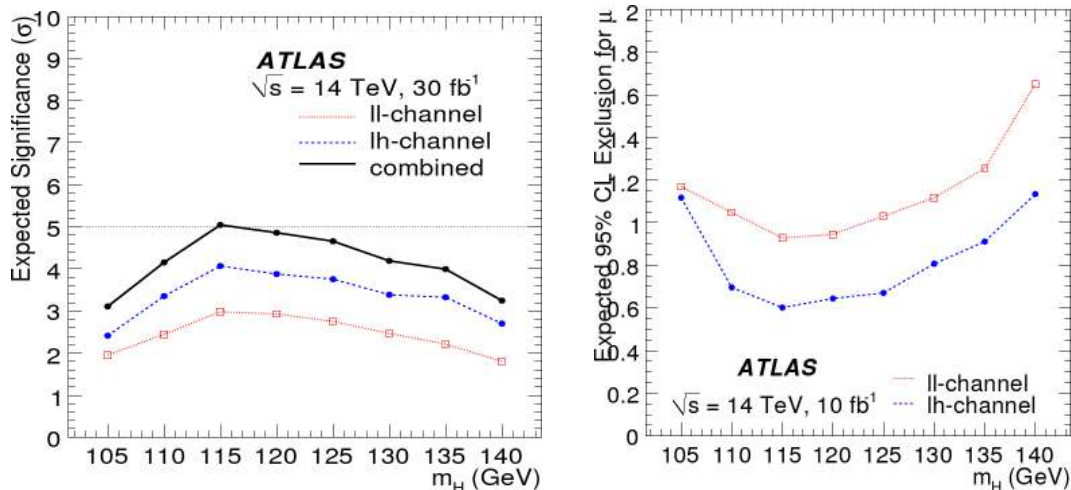


Abbildung 2.10: Erwartete Signifikanz für die Entdeckung des Higgs-Bosons aus VBF-Produktion mit leptonischen und semileptonischen Endzuständen bei $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ am ATLAS-Detektor (links) und die erwarteten Ausschlussgrenzen auf die Higgs-Bosonmasse mit einem Vertrauensniveau von 95% in Einheiten der Standardmodellerwartung μ [30].

3 Das ATLAS-Experiment am Large Hadron Collider

Das ATLAS-Experiment am Large Hadron Collider eröffnet die Möglichkeit, die Physik der elementaren Teilchen bei Energien von bis zu 14 TeV zu studieren mit dem Ziel Antworten auf viele bisher offene Fragen der Teilchenphysik zu finden. Neben der Entdeckung des Higgs-Bosons wird erhofft, Hinweise auf Phänomene „neuer Physik“ zu erhalten. Die folgenden Abschnitte befassen sich mit dem Beschleuniger und dem Aufbau des ATLAS-Detektors.

3.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) am CERN¹ bei Genf ist sowohl ein Proton-Proton als auch ein Schwerionen-Kreisbeschleuniger mit einem Umfang von 27 km.

Aktuell werden bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV an ausgezeichneten Wechselwirkungspunkten Proton-Proton-Kollisionen erzeugt, bei denen aufgrund der Energie-Massen-Äquivalenz neue Teilchen entstehen, die von den LHC-Detektoren an diesen Wechselwirkungspunkten nachgewiesen werden können.

Die Protonen durchlaufen zunächst mehrere Vorbeschleuniger, bevor sie in den LHC-Ring injiziert werden. Die Beschleunigung erfolgt dabei über ein supraleitendes Hochfrequenzsystem, bei dem die Protonen paketweise in sogenannten „Bunches“ zusammengefasst werden. Ein Bunch besteht aus etwa 10^{11} Protonen. Mit einem ebenfalls supraleitenden Magnetsystem werden die Protonpakete innerhalb der Strahlröhre auf ihrer Bahn gehalten oder zur Kollision gebracht.

Der LHC hat seinen Betrieb im September 2008 mit der Beschleunigung von Protonen auf eine Schwerpunktsenergie von 900 GeV aufgenommen. Nach einem Zwischenfall wurde der Betrieb im Jahr 2009 fortgesetzt und die Schwerpunktsenergie auf bis zu 2.36 TeV gesteigert. Seit März 2010 ist die Schwerpunktsenergie auf 7 TeV erhöht worden, bei der bis November 2010 die erste Datennahme mit einer Luminosität von bis zu $10^{32} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ und einer integrierten Luminosität von 42 pb^{-1} erfolgte. Seit Februar 2011 ist der Proton-Proton-Betrieb bei gleicher Schwerpunktsenergie und erhöhter Luminosität wieder aufgenommen worden. Angestrebt wird eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV und eine Designluminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Außer Protonen werden auch Bleionen (Pb) beschleunigt und zur Kollision gebracht

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire - das europäische Zentrum für Teilchenphysik.

um die Physik des Quark-Gluon-Plasmas zu studieren. Im November und Dezember 2010 wurden bereits erste Daten dazu aufgezeichnet.

Am LHC sind vier große Experimente angesiedelt, ATLAS, CMS, LHCb und ALICE. LHCb ist vor allem auf b-Physik spezialisiert, ALICE dagegen auf Schwerionenphysik. ATLAS und CMS sind Vielzweckdetektoren und dienen dazu, ein möglichst breites Spektrum des Physik-Potentials des LHC abzudecken. Mehr Informationen und technische Details zum LHC befinden sich in [31].

3.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS¹-Detektor [32], dargestellt in Abbildung Abb. 3.1, ist mit einer Länge von 44 m und einer Höhe von 25 m der größte LHC-Detektor.

Die hohe Luminosität, Energie, Strahlung und Teilchenmultiplizität, die am LHC erzeugt werden, sowie der Anspruch auf Präzisionsmessungen verlangen ein ausgeklügeltes Detektorkonzept. Eine große Herausforderung bei Proton-Proton-Kollisionen, bei denen vor allem QCD-Prozesse dominieren, ist es, die selteneren interessanten elektroschwachen Prozesse herauszufiltern und präzise zu vermessen, sowie eine hohe Sensitivität für Phänomene neuer Physik zu gewährleisten. Daher sind folgende

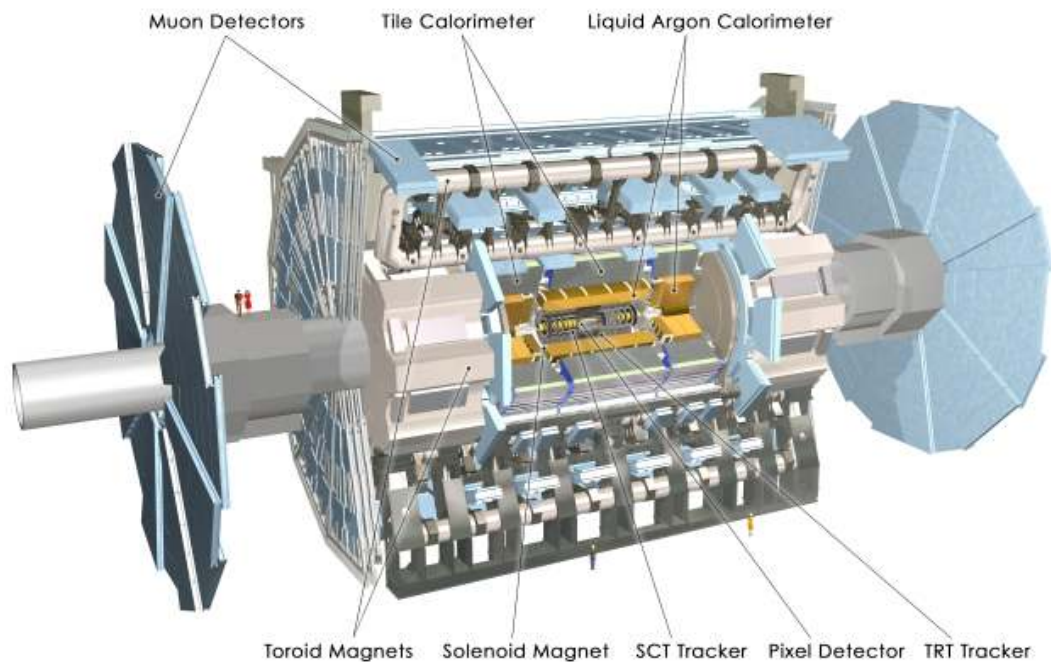


Abbildung 3.1: Der ATLAS-Detektor [33].

¹A Toroidal LHC ApparatuS.

Anforderungen an den ATLAS-Detektor gestellt worden:

- schnelle, strahlungsharte Elektronik- und Sensorelemente, sowie eine hochauflösende Detektor-Granularität,
- große Akzeptanz des Polarwinkels bei fast vollständig abgedeckten Azimutalwinkeln,
- präzise Impulsmessung im inneren Detektor sowie präzise Vermessung der sekundären Vertizes in der Nähe des Wechselwirkungspunktes,
- hochauflösendes elektromagnetisches Kalorimeter zur Energiemessung und Identifizierung von Elektronen und Photonen, sowie ein gutes hadronisches Kalorimeter für genaue Energiemessungen von Jets und der fehlenden transversalen Energie,
- präzise Myonidentifikation und -impulsmessung im inneren Detektor und im Myonspektrometer,
- hocheffiziente Triggersysteme zur Selektion von physikalisch interessanten Ereignissen.

Die einzelnen Komponenten des ATLAS-Detektors, innerer Spurdetektor, Kalorimeter und Myonspektrometer, sind zylindersymmetrisch um die Strahlachse angeordnet. Im Zentralbereich befinden sich die Barrelkomponenten, im Vorwärts- und Rückwärtsbereich die Endkappenkomponenten.

Bevor im Folgenden der Aufbau der einzelnen Detektorkomponenten beschrieben wird, werden zunächst das verwendete Koordinatensystem und wichtige Messgrößen definiert.

3.2.1 Koordinatensystem und Messgrößen

Zur Beschreibung des Detektors und der physikalischen Größen die auch später in der Analyse verwendet werden, ist es zweckmäßig zunächst ein einheitliches Koordinatensystem zu definieren, dessen Ursprung als der nominelle Wechselwirkungspunkt gewählt wird.

Die z-Achse verläuft in Strahlrichtung, senkrecht dazu wird die transversale Ebene definiert. Die positive x-Achse zeigt vom Wechselwirkungspunkt ins Zentrum des LHC-Ringes und die positive y-Achse nach oben. r bezeichnet den Radius und ϕ den Azimutalwinkel in der x-y-Ebene. Anstelle des Polarwinkels Θ bezüglich der Strahlachse wird häufig die Pseudorapazität η mit

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\Theta}{2}\right)\right) \quad (3.1)$$

verwendet. Der Abstand ΔR in der η - ϕ -Ebene ist definiert als

$$\Delta R = \sqrt{\phi^2 + \eta^2}. \quad (3.2)$$

Zwei weitere wichtige Messgrößen sind die Stoßparameter d_0 und z_0 , die dem minimalen Abstand einer Teilchenspur vom Primärvertex (PV) projiziert auf die transversale Ebene beziehungsweise auf die z -Achse entsprechen.

Da bei Proton-Proton-Kollisionen die eigentliche Schwerpunktsenergie der wechselwirkenden Partonen nicht bekannt ist, lässt sich bei einem Ereignis der gesamte Impuls meist nicht rekonstruieren. Bei Hadron-Beschleunigern kann in diesem Fall nur die Impulserhaltung in der x - y -Ebene ausgenutzt werden. Aus diesem Grund werden transversale Größen, wie transversaler Impuls $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ und fehlende transversale Energie \cancel{E}_T eingeführt.

3.2.2 Innerer Detektor

Mit dem inneren Detektor wird die Spur von geladenen Teilchen gemessen, die das Detektormaterial beim Durchgang ionisieren.

Dieser Spurdetektor ist eingebettet in ein 2 T starkes Magnetfeld, das von einem Solenoidmagneten, der sich zwischen innerem Detektor und Kalorimeter befindet, erzeugt wird. Aus der Krümmung der Spur infolge der Lorentzkraft lässt sich der Impuls und das Ladungsvorzeichen der Teilchen bestimmen. Ein weitere Aufgabe ist die Rekonstruktion von sekundären Vertizes, die u.a. für die Identifikation von b -Hadronen wichtig sind.

Der innere Detektor, veranschaulicht in Abb. 3.2, besteht aus drei Komponenten. In

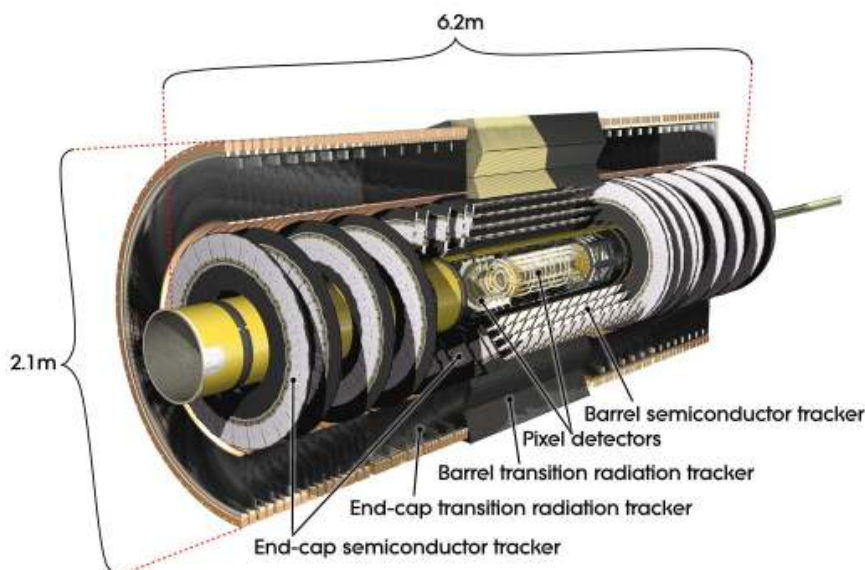


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des inneren Detektors [33].

unmittelbarer Nähe zum Wechselwirkungspunkt sind die hochauflösenden Halbleiter-Detektoren, zuerst der Pixel-Detektor (PIX) und daran anschließend der Silizium-Streifen-Detektor (SCT), angebracht, mit denen die präzise Vermessung der Spuren, der Stoßparameter und der sekundären Vertizes möglich ist.

Die dritte Komponente des Spursystems bildet der Übergangsstrahlungsdetektor (TRT für „transition radiation tracker“), der aus gasgefüllten Röhren von 4 mm Durchmesser besteht, in denen jeweils der Länge nach ein Kathodendraht mit angelegter Hochspannung angebracht ist. Zwischen den Röhren befinden sich Radiatoren, durch die beim Teilchendurchgang Übergangstrahlungsphotonen erzeugt werden. Damit ist mit dem TRT, abgesehen von der Spurmessung, auch die Identifikation von Teilchen möglich, was insbesondere zur Trennung von Elektronen und Pionen ausgenutzt wird.

Insgesamt deckt der innere Detektor einen Bereich bis $|\eta| < 2.5$ ab. Die Auflösung des Impulses in der transversalen Ebene beträgt [30]

$$\frac{\sigma_{p_T}}{P_T} = 0.05\%p_T \oplus 1\%, \quad (p_T \text{ in GeV}). \quad (3.3)$$

Dabei bedeutet das Zeichen \oplus , dass die Gesamtauflösung aus der Wurzel der quadratischen Summe der beiden Terme gebildet wird.

3.2.3 Kalorimeter

Kalorimeter werden zur Energiemessung von Elektronen, Photonen und Jets eingesetzt und damit auch zur Messung der fehlenden transversalen Energie. Zusätzlich liefern sie Informationen über den Ort der Teilchen. Unterschieden wird je nach Art der Wechselwirkung zwischen elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter. In Abb. 3.3 ist das Kalorimetersystem des ATLAS-Detektors veranschaulicht.

Elektromagnetisches Kalorimeter

Das in ATLAS verwendete elektromagnetische Kalorimeter (EM), ist ein Blei-LAr-Sampling-Kalorimeter. In abwechselnden Lagen werden Blei-Platten als Absorber und flüssiges Argon (LAr) als aktives Medium eingesetzt. Als Auslezellen werden Elektroden aus Kapton und Kupfer verwendet, die, wie die Absorber, in einer akkordeonförmigen Struktur angeordnet, mit der eine komplette Abdeckung des Kalorimeters in azimuthaler Richtung erzielt werden soll.

Der Raum zwischen den Elektroden und den Bleiplatten ist mit flüssigem Argon gefüllt, das von den Schauerteilchen ionisiert wird. Die dabei freiwerdenden Elektronen werden über ein starkes elektrisches Feld zu den Elektroden beschleunigt und dort als Signal ausgelesen. Der Bereich $|\eta| < 1.475$ besteht aus zwei gegenüberliegenden identischen Halb-Zylindern. Im Vorwärts- und Rückwärtsbereich ($1.375 < |\eta| < 3.2$) ist je eine Endkappe angebracht, die aus zwei bis drei getrennten, um die Strahlachse angeordneten, coaxialen Lagen zusammengesetzt ist. Jede Komponente ist mit einem Kryostaten zur Kühlung des LAr ausgestattet. Zwischen $1.37 < |\eta| < 1.52$ liegt ein nicht-sensitiver Bereich, da an dieser Stelle der Transport

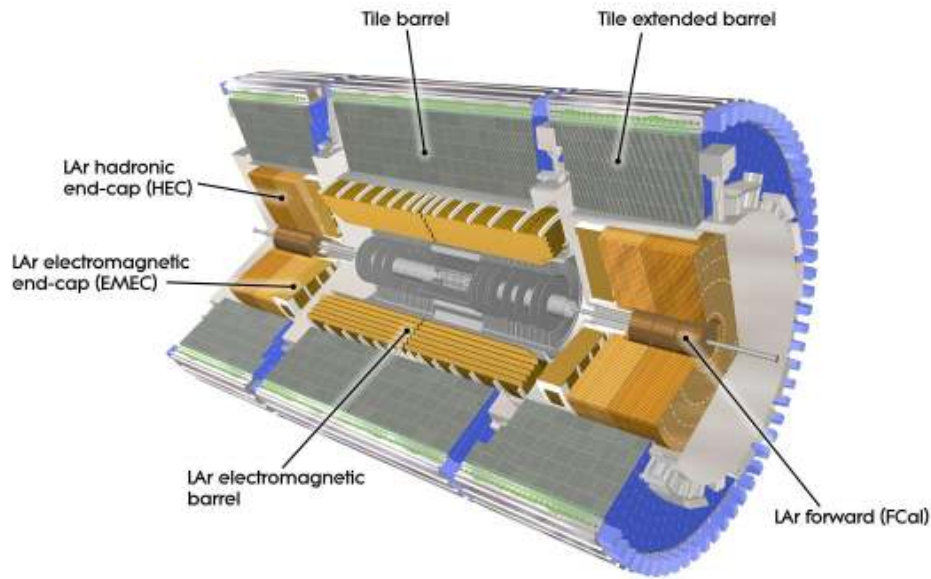


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Kalorimeter [33].

der ausgelesenen Signale von EM-Kalorimeter- und inneren Detektorkomponenten über Kabel nach außen erfolgt.

Die innerste Schicht aus LAr, die bis $|\eta| < 1.8$ reicht, dient als Präschauer-Detektor, mit dem der Energieverlust durch passives Material vor dem Kalorimeter abgeschätzt werden kann.

Der Bereich $|\eta| < 2.5$ ist für Präzisionsmessungen vorgesehen und daher mit drei feingranulierten Lagen ausgestattet, im Gegensatz zu dem Bereich zwischen $2.5 < |\eta| < 3.2$, der aus zwei Lagen mit größerer Granularität besteht. Die Auflösung der von Elektronen- und Photonen deponierten Energie im EM-Kalorimeter beträgt [30]

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%. \quad (3.4)$$

Hadronisches Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter besteht aus einem zentralen Szintillator-Platten(Tile)-Kalorimeter, einem LAr-Endkappenkalorimeter und einem LAr-Vorwärtskalorimeter (FCAL), die zusammen einen Bereich von $|\eta| < 4.9$ abdecken.

Im Tile-Kalorimeter werden Absorber aus Stahl und Platten mit Plastik-Szintillatoren als Konverter abwechselnd eingesetzt. Wellenlängenverschiebende Glasfasern leiten das Signal an die beiden Enden der Szintillatorplatten weiter, an denen sich Photomultiplier zur Signalauslese befinden.

Das hadronische Endkappen-Kalorimeter (HEC) verwendet wie das EM-Kalorimeter LAr als aktives Medium und Kupfer als passives Medium. Auch im Vorwärtskalorimeter, bei dem die höchste Strahlungsdichte zu erwarten ist, wird flüssiges Argon als aktives Medium eingesetzt, das sich durch seine hohe Strahlungsresistenz auszeichnet. Als Absorber wird hier Wolfram benutzt. Die Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters für Jets beträgt im Zentral- und Endkappenbereich [30]

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \quad (3.5)$$

und im Vorwärtsbereich [30]

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%. \quad (3.6)$$

3.2.4 Myonspektrometer

Mit dem ATLAS-Myonspektrometer, der äußersten Komponente des ATLAS-Detektors, ist innerhalb von $|\eta| < 2.7$ die Identifikation von Myonen, sowie die präzise Messung ihres Transversalimpulses im Bereich von 3 GeV bis zu 1 TeV möglich [32]. Der Myondetektor ist ausgestattet mit Präzisionsspurkammern und separaten Triggerkammern. Die Anordnung der einzelnen Komponenten des Myonsystems ist schematisch in Abb. 3.4 dargestellt.

Das Magnetfeld zur Ablenkung der Myonen wird erzeugt von einem System aus drei großen supraleitenden Toroidmagneten, die jeweils aus acht Luftspulen bestehen, die radial und symmetrisch um die Strahlachse montiert sind. Die toroidale Magnetkonfiguration ermöglicht, dass das Feld in den meisten Fällen orthogonal zur Myonflugrichtung ist und die luftgefüllten Spulen, dass eine Auflösungsver schlechterung infolge von Vielfachstößen minimiert wird.

Im Zentralbereich des Myonsystems ($|\eta| < 1.4$) sind die Spurkammern in drei zylindrischen Lagen um die Strahlachse angebracht.

In der Übergangsregion ($1.4 < |\eta| < 1.6$) und in den Endkappen ($1.6 < |\eta| < 2.7$) sind die Kammern auf Ebenen senkrecht zum Strahl installiert. Das Magnetfeld in der Übergangsregion setzt sich zusammen aus einer Kombination von Barrel- und Endkappentoroidfeld.

Zur Präzisionsmessung der Myonspuren werden im fast gesamten η -Bereich Driftkammern¹ (MDT) eingesetzt, sowie in großen Pseudorapiditätsregionen Kathoden-Streifen-Kammern².

Die insgesamt 1088 Kammern des MDT bestehen aus Driftröhren, die gefüllt sind mit einer Ar/CO_2 -Gasmischung. Sie haben jeweils einen Durchmesser von 30mm und einen Druck von 3bar. Das durchschnittliche Auflösungsvermögen in der r - ϕ -Ebene pro Kammer beträgt $35 \mu\text{m}$.

¹Monitored Drift Tubes

²Cathod Strip Chambers

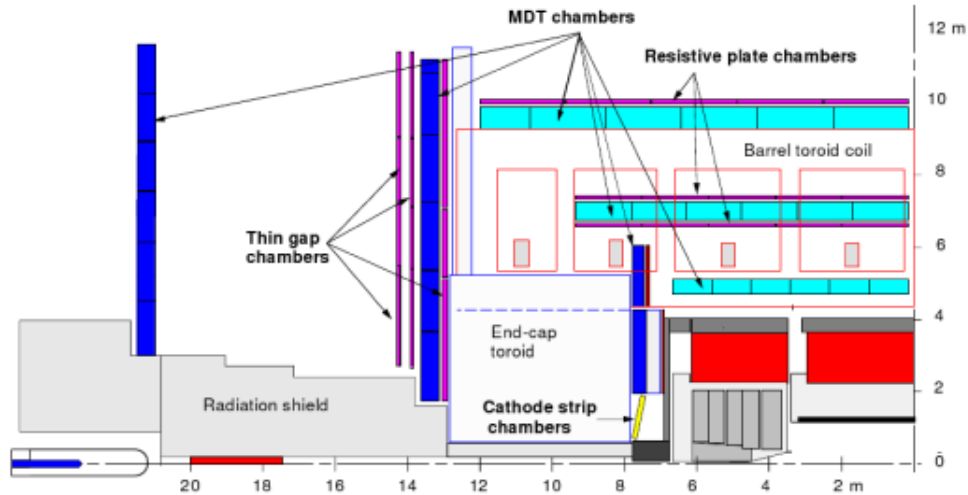


Abbildung 3.4: Querschnitt des Myonspektrometers in der y - z -Ebene [30].

Aufgrund der hohen Teilchendichte und der damit verbunden hohen Spurdichte werden im Vorwärtsbereich Kathoden-Streifen-Kammern eingesetzt, die sich auszeichnen durch ihre hohe Zeitauflösung und Leistungsfähigkeit. Die r - ϕ -Auflösung in der Ablenkebene beträgt hier etwa $40 \mu\text{m}$.

Das Myon-Triggersystem, das den Bereich $|\eta| < 2.4$ abdeckt, setzt sich zusammen aus „Resistive Plate Chambers“ (RPC) im Zentralbereich und „Thin Gap chambers“ (TGC) in den Endkappen.

Mit dem ATLAS-Myonsystem ist eine Auflösung des Transversalimpulses im Bereich von $10 \text{ GeV} < p_T < 500 \text{ GeV}$ von etwa 4% möglich und für Transversalimpulse bis zu 1 TeV eine Auflösung von etwa 10% [32].

3.2.5 Triggersystem

Die Ereignisrate am LHC bei Design-Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und einer Kollisionsrate der Protonenpakete von 40 MHz beträgt etwa 1 GHz. Die mögliche Speicherrate ist allerdings auf 200 Hz beschränkt. Um die interessanten Ereignisse aus dem dominanten Multijet-Untergrund herauszufiltern, ist ein effizientes und zuverlässiges Triggersystem unabdingbar. Interessant sind beispielsweise Signaturen von Objekten mit hohem Transversalimpuls und Ereignisse mit großer fehlender transversalen Energie als Hinweis auf elektroschwache Prozesse, Higgs-Bosonen oder „neue Physik“.

Das ATLAS-Triggersystem besteht aus drei Stufen. Die erste Stufe (L1) ist Hardware-basiert und empfängt die Informationen des Myon-Triggersystems und der Kalorimeter, die über eine sehr schnelle Auslese verfügen. Eine Entscheidung, ob ein Ereignis physikalisch interessant ist, muss in weniger als $2.5 \mu\text{s}$ getroffen wer-

den, um die Rate auf 75 kHz zu reduzieren. Die von L1 identifizierten interessanten Detektorregionen (RoI für „region of interest“) werden an die zweite Triggerstufe (L2) weitergeleitet. Diese ist Software basiert und die Selektionsalgorithmen rekonstruieren das Ereignis lokal um die „RoI“, wobei jetzt alle Detektorinformationen bei voller Granularität zur Verfügung stehen. Die maximale Zeit für eine L2-Triggerentscheidung beträgt 2 ms und die Datenrate ist nach diesem Schritt auf 1 kHz abgesenkt. Die dritte Stufe, der sogenannte Ereignisfilter (EF), hat Zugriff auf die volle Detektorinformation. Innerhalb von etwa einer Sekunde wird das gesamte Ereignis unter Berücksichtigung aller wichtigen Kriterien untersucht und eine Triggerentscheidung gefällt.

Unterschieden wird zwischen den geforderten Triggerbedingungen während der Datennahme und während der Analyse, bei der nachträglich gezielt Triggerentscheidungen abgefragt werden können.

4 Rekonstruktion und Simulation von Ereignissen

Zur Rekonstruktion der Ereignisse aus den am ATLAS-Detektor aufgezeichneten Daten, die in der Analyse ausgewertet werden können, gibt es für die verschiedenen physikalischen Objekte spezielle Rekonstruktions- und Identifizierungsalgorithmen [30].

Im Folgenden werden die für die spätere Analyse wichtigsten Algorithmen kurz beschrieben und anschließend die Simulation von Kollisionsereignissen mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren vorgestellt.

4.1 Rekonstruktion und Identifikation von Elektronen

Die Elektronrekonstruktion beginnt in der zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters. Die dort aufgezeichneten Schauer werden mit Hilfe eines „Sliding-Window“-Algorithmus nach Energieanhäufungen, sogenannten „Seeds“, mit $E_T > 2.5 \text{ GeV}$, abgetastet. Ist ein solcher Seed gefunden, wird ein rechteckiges „Cluster“ einer festen Größe in $\Delta\eta \times \Delta\phi$ so positioniert, dass die Energie innerhalb des Clusters maximal wird.

Die Größe des Clusters ist abhängig von Kalorimeterregion und Teilchenart. Elektronen haben in der Regel einen breiteren Schauer als Photonen infolge der Ablenkung im Magnetfeld und aufgrund ihrer höheren Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in der ersten Kalorimeterlage. Kann dem Cluster eine Spur aus dem inneren Detektor zugewiesen werden, deren Impuls kompatibel ist mit der Energie des Clusters, so wird ein Elektronkandidat erzeugt.

Ziel der Identifizierungsalgorithmen ist es, möglichst hohe Nachweiswahrscheinlichkeit bei gleichzeitig optimaler Untergrundunterdrückung zu erreichen. Bei ATLAS werden dazu je nach Härte der Selektionskriterien drei Standardeinstellungen unterschieden. Die spätere Analyse verwendet Elektronen, die die Bedingungen der mittleren Selektionsstufe erfüllen, um eine hadronische Fehlidentifikation zu vermeiden. Als diskriminierende Variablen werden dazu unter anderem die Form des Schauers in der ersten und zweiten Kalorimeterlage, der Energieübertritt ins hadronische Kalorimeter und die Qualität der Spurvariablen und der Spuranpassung berücksichtigt.

Die aus der Simulation gewonnene Identifikationsrate von Elektronen für den Prozess $Z \rightarrow ee$ bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ist für die drei Identifikationsalgorithmen „loose“, „medium“ und „tight“ (für leicht, mittel und hart) in Abb. 4.1 in Abhängigkeit von E_T

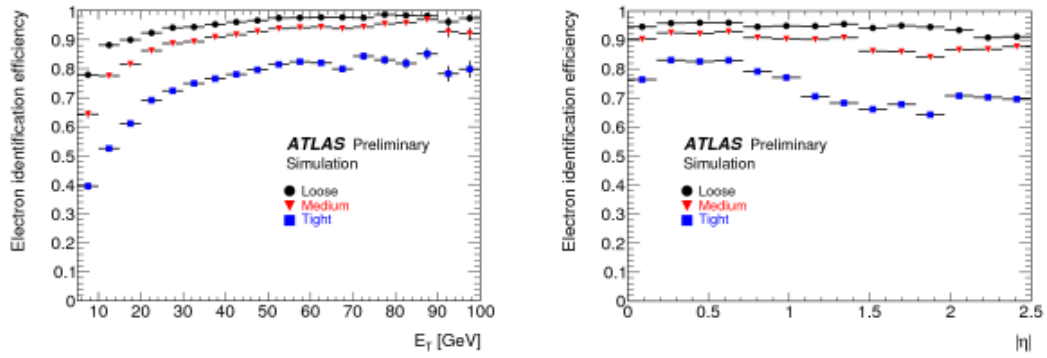


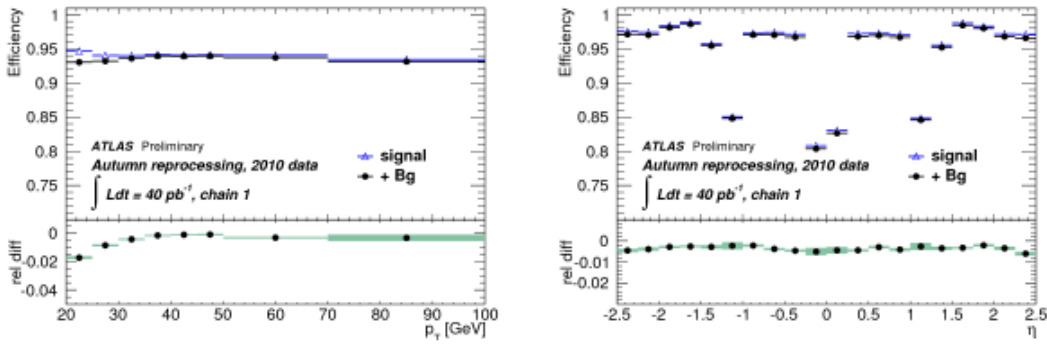
Abbildung 4.1: Elektronidentifikationsrate in Abhängigkeit von E_T und η (aus [34])

und η veranschaulicht. Die Unterdrückungsrate für fehlidentifizierte Elektronen aus hadronischen Zerfällen und Photonkonversionen ist mit der mittleren Selektionsstufe bestimmt worden zu 6840 ± 70 [34].

4.2 Rekonstruktion und Identifikation von Myonen

Die Identifikation von Myonen ist in der Regel sehr rein, da sie als einzige Teilchen alle Detektorkomponenten durchlaufen. Das ist auch von Vorteil bei der Rekonstruktion der Myonen, bei der die Informationen aus dem Spurdetektor, dem Kalorimeter und dem Myonspektrometer unabhängig voneinander ausgewertet und kombiniert werden können.

Im Analyseteil werden sogenannte kombinierte „STACO“-Myonen verwendet, für deren Rekonstruktion die Messungen im Myonspektrometer mit denen im inneren Detektor statistisch kombiniert werden, sofern zueinander passende Spuren gefunden werden können. Die Rekonstruktion beginnt dabei in den Myonkammern mit der Suche nach Spursegmenten, die eine geringe Krümmung aufweisen und in Richtung des Wechselwirkungspunktes zeigen. Werden mindestens zwei Spursegmente aus unterschiedlichen Myonkammern gefunden, werden diese zu einem Myonspurkandidaten kombiniert. Die Spurparameter, aus denen sich die Größen p_T , η , ϕ , d_0 und z_0 ableiten, ergeben sich aus einem Fit des Spurkandidaten in Richtung Wechselwirkungspunkt. Für „STACO“-Myonen werden die daraus resultierenden Werte der Spurparameter im Myonspektrometer unter Berücksichtigung des Energieverlusts im Kalorimeter mit einer passenden inneren Detektorspur statistisch kombiniert. Als Maß für die Güte einer Übereinstimmung von zwei Spuren wird ein χ^2 -Test ausgeführt [30]. Für den Fall, dass den Spurkandidaten des Myonspektrometers mehrere Spuren aus dem inneren Detektor zugewiesen werden, wird genau die Kombination mit dem besten χ^2 -Wert ausgewählt. Die kombinierte Rekonstruktion der Myonen ist auf den Bereich $|\eta| < 2.5$ beschränkt. Die Rekonstruktion von sogenannten „stand-alone“ Myonen, die nur auf den Informationen des Myonspektrometers basiert, ist


 Abbildung 4.2: Myoneffizienz in Abhängigkeit von p_T und η (aus [35])

bis zu einem Bereich von $|\eta| < 2.7$ möglich. In Abb. 4.2 ist die Myonrekonstruktionseffizienz, die für den simulierten Prozess $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ bestimmt wurde, in Abhängigkeit von p_T und η dargestellt. Die gemessene Rekonstruktionseffizienz für kombinierte STACO-Myonen, deren Transversalimpuls größer als 20 GeV ist, ist höher als 96% [35]. Ein Effizienzverlust ist vor allem auf die Magnetfeldkonfiguration in der Übergangsregion zwischen Zentral- und Endkappentoroidfeld zurückzuführen und auf den Bereich bei $\eta = 0$.

Zur Unterscheidung von Myonen aus dem harten Wechselwirkungsprozess und solchen aus hadronischen Zerfällen werden Spur- und Kalorimeterisolutionsvariablen eingeführt. Die Spurisolationsvariable $\text{Iso}_{\Delta R} P_T^{ID}$ wird aus der Summe der gemessenen Transversalimpulse aller geladenen Teilchen im inneren Detektor (ID), die sich in einem Abstand ΔR um das Myon befinden, dividiert durch den Transversalimpuls des Myons, bestimmt. Die Kalorimeter-Isolutionsvariable $\text{Iso}_{\Delta R} E_T^{Cl}$ wird definiert als die Summe der Energiedepositionen E_T^{Cl} in den rekonstruierten Kalorimeter-„Clustern“, die sich im Abstand ΔR um das Myon befinden, dividiert durch den Transversalimpuls des Myons. Die Isolationseffizienz und damit die Identifikation von Myonen ist in guter Übereinstimmung mit der Monte-Carlo-Simulation gemessen worden [35].

4.3 Jetrekonstruktion

Vorgestellt werden die in dieser Arbeit verwendeten Anti- k_T -Topo- und Cone-Topo-Jet-Algorithmen. Vor deren Anwendung wird zunächst die im Kalorimeter deponierte Energie in sogenannte topologische „Cluster“ [30] zusammengefasst.

Im ersten Analyseteil, der sich mit der Untersuchung der Massenrekonstruktion beschäftigt, wird der iterative Cone-Topo-Jet-Algorithmus [36] verwendet. Die Rekonstruktion beginnt hier mit der Suche nach dem topologischen Cluster mit der höchsten Energie, mit dem die vorläufige Jetachse festgelegt wird. Alle weiteren topologischen Cluster, die sich innerhalb von ΔR um diese vorläufige Jetachse befinden,

werden durch Addition der Lorentzvektoren hinzugefügt. Die Jetachse wird für das kombinierte Objekt neu berechnet. Wieder werden alle Teilchen, die sich innerhalb von ΔR um diese neue Jetachse befinden, hinzugefügt. Dieser Prozess wird solange iteriert bis sich die Ausrichtung des kombinierten Objektes nicht mehr ändert, das dann als Jet bezeichnet wird. Für die übrigen topologischen Cluster wiederholt sich diese Prozedur.

Beim Anti- k_T -Algorithmus [37], der im zweiten Analyseteil verwendet wird, handelt es sich um einen sequentiellen Rekombinationsalgorithmus. Bei diesem wird jeweils der Abstand d_{ij} zwischen zwei Objekten i und j , die zunächst topologische Cluster sein können, aus der Liste aller möglichen Entitäten definiert als

$$d_{ij} = \min \left(\frac{1}{p_{T_i}^2}, \frac{1}{p_{T_j}^2} \right) \cdot \frac{\Delta R_{ij}}{R}, \quad (4.1)$$

sowie der Abstand $d_{iB} = \frac{1}{p_{T_i}^2}$ zwischen dem Objekt i und dem Strahl B (für „beam“) bestimmt. Gesucht wird das Minimum d_{\min} . Wird ein d_{ij} als Minimum identifiziert, so werden die beiden Objekte i und j zu einem neuen Objekt k durch Addition ihrer Lorentzvektoren kombiniert. Das neue Objekt k wird anstelle von i und j der Liste hinzugefügt. Die Prozedur wird solange fortgesetzt bis $d_{\min} = d_{iB}$ ist. Das zugehörige Objekt wird dann als Jet eingestuft und aus der Liste genommen. Für die übrigen Objekte wird dieser Vorgang wiederholt.

Vor- und Nachteile dieser beiden Algorithmen werden in [37] und [36] dargelegt. Der Anti- k_T -Algorithmus, der bei der Analyse im ersten Teil dieser Arbeit noch nicht zur Verfügung stand, erweist sich als der theoretisch vorteilhaftere Algorithmus.

4.4 Rekonstruktion der fehlenden transversalen Energie

Die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T , die aus den beiden Komponenten \cancel{E}_x und \cancel{E}_y besteht, berechnet sich hauptsächlich aus den Energiedepositionen im Kalorimeter $E_{x,y}^{Calo}$. Zusätzlich wird die Energie der Myonen $E_{x,y}^{Muon}$, sowie der Energieverlust in den Kryostaten $E_{x,y}^{Cryo}$ berücksichtigt.

$$\cancel{E}_{x,y} = E_{x,y}^{Calo} + E_{x,y}^{Cryo} + E_{x,y}^{Muon} \quad (4.2)$$

Der Kalorimeterterm $E_{x,y}^{Calo}$ setzt sich bei dem in dieser Arbeit verwendeten Algorithmus zusammen aus der negativen vektoriellen Summe der gemessenen transversalen Energien in den topologischen Clusterzellen. Im Myonenterm $E_{x,y}^{Muon}$ werden bis $|\eta| < 2.5$ die transversalen Impulse von den kombinierten Myonen genommen und für $2.5 < |\eta| < 2.7$ die von „stand-alone“ Myonen (4.2).

Zur Verbesserung der Messgenauigkeit und zur Reduzierung von systematischen Verschiebungen ist eine Kalibration von \cancel{E}_T nötig. In den Analyseteilen dieser Arbeit wird die sogenannte „RefFinal“-Kalibrationsmethode verwendet. Dabei werden die Kalorimeterzellen mit einem bereits rekonstruierten und identifizierten physikalischen

chen Objekt mit hohem Transversalimpuls assoziiert.

Zur Vermeidung einer doppelten Zuweisung wird bei der Zuordnung folgende Reihenfolge beachtet: Elektronen, Photonen, Myonen, hadronische τ -Leptonen, b-Jets und leichte Jets. Die Kalibration von den einzelnen Objekte wird übernommen zur Kalibration der fehlenden transversalen Energie. Bei den niederenergetischen Energiedepositionen, die keinem physikalischen Objekt zugeordnet werden können, wird die globale oder lokale Kalibrationsmethode verwendet [30]. Die Rekonstruktionsgüte der fehlenden transversalen Energie σ wird meist als Wurzelfunktion in Abhängigkeit von $\sum E_T^{Cl}$ angegeben über

$$\sigma = \alpha \cdot \sqrt{\sum E_T^{Cl}}, \quad (4.3)$$

wobei $\sum E_T^{Cl}$ der gesamten transversalen Energie im Kalorimeter entspricht, die aus der skalaren Summe der transversalen Energien aller Clusterzellen bestimmt wird. Für den ATLAS-Detektor ist ein Wert von α um 0.45 bestimmt worden [38].

4.5 Ereignissimulation

Die Simulation von Wechselwirkungsprozessen erfolgt mit Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren (MC), die ein wichtiges Hilfsmittel in der experimentellen Teilchenphysik sind. Mittels statistischer Methoden können zu Theorievorhersagen simulierte Ereignisse generiert werden, die sich mit echten Daten aus Beschleunigerexperimenten vergleichen lassen, so dass eine Überprüfung der Theorie möglich ist. Mit Monte-Carlo-Generatoren konnten bereits in der langen Vorbereitungsphase des LHCs die Ereignistopologien von Proton-Proton-Kollisionen bei Schwerpunktsenergien von 14 TeV, 10 TeV und 7 TeV studiert werden, Detektoranforderungen und -bedingungen abgeleitet, sowie die Sensitivität auf verschiedene Messungen, wie beispielsweise auf die Higgs-Bosonmasse, untersucht werden.

Die Erstellung von Datensätzen zu hadronischen Wechselwirkungsprozessen mittels MC-Generatoren basiert im Wesentlichen auf Verwendung von Gl. 2.24. Neben den Partondichtefunktionen und dem perturbativ berechenbaren Streuprozess werden zusätzlich Partonschauer-, Fragmentations- und Hadronisierungsmodelle berücksichtigt [39].

In dieser Arbeit werden die MC-Ereignisgeneratoren PYTHIA, HERWIG, AlpGEN und MC@NLO eingesetzt, die teilweise unterschiedliche Näherungsverfahren und Algorithmen bei der Generierung verwenden.

- PYTHIA [40] ist ein Vielzweck-MC-Generator, bei dem der Wirkungsquerschnitt des harten Streuprozesses in führender Ordnung (LO für „leading order“) Störungstheorie eingeht. Zur Modellierung der Abstrahlung von Gluonen wird ein Partonschauermodell verwendet. Die Modellierung des Hadronisierungsprozesses basiert auf dem „String-Modell“.

- HERWIG [41] ist ebenfalls ein Vielzweck-MC-Generator. Im Unterschied zu PYTHIA wird eine andere Partonschauermodellierung und ein anderes Hadronisierungsmodell verwendet.
- AlpGEN [42] ist ein MC-Generator spezialisiert auf harte Multi-Parton-Prozesse in Hadron-Kollisionen. Für die Partonschauer- und Hadronisierungsmodellierung kann der PYTHIA oder HERWIG-Generator verwendet werden. In führender Ordnung erfolgt ein „matching“ zwischen dem Partonschauermodell und dem berechneten Matrixelement. „Underlying Events“ meist mit dem Jimmy-Generator erzeugt.
- Beim MC@NLO-Generator [43] werden bei der Simulation die Wirkungsquerschnitte von harten Streuprozessen bei Hadronkollisionen bis einschließlich der ersten Ordnung von Strahlungskorrekturen (NLO für „next-to-leading order“) berücksichtigt. Die Ereignisse werden anschließend vom HERWIG-Generator weiterverarbeitet, der zusätzlich das Partonschauermodell für höhere Ordnungen, sowie die Fragmentation und Hadronisierung simuliert. Für die Modellierung von „Underlying Events“ wird ebenfalls der Jimmy-Generator verwendet.

Die Simulation der Higgs-Bosonproduktion über den Vektorbosonfusionsprozess, der in dieser Arbeit untersucht wird, erfolgt mit dem HERWIG-Generator. Für die Simulation von leptonisch zerfallenden Z -Bosonen und von W -Bosonen werden die MC-Simulationen von PYTHIA und AlpGEN genommen. Bei der Studie über die kollineare Massenrekonstruktion werden aufgrund der besseren Beschreibung der Jetkinematik für den Untergrundprozess $Z \rightarrow \tau\tau$ von AlpGEN produzierte Datensätze verwendet. Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes im zweiten Analyseteil wird die Simulation von PYTHIA benutzt, da hier die Kinematik der Jets nicht im Vordergrund der Analyse steht. Für die Simulation von QCD-Multijetereignissen werden ebenfalls MC-Datensätze von PYTHIA verwendet, für die simulierte $t\bar{t}$ -Produktion ein vom MC@NLO-Generator erzeugter MC-Datensatz.

Zum Vergleich der simulierten Ereignisse mit den vom Detektor aufgezeichneten Daten wird bei ATLAS das „GEANT4“-Softwarepaket [44] benutzt, mit dem die Vorgänge nach einer Proton-Proton-Kollision innerhalb des Detektors simuliert werden. Die generierten Ereignisse durchlaufen diese Detektorsimulation und anschließend die selben Rekonstruktions- und Identifikationalgorithmen wie die Kollisionsdaten. Bei der Analyse stehen sowohl die Informationen auf Generatorniveau, als auch die Informationen über die mit „GEANT4“ simulierten und rekonstruierten Ereignisse zur Verfügung.

Teil I

Untersuchung der kollinearen Näherung

5 Massenrekonstruktion

Bei Prozessen, in denen Neutrinos im Endzustand vorhanden sind, lässt sich die invariante Masse des ursprünglich produzierten Teilchens nicht exakt rekonstruieren. In diesem Fall greift man auf Näherungsverfahren zur Massenrekonstruktion zurück. Im ersten Analyseteil dieser Arbeit liegt das Hauptaugenmerk auf der Methode der kollinearen Näherung [45] zur Rekonstruktion der Higgs- und Z -Masse, die anhand des Prozesses $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ und des Untergrundprozesses $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ untersucht und mit alternativen Rekonstruktionsalgorithmen verglichen wird. In diesem Kapitel werden zunächst die verwendeten Massendefinitionen eingeführt.

5.1 Kollineare Näherung

Neutrinos können im Detektor nur indirekt über die Variable der gesamten fehlenden transversalen Energie nachgewiesen werden. Mit der Methode der kollinearen Näherung ist trotz Unkenntnis der einzelnen Neutrinoimpulse die Rekonstruktion der invarianten Masse des τ -Leptonensystems unter den folgenden Voraussetzungen möglich:

- Die τ -Leptonen müssen einen ausreichend hohen Lorentz-„Boost“ haben, damit die Flugrichtung ihrer Zerfallsprodukte kollinear mit derjenigen des ursprünglichen τ -Leptons verläuft.
- Die beiden Leptonen sollen nicht in entgegengesetzter Richtung auseinander fliegen. Voraussetzung dafür ist ein ausreichend hoher Transversalimpuls des Higgs- beziehungsweise Z -Bosons.
- Die fehlende transversale Energie darf ausschließlich von den Neutrinos aus den τ -Leptonzerfällen stammen.
- Die Leptonmasse kann vernachlässigt werden.

Aufgrund der hohen Masse des Higgs- beziehungsweise Z -Bosons gegenüber der doppelten τ -Leptonmasse ist die Annahme der kollinearen Näherung gerechtfertigt, ebenso wie die Vernachlässigung der Leptonmassen.

In Abb. 5.1 ist die kollineare Näherung anhand eines Impulsdiagrammes für den Prozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$ veranschaulicht. Die Zerfallsprodukte des τ -Leptons fliegen kollinear zur Flugrichtung des τ -Leptons. Anstelle zweier Myonen werden auch zwei Elektronen oder ein Elektron und ein Myon im Endzustand betrachtet. Zur Rekonstruktion des τ -Leptonimpulses werden zwei neue Variablen x_1 und x_2

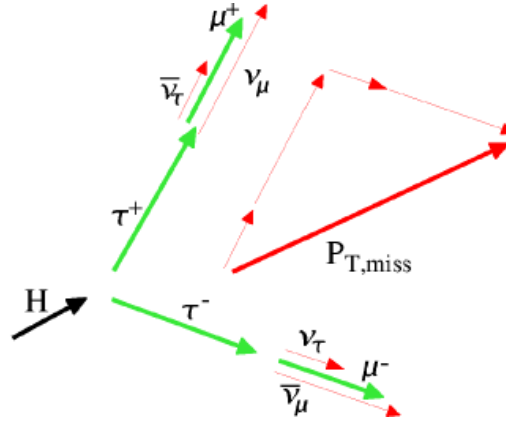


Abbildung 5.1: Impulsdiagramm zur kollinearen Näherung: Die Impulsrichtung des Myons und der Neutrinos aus dem τ -Zerfall verläuft parallel zur Impulsrichtung des ursprünglichen τ -Leptons (aus [16]).

eingeführt, die dem jeweiligen Impulsanteil des auslaufenden Leptons (ℓ) entsprechen:

$$x_1 = \frac{|\vec{p}_{\ell_1}|}{|\vec{p}_{\tau_1}|}, \quad x_2 = \frac{|\vec{p}_{\ell_2}|}{|\vec{p}_{\tau_2}|} \quad (5.1)$$

Für die Masse $m_{\tau\tau}$ des τ -Leptonensystems, die der invarianten Masse des Higgs- bzw. Z-Bosons entspricht, gilt

$$m_{\tau\tau}^2 = (p_{\tau_1} + p_{\tau_2})^2 = 2(m_\tau^2 + p_{\tau_1}p_{\tau_2}). \quad (5.2)$$

Einsetzen der kollinearen Näherung und Vernachlässigung der Leptonmassen führt auf die kollineare Masse m_{coll} über:

$$m_{\tau\tau} \approx \sqrt{\frac{2p_{\ell_1}p_{\ell_2}}{x_1 \cdot x_2}} \approx \frac{m_{\ell\ell}}{\sqrt{x_1 \cdot x_2}} = m_{\text{coll}} \quad (5.3)$$

Mathematisch möglich ist die Massenrekonstruktion demnach nur, wenn die Bedingung $x_1 \cdot x_2 > 0$ erfüllt ist. Physikalisch sinnvoll für x_1 und x_2 sind jedoch nur Werte zwischen 0 und 1.

Unter der Annahme der Impulserhaltung in der transversalen Ebene ergibt sich ein lineares Gleichungssystem, mit dem die beiden Unbekannten x_1 und x_2 bestimmt werden können:

$$\vec{p}_{T,\tau_1} + \vec{p}_{T,\tau_2} = \vec{p}_{T,\ell_1} + \vec{p}_{T,\ell_2} + \vec{E}_T = \frac{1}{x_1}\vec{p}_{T,\ell_1} + \frac{1}{x_2}\vec{p}_{T,\ell_2} \quad (5.4)$$

Die Lösung lautet:

$$x_1 = \frac{p_{x,\ell_1} p_{y,\ell_2} - p_{y,\ell_1} p_{x,\ell_2}}{p_{y,\ell_2} \cancel{E}_x - p_{x,\ell_2} \cancel{E}_y + p_{x,\ell_1} p_{y,\ell_2} - p_{y,\ell_1} p_{x,\ell_2}} \quad (5.5)$$

$$x_2 = \frac{p_{x,\ell_1} p_{y,\ell_2} - p_{y,\ell_1} p_{x,\ell_2}}{p_{x,\ell_1} \cancel{E}_y - p_{y,\ell_1} \cancel{E}_x + p_{x,\ell_1} p_{y,\ell_2} - p_{y,\ell_1} p_{x,\ell_2}} \quad (5.6)$$

Wird das Higgs-Boson in Ruhe produziert, fliegen die beiden τ -Leptonen im Schwerpunktsystem mit betragsmäßig gleichen Impulsen in entgegengesetzte Richtungen. Gleichung 5.4 reduziert sich dann auf:

$$0 = \frac{p_{T,\ell_1}}{x_1} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} - \frac{p_{T,\ell_2}}{x_2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \iff x_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = x_2 \cdot \frac{p_{T,\ell_2}}{p_{T,\ell_1}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

und für x_1 und x_2 können keine eindeutigen Lösungen mehr gefunden werden. Auch für den Fall, dass beide τ -Leptonen in dieselbe Richtung fliegen, gibt es keine eindeutige Lösung für das Gleichungssystem, da auch hier das Gleichungssystem unterbestimmt ist und lediglich eine lineare Abhängigkeit von x_1 und x_2 den Raum aller möglichen Lösungen einschränkt.

Die Abhängigkeit der kollinearen Masse von dem Winkel zwischen den beiden Leptonen, den Größen x_1 und x_2 , sowie von der fehlenden transversalen Energie wird in Kap. 7 näher untersucht.

5.2 Alternative Massenrekonstruktionen

Alternative Methoden zur Massenrekonstruktion sind durch die Dilepton-Masse, die transversale Masse, die effektive Masse und die „Likely“-Masse gegeben, deren Vor- und Nachteile gegenüber der kollinearen Masse in Kap. 7 untersucht werden.

Die Dilepton-Masse $m_{\ell\ell}$ bezeichnet die invariante Masse der beiden im Detektor sichtbaren Komponenten aus dem τ -Zerfall, die auch in die Bestimmung der kollinearen Masse eingeht. Sie ist definiert als:

$$m_{\ell\ell} = \sqrt{(p_{\ell_1} + p_{\ell_2})^2} \quad (5.8)$$

Da die invariante Masse der beiden Neutrinosysteme hier nicht berücksichtigt wird, ist die Rekonstruktion der Ditaumasse unvollständig.

Bei der transversalen Masse m_T werden die x - und y -Komponenten der beiden Leptonen, sowie zusätzlich die fehlende transversale Energie berücksichtigt. Zur Bestimmung von m_T wird folgende Formel verwendet:

$$m_T = \sqrt{(E_{\ell_1} + E_{\ell_2} + \cancel{E}_T)^2 - (p_{x,\ell_1} + p_{x,\ell_2} + \cancel{E}_x)^2 - (p_{y,\ell_1} + p_{y,\ell_2} + \cancel{E}_y)^2} \quad (5.9)$$

Da nur die transversalen Komponenten in die Berechnung eingehen, liegt die transversale Masse unterhalb der tatsächlichen $\tau\tau$ -Masse.

Für die Bestimmung der effektiven Masse m_{eff} werden alle im Detektor messbaren Komponenten aus dem Higgs- beziehungsweise Z -Bosonzerfall miteinbezogen. Dazu wird der fehlende transversale Impuls als Lorentzvektor der Form $\not{p}_T = (\not{E}_x, \not{E}_y, 0, \not{E}_T)$ definiert. m_{eff} berechnet sich dann aus:

$$m_{\text{eff}} = \sqrt{(p_{\ell_1} + p_{\ell_2} + \not{p}_T)^2} \quad (5.10)$$

Auch hier kann die Masse des τ -Leptonensystems aufgrund der fehlenden z -Komponente des fehlenden Impulses nicht vollständig rekonstruiert werden.

Die „Likely“-Masse m_{Likely} basiert auf der Annahme, dass die z -Komponente des Lepton-Lepton-Systems auf das System der vier Neutrinos übertragen werden kann. Mit dieser Näherung und unter Vernachlässigung der Leptonmassen lässt sich der Lorentzvektor \not{p}_{Likely} des fehlenden Impulses konstruieren über:

$$\not{p}_{\text{Likely}} = (\not{E}_x, \not{E}_y, p_{z,\ell\ell}, E_{\text{Likely}}) \quad (5.11)$$

E_{Likely}^2 wird dabei aus der Wurzel der quadratischen Summe der x , y und z -Komponente bestimmt und zusätzlich mit dem Faktor $\frac{E_{\ell\ell}}{|\vec{p}_{\ell\ell}|}$ skaliert. Für die „Likely“-Masse gilt dann:

$$m_{\text{Likely}} = \sqrt{(p_{\ell_1} + p_{\ell_2} + \not{p}_{\text{Likely}})^2} \quad (5.12)$$

6 Der Vektorbosonfusionsprozess

$$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$$

Die Suche nach dem Higgs-Boson ist eine der Hauptaufgaben der Experimente am LHC. Der Prozess $H \rightarrow \tau\tau$ infolge der Vektorbosonfusion (VBF) ist ein wichtiger und vielversprechender Kanal für eine Entdeckung des Higgs-Bosons im niedrigen Massenbereich [30]. Im Rahmen dieser Arbeit wird dieser Prozess mit zwei Leptonen im Endzustand bei einer Higgs-Bosonmasse von 120 GeV untersucht.

Leptonen hinterlassen im Gegensatz zu hadronisch zerfallenden τ -Leptonen eine eindeutige Signatur im Detektor und ihre kinematischen Eigenschaften, wie Energie und Impuls, können deutlich genauer gemessen werden.

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften der Vektorbosonfusion, die wichtigsten Untergrundprozesse und die Ereignisselektion für den Prozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ vorgestellt.

6.1 Kinematik der Vektorbosonfusion

Der Prozess der Vektorbosonfusion weist eine charakteristische Kinematik der beteiligten Quarks und der Zerfallsprodukte des Higgs-Bosons auf, die zur Diskriminierung des Signals von den vielfach häufigeren Untergrundprozessen ausgenutzt werden kann [15].

Beim Produktionsprozess der Vektorbosonfusion $qq \rightarrow qqH$ emittieren die einlaufenden Quarks jeweils ein W^\pm oder Z -Boson, die ihrerseits an einem weiteren Vertex miteinander wechselwirken und dabei ein Higgs-Boson bilden.

Die Vektorbosonen erhalten im Gegensatz zu den auslaufenden Quarks einen eher kleinen Anteil der anfänglichen Partonenergie, der mindestens in der Größenordnung $\mathcal{O}(\frac{1}{2}m_H)$ liegen muss, um das Higgs-Boson zu produzieren. Die Quarks im Endzustand dagegen haben sehr hohe Energien in der Größenordnung von 1 TeV, wohingegen ihr Transversalimpuls vorwiegend im Bereich der Vektorbosonmasse liegt. Das hat zur Folge, dass der Polarwinkel, unter dem die Abstrahlung erfolgt, in der Regel klein ist. Die Jets, die aus den auslaufenden Partonen resultieren, liegen daher typischerweise im Vorwärts- beziehungsweise Rückwärtsbereich des Detektors. Sie werden als Tagging-Jets bezeichnet. Aufgrund der hohen Energien der beiden Jets bei vergleichsweise geringen Transversalimpulsen resultiert auch eine große invariante Masse des Di-Jet-Systems. Da es zu keinem Farbfluss zwischen den auslaufenden Partonen kommt, ist die Wahrscheinlichkeit, dass Jets im zentralen

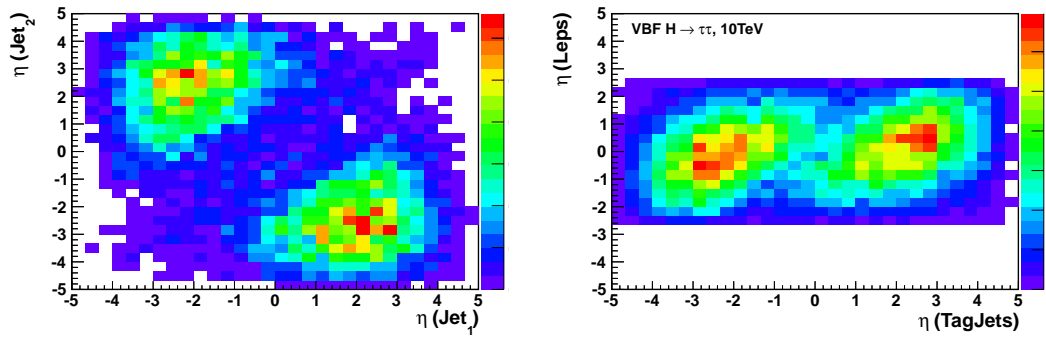


Abbildung 6.1: links: Korrelation der Pseudorapidität der beiden Tagging-Jets, rekonstruiert mit dem Topo-Jet-Cone-Algorithmus (Kap.4.3) und $p_T > 20 \text{ GeV}$. Jet_1 kennzeichnet den Jet mit dem höchsten, Jet_2 den mit dem zweithöchsten p_T - rechts: Vergleich der Pseudorapiditäten der Leptonen (e, μ mit $p_T > 10 \text{ GeV}$ und $|\eta| < 2.7$) und der Tagging-Jets (rekonstruierte MC-Ereignisse (HERWIG) bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$).

Detektorbereich gemessen werden, gering. Gluonen werden stattdessen bevorzugt unter kleinen Winkeln im Vorwärts- und Rückwärtsbereich emittiert. Diese Eigenschaft der VBF, sowie die Tatsache, dass die beiden Tagging-Jets einen vergleichsweise hohen Pseudorapiditätsabstand haben, kann ausgenutzt werden, um quantenchromodynamische Untergrundprozesse, bei denen es zu hadronischer Aktivität im Zentralbereich kommt, stark zu reduzieren. In Abb. 6.1 (links) ist die Position der beiden Tagging-Jets zueinander in Abhängigkeit von ihrer Pseudorapidität η für den Prozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ dargestellt.

Die Zerfallsprodukte der τ -Leptonen liegen isoliert von Jets vorwiegend im zentralen η -Bereich und zwischen den beiden Tagging-Jets, wie in Abb. 6.1 (rechts) veranschaulicht. Im Detektor werden lediglich die Elektronen und/oder Myonen aus den τ -Zerfällen registriert. Die vier Neutrinos dagegen können nur indirekt über die Variable der fehlenden transversalen Energie nachgewiesen werden.

6.2 Untergrundprozesse

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Untergrundprozesse zur Higgs-Bosonproduktion (VBF) betrachtet, die dem Signalprozess in ihrer Signatur und Kinematik sehr ähnlich sind. Ziel der Analyse ist es, das Signal mit einer hohen Reinheit bei gleichzeitig wenig Verlusten zu extrahieren. Dazu müssen die Untergrundprozesse, deren Wirkungsquerschnitte im Vergleich um ein Vielfaches größer sind, gut verstanden sein. Für eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV sind in Tab. 6.1 die Wirkungsquerschnitte σ der wichtigsten Untergrundprozesse und vom Signalprozess angegeben.

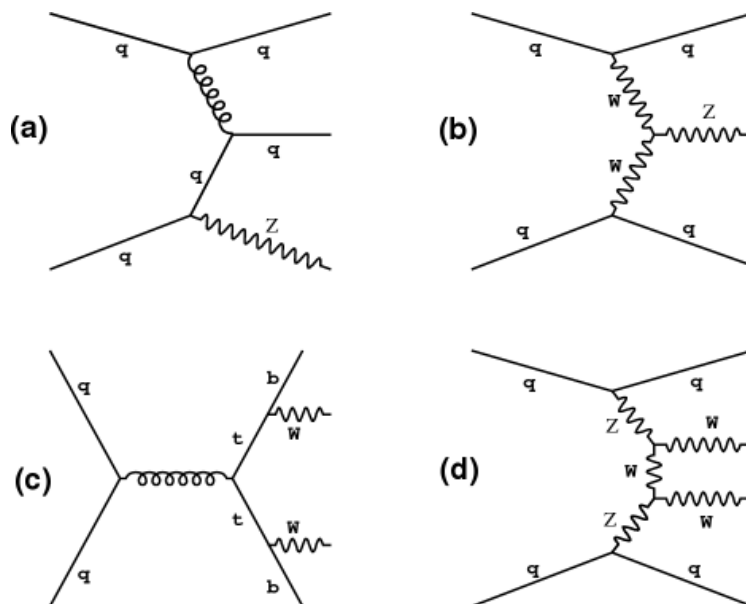


Abbildung 6.2: Feynmangraphen zu den wichtigsten Untergrundprozessen (aus [16])

- $Z + \text{Jets}$: Der dominante Untergrundprozess ist die Produktion eines leptonisch zerfallenden Z -Bosons zusammen mit zwei hochenergetischen Jets im Endzustand. Der Prozess $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell^+\ell^- + 4\nu$ ist dabei besonders wichtig, da er die gleichen Teilchen im Endzustand aufweist wie der Signalprozess. Unterschieden werden quantenchromodynamische und elektroschwache Produktionsprozesse des Z -Bosons. Ein möglicher quantenchromodynamischer Produktionsprozess ist in Abb. 6.2a dargestellt. Aufgrund der hohen Wirkungsquerschnitte von QCD-Prozessen ist dieser Untergrund am häufigsten. Ein möglicher elektroschwacher Produktionsprozess ist die Vektorbosonfusion (Abb. 6.2b), bei der die gleichen kinematischen Gegebenheiten wie beim Signalprozess vorliegen. Eine Trennung von diesem Untergrund ist nur mit der Rekonstruktion der invarianten Masse der beiden τ -Leptonen möglich. Für niedrige Higgs-Bosonmassen nahe der Z -Bosonresonanz ist es besonders schwierig, das Signal vom Untergrund zu trennen.
- $t\bar{t}$: Ein anderer wichtiger Untergrund ist durch die Produktion eines $t\bar{t}$ -Paares gegeben. Wenn die beiden Topquarks in jeweils ein Bottomquark und ein W -Boson mit leptonischem Endzustand zerfallen, so kann dieser Prozess dem Signal sehr ähnlich werden (Abb. 6.2c).
- $WW + \text{Jets}$: Der letzte hier betrachtete Untergrund ist die Produktion eines geladenen Vektorbosonpaares (W^+W^-) zusammen mit zwei Jets infolge quantenchromodynamischer oder auch elektroschwacher Prozesse. In Abb. 6.2d ist ein elektroschwacher Prozess dargestellt. Im Falle leptonisch zerfallender W -Bosonen entsteht eine ähnliche Signatur wie beim Signalprozess, vor allem im

elektroschwachen Produktionsmechanismus, da auch hier kein Farbfluss zwischen den Partonen vorhanden ist.

	VBF $H \rightarrow \tau\tau$ NLO	$Z \rightarrow \tau\tau$ NNLO	VBF $Z \rightarrow \tau\tau$ NLO	$t\bar{t}$ NLO	WW +Jets NLO
σ in pb	0.3091	2020	35.1	794	112

Tabelle 6.1: Vergleich der Wirkungsquerschnitte σ von Signal- und Untergrundprozessen bei $\sqrt{s} = 14$ TeV (aus [30])

Bisherige Studien über den Vektorbosonfusionsprozess des Higgs-Bosons bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV haben gezeigt, dass bei der Selektion von Signalereignissen vor allem die Reduktion des $Z \rightarrow \tau\tau$ - und $t\bar{t}$ -Untergrundes schwierig ist. Für eine gute Abtrennung von $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen ist die Rekonstruktion der invarianten Ditaumasse entscheidend, wie aus Abb. 6.3 zu entnehmen. Dargestellt ist die Verteilung der rekonstruierten τ -Leptonpaarmasse in der kollinearen Näherung für den Signalprozess und die beiden Untergrundprozesse $Z \rightarrow \tau\tau$ - und $t\bar{t}$ bei einer integrierten Luminosität von 30 fb^{-1} .

In der vorliegenden Arbeit wird die Massenrekonstruktion in der kollinearen Näherung für den Vektorbosonfusionsprozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell$ bei einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV untersucht.

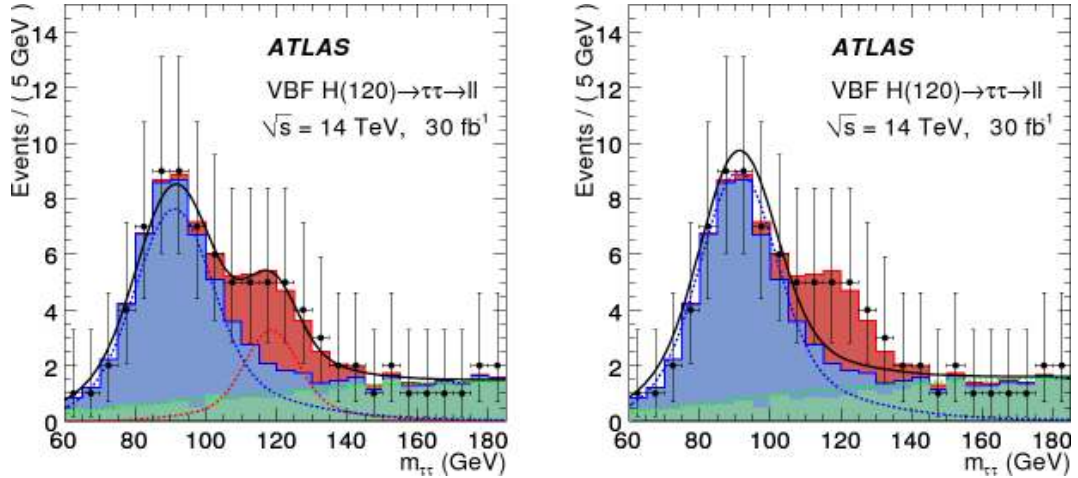


Abbildung 6.3: Invariante τ -Leptonpaarmasse für den Signalprozess (rot), den Z -Untergrund (blau) und den $t\bar{t}$ -Untergrund nach der Signalselektion ohne Massenschnitt bei $\sqrt{s} = 14$ TeV (aus [30]); die schwarzen Datenpunkte sind beispielhaft für eine echte Messung eingetragen. links: mit Fit für generierte Signal+Untergrund Datensätze, rechts: mit Fit nur für generierten Untergrund-Datensatz

Prozess	σ in pb	Anzahl MC-Ereignisse
VBF $H\tau\tau \rightarrow \ell\ell$	0.0027	49670
$Z \rightarrow \tau\tau$ (0p)	902.7	270649
$Z \rightarrow \tau\tau$ (1p)	209.3	62678
$Z \rightarrow \tau\tau$ (2p)	70.2	210234
$Z \rightarrow \tau\tau$ (3p)	21.1	63434
$Z \rightarrow \tau\tau$ (4p)	6.0	18500
$Z \rightarrow \tau\tau$ (5p)	1.7	5479
$t\bar{t}$	205.5	1431907

Tabelle 6.2: Verwendete LO-Wirkungsquerschnitte σ in pb vom simulierten Signalprozess [41], sowie vom $t\bar{t}$ - [43] und $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrundprozess [42] bei $\sqrt{s} = 10$ TeV, die Angabe in den Klammern kennzeichnet die Anzahl an Partonen p.

6.3 Ereignisselektion

Bei der Analyse des Prozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ handelt es sich um eine reine Monte-Carlo-Studie. Die simulierten Datensätze für das Signal stammen vom HERWIG-Generator. Als Untergrund werden die beiden dominierenden Prozesse $Z \rightarrow \tau\tau$ und $t\bar{t}$ betrachtet und mit dem Signaldatensatz verglichen. Für die simulierten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse werden AlpGEN-Datensätze mit bis zu fünf Partonen im Endzustand benutzt, für die $t\bar{t}$ -Ereignisse MC@NLO-Datensätze. Die verwendeten Wirkungsquerschnitte σ , die in Tab. 6.2 angegeben sind, sind in führender Ordnung berechnet. Angegeben ist auch die Anzahl der generierten Ereignisse. Die Effizienz für auf Generator-Niveau erfolgte Schnitte ist in der Angabe des Wirkungsquerschnittes berücksichtigt.

In der vorliegenden Analyse werden die Selektionskriterien aus [46] übernommen.

6.3.1 Objekt- und Vorselektion

Für die Elektronen, Myonen und Jets wird zunächst eine Vorselektion vorgenommen, bei der die zugrunde liegenden Identifizierungs- und Kalibrationsalgorithmen festgelegt und kinematische Anforderungen an die Objekte gestellt werden.

Für Elektronen wird ein Transversalimpuls von $p_T > 15$ GeV und ein η -Bereich von $|\eta| < 2.7$ verlangt. Myonen (STACO) werden berücksichtigt, sofern sie ein $p_T > 10$ GeV haben und in $|\eta| < 2.7$ liegen. Verwendet werden Cone-Topo-Jets mit ($\Delta R = 0.4$), $p_T > 20$ GeV und $|\eta| < 4.8$. Jets werden als b-Jets identifiziert, wenn das „b-tag weight“ größer als 1 ist [30].

Für die Leptonen wird zusätzlich ein Isolationskriterium verlangt. Die dafür verwendete Variable $\text{Iso}_{\Delta R} E_T^{Cl}$ ist definiert als die gesamte im Kalorimeter deponierte transversale Cluster-Energie, die innerhalb eines Konus von $\Delta R = 0.2$ um den

$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ bei $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ und $\int L = 30\text{fb}^{-1}$	
Schnitt	Erklärung
1. Trigger	Elektron-/Muontrigger mit $p_T > 20 \text{ GeV}$
2. Trigger „matching“	Elektrontrigger und Elektron mit $p_T > 25 \text{ GeV}$ oder Myontrigger und Myon mit $p_T > 20 \text{ GeV}$
3. 2 Leptonen	genau 2 vorsele. Leptonen mit untersch. Vorzeichen
Kollineare Näherung	
4. $\cancel{E}_T > 40 \text{ GeV}$	verbessert m_{coll} -Auflösung
5. $\Delta\phi(\ell\ell)$	$ \cos\Delta\phi(\ell\ell) < 0.9$
6. x_1, x_2	$0 < x_1, x_2 < 0.75$
VBF Kinematik	
7. TagJets	min. 2 Jets ($p_{T, \text{Jet}_1} > 20 \text{ GeV}$), wobei $p_{T, \text{Jet}_1} > 40 \text{ GeV}$
8. Vorwärts Jets	$\eta_{\text{Jet}_1} \cdot \eta_{\text{Jet}_2} < 0$
9. Zentralität	$\min(\eta_{\text{Jet}_1}, \eta_{\text{Jet}_2}) < \eta_{\ell_1}, \eta_{\ell_2} < \max(\eta_{\text{Jet}_1}, \eta_{\text{Jet}_2})$
10. b-Jet Veto	Veto, wenn ein Tag-Jet <i>flavor weight</i> > 1 hat
11. Jet-Separation	$\Delta\eta_{\text{Jet}_1 - \text{Jet}_2} > 3.2$
12. Dijet-Masse	invariante Dijet-Masse $m_{\text{Jet}_1 \text{Jet}_2} > 700 \text{ GeV}$
13. CJV	Veto auf zusätzliche Jets im Zentralbereich
14. Massenfenster	$105 \text{ GeV} < m_{\mathbf{H}} < 135 \text{ GeV}$

Tabelle 6.3: Analyseschnitte zur Signalselektion

Elektron- oder Myon-Kandidaten gemessen wird, dividiert durch den Transversalimpuls des Leptons. In der Analyse wird $\text{Iso}_{0.2} E_T^{Cl} < 0.1$ gefordert. Grundsätzlich ist es möglich, dass Detektorobjekte von unterschiedlichen Identifikationsalgorithmen rekonstruiert werden. Für eine eindeutige Zuordnung der physikalischen Objekte werden im Falle einer Überschneidung innerhalb von einem Abstand $\Delta R = 0.2$ einzelne Objekte in der folgenden Reihenfolge entfernt:

- Elektronen werden bei einer Überschneidung mit einem Myon entfernt.
- Jets werden entfernt bei einer Überschneidung mit einem Elektron oder Myon

6.3.2 Analyseschnitte

Die vorgenommenen Analyseschnitte lassen sich nach der Forderung zweier Leptonen einteilen in solche, die wichtig sind für die kollineare Massenrekonstruktion und in solche, die die Kinematik des VBF-Prozesses ausnutzen. Ein Überblick über die einzelnen Analyseschnitte ist in Tab. 6.4 gegeben, die im Folgenden erläutert werden. Die Anzahl der Signal- und Untergrundeignisse nach den einzelnen Schnitten ist in Tab. 6.4 gegenüber gestellt.

Schnitt	VBF $H \rightarrow \tau\tau$	$Z \rightarrow \tau\tau$	$t\bar{t}$
Gesamtanzahl	263.9 ± 1.2	36330000.0 ± 58037.7	6164399.5 ± 5151.5
1. Trigger	180.4 ± 1.0	3577575.5 ± 17709.4	3391690.5 ± 3821.2
2. TriggerMatch	150.8 ± 0.9	2128857.8 ± 13666.5	2712748.8 ± 3417.4
3. 2 Leptonen	68.0 ± 0.6	193169.4 ± 4148.9	310805.8 ± 1156.7
4. $\cancel{E}_T > 40 \text{ GeV}$	37.8 ± 0.4	12920.3 ± 731.5	237052.1 ± 1010.2
5. $\Delta\phi(\ell\ell)$	31.5 ± 0.4	9779.0 ± 599.4	163780.5 ± 839.7
6. x_1, x_2	23.8 ± 0.4	7138.9 ± 519.4	23471.0 ± 317.9
7. TagJets	19.8 ± 0.3	4925.7 ± 306.7	22201.0 ± 309.2
8. Vorwärts Jets	16.4 ± 0.3	1902.9 ± 137.4	10435.4 ± 212.0
9. Zentralität	14.9 ± 0.3	724.2 ± 84.8	4150.0 ± 133.7
10. b-Jet Veto	13.6 ± 0.3	576.3 ± 75.7	1425.0 ± 78.3
11. Jet-Separation	7.9 ± 0.2	40.0 ± 20.0	344.4 ± 38.5
12. Dijet-Masse	6.5 ± 0.2	20.0 ± 14.1	288.4 ± 35.2
13. ZJV	5.9 ± 0.2	10.0 ± 10.0	30.1 ± 11.4
14. Massenfenster	4.8 ± 0.2	0.0	0.0

Tabelle 6.4: Überblick über die Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse nach den einzelnen Schnitten bei einer integrierten Luminosität von 30 fb^{-1}

Zu Beginn der Analyse wird ein Elektron- oder ein Myontrigger gefordert mit jeweils einer p_T -Schwelle für das Lepton von 20 GeV, sodass bereits zu Anfang uninteressante Ereignisse verworfen werden. Ist dieses Kriterium erfüllt, wird getestet, ob das Ereignis mindestens ein Elektron mit $p_T > 25 \text{ GeV}$ aufweist oder ein Myon mit $p_T > 20 \text{ GeV}$. In Schnitt 3 wird für die Anzahl der Elektronen addiert mit der Anzahl der Myonen genau zwei und für die Summe ihrer Ladungen Null gefordert.

Die folgenden drei Selektionsschritte sind, abgesehen von der Untergrundreduktion, wichtig für die kollineare Massenrekonstruktion, die im nächsten Kapitel näher untersucht wird. Schnitt 4, bei dem eine transversale Energie von $\cancel{E}_T > 40 \text{ GeV}$ gefordert wird, ist gegen Untergrundprozesse gerichtet, in denen keine Neutrinos involviert sind, wie z.B. $Z \rightarrow \ell\ell$. Aus Abb. 6.4 oben links ist zu entnehmen, dass damit auch eine sehr gute Unterdrückung von $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen erreicht werden kann. Die fehlende transversale Energie nimmt in diesem Fall trotz der Neutrinos vergleichsweise niedrige \cancel{E}_T -Werte an, da das Z -Boson meist einen geringen Transversalimpuls aufweist. Infolge dessen fliegen die beiden Neutrinosysteme in der Ebene senkrecht zur Strahlachse nahezu antiparallel auseinander, so dass sich ihre Impulse gegenseitig aufheben.

Für den Winkel zwischen den beiden Leptonen wird im 5. Schnitt $|\cos \Delta\phi(l, l)| < 0.9$ verlangt. Für die Größen x_1 und x_2 wird in Schnitt 6 die Bedingung $0 < x_1, x_2 < 0.75$ gefordert. Mit der harten Schnittgrenze von $x_1, x_2 < 0.75$ wird nach [30] eine bessere Untergrundunterdrückung der Prozesse $Z \rightarrow \ell\ell$ erzielt.

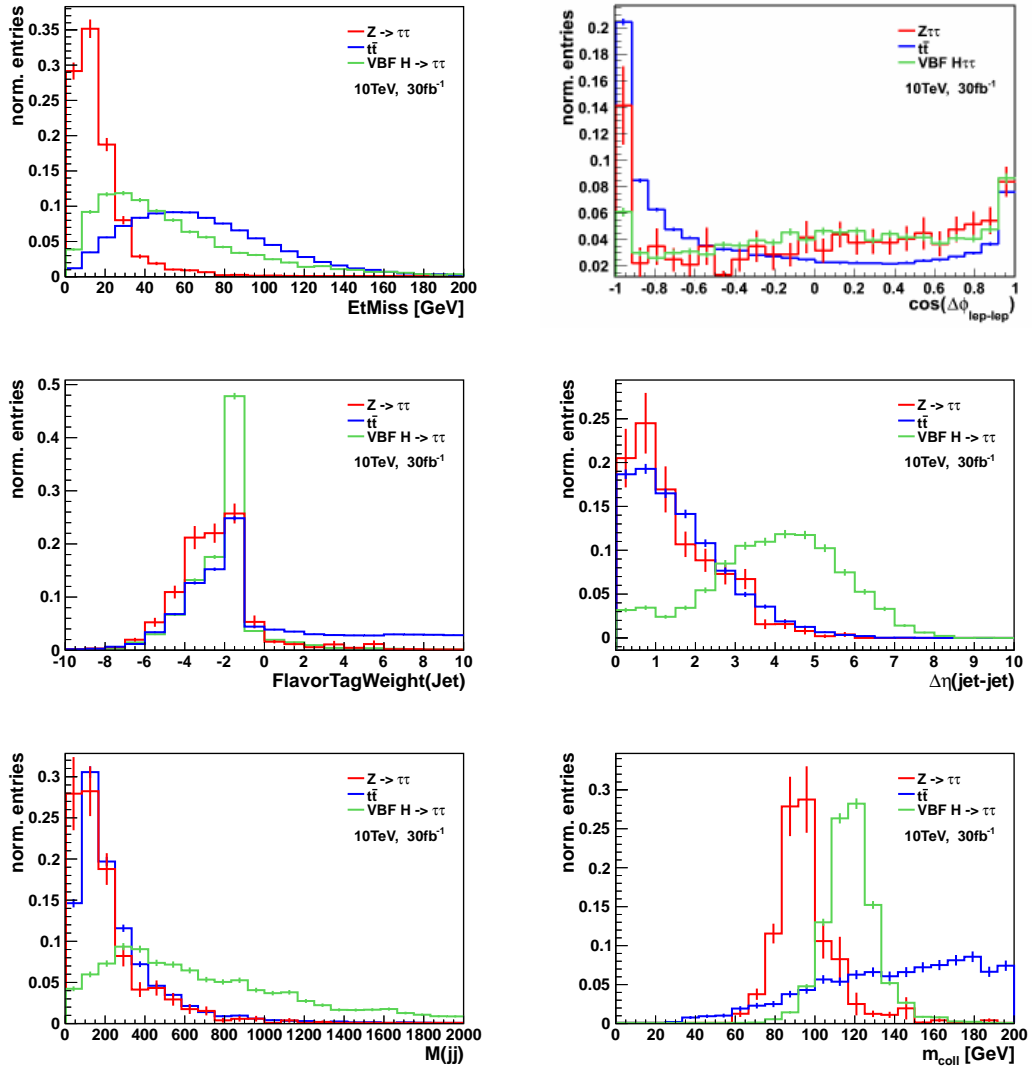


Abbildung 6.4: Verteilungen einiger Schnittvariablen: \cancel{E}_T nach Schnitt 3 (o.l.), $\cos \Delta\phi(\ell\ell)$ nach Schnitt 4 (o.r.); DiJet-Masse (m.l.), η -Separation (m.r.), b-Jet Veto (u.l.) und kollineare Masse m_{coll} (u.r.) jeweils nach Schnitt 6 auf x_1 und x_2

Die nächsten Selektionskriterien, die vor allem zur Reduktion quantenchromodynamischer Prozesse beitragen, beziehen sich auf die Besonderheit der VBF-Kinematik. Die beiden Tagging-Jets werden als die beiden Jets mit dem höchsten p_T identifiziert. Im 7.Schnitt werden mindestens zwei Jets gefordert, wobei der Jet mit dem höchsten p_T (jet_1) einen Transversalimpuls von über 40 GeV aufweisen soll. In Schnitt 8 mit $\eta_{\text{jet}_1} \cdot \eta_{\text{jet}_2} < 0$ wird ausgenutzt, dass die beiden Tagging-Jets beim Vektorbosonfusionsprozess in unterschiedlichen η -Hemisphären liegen.

Dass die Zerfallsprodukte des Higgs-Bosons am wahrscheinlichsten im Zentralbereich zwischen den beiden Tagging-Jets liegen, wird im 9.Schnitt an die Forderung $\min(\eta_{\text{jet}_1}, \eta_{\text{jet}_2}) < \eta_{\ell_{1,2}} < \max(\eta_{\text{jet}_1}, \eta_{\text{jet}_2})$ geknüpft. Zur Unterdrückung des $t\bar{t}$ -Untergrundes wird im 10.Schnitt ein b-Jet Veto [30] verlangt (Abb. 6.4 Mitte rechts). Mit der Bedingung $\Delta\eta_{\text{jj}} > 4.4$, bei der die Separation der beiden Tagging-Jets in η ausgenutzt wird, wird wie in Abb. 6.4 (unten links) zu sehen, eine gute Abtrennung von $Z \rightarrow \tau\tau$ - und $t\bar{t}$ -Ereignissen erreicht (Schnitt 11). Wie in Abb. 6.4 (unten rechts) zu sehen, wird mit dem 12.Schnitt auf eine hohe Dijet-Masse von $m_{\text{jj}} > 700$ GeV ebenfalls der $Z \rightarrow \tau\tau$ - und $t\bar{t}$ -Untergrund unterdrückt. Danach wird ein Veto auf Jets im Zentralbereich (ZJV) mit $|\eta_{\text{jet}_i}| < 3.2$ verlangt.

Als letzter Schnitt erfolgt die Eingrenzung auf die rekonstruierte invariante τ -Leptonpaarmasse auf den Bereich (120 ± 15) GeV, der vor allem zur Trennung von dem verbliebenen $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund wichtig ist. Hier ist auf die Bedeutung der kollinearen Masse hinzuweisen, deren Verteilung in Abb. 6.4 (mitte links) nach dem 6.Schnitt auf x_1 und x_2 dargestellt ist. Aufgrund der limitierten Statistik gegen Ende des Schnittflusses ist ein Vergleich der Massen nach dem ZJV (Schnitt 13) nicht möglich. Aus diesem Grund sind auch die Angaben für die Anzahl der Untergrundereignisse, vor allem für $Z \rightarrow \tau\tau$, gegen Ende der Selektion mit großen Fehlern behaftet, wie aus Tab. 6.4 zu entnehmen ist. Aus einem nicht vollständigen Kontrolldatensatz für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$, der bereits auf die VBF-Kinematik vorgefiltert wurde, läßt sich abschätzen, dass die Anzahl der Z -Bosonen nach dem ZJV-Schnitt größer sein muss. Auch nach dem Schnitt auf die rekonstruierte τ -Leptonpaarmasse ist zu erwarten, dass noch $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse vorhanden sind. Zu bemerken ist, dass die Berechnung der invarianten Masse mit Hilfe der kollinearen Näherung für den Prozess $t\bar{t} \rightarrow WWjj$ nicht zu einer Resonanzkurve nahe der tatsächlichen WW -Masse führt, da die Impulserhaltung, die in Gleichung 5.4 verwendet wird, nicht auf diesen Prozess übertragen werden kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Einfluss der Schnitte auf die kollineare Massenverteilung vom Signalprozess und $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund untersucht. Eine Optimierung und Anpassung der Analyseschnitte zur Trennung von Signal und Untergrund wird nicht vorgenommen.

7 Untersuchung der kollinearen Näherung

Im folgenden Kapitel wird die Massenrekonstruktion mittels der kollinearen Näherung für die Prozesse $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ und $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ untersucht. Für die Ereignis Selektion werden zunächst die in Kap. 6.3.2 vorgestellten Analyseschritte verwendet und hinsichtlich ihres Einflusses auf die kollineare Massenverteilung untersucht.

7.1 Einfluss der Analyseschritte auf die kollineare Masse

Bei der Untersuchung der kollinearen Näherung wird als Maß für die Rekonstruktionsgüte einer Observablen q die Auflösung σ verwendet, die definiert ist über

$$\sigma = \frac{q_{\text{rek}} - q_{\text{wahr}}}{q_{\text{wahr}}} \quad (7.1)$$

wobei der Index „wahr“ den Wert auf Generatorniveau kennzeichnet und „rek“ den Wert nach Durchlaufen der Detektorsimulation und der Rekonstruktion.

In Abb. 7.1 ist sowohl die kollineare Masse m_{coll} , als auch die kollineare Massenauflösung $\sigma(m_{\text{coll}})$ nach den verschiedenen Analyseschritten für den Prozess $H \rightarrow \tau\tau$ dargestellt. Die Verteilungen sind auf eins normiert, um deutlicher die Veränderungen in der Form der Verteilung zu zeigen. Ist noch keine Einschränkung auf die Größen x_1 und x_2 angegeben, wurde lediglich die mathematisch notwendige Bedingung $x_1 \cdot x_2 > 0$ gefordert. Es wird ersichtlich, dass im Wesentlichen die Schnitte auf die fehlende transversale Energie, auf den Winkel zwischen den beiden Leptonen, sowie auf die Größen x_1, x_2 die kollineare Massenverteilung beeinflussen. Die Schnitte auf die Kinematik der Jets haben hingegen keine Auswirkungen darauf. Der Schnitt auf $\cancel{E}_T > 40 \text{ GeV}$ verbessert deutlich die Auflösung, da die weiten Ausläufer hin zu höheren und insbesondere hin zu niedrigen Massen verkürzt werden. Insgesamt wird dadurch die Verteilung schmaler und symmetrischer. Der darauf folgende Schnitt auf $|\cos \Delta\phi(\ell\ell)| < 0.9$ bewirkt, dass vor allem der Ausläufer im Bereich $m_{\text{coll}} > m_{\text{Higgs}}$ weiter reduziert wird. Die Bedingung $0 < x_1, x_2 < 0.75$ führt schließlich dazu, dass sich die Auflösung weiter verbessert und eine kleine Verschiebung in Richtung höherer Massen zu beobachten ist.

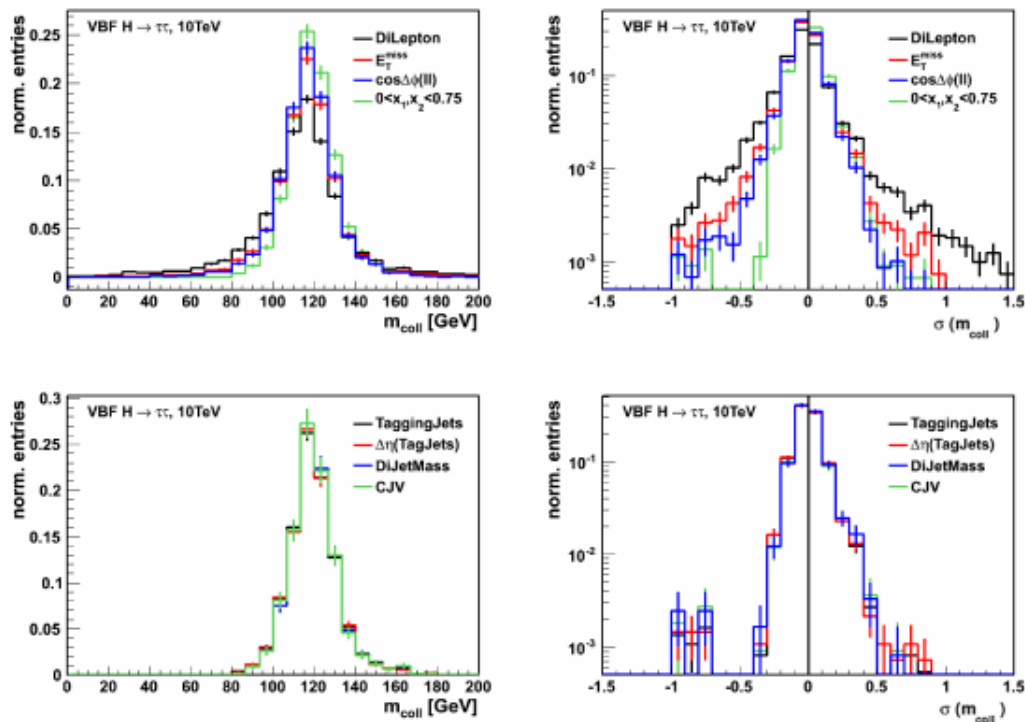


Abbildung 7.1: Einfluss der Analyseschritte auf die kollineare Masse (links) und die kollineare Massenauflösung (rechts), oben nach Schnitt 4-6, unten nach Schnitt 7,11-13.

7.1.1 Genauere Untersuchung des \cancel{E}_T -Schnittes

In Abb. 7.2 (links) ist die Auflösung der fehlenden transversalen Energie in Abhängigkeit von \cancel{E}_T zu sehen. Daraus ist zu entnehmen, dass sich für Werte von $\cancel{E}_T < 40\text{ GeV}$ die Verteilung der \cancel{E}_T -Auflösung stark verbreitert. Für Werte oberhalb von 40 GeV wird die Auflösung zunehmend besser. Mit steigenden Werten für die fehlende transversale Energie ist, wie aus Abb. 7.2 (rechts) zu entnehmen, auch eine deutliche Verbesserung der Auflösung der kollinearen Masse festzustellen. Die Wahl einer hohen Schnittgrenze für \cancel{E}_T ist daher wichtig um eine minimale Verschiebung der rekonstruierten von der generierten Masse zu erhalten.

In Abb. 7.3 (links) ist die Verteilung des rekonstruierten Transversalimpulses des τ -Leptonensystems, der aus der vektoriellen transversalen Impulssumme des Dilepton- und Neutrinosystems $p_T(\ell\ell\cancel{E}_T)$ bestimmt wurde, nach dem Dilepton- und nach den einzelnen kollinearen Näherungsschnitten dargestellt. Daraus wird ersichtlich, dass mit der Forderung eines hohen Wertes für \cancel{E}_T , wie in diesem Fall $\cancel{E}_T > 40\text{ GeV}$, gleichzeitig ein erhöhter transversaler Lorentz-„Boost“ des τ -Leptonensystems erzielt wird. Damit verbunden ist auch die Unterdrückung von Ereignissen, bei denen die

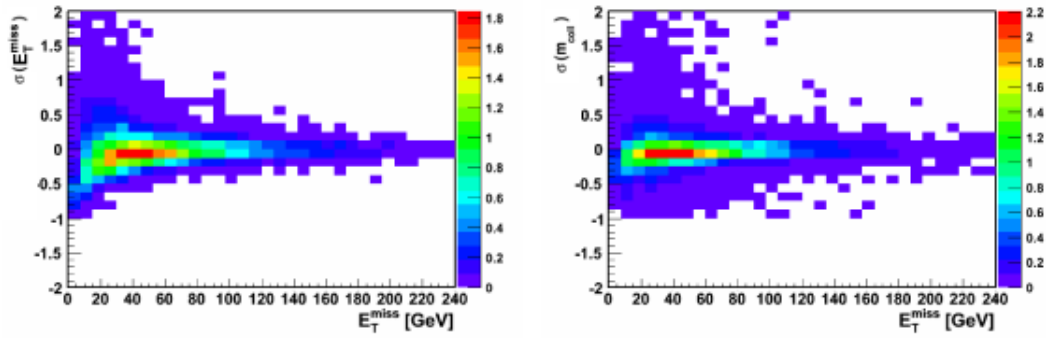


Abbildung 7.2: Abhängigkeit der \cancel{E}_T -Auflösung und der kollinearen Massenauflösung von \cancel{E}_T für $VBFH \rightarrow \tau\tau$ bei $\sqrt{s} = 10$ TeV.

beiden Leptonen im 180° Winkel auseinander fliegen, wie in Abb. 7.3 (rechts) zu sehen. Im Falle parallel oder anti-parallel auseinander fliegender Leptonen ist, wie in Kap. 5.1 erläutert, die Lösung für x_1 und x_2 nicht eindeutig.

Eine Einschränkung auf hohe \cancel{E}_T -Werte trägt dazu bei, dass die Voraussetzung eines hohen Transversalimpulses des τ -Leptonensystems zur Anwendung der kollinearen Näherung erfüllt werden und eindeutige Lösungen für x_1 und x_2 gefunden werden können, was sich in einer Verbesserung der Massenauflösung widerspiegelt.

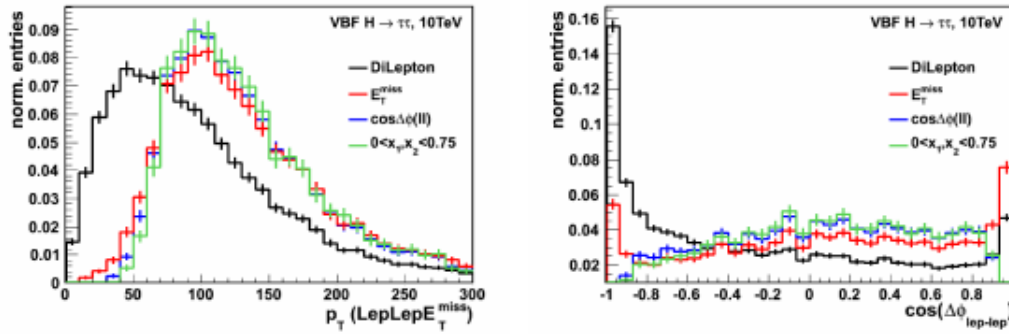


Abbildung 7.3: Einfluss des \cancel{E}_T -Schnittes auf die rekonstruierte p_T -Verteilung des τ -Leptonensystems ($p_T(\text{LepLep}E_T^{\text{miss}})$) und die $\cos \Delta\phi(\ell\ell)$ -Verteilung, sowie die Veränderungen nach dem $\cos \Delta\phi(\ell\ell)$ - und x_1 und x_2 -Schnitt.

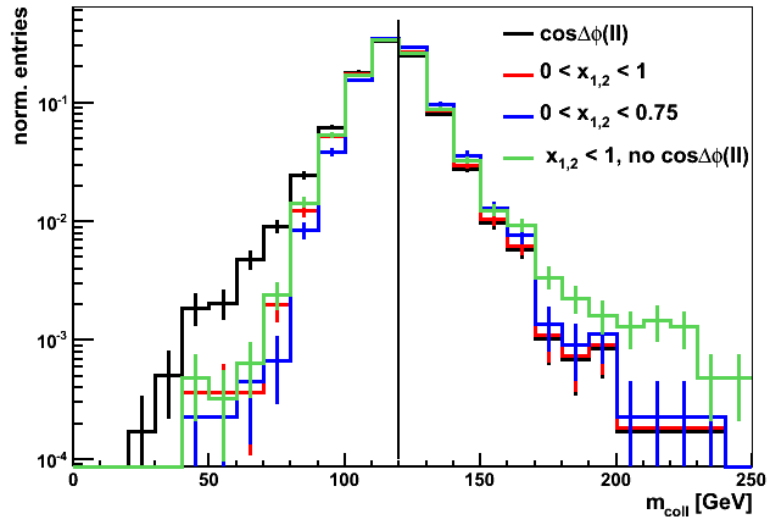


Abbildung 7.4: Genauere Betrachtung des Einflusses des $\cos \Delta\phi(\ell\ell)$ und x_1 und x_2 -Schnittes

7.1.2 Genauere Untersuchung des $\cos \Delta\phi(\ell\ell)$ - und des x_1 - x_2 -Schnittes

Im Folgenden werden der $\cos \Delta\phi(\ell\ell)$ und der x_1 - x_2 -Schnitt näher untersucht. Abb. 7.4 zeigt die kollineare Massenverteilung, diesmal nach dem $\cos \Delta\phi(\ell\ell)$ -Schnitt in schwarz, nach der Einschränkung auf physikalisch sinnvolle Werte von x_1 und x_2 in rot, sowie nach dem in Kap. 6.3.2 verwendeten Schnitt $0 < x_1, x_2 < 0.75$ in blau. Zusätzlich ist die Verteilung für $0 < x_1, x_2 < 1$ ohne vorangegangenen Schnitt auf den Winkel zwischen den beiden Leptonen in grün dargestellt. Der Vergleich der Verteilungen nach dem $\cos \Delta\phi(\ell\ell)$ -Schnitt (schwarz) und nach der Einschränkung auf $0 < x_1, x_2 < 1$ ohne Schnitt auf $\cos \Delta\phi(\ell\ell)$ (grün), zeigt, dass hauptsächlich durch die Einschränkung auf den Winkel den Ausläufer der Verteilung in Richtung höherer Massen verkürzt wird. Mit dem Schnitt auf x_1 und x_2 wird dagegen der Ausläufer in Richtung kleiner Massen reduziert. Die blaue und rote Linie, bei denen nach dem $\cos \Delta\phi(\ell\ell)$ -Schnitt unterschiedlich starke Bedingungen an x_1 und x_2 gestellt sind, zeigt kaum einen Unterschied in der Breite der Verteilung. Es ist lediglich eine leichte Verschiebung zu beobachten.

Zur genaueren Untersuchung wird zunächst die Korrelation zwischen der $\cos \Delta\phi(\ell\ell)$ -Verteilung und der kollinearen Massenauflösung nach verschiedenen Schnitten auf x_1 und x_2 untersucht, wobei einmal die Einschränkung $0 < x_1, x_2 < 1$, einmal auf $0 < x_1, x_2 < 0.75$ und einmal auf $0 < x_1^2 + x_2^2 < 1$ betrachtet wird. In Abb. 7.5 ist die kollineare Massenauflösung in Abhängigkeit von $\cos \Delta\phi(\ell\ell)$ nach diesen verschiedenen Einschränkungen auf x_1 und x_2 dargestellt. Oben links ist zunächst die Verteilung nach dem Schnitt auf die fehlende transversale Energie dargestellt, bei der

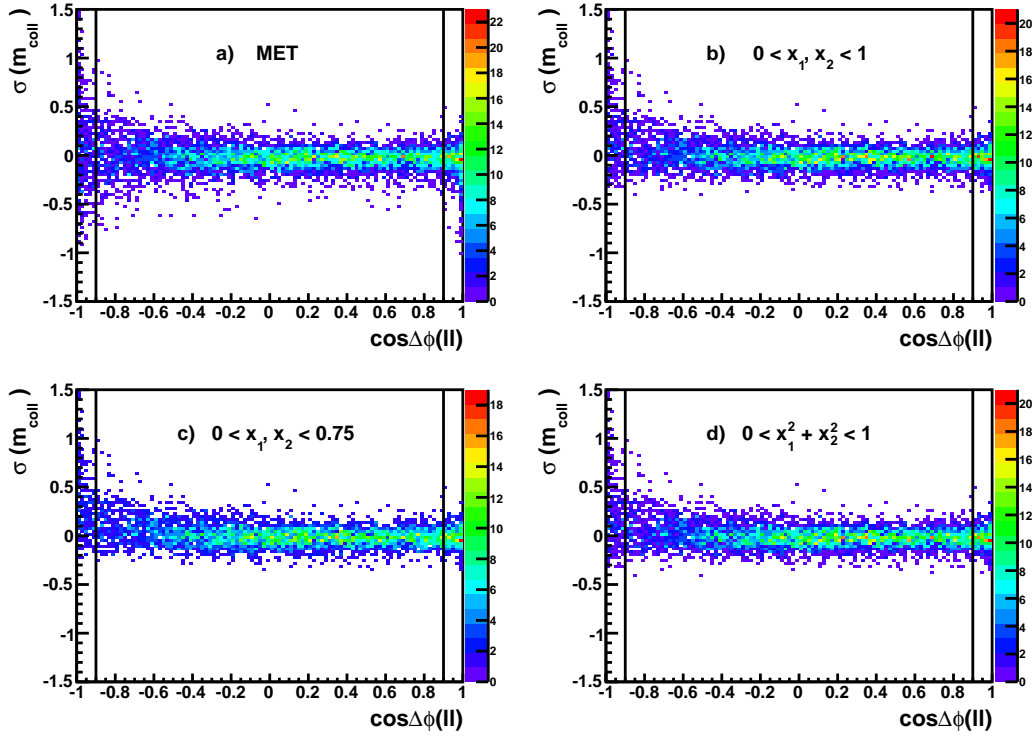


Abbildung 7.5: Abhängigkeit zwischen der kollinearen Massenauflösung und $\cos\Delta\phi(\ell\ell)$ nach verschiedenen Schnitten auf x_1 und x_2 .

nur die mathematisch notwendige Bedingung für die Rekonstruktion der kollinearen Masse von $x_1, x_2 > 0$ gefordert ist. Hieraus ist zu entnehmen, dass die Massenauflösung sich deutlich verschlechtert für Werte von $\cos\Delta\phi(\ell\ell)$ nahe bei 1 und -1. In diesem Fall fliegen die Leptonen und die beiden Neutrinosysteme und damit auch die beiden ursprünglichen τ -Leptonen parallel beziehungsweise anti-parallel auseinander. Als Lösung des linearen Gleichungssystems 5.4 kann eine beliebige linear abhängige Kombination von x_1 und x_2 gefunden werden, was die Verschlechterung der kollinearen Massenauflösung für Werte von $\cos\Delta\phi(\ell\ell)$ bei 1 und -1 erklärt. Durch den harten Schnitt auf die fehlende transversale Energie wird, wie in Abb. 7.3 gesehen, ein Wert von $\cos\Delta\phi(\ell\ell)$ nahe bei -1 stark unterdrückt, jedoch nicht vollständig ausgeschlossen.

In Abb. 7.5 (oben rechts) ist zusätzlich die physikalisch notwendige Einschränkung von $0 < x_1, x_2 < 1$ berücksichtigt. Ereignisse, bei denen die kollineare Masse zuvor eine große Abweichung in Richtung kleiner Werte in Bezug auf die wahre Masse nahe bei $\cos\Delta\phi(\ell\ell) = -1$ aufwies, sowie Ereignisse mit schlechter Massenauflösung im Bereich kleiner Winkel, werden durch diese Bedingung verworfen. Im Vergleich dazu sind in Abb. 7.5 (unten) die Verteilungen nach der Einschränkung auf die Bereiche von $0 < x_1, x_2 < 0.75$ (unten links) und $0 < x_1^2 + x_2^2 < 1$ (unten rechts)

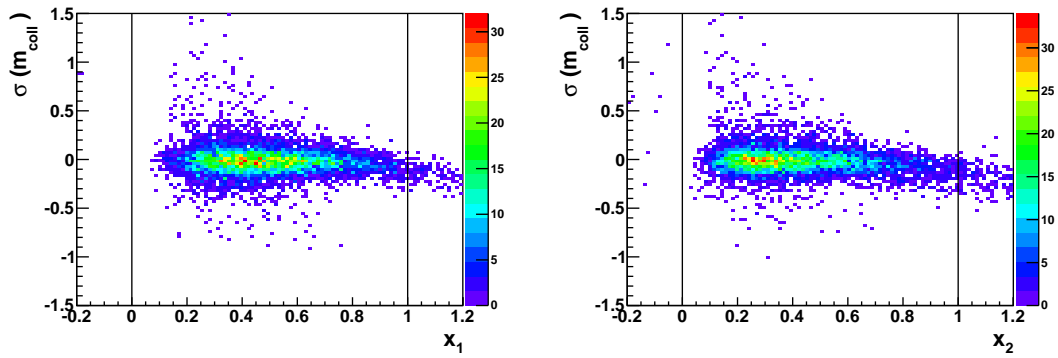


Abbildung 7.6: Korrelation zwischen x_1 (links) bzw. x_2 (rechts) und der kollinearen Massenauflösung nach dem \cancel{E}_T -Schnitt.

dargestellt. Letztere unterscheidet sich kaum von der Verteilung nach dem Schnitt auf $0 < x_1, x_2 < 1$ (oben rechts), wohingegen der härtere Schnitt auf $x_1, x_2 < 0.75$ weitere Ereignisse, bei denen die kollineare Masse niedrigere Werte als 120 GeV annimmt, ausselektiert.

In Abb. 7.6 ist die Abhängigkeit zwischen x_1 bzw. x_2 und der kollinearen Massenauflösung nach dem Schnitt auf die fehlende transversale Energie zu sehen. Ab Werten von x_1 und x_2 oberhalb von 0.8 liegen die rekonstruierten Werte tendenziell unterhalb des wahren Wertes auf Generator-Niveau, wobei sich im Bereich zwischen $0.75 < x_1, x_2 < 1$ die Massenauflösung nur geringfügig verschlechtert. Die größten Ausreißer sind eher im Bereich $0.2 < x_1, x_2 < 0.6$ zu finden.

Diese qualitative Betrachtung führt zu dem Schluss, dass ein einseitiger Schnitt auf $\cos \Delta\phi(\ell\ell) > -0.9$, sowie das Lockern der Schnittgrenzen für x_1 und x_2 auf den Bereich $0 < x_1, x_2 < 1$ die kollineare Massenauflösung nicht nennenswert beeinträchtigt, was im Folgenden quantitativ untersucht wird. Dabei wird zusätzlich die Änderung durch eine Verschiebung der unteren Grenze des $\cos \Delta\phi(\ell\ell)$ -Schnittes von -0.9 auf -0.95 betrachtet. In Tab. 7.1 ist die Anzahl der Ereignisse nach diesen Testschnitten im Vergleich zu der Anzahl nach den in Kap.6.3.2 verwendeten Schnitten gegenüber gestellt. Die Angaben in Klammern geben den Anteil der den Schnitt passierten Ereignisse relativ zu der Anzahl nach dem \cancel{E}_T -Schnitt an. Eine Änderung des $\cos \Delta\phi(\ell\ell)$ -Schnittes auf $\cos \Delta\phi(\ell\ell) > -0.95$ führt zu einer Erhöhung der Signaleffizienz von $(14 \pm 1)\%$. Mit dem zusätzlichen Lockern des x_1 -, x_2 -Schnittes auf $0 < x_1, x_2 < 1$ wird eine Erhöhung der Signalrate relativ zu dem bisherigen Schnitt von $0 < x_1, x_2 < 0.75$ von $(37 \pm 1)\%$ erreicht. Nach der gesamten Ereigniseselektion bleiben $(31 \pm 2)\%$ mehr Ereignisse übrig, wobei es hier keinen Unterschied macht, ob die Schnittgrenze von $\cos \Delta\phi(\ell\ell)$ auf -0.9 oder -0.95 gesetzt wird.

Es bleibt zu untersuchen, inwiefern sich die Modifizierung der Schnittgrenzen auf die Form und die Auflösung der kollinearen Massenverteilung auswirken. Um dies zu vergleichen, wurde eine Gaußkurve an die kollineare Massen-, sowie an die Verteilung

7.1 Einfluss der Analyseschritte auf die kollineare Masse

Schnitt	$0 < x_1, x_2 < 0.75$			
	$ \cos\Delta\phi(\ell\ell) < 0.9$		$\cos\Delta\phi(\ell\ell) > -0.9$	
5. $\Delta\phi(\ell\ell)$	31.5 ± 0.4	(83.3%)	35.2 ± 0.4	(93.1%)
6. x_1, x_2	23.8 ± 0.4	(63.0%)	25.8 ± 0.4	(68.3%)
14. m_H	4.8 ± 0.2	(12.7%)	5.3 ± 0.2	(14.0%)

Schnitt	$0 < x_1^2 + x_2^2 < 1$		$0 < x_1, x_2 < 1$		$0 < x_1, x_2 < 1$	
	$\cos\Delta\phi(\ell\ell) > -0.9$		$\cos\Delta\phi(\ell\ell) > -0.9$		$\cos\Delta\phi(\ell\ell) > -0.95$	
5. $\Delta\phi(\ell\ell)$	35.2 ± 0.4	(93.1%)	35.2 ± 0.4	(93.1%)	36.0 ± 0.4	(95.2%)
6. x_1, x_2	31.0 ± 0.4	(82.0%)	31.9 ± 0.4	(84.4%)	32.5 ± 0.4	(86.0%)
14. m_H	6.1 ± 0.2	(16.1%)	6.3 ± 0.2	(16.7%)	6.3 ± 0.2	(16.7%)

Tabelle 7.1: Vergleich der bisherigen Ereigniszahlen mit denen nach den veränderten Schnitten für eine Luminosität von 30fb^{-1} - die Angabe in der Klammer bezieht sich auf den Anteil der Ereignisse relativ zum \cancel{E}_T -Schnitt.

der kollinearen Masse und Massenauflösung angepasst. Die aus dem Fit resultierenden Mittelwerte μ und Standardabweichungen σ werden herangezogen um die Unterschiede der Verteilungen zu quantifizieren. Der Fitbereich, der für die Verteilungen nach den jeweiligen Schnitten gleich bleibt, ist so gewählt, dass der χ -Quadratwert dividiert durch die Anzahl der Freiheitsgrade möglichst nahe bei eins liegt. Der Fit auf m_{coll} wird daher im Bereich zwischen 98 GeV und 135 GeV ausgeführt und der Fit auf die Auflösung im Bereich zwischen -0.15 und 0.12. Exemplarisch ist in Abb. 7.7 der Fit auf m_{coll} und die Auflösung $\sigma(m_{\text{coll}})$ von m_{coll} dargestellt, wobei zuvor der Schnitt auf $|\cos\Delta\phi(\ell\ell)| < 0.9$ und auf $0 < x_1, x_2 < 0.75$ gefordert wurde.

In Tab. 7.2 sind die Ergebnisse der Gaußanpassungen an die Verteilungen der kollinearen Masse und Massenauflösung nach den jeweiligen Schnitten zusammengefasst. Der Vergleich der Mittelwerte in der 1. und 3. Spalte und der Standardabweichungen in

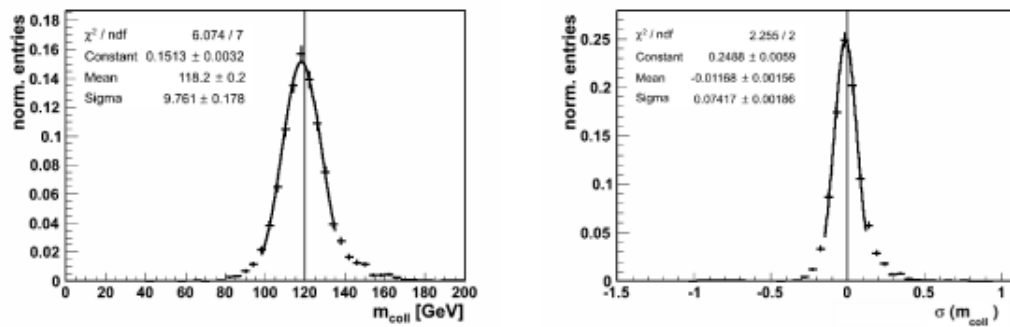


Abbildung 7.7: Gauß-Fit an die Verteilung der kollinearen Masse (links) bzw. Auflösung (rechts) nach den ungelockerten Schnitten auf $\cos\Delta\phi(\ell\ell)$ und x_1 und x_2 .

$x_1, x_2 > 0$	m_{coll} -Fit		$\sigma(m_{\text{coll}})$ -Fit	
	μ/GeV	σ/GeV	μ	σ
2 Leptonen	115.1 ± 0.2	11.94 ± 0.19	-0.0321 ± 0.0016	0.090 ± 0.002
\cancel{E}_T	116.7 ± 0.2	10.53 ± 0.18	-0.0215 ± 0.0014	0.078 ± 0.002
$ \cos\Delta\phi(\ell\ell) < 0.9$	116.7 ± 0.2	10.35 ± 0.18	-0.0217 ± 0.0015	0.078 ± 0.002
$\cos\Delta\phi(\ell\ell) > -0.9$	116.7 ± 0.2	10.36 ± 0.17	-0.0218 ± 0.0014	0.078 ± 0.002
$\cos\Delta\phi(\ell\ell) > -0.95$	116.7 ± 0.2	10.41 ± 0.17	-0.0217 ± 0.0014	0.078 ± 0.002
	$ \cos\Delta\phi(\ell\ell) < 0.9$			
$0 < x_1, x_2 < 0.75$	118.2 ± 0.2	9.76 ± 0.18	-0.0117 ± 0.0016	0.074 ± 0.002
	$\cos\Delta\phi(\ell\ell) > -0.9$			
$0 < x_1, x_2 < 0.75$	118.2 ± 0.2	9.74 ± 0.17	-0.0120 ± 0.0015	0.074 ± 0.002
$0 < x_1^2 + x_2^2 < 1$	117.4 ± 0.2	9.90 ± 0.16	-0.0171 ± 0.0014	0.075 ± 0.002
$0 < x_1, x_2 < 1$	117.2 ± 0.2	9.99 ± 0.16	-0.0190 ± 0.0014	0.076 ± 0.002
	$\cos\Delta\phi(\ell\ell) > -0.95$			
$0 < x_1, x_2 < 1$	117.2 ± 0.2	10.03 ± 0.16	-0.0188 ± 0.0014	0.076 ± 0.002

Tabelle 7.2: Mittelwerte μ und Standardabweichungen σ der angepassten Gaußkurve.

der 2. und 4. Spalte nach dem Dilepton- und nach dem \cancel{E}_T -Schnitt zeigt deutlich eine Verbesserung der Massenauflösung aufgrund der Einschränkung auf \cancel{E}_T , sowie eine Verschiebung der Masse in Richtung der tatsächlichen Higgs-Bosonmasse. Die unterschiedlichen Einflüsse der Schnitte auf den Winkel zwischen den beiden Leptonen werden zunächst ohne zusätzlichen x_1 - und x_2 -Schnitt betrachtet (Zeile 3-5). Eine Änderung in den Werten der Fitparameter μ und σ infolge der Verschiebung der Schnittgrenze von $\cos\Delta\phi(\ell\ell)$ ist nicht festzustellen.

Im unteren Teil der Tabelle sind die Fitresultate von verschiedenen Kombinationen aus $\cos\Delta\phi(\ell\ell)$ - und x_1 - und x_2 -Schnitt aufgeführt. Werden lediglich die Standardabweichungen σ in der 2. und 4. Spalte verglichen, so fällt auf, dass sie sich innerhalb der Fehler kaum unterscheiden. Der härtere Schnitt mit $0 < x_1, x_2 < 0.75$ bringt diesbezüglich keine Vorteile.

Werden die Mittelwerte μ in der 1. Spalte betrachtet, zeigt sich, dass mit der Einschränkung auf $0 < x_1, x_2 < 0.75$ für eine Schnittgrenze von $\cos\Delta\phi(\ell\ell)$ von -0.9 oder $[-0.9, 0.9]$ derselbe Wert von $118.2 \pm 0.2 \text{ GeV}$ resultiert. Die Mittelwerte für m_{coll} , die sich mit den gelockerten $\cos\Delta\phi(\ell\ell)$ - und x_1 - x_2 -Schnitten ergeben, sind im Vergleich etwa 1 GeV niedriger. Aus der 3. Spalte ist zu entnehmen, dass mit den ungelockerten x_1 - x_2 -Schnitten eine minimale Verschiebung der kollinearen Masse auf Detektorniveau relativ zum der auf Generatorniveau erreicht wird.

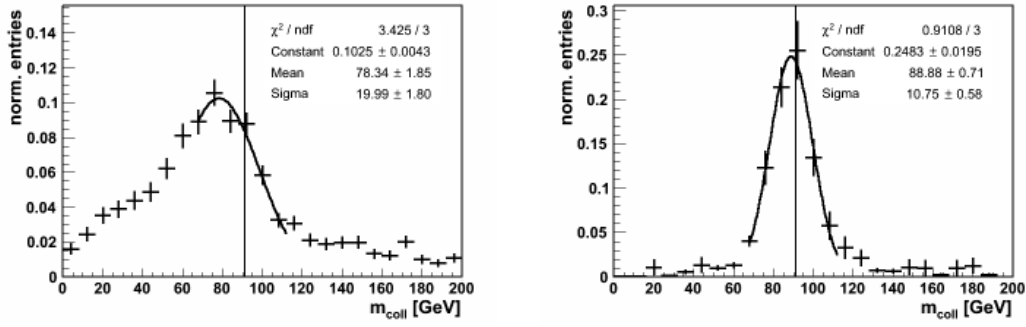


Abbildung 7.8: Vergleich der kollinearen Masse vor (links) und nach (rechts) dem \cancel{E}_T -Schnitt.

7.1.3 Der Untergrundprozess $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$

Für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ wurden vergleichende Studien zur kollinearen Näherung durchgeführt. Trotz der limitierten Statistik ist eine ähnliche Tendenz wie für den Prozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ zu beobachten.

Aus Abb. 6.4 ist zu entnehmen, dass für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$ die fehlende transversale Energie im Mittel eher kleine Werte bis 30 GeV annimmt. Da der Wirkungsquerschnitt für jedes weitere an dem Prozess beteiligte Parton stark fällt, gibt es seltener Ereignisse in denen das Z -Boson einen Lorentz-Boost erhält, sodass die Zerfallsprodukte bevorzugt in einem Winkel im Bereich um 180° auseinander fliegen. Diese Tatsache beeinträchtigt deutlich die Auflösung, sowie die Position des Mittelwertes der kollinearen Massenverteilung, wie in Abb. 7.8 zu sehen. Der Schnitt auf die fehlende transversale Energie trägt, abgesehen von der Reduktion dieses Untergrundes, entscheidend zur Verbesserung der kollinearen Massenaufösung bei.

Analog zu Kap. 7.1.2 wird der Einfluss der gelockerten Analyseschritte auf die kollineare Masse und Auflösung untersucht. In Tab. 7.3 sind die Ereigniszahlen für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$ nach den in Kap. 6 vorgestellten Schnitten und den gelock-

	$0 < x_1, x_2 < 0.75$ $ \cos\Delta\phi(\ell\ell) < 0.9$	$0 < x_1, x_2 < 1$	
		$\cos\Delta\phi(\ell\ell) > -0.9$	$\cos\Delta\phi(\ell\ell) > -0.95$
5. $\Delta\phi(\ell\ell)$	9779 ± 599 (76%)	10971 ± 617 (85%)	11391 ± 642 (88%)
6. x_1, x_2	7139 ± 519 (55%)	9663 ± 599 (75%)	9943 ± 616 (77%)
14. m_H	0	10 ± 10 (0.08%)	10 ± 10 (0.08%)

Tabelle 7.3: Vergleich der bisherigen Ereigniszahlen des Prozesses $Z \rightarrow \tau\tau$ mit denen nach den veränderten Schnitten für eine Luminosität von 30fb^{-1} - die Angabe in der Klammer bezieht sich auf den Anteil der Ereignisse relativ zum \cancel{E}_T -Schnitt.

	m_{coll} -Fit		$\sigma(m_{\text{coll}})$ -Fit	
	μ/GeV	σ/GeV	μ	σ
$ \cos\Delta\phi(\ell\ell) < 0.9$	89.4 ± 0.8	10.8 ± 0.6	-0.026 ± 0.005	0.081 ± 0.004
$\cos\Delta\phi(\ell\ell) > -0.9$	89.2 ± 0.7	10.9 ± 0.6	-0.027 ± 0.004	0.080 ± 0.004
	$ \cos\Delta\phi(\ell\ell) < 0.9$			
$0 < x_1, x_2 < 0.75$	91.4 ± 0.9	9.9 ± 0.8	-0.0117 ± 0.004	0.076 ± 0.004
	$\cos\Delta\phi(\ell\ell) > -0.9$			
$0 < x_1, x_2 < 1$	90.1 ± 0.7	10.0 ± 0.6	-0.020 ± 0.004	0.076 ± 0.003

Tabelle 7.4: Mittelwerte μ und Standardabweichungen σ der angepassten Gaußkurve für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$.

erten Schnitten von $\cos\Delta\phi(\ell\ell) < -0.9$ bzw. < -0.95 und $0 < x_1, x_2 < 1$ gegenüber gestellt. Ein Vergleich der Anzahlen nach dem $\cos\Delta\phi(\ell\ell)$ -Schnitt ergibt, dass sich die Ereignisrate für die modifizierten $\cos\Delta\phi(\ell\ell)$ -Schnitte um bis zu 16% erhöht und nach dem zusätzlich gelockerten Schnitt von x_1 und x_2 um bis zu 39%.

Bei der Untersuchung der Mittelwerte und Standardabweichungen wurde folgende Variation der Schnittgrenze untersucht:

$$|\cos\Delta\phi(\ell\ell)| < 0.9 \implies \cos\Delta\phi(\ell\ell) > -0.9$$

$$0 < x_1, x_2 < 0.75 \implies 0 < x_1, x_2 < 1.$$

Ein Unterschied in den Fitresultaten für die gelockerten Schnittgrenzen von -0.9 und -0.95 für den $\cos\Delta\phi(\ell\ell)$ -Schnitt wird nicht erwartet. In Tab. 7.4 sind die Mittelwerte und Standardabweichungen nach der Anpassung einer Gaußkurve an die Verteilungen der kollinearen Masse und Auflösung nach den jeweiligen $\cos\Delta\phi(\ell\ell)$ - und x_1, x_2 -Schnitten angegeben. Das Lockern der Schnitte wirkt sich wie bereits für den Prozess $H \rightarrow \tau\tau$ nicht auf die Breite der Massenverteilung (2. Spalte) und die Auflösung (4. Spalte) aus. Auch hier ist eine tendenzielle Verschiebung der Mittelwerte in Richtung niedrigerer Massen zu beobachten.

7.2 Vergleich der verschiedenen Massenrekonstruktionen

In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Massenrekonstruktionen, die in Kap. 5 definiert wurden, für die beiden Prozesse VBF $H \rightarrow \tau\tau$ und $Z \rightarrow \tau\tau$ untersucht und die jeweiligen Massenverteilungen vor und nach den kollinearen Näherungsschnitten verglichen.

Um eine Vorstellung von der Form der einzelnen Verteilungen, sowie ihrer Position zueinander, zu bekommen, sind in Abb. 7.9 (links) die transversalen Masse, die Dilepton-Masse, die Likely-Masse, die effektive Masse, sowie die kollinearen

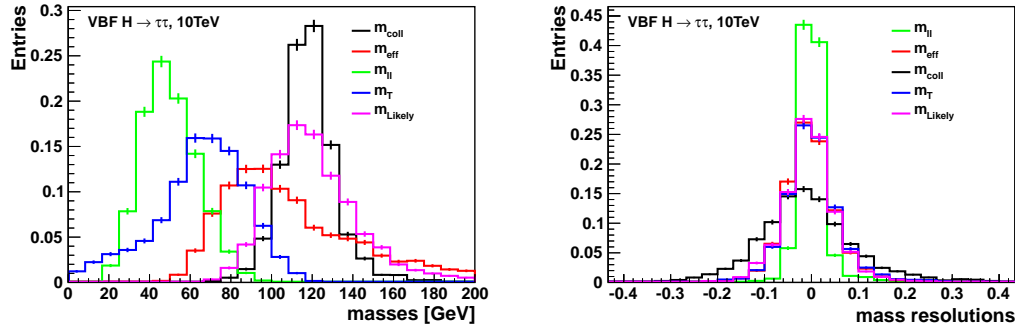


Abbildung 7.9: Form und Lage der verschiedenen Massenrekonstruktionen (links), sowie ihre Auflösungen (rechts)

Masse für den Prozess $H \rightarrow \tau\tau$ nach den Schnitten auf die kollineare Näherung gegenübergestellt. Daraus ist zu entnehmen, dass nur die Likely-Masse und die kollineare Masse ihren Höchstwert nahe der tatsächlichen Higgs-Masse von 120 GeV haben. Die anderen Verteilungen liegen, je nachdem inwiefern die Energie der Neutrinos berücksichtigt wurde, weiter von diesem Wert entfernt in niedrigeren Massenbereichen. Bei der effektiven Masse liegt der Höchstwert bei ca. 95 GeV, bei der transversalen Masse bei 70 GeV und bei der Dilepton-Masse bei 45 GeV und können daher nicht direkt zur Messung der Higgs-Masse benutzt werden. Die Likely-Masse hat diesbezüglich gegenüber der kollinearen Masse den Nachteil, dass die Verteilung einen langen Ausläufer in Richtung höherer Massen aufweist und insgesamt breiter ist, so dass damit die Bestimmung der tatsächlichen Higgs-Masse aus Daten mit größeren Fehlern verbunden wäre.

Wird allerdings die Auflösung der verschiedenen Massenverteilungen in Abb. 7.9 (rechts) verglichen, so zeigt sich, dass die kollineare Masse die breiteste Verteilung aufweist, wohingegen bei der Dilepton-Masse die beste Übereinstimmung mit den auf Generatorniveau bestimmten Werten hat.

Zur Separation von Higgs-Signal und $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund ist am besten die kollineare Masse geeignet, wie der Vergleich mit der Likely-Masse, der transversalen Masse und der effektiven Masse nach dem Schnitt auf x_1 und x_2 in Abb. 7.10 zeigt.

Untersucht wurde schließlich auch der Einfluss der kollinearen Näherungsschnitte auf die verschiedenen Massenrekonstruktionsmethoden. In Abb. 7.11 und Abb. 7.12 sind jeweils die Verteilungen der Massen nach dem Dilepton-, dem \cancel{E}_T - und dem x_1 - x_2 -Schnitt dargestellt, rechts für den Signal- und links für den Untergrundprozess. Zur Rekonstruktion der kollinearen Masse (Abb. 7.11) ist besonders der Schnitt auf die fehlende transversale Energie, wie bereits in Abschnitt 7.1.3 beobachtet, ausschlaggebend um für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$ eine schmale Verteilung mit einem Maximum bei der tatsächlichen Z -Masse zu erhalten.

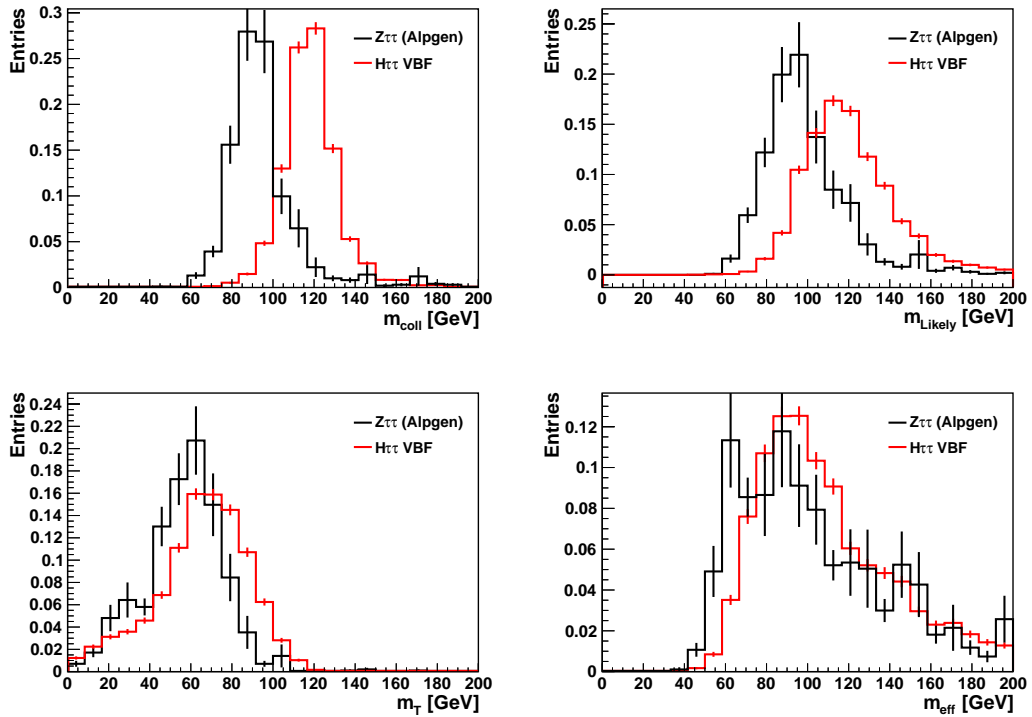


Abbildung 7.10: Vergleich der kollinearen Masse (links oben), der Likely-Masse (rechts oben) und der transversalen Masse (links unten), sowie der effektiven Masse (rechts unten) nach dem Schnitt auf $0 < x_1, x_2 < 0.75$ für $H \rightarrow \tau\tau$ und $Z \rightarrow \tau\tau$.

Für die Likely-Masse in Abb. 7.12 (oben) nimmt die Breite der Verteilung geringfügig ab, da der Ausläufer in Richtung höherer Massen etwas verkürzt wird. Bei der transversalen Masse zeigt sich für die simulierten Higgs-Bosonereignisse eine leichte Verschiebung in Richtung niedrigerer Massen. Für die simulierten Z -Bosonereignisse ist aufgrund der statistischen Fluktuationen eine solche Verschiebung nicht festzustellen. Zu beobachten ist hier allerdings eine deutliche Anhäufung im Bereich von 30 GeV. Die effektive Masse hingegen erfährt infolge der Einschränkung auf \cancel{E}_T eine Verschiebung in Richtung höherer Massen und die Verteilung wird insgesamt breiter. Bei der Dilepton-Masse verschiebt sich der Höchstwert, sowohl für $H \rightarrow \tau\tau$ als auch für $Z \rightarrow \tau\tau$, um etwa 10 GeV nach unten.

Um unabhängig eine Studie für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$ mit dileptonischen Endzustand durchzuführen, hat die Rekonstruktion der kollinearen Masse den Nachteil, dass der Schnitt auf die fehlende transversale Energie allein schon etwa 85% der Ereignisse verwirft und selbst ein Schnitt auf $\cancel{E}_T > 20$ GeV noch etwa 50%. Den Schnitt auf \cancel{E}_T niedriger anzusetzen ist nicht sinnvoll, da die Auflösung der fehlenden transversalen Energie und auch die der kollinearen Masse zu schlecht wird.

Die alternativen Massenrekonstruktionsmethoden haben den Vorteil, dass ein Schnitt

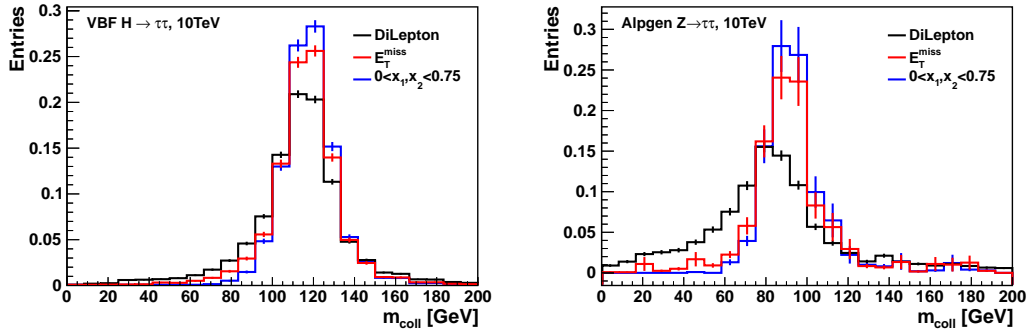


Abbildung 7.11: Einfluss der Selektionsschnitte auf m_{coll} für $H \rightarrow \tau\tau$ (links) und $Z \rightarrow \tau\tau$ (rechts)

auf die fehlende transversale Energie nicht nötig und für die Verteilungen der transversalen und der effektiven Masse sogar nachteilig ist.

7.3 Ergebnisse und Zusammenfassung

Untersucht wurde der Einfluss der Schnittvariablen auf die kollineare Masse und Massenauflösung, insbesondere im Hinblick auf die Größe der fehlenden transversalen Energie, auf den von den beiden Leptonen eingeschlossenen Winkel $\Delta\phi(\ell\ell)$ und auf die Größen x_1 und x_2 . Dazu wurde jeweils vor und nach dem Schnitt auf \cancel{E}_T , $\cos\Delta\phi(\ell\ell)$ und x_1 und x_2 eine Gaußkurve an die Verteilungen der kollinearen Masse und Massenauflösung angepasst. Es wird gezeigt, dass durch ein Lockern der Schnittgrenzen von $\cos\Delta\phi(\ell\ell)$ und von x_1 und x_2 eine Erhöhung der Signalarate von bis zu 37% erreicht wird ohne signifikante Beeinträchtigung der Auflösung der kollinearen Massenverteilung. Es wird lediglich eine leichte Verschiebung des Mittelwertes der kollinearen Masse von 118 GeV hin zu 117 GeV beobachtet. Analog wurden die Verteilungen der kollinearen Masse und der Massenauflösung des Untergrundprozesses $Z \rightarrow \tau\tau$ nach den kollinearen Näherungsschnitten betrachtet und die Auswirkungen der gelockerten Schnittgrenzen untersucht. Dabei wird ein Effizienzgewinn nach dem gelockerten $\cos\Delta\phi(\ell\ell)$ -Schnitt und dem Schnitt auf x_1 und x_2 von 39% festgestellt. Eine Änderung der Auflösung der kollinearen Massenverteilung durch die gelockerten Schnitte wird auch hier nicht beobachtet, stattdessen wieder eine leichte Verschiebung in Richtung niedrigerer Massen. Eine Angabe über den Einfluss der gelockerten Schnittgrenzen auf die Ereignisrate der Untergrundprozesse nach der Ereignis Selektion ist aufgrund der zur Verfügung stehenden limitierten Statistik der simulierten $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse nicht möglich. Der Vergleich der verschiedenen Massenrekonstruktionen zeigt, dass mit der kollinearen Masse die Prozesse $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell$ - und $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen die beste Trennung von Signal und Untergrund erzielt wird.

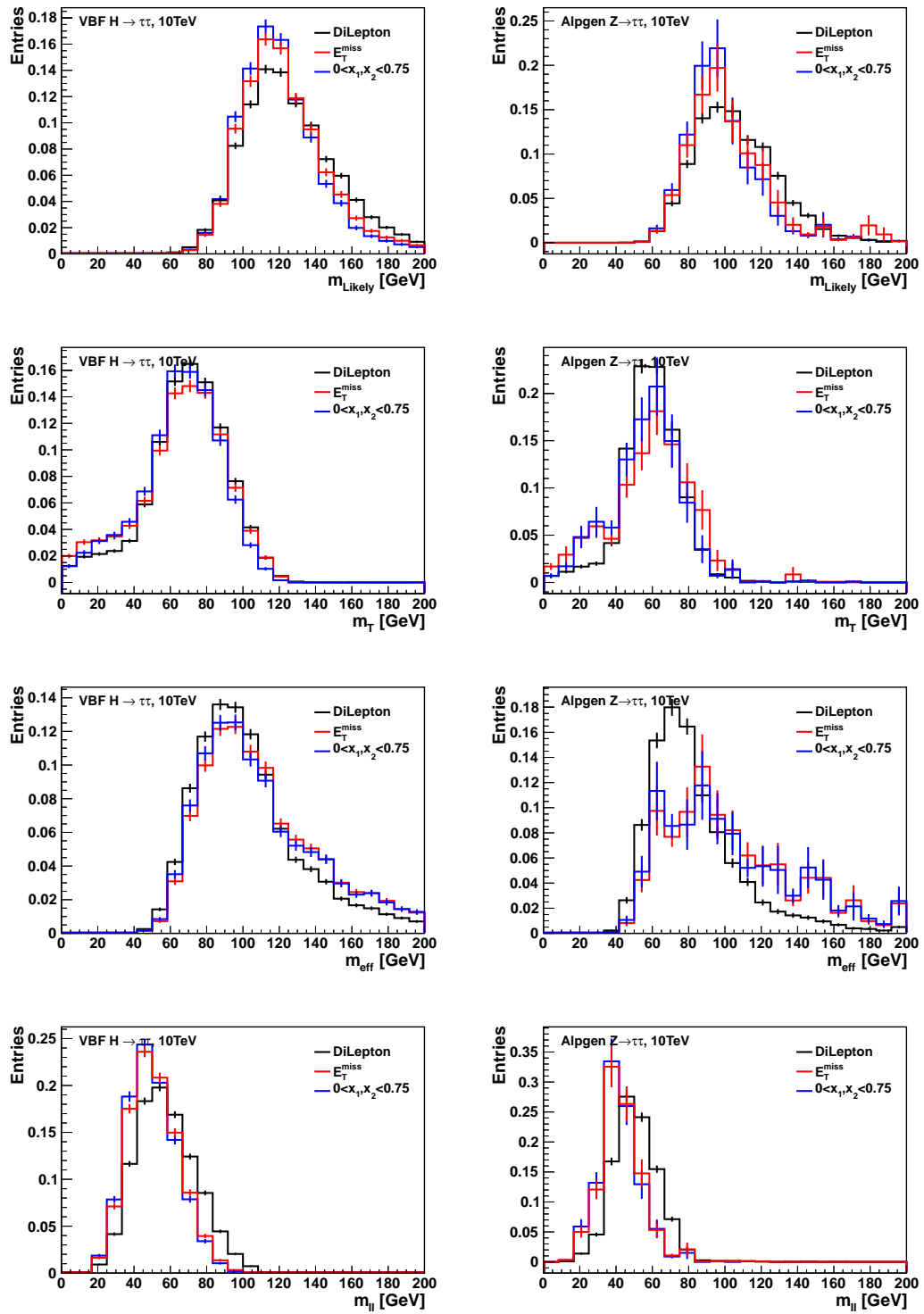


Abbildung 7.12: Einfluss der Selektionsschritte auf die alternativen Massenrekonstruktionen für $H \rightarrow \tau\tau$ (links) und $Z \rightarrow \tau\tau$ (rechts)

Teil II

Messung des Wirkungsquerschnittes für den Prozess

$$pp \rightarrow Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$$

8 Analysestrategie zur Selektion von $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$ -Ereignissen

Dieser Teil der Arbeit konzentriert sich auf die Untersuchung des Prozesses $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$ mit dem Ziel der Messung des Wirkungsquerschnittes.

In den folgenden Kapiteln wird zunächst die Analysestrategie zur Selektion von $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$ -Ereignissen aus den im Jahr 2010 aufgezeichneten Daten vorgestellt und eine Untergrundabschätzung aus Daten vorgenommen. Nach der Betrachtung der systematischen Unsicherheiten erfolgt die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes.

Die besondere Herausforderung bei der Selektion von $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$ -Ereignissen besteht in der Reduktion des dominanten Untergrundprozesses $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$, bei dem die beiden Myonen aus dem Zerfall eines virtuellen Photons oder Z -Bosons, dessen Masse unterhalb der Z -Bosonmassenresonanz liegt, stammen. Hinsichtlich Kinematik und Signatur ist dieser Untergrundprozess dem Signal sehr ähnlich.

8.1 Signalsignatur und Untergrundprozesse

Die charakteristischen Eigenschaften des Signalprozesses sind zwei isolierte Myonen mit hohem Transversalimpuls und entgegengesetzten Ladungen.

Als Untergründe werden folgende Prozesse berücksichtigt:

- $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$: Dieser Prozess ist der dominanteste Untergrund, der die gleiche Signatur und eine ähnliche Kinematik wie der Signalprozess aufweist.
- QCD-Multijet: Bei der Jetproduktion in QCD-Prozessen ist besonders der Zerfall von schweren Quarks in Myonen ein wichtiger Untergrundbeitrag.
- $t\bar{t}$ ist als Untergrund wichtig, sofern zwei hochenergetische Myonen im Endzustand vorhanden sind, die aus dem Zerfall eines b -Quarks oder W -Bosons stammen können.
- $W \rightarrow \mu\nu$, $W \rightarrow \tau\nu$: Myonisch zerfallende W -Bosonen tragen als Untergrund bei, sofern ein zweites von einem Jet stammendes Myon in dem Ereignis vorhanden ist.
- WW , WZ , ZZ : Die Vektorbosonpaarproduktion hat einen vergleichsweise geringen Wirkungsquerschnitt, ist aber im Falle eines dimyonischen Endzustandes dem Signalprozess sehr ähnlich. Beim Zerfall von WZ muss dazu das W -Boson hadronisch und das Z -Boson in zwei Myonen zerfallen.

Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Untergrundprozesse und des Signalprozesses sind in Tab. 8.1 aufgeführt.

8.2 Verwendete Daten und Monte-Carlo-Datensätze

8.2.1 Daten

Analysiert werden die im Jahr 2010 vom ATLAS-Detektor aufgezeichneten Daten aus Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV und einer integrierten Luminosität von 42 pb^{-1} .

Nachdem grundsätzliche Bedingungen an die Qualität des Strahls und den Detektor in Abhängigkeit des Triggers (Kap. 8.3.1) gestellt werden, verbleibt eine integrierte Luminosität von 36.7 pb^{-1} mit einer Unsicherheit von 3.4% [47].

8.2.2 Monte-Carlo-Simulation

Zum Vergleich der Daten mit theoretischen Vorhersagen und zur Untersuchung der Eigenschaften von Signal- und Untergrundprozessen werden von MC-Generatoren simulierte Ereignisse verwendet.

In Tab. 8.1 sind die verwendeten Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren für die jeweiligen Prozesse, inklusive der verwendeten Wirkungsquerschnitte σ zusammengefasst, wobei die NNLO-Wirkungsquerschnitte aus [48] und [49] entnommen sind. Die LO-Angaben für PYTHIA sind aus [40] und die für HERWIG aus [41].

Die Prozesse γ^*/Z im Massenbereich $m_{\tau\tau}$ ($m_{\mu\mu}$) größer und kleiner 60 GeV werden getrennt simuliert. Physikalisch gesehen handelt es sich dabei jedoch um den gleichen Prozess, weswegen beide Ereignisklassen in der Analyse zusammengefasst werden. Bei manchen Prozessen erfolgen bereits während der Simulation kinematische Schnitte oder Einschränkungen auf die Anzahl der Myonen. In diesem Fall wurde zusätzlich die Filtereffizienz angegeben. Bei den von PYTHIA generierten QCD-Multijet-Ereignissen, werden die Prozesse in Abhängigkeit des transversalen Impulsübertrages der wechselwirkenden Partonen in den Bereichen J0 bis J5 getrennt simuliert [40].

8.3 Basisselektion

Myontrigger

Zu Beginn der Analyse wird ein Myontrigger mit einem $p_T > 10 \text{ GeV}$ gefordert. In den ersten 15% der Daten wird mindestens ein Myon gefordert, in den restlichen 85% der Ereignisse zwei Myonen. Die Triggereinstellung wird von ein auf zwei Myonen geändert, da bei dem einfachen Myontrigger bei zunehmender instantaner Luminosität nicht mehr jedes Ereignis aufgezeichnet wird. In diesem Fall wird ein sogenannter „prescale“-Faktor n angegeben, der angibt, dass nur jedes n -te, zufällig

Prozess	Generator	σ/nb	Filtereffizienz	
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ $m_{\tau\tau} > 60 \text{ GeV}$ $m_{\tau\tau} < 60 \text{ GeV}$	PYTHIA	0.99	(NNLO)	
		1.46	(NNLO)	
$\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ $m_{\mu\mu} > 60 \text{ GeV}$ $m_{\mu\mu} < 60 \text{ GeV}$	PYTHIA	0.99	(NNLO)	
		1.46	(NNLO)	
$W \rightarrow \tau\nu$	PYTHIA	10.46	(NNLO)	
$W \rightarrow \mu\nu$	PYTHIA	10.46	(NNLO)	
QCD-Multijet	PYTHIA	1 Myon ($ \eta < 3, p_T > 8 \text{ GeV}$)		
J0 (7 – 17 GeV)		9.861×10^6	6.896×10^{-5}	(LO)
J1 (17 – 35 GeV)		6.780×10^5	1.147×10^{-3}	(LO)
J2 (35 – 70 GeV)		4.097×10^4	5.351×10^{-3}	(LO)
J3 (70 – 140 GeV)		2.193×10^3	1.295×10^{-2}	(LO)
J4 (140 – 280 GeV)		87.68	2.210×10^{-2}	(LO)
J5 (280 – 560 GeV)		2.349	3.009×10^2	(LO)
$t\bar{t}$	MC@NLO	0.161	0.556	(NNLO)
WW	HERWIG	2.959×10^{-2}	0.389	(LO)
WZ	HERWIG	1.123×10^{-2}	0.309	(LO)
ZZ	HERWIG	4.596×10^{-3}	0.212	(LO)

Tabelle 8.1: Verwendete MC-Datensätze mit Wirkungsquerschnitt und Filtereffizienz.

gewürfelte Ereignis aufgezeichnet wird. Die Luminosität reduziert sich somit um den entsprechenden Faktor n . Um einen Verlust an Luminosität zu vermeiden, wird auf den 2-Myontrigger gewechselt, bei dem jedes Ereignis aufgezeichnet wird.

Vertices

Die Anzahl der Primärvertices, denen mehr als zwei Spuren zugeordnet werden können, soll mindestens eins betragen.

Jetqualitätskriterien Für die verwendeten Anti- k_T -Jets (Kap. 4.3) werden nach [65] ausgewählte Qualitätskriterien gefordert, damit lokalisierte Energiedepositionen in den Kalorimetern, die nicht mit einer Proton-Proton-Kollision in Zusammenhang stehen, wie beispielsweise sporadische Entladungen in den hadronischen Endkappenkalorimetern, nicht in die Berechnung der fehlenden transversalen Energie eingehen. Datenereignisse, bei denen mindestens ein Jet diese Kriterien nicht erfüllt, werden entfernt. Bei den Monte-Carlo-Ereignissen sind solche speziellen Effekte schwer zu simulieren, weswegen hier der Anteil der Daten, die diesen Schnitt passieren (0.9848 ± 0.0001), als Gewichtungsfaktor berücksichtigt wird.

8.4 Objektselektion

Vor der Ereignisselektion werden zunächst folgende Anforderungen an die physikalischen Objekte gestellt.

Myonen

Die Analyse verwendet die in Kap. 4.3 beschriebenen STACO-Myonen mit einem Transversalimpuls von über 10 GeV und einem Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 2.4$. Um Myonen, die nicht aus dem harten Streuprozess stammen, wie beispielsweise kosmische Myonen, auszuwählen, wird verlangt, dass der minimale Abstand z_0 zwischen dem Primärvertex und der Myonspur in Strahlrichtung kleiner ist als 10 mm. Zusätzlich werden Qualitätskriterien für die Rekonstruktion der Myonspur im inneren Detektor [64] gefordert.

Elektronen

Da beim Signalprozess ein rein myonischer Endzustand betrachtet wird, werden im Laufe der Analyse Ereignisse mit isolierten Elektronen mit $p_T > 10$ GeV, die in $|\eta| < 2.4$, liegen, verworfen. Als Isolationsbedingung wird hier $\text{Iso}_{0,4} E_T^{Cl} < 0.2$ gefordert. (Kap. 6.3.1).

Jets

Verwendet werden Anti- k_T -Jets, die nach [50] kalibriert werden. In der Vorselektion wird $p_T > 20$ GeV und ein Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 4.8$ verlangt.

Fehlende transversale Energie

Für die fehlende transversale Energie wird die Kalibration „RefFinal“ (Kap. 4.4) verwendet [38].

Entfernung von überlappenden Objekten

Zur Vermeidung einer doppelten Zuweisung von physikalischen Objekten, werden nach der Vorselektion in der folgenden Reihenfolge einzelne Objekte entfernt, wenn sie sich innerhalb eines Abstandes $\Delta R = 0.2$ überschneiden. Handelt es sich dabei um zwei Objekte der gleichen Art, wird das mit dem höheren p_T bevorzugt.

- Myonen werden entfernt bei einer Überschneidung mit einem anderen Myon.
- Elektronen werden entfernt im Falle einer Überschneidung mit anderen Elektronen oder mit Myonen
- Jets werden entfernt, wenn sie mit einem anderen Jet, einem Elektron oder einem Myon überlappen

8.5 Monte-Carlo-Korrekturen

Myonimpulskorrektur

Der Vergleich von Daten und simulierten Ereignissen bei der Messung der $Z \rightarrow \mu\mu$ -Resonanz zeigt einen Unterschied in der Breite der $m_{\mu\mu}$ -Verteilung [51]. In den

simulierten Ereignissen ist die Auflösung der invarianten Masse unterschätzt. Um diesen Effekt auszugleichen, wird für jedes simulierte Ereignis der Transversalimpuls der rekonstruierten Myonen im inneren Detektor und im Myonspektrometer nachträglich in Abhängigkeit von p_T und η mit einer Gaußfunktion verschmiert und anschließend ein neues kombiniertes Myon- p_T berechnet [64].

Myonrekonstruktionseffizienz

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der rekonstruierten Myonen wird in Abhängigkeit von p_T und η korrigiert [64], da die Simulation, wie in Kap. 4.2 beschrieben, im Mittel um ca. 1% von den gemessenen Daten abweicht. Die verwendeten Skalierungsfaktoren sind für den Prozess $Z \rightarrow \mu\mu$ unter Verwendung einer „Tag-and-Probe“-Methode ermittelt worden [35].

Vertexkorrektur

Ein Vergleich der Verteilung der Anzahl rekonstruierter Vertices zwischen Daten und simulierten Ereignissen ist in Abb. 8.1 (links) zu sehen. Es wird deutlich, dass die Simulation hier nicht mit den Daten übereinstimmt. Um beide Verteilungen einander anzupassen wird nach der Forderung zweier Myonen für jede Vertexanzahl ein Gewichtungsfaktor f_{VR} bestimmt, mit dem für jedes simulierte Ereignis die Anzahl an Vertices skaliert wird.

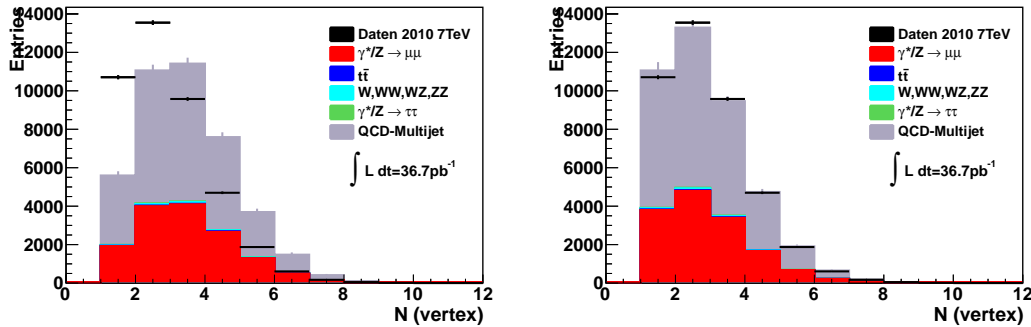


Abbildung 8.1: Vertexverteilung in Daten und MC vor und nach der Gewichtung.

Zur Berechnung der Gewichtungsfaktoren wird pro Anzahl der Vertices die auf eins normierte Vertexverteilung in den Daten durch die ebenfalls auf eins normierte Verteilung der simulierten Prozesse $\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ und $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ dividiert, die zuvor entsprechend ihres Wirkungsquerschnittes auf Daten skaliert und aufaddiert werden. Die daraus resultierenden Gewichtungsfaktoren f_{VR} sind in Tab. 8.2 angegeben. In Abb. 8.1 (rechts) ist die Vertexverteilung nach der Anpassung der Simulation an die Daten dargestellt.

N Vertices	f_{VR}
1	1.98 ± 0.024
2	1.20 ± 0.012
3	0.83 ± 0.010
4	0.63 ± 0.010
5	0.53 ± 0.01
6	0.44 ± 0.02
7	0.43 ± 0.03
8	0.47 ± 0.07
9	0.50 ± 0.16

Tabelle 8.2: Vertex-Gewichtungsfaktoren f_{VR} .

8.6 Ereignisselektion

Die charakteristischen Eigenschaften des Signalprozesses, sowie weitere kinematische Unterschiede werden zur Trennung von Signal- und Untergrundeignissen ausgenutzt.

Das Ergebnis der Ereignisselektion wird in Kap. 8.7 zusammengefasst.

8.6.1 Standardselektion

Zwei Myonen:

Nach der Objekt- und Vorselektion soll die Anzahl der Myonen genau zwei betragen. Ereignisse mit isolierten Elektronen werden verworfen.

Invariante Dimyon-Masse:

Der Schnitt auf die untere Grenze der invarianten Dimyon-Masse von $m_{\mu\mu} > 20$ GeV ist gegen Resonanzen im niedrigen Massenbereich, wie J/ψ , η_c oder ϕ , gerichtet. In Abb. 8.2 ist die $m_{\mu\mu}$ -Verteilung dargestellt. Das Bild auf der linken Seite zeigt, dass die Simulation des QCD-Multijet-Untergrundes nicht mit den Daten übereinstimmt. Im Bereich $m_{\mu\mu} > 20$ GeV wird die Anzahl der QCD-Multijet-Ereignisse überschätzt und im Bereich $m_{\mu\mu} < 20$ GeV weicht die Form der simulierten QCD-Multijet-Verteilung deutlich von den Daten ab. Damit die Beschreibung des simulierten QCD-Multijet-Untergrundes konsistent mit den Daten ist, wird die Anzahl der simulierten QCD-Multijet-Ereignisse N_{MC}^{Multijet} nach dem Schnitt auf $m_{\mu\mu} > 20$ GeV mit einem Faktor von 0.63 skaliert, der sich ergibt aus

$$\frac{N^{\text{Multijet}}}{N_{MC}^{\text{Multijet}}} = \frac{N^{\text{Daten}} - N_{MC}^{\text{elschw}}}{N_{MC}^{\text{Multijet}}} = 0.63. \quad (8.1)$$

Dabei wird angenommen, dass die wahre Anzahl der QCD-Multijet-Ereignisse N^{Multijet} der Anzahl der Daten N^{Daten} abzüglich simulierter elektroschwacher und $t\bar{t}$ -Ereignisse

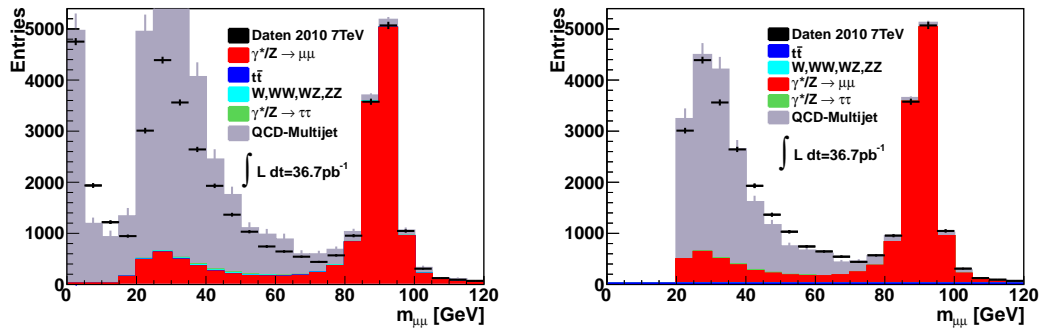


Abbildung 8.2: Die Dimyion-Masse vor (links) und nach (rechts) der Skalierung des QCD-Multijet-Untergrundes und des Schnittes $m_{\mu\mu} > 20$ GeV

$N_{MC}^{Nelschw}$ entspricht. Diese Anpassung ist gerechtfertigt, da sie keinen Einfluss auf das Ergebnis der Analyse nimmt. Nach der Forderung zweier isolierter Myonen bleiben keine simulierten QCD-Multijet-Ereignisse mehr übrig.

Mit dem Schnitt auf die obere Grenze der invarianten Dimyion-Masse von $m_{\mu\mu} < 60$ GeV werden die $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse, die im Bereich der Z -Bosonmassenresonanz liegen, verworfen (Abb. 8.2).

$\sum E_T + \cancel{E}_T$:

Die Größe $\sum E_T + \cancel{E}_T$ ist definiert als die skalare Summe der transversalen Energie aller vorselektierten Jets und Myonen, sowie der fehlenden transversalen Energie. Wie in Abb. 8.3 zu sehen, wird mit einer oberen Schnittgrenze von 150 GeV eine gute Unterdrückung des $t\bar{t}$ -Untergrundes erreicht.

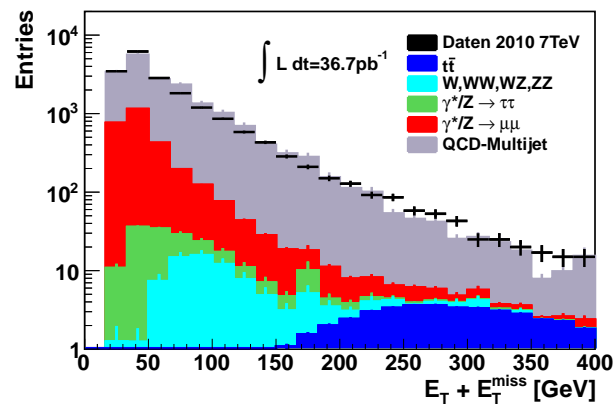


Abbildung 8.3: Verteilung von $\sum E_T + \cancel{E}_T$ nach dem Dimyion-Schnitt.

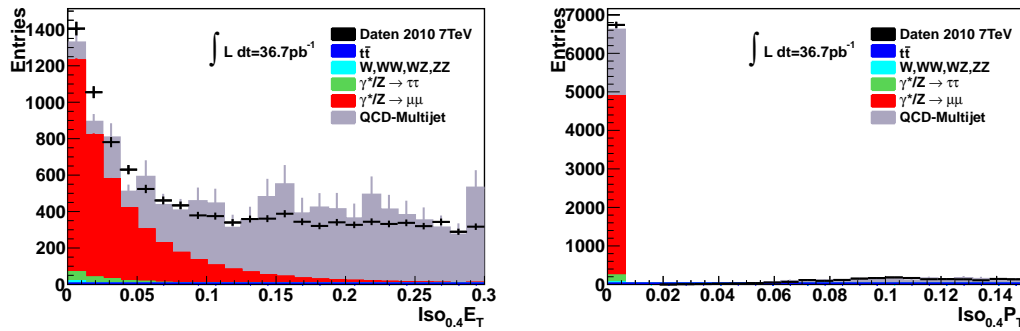


Abbildung 8.4: Die Isolationsvariablen $\text{Iso}_{\Delta R} E_T^{Cl}$ und $\text{Iso}_{0.4} E_T^{Cl} < 0.06$ nach dem OS-Schnitt.

entgegen gesetztes Vorzeichen (OS):

Stammen die beiden Myonen aus dem Zerfall des elektrisch neutralen Z -Bosons, so müssen sich ihre Ladungen in Summe wieder gegenseitig aufheben („OS“ für opposite sign) . Mit dieser Forderung wird vor allem der QCD-Multijet- und der W -Boson-Untergrund reduziert.

μ -Isolation:

Um Ereignisse zu verwerfen, bei denen die Myonen hadronischen Ursprungs sind, werden zwei Isolationskriterien gefordert. Die diskriminierenden Variablen sind die in Kap. 4.2 vorgestellten Größen $\text{Iso}_{\Delta R} E_T^{Cl}$ und $\text{Iso}_{\Delta R} P_T^{ID}$ mit $\Delta R = 0.4$. Abb. 8.4 zeigt die Verteilungen der beiden Isolationsvariablen. In der Analyse wird pro Myon $\text{Iso}_{0.4} E_T^{Cl} < 0.06$ und $\text{Iso}_{0.4} P_T^{ID} < 0.06$ verlangt, womit eine deutliche Reduktion des QCD-Multijet-Untergrundes erreicht wird. Laut MC-Vorhersage erfüllt kein QCD-Multijet-Ereignis diese Kriterien.

Allerdings ist die Statistik der simulierten QCD-Multijet-Prozesse limitiert und die Beschreibung in der Simulation unzureichend. Daher wird im nächsten Kapitel eine Abschätzung der Anzahl der QCD-Multijet-Ereignisse basierend auf Daten vorgenommen.

Nach dem Isolationsschnitt beträgt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis 1 zu 26. Hauptuntergrund mit 96.2% ist $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$, zu dessen Reduktion weitere Schnitte benötigt werden.

8.6.2 Schnitte gegen $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Variablen hinsichtlich der Trennung von Signal (s) und Untergrund (b) untersucht, wobei als Maß für die Trennkraft jeweils die Signifikanz $\frac{s}{\sqrt{s+b}}$ bestimmt wurde. Die drei als am besten befundenen Schnitte zur Reduktion von $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen werden im Folgenden beschrieben.

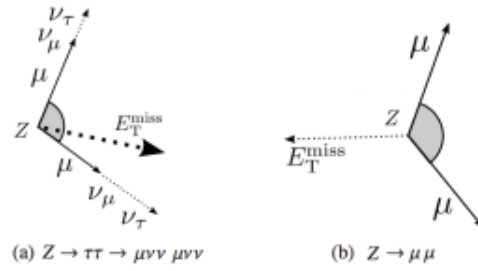


Abbildung 8.5: Vergleich der \cancel{E}_T -Ausrichtung relativ zu dem Impuls der Myonen im Signal- und $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Prozess (aus [52] modifiziert).

8.6.2.1 $\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$

Beim Signalprozess fliegen die beiden Myonen aus dem τ -Zerfall in den meisten Fällen nahezu antiparallel auseinander, ebenso die beiden Myonen aus dem direkten Zerfall des virtuellen Photons bzw. Z -Bosons. Der Unterschied ist nun, dass der Vektor der fehlenden transversalen Energie beim Signalprozess zwischen den beiden Myonen liegt und bevorzugt in Richtung des Myons mit dem niedrigeren p_T (μ_2) zeigt. Beim Prozess $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ hingegen kann die Richtung von $\vec{\cancel{E}}_T$ auch außerhalb des von den beiden Myonimpulsen aufgespannten Bereichs zeigen, wie in Abb. 8.5 veranschaulicht. Fehlende transversale Energie beim Prozess $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$, bei dem direkt keine Neutrinos beteiligt sind, kann von aus Jets stammenden Neutrinos, ungenau gemessenen Myonimpulsen oder Kalorimeterfehlmessungen resultieren.

Zur Trennung des Signals vom $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Untergrund wird die Größe

$$\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) = \cos \Delta\phi(\mu_1, \cancel{E}_T) + \cos \Delta\phi(\mu_2, \cancel{E}_T)$$

definiert, die der Summe der Projektion der Myonimpulse auf die \cancel{E}_T -Achse im Ein-

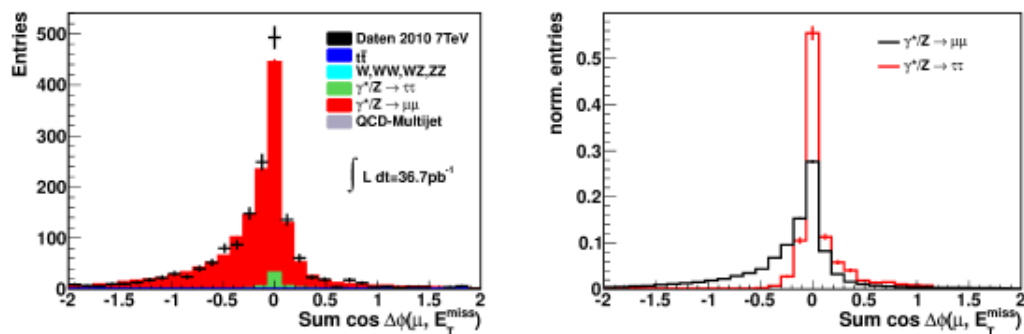
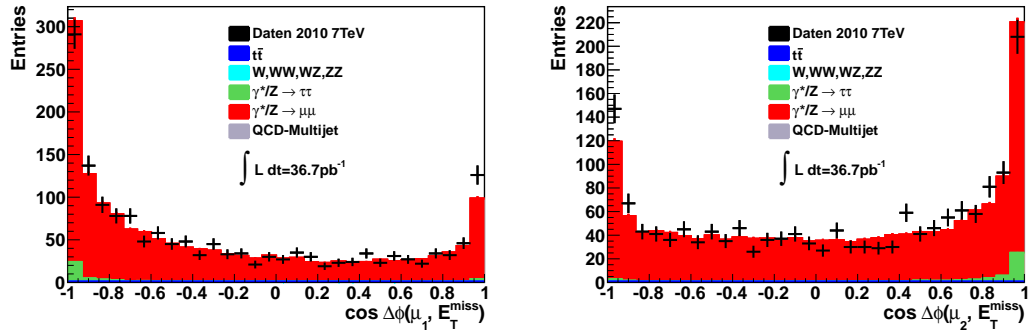


Abbildung 8.6: Schnitt gegen $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$: $\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) > -0.1$.

Abbildung 8.7: Verteilung von $\cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$ für μ_1 und μ_2 .

heitskreis entspricht. μ_1 entspricht dabei dem Myon mit dem höheren, μ_2 dem Myon mit dem niedrigeren Transversalimpuls.

Die zugehörige Verteilung in den Daten und in der Simulation ist in Abb. 8.6 nach dem Schnitt auf die μ -Isolation dargestellt. Für die Verteilung in den Daten ergibt sich eine asymmetrische Form mit einem steilen Anstieg zum Maximum bei Null. Aus der Simulation ist zu entnehmen, dass die Asymmetrie von dem $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Untergrund verursacht wird, der bevorzugt im Bereich $\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) \leq 0$ liegt. Mit dem Schnitt auf $\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) > -0.1$ wird der $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Untergrund um fast die Hälfte (48%) reduziert bei einer Signaleffizienz von 90%, die definiert ist als der Anteil der den Analyseschnitt passierenden Ereignisse relativ zum vorangegangenen Schnitt. Aus Abb. 8.6 ist auch zu entnehmen, dass an der Stelle des Maximums die Anzahl der MC-Ereignisse im Vergleich zu den Daten um etwa zwei Standardabweichungen unterschätzt ist.

Abb. 8.7, in der die Winkelverteilung zwischen \cancel{E}_T und den einzelnen Myonen mit $\cos \Delta\phi(\mu_1, \cancel{E}_T)$ und $\cos \Delta\phi(\mu_2, \cancel{E}_T)$ dargestellt ist, verdeutlicht, dass ein Unterschied in Daten und Monte-Carlo-Simulation vor allem auftritt, wenn die fehlende transversale Energie genau in Richtung des Myons mit dem höherem p_T beziehungsweise entgegen des Myons mit dem niedrigeren p_T zeigt.

Eine mögliche Ursache könnten QCD-Multijet-Ereignisse in den Daten sein, die im Gegensatz zur Simulation den Isolationsschnitt passieren. Mit dem Ergebnis der in Kap. 9 vorgenommenen QCD-Multijet-Abschätzung wird diese Annahme untersucht.

8.6.2.2 Transversale Masse

Zur Berechnung der transversalen Masse m_T wird die gleiche Definition wie in Gl. 5.9 mit

$$m_T = \sqrt{(E_{\ell_1} + E_{\ell_2} + \cancel{E}_T)^2 - (p_{x,\ell_1} + p_{x,\ell_2} + \cancel{E}_x)^2 - (p_{y,\ell_1} + p_{y,\ell_2} + \cancel{E}_y)^2}$$

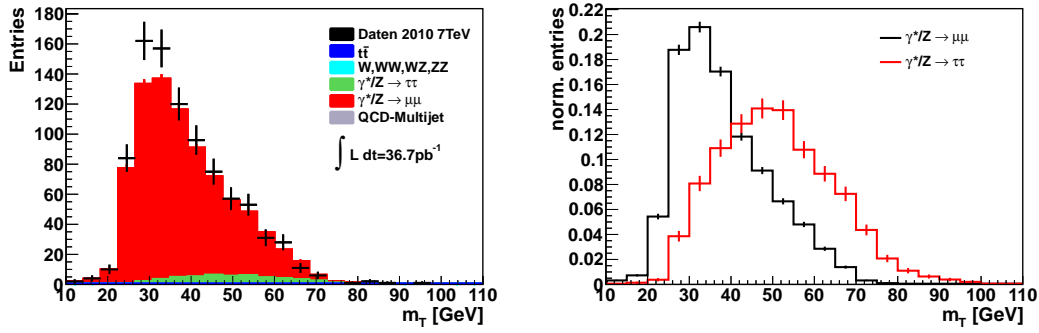


Abbildung 8.8: Die Verteilung der transversalen Masse m_T nach dem $\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$ -Schnitt.

verwendet. Die zugehörige Verteilung der Daten und Monte-Carlo-Ereignisse ist in Abb. 8.8 zu sehen.

Mit der Bedingung $m_T > 42$ GeV kann 68% des Untergrundes entfernt werden bei einer Signaleffizienz von 72%, so dass sich das Signal-zu-Untergrundverhältnis verbessert auf 1 zu 7.

Ein leichter Überschuss in den Daten ist im Bereich von 26 GeV bis 36 GeV festzustellen, der wahrscheinlich auf die bei der $\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$ -Verteilung beobachtete Diskrepanz zwischen Simulation und Daten zurückzuführen ist. Mit dem Schnitt auf $m_T > 42$ GeV wird dieser Bereich abgetrennt. Mit der in Kap. 9 vorgenommenen QCD-Multijet-Abschätzung wird auch untersucht, ob die transversale Massenverteilung in der Simulation unter Berücksichtigung der abgeschätzten QCD-Multijet-Ereignisse konsistent wird mit der Verteilung in den Daten.

8.6.2.3 $\sum \frac{d_0}{\sigma_{d_0}}(\mathbf{p}_T^{\text{Asym}})$

Im letzten Schritt wird die Korrelation zwischen der relativen p_T -Differenz p_T^{Asym} der beiden Myonen und der Summe der Stoßparametersignifikanzen $\sum \frac{d_0}{\sigma_{d_0}}$ ausgenutzt. Die 2-dimensionale Verteilung für Signal und Untergrund ist in Abb. 8.9 zu sehen. Die relative p_T -Differenz ist dabei definiert als

$$p_T^{\text{Asym}} = \frac{p_T^{\mu_1} - p_T^{\mu_2}}{p_T^{\mu_1} + p_T^{\mu_2}} \quad (8.2)$$

und die Summe der Stoßparametersignifikanzen als

$$\sum \frac{d_0}{\sigma_{d_0}} = \frac{d_0^{\mu_1}}{\sigma_{d_0}^{\mu_1}} + \frac{d_0^{\mu_2}}{\sigma_{d_0}^{\mu_2}}. \quad (8.3)$$

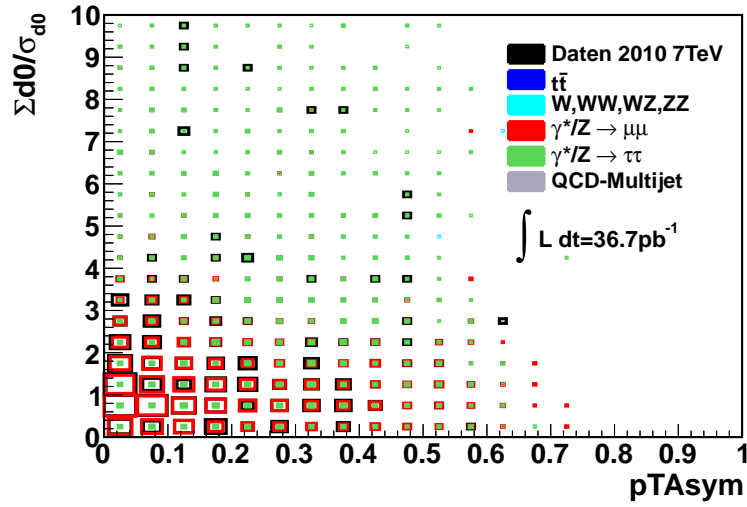


Abbildung 8.9: Korrelation der relativen p_T -Differenz und der Summe der Stoßparametersignifikanzen $\sum \frac{d_0}{\sigma_{d_0}}$.

Zur optimalen Trennung von Signal- und $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen ist die Schnittfunktion

$$\sum \frac{d_0}{\sigma_{d_0}}(p_T^{\text{Asym}}) > 4.4 - \frac{4.4}{0.85} \cdot p_T^{\text{Asym}} \quad (8.4)$$

ermittelt worden. Das Verhältnis von Signal zu Untergrund verbessert sich nach diesem Schnitt auf 2.26 zu 1.

Die Verteilungen der relativen p_T -Differenz und die Summe der Stoßparametersignifikanzen sind in Abb. 8.10 nach dem Schnitt auf die transversale Masse separat dargestellt, wobei rechts jeweils die auf eins normierten Verteilungen für den Signal- und $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Prozess zu sehen sind. Innerhalb der statistischen Unsicherheiten stimmt die Simulation mit den Daten nach dem transversalen Masseschnitt überein.

Werden die beiden Verteilungen allerdings schon nach dem Isolationsschnitt verglichen (Abb. 8.11), zeigt sich für $\sum \frac{d_0}{\sigma_{d_0}}$ eine deutliche Verschiebung der MC-Simulation gegenüber den Daten in Richtung kleinerer Werte und für die relative p_T -Differenz ein leichter Überschuss bei 0.

Um größere systematische Unsicherheiten infolge des Schnittes in der 2-dimensionalen Ebene auszuschließen, wird in Kap. 9 im Anschluss an die QCD-Multijet-Abschätzung auch eine Abschätzung des $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Untergrundes aus Daten vorgenommen.

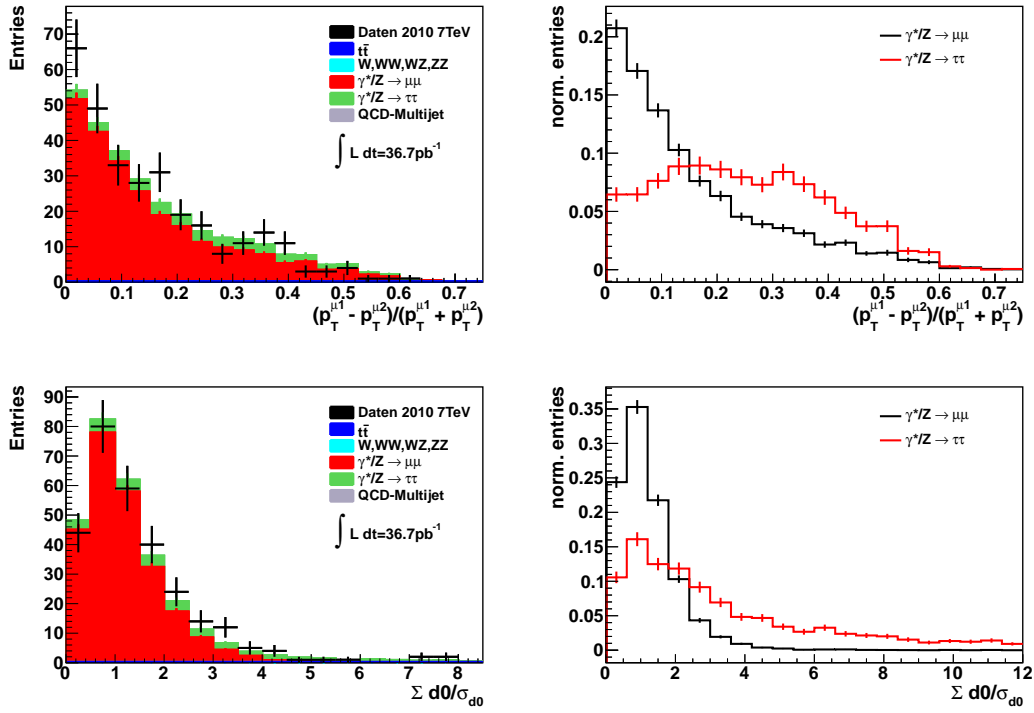


Abbildung 8.10: Verteilung der relativen p_T -Differenz und der Stoßparametersignifikanzsumme nach dem transversalen Masseschnitt.

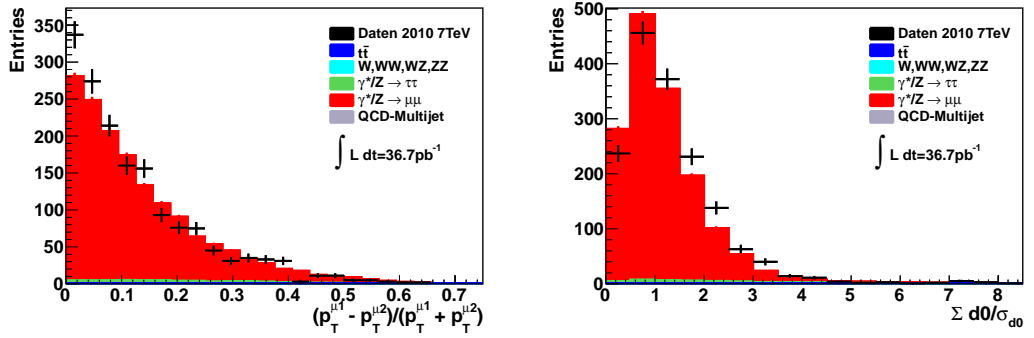


Abbildung 8.11: Verteilung der relativen p_T -Differenz und der Stoßparametersignifikanzsumme nach dem Isolationsschnitt.

8.6.3 Ergebnis der Signalselektion

Die Anzahl der Daten- und MC-Ereignisse nach den jeweiligen Schnitten ist in Tab. 8.3 zusammengefasst, wobei hier vorerst nur die statistischen Fehler berücksichtigt sind. Die Betrachtung der systematischen Unsicherheiten erfolgt in Kap. 11. Nach allen Analysekrterien verbleiben 29 Daten- und 24.4 ± 0.9 MC-Ereignisse, davon 69.5% $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse. Der dominante Untergrund ist mit 7.5 Ereignissen der Prozess $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$.

In Abb. 8.12 ist die invariante Dimyon-Masse nach der Signalselektion dargestellt. Innerhalb der statistischen Fehler stimmt die $m_{\mu\mu}$ -Verteilung in der Simulation mit der in den Daten überein. Eine Abschätzung für die Anzahl der QCD-Multijet-Ereignisse, sowie eine Kontrollanschätzung für die Anzahl der simulierten $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse wird im folgenden Kapitel vorgenommen.

Schnitt	Daten	MC	$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$	$\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$
2 Myonen	41243	14608.3 ± 20.3	124.5 ± 1.5	14230.7 ± 15.3
$m_{\mu\mu} > 20$ GeV	32390	14433.8 ± 19.9	124.1 ± 1.5	14077.5 ± 15.1
$m_{\mu\mu} < 60$ GeV	29354	2910.3 ± 16.6	106.9 ± 1.4	2675.9 ± 11.9
$\sum E_T \cancel{E}_T$	17370	2793.4 ± 16.2	100.4 ± 1.4	2628.1 ± 11.8
OS	12577	2776.5 ± 16.1	99.6 ± 1.4	2625.4 ± 11.8
Iso μ_1, μ_2	1602	1549.0 ± 11.8	58.4 ± 1.0	1488.9 ± 9.0
$\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$	902	832.7 ± 9.7	52.8 ± 1.0	779.6 ± 6.5
$m_T > 42$ GeV	299	285.0 ± 7.1	38.0 ± 0.8	246.9 ± 3.6
$\sum \frac{d_0}{\sigma_{d_0}}(p_T^{\text{Asym}})$	29	24.43 ± 4.16	16.93 ± 0.56	7.48 ± 0.60
Schnitt	Multijet	$t\bar{t}$	W	WW, WZ, ZZ
2 Myonen	23136.6 ± 522.9	107.7 ± 0.7	128.1 ± 7.1	17.1 ± 0.1
$m_{\mu\mu} > 20$ GeV	17956.2 ± 464.0	101.0 ± 0.7	114.5 ± 6.7	16.7 ± 0.1
$m_{\mu\mu} < 60$ GeV	16179.4 ± 446.3	52.6 ± 0.5	71.7 ± 5.3	3.2 ± 0.1
$\sum E_T \cancel{E}_T$	15010.6 ± 441.4	1.4 ± 0.1	61.2 ± 4.9	2.3 ± 0.1
OS	10069.0 ± 365.3	0.9 ± 0.1	48.6 ± 4.4	2.15 ± 0.05
Iso μ_1, μ_2	0	0.18 ± 0.03	0.5 ± 0.4	1.12 ± 0.04
$\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$	0	0.07 ± 0.02	0	0.20 ± 0.02
$m_T > 42$ GeV	0	0.06 ± 0.02	0	0.15 ± 0.01
$\sum \frac{d_0}{\sigma_{d_0}}(p_T^{\text{Asym}})$	0	0.008 ± 0.006	0	0.02 ± 0.01

Tabelle 8.3: Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse nach den jeweiligen Analyseschnitten.

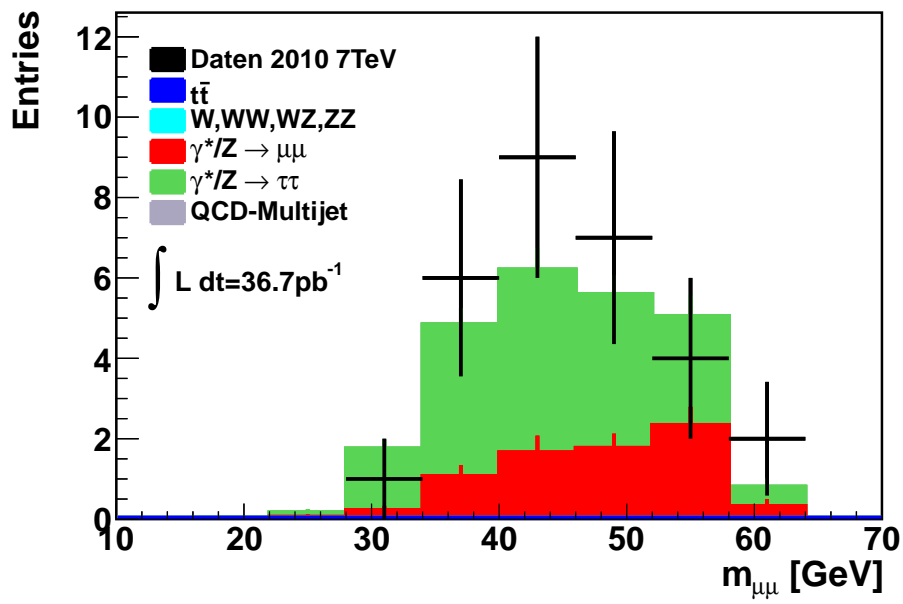


Abbildung 8.12: Dilepton-Masse nach der Ereignis-Selektion.

9 Untergrundabschätzung aus Daten

In diesem Abschnitt werden die ABCD-Methode [53] und die Matrix-Methode [54] zur Abschätzung des Untergrundes aus Daten vorgestellt und zur Bestimmung des QCD-Multijet- und $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Untergrundes angewendet.

9.1 Abschätzung des QCD-Multijet-Untergrundes

9.1.1 ABCD-Methode

Bei der ABCD-Methode werden (mindestens) zwei statistisch unabhängige Observablen benötigt. Die Signalregion A entspricht dem Bereich, in dem die Schnittkriterien für diese beiden Observablen erfüllt sind. Durch einfaches und doppeltes Invertieren dieser Schnitte ergeben sich drei Kontrollregionen B, C, und D, die, so die Bedingung, von dem gesuchten Untergrund dominiert sein müssen.

Die Anzahl der Untergrundereignisse in der Signalregion N^A lässt sich dann über die Relation

$$N^A = N^B \cdot \frac{N^D}{N^C} \tag{9.1}$$

abschätzen. Zur Bestimmung des QCD-Multijet-Untergrundes werden die μ -Isolation und die Ladungsvorzeichen der beiden Myonen als die beiden voneinander unabhängig angenommenen Variablen definiert. In der Signalregion werden die in Kap. 8.6

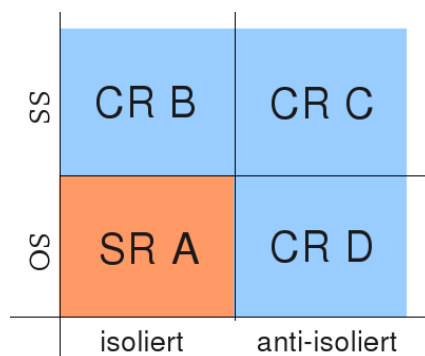


Abbildung 9.1: Definition der Signal- und Kontrollregionen.

beschriebene Isolationsbedingung und die Forderung eines entgegengesetzten Ladungsvorzeichens (OS) vorausgesetzt.

Die drei Kontrollregionen (CR) B, C, und D, die aus Daten ermittelt werden, sind, wie in Abb. 9.1 dargestellt, über die folgenden Bedingungen definiert:

- B: gleiches Vorzeichen (SS für „same sign“) und isolierte Myonen
- C: gleiches Vorzeichen und anti-isolierte Myonen
- D: entgegengesetztes Vorzeichen und anti-isolierte Myonen

Zusätzlich wird für jede Kontrollregion die Anzahl N_{MC}^i der elektroschwachen und $t\bar{t}$ -Ereignisse aus den Monte-Carlo-Datensätzen bestimmt, mit der die Anzahl N^i der Daten in B, C und D korrigiert wird, um möglichst reine QCD-Multijet-Kontrollregionen zu erhalten.

In Tab. 9.1 sind die ermittelten Anzahlen N^i und N_{MC}^i in den einzelnen Kontrollregionen angegeben.

	N^B	N^C	N^D
N^i	2	4083	7817
N_{MC}^i	0.19 ± 0.14	0.8 ± 0.5	17.6 ± 1.4

Tabelle 9.1: Anzahl der Daten- und elektroschwachen Untergrundereignisse in den QCD-Multijet-Kontrollregionen

Zur Kontrolle, ob eine Extrapolation von Kontrollregion B auf A gerechtfertigt ist, wird die Form der Verteilung der Isolationvariablen in CR C und CR D verglichen. Wie Abb. 9.2 zeigt, stimmen die $\text{Iso}_{0,4}E_T$ - und $\text{Iso}_{0,4}p_T$ -Verteilungen sowie die $\sum \cos \Delta\phi$ - und m_T -Verteilung innerhalb der statistischen Unsicherheiten überein.

Unter Berücksichtigung der elektroschwachen und $t\bar{t}$ -Ereignisse in den Kontrollregionen wird mit Gl. 9.1 die Anzahl der QCD-Multijet-Ereignisse in der Signalregion A abgeschätzt auf

$$N^A = (N^B - N_{\text{MC}}^B) \cdot \frac{N^D - N_{\text{MC}}^D}{N^C - N_{\text{MC}}^C} = 3.45 \pm 2.72. \quad (9.2)$$

Um den Beitrag der QCD-Multijet-Ereignisse nach allen Schnitten zu erhalten, wird aus der QCD-Multijet-reichen Kontrollregion D der Effizienzfaktor $\epsilon_D = 0.1846 \pm 0.004$ bestimmt. ϵ_D entspricht dem Anteil der Ereignisse in CR D nach der Ereignis Selektion im Vergleich zu der Anzahl nach dem Isolationschnitt unter Berücksichtigung der simulierten Ereignisse N_{MC}^D . Nach allen Schnitten werden in der Signalregion noch 0.64 ± 0.50 QCD-Multijet-Ereignisse erwartet.

Die angegebenen Fehler sind bisher nur statistischer Natur. Die systematischen Unsicherheiten infolge der verwendeten MC-Korrekturen werden in Kap. 10 bestimmt.

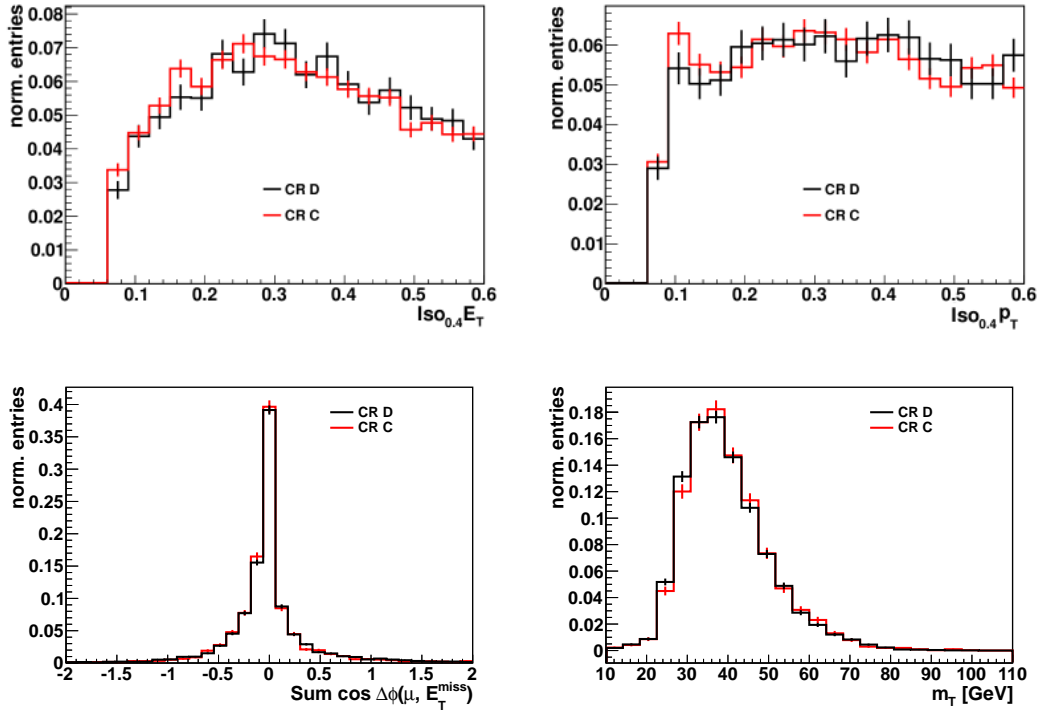


Abbildung 9.2: Vergleich der Form der $\text{Iso}_{0.4}E_T$ - und $\text{Iso}_{0.4}P_T$ -Verteilung (oben) und der $\sum \cos \Delta\phi$ - und m_T -Verteilung (unten) in CR C und CR D nach den Isolationkriterien.

9.1.2 Matrixmethode

Mit der Matrixmethode ist eine alternative Abschätzung für die Anzahl der QCD-Multijet-Ereignisse in der Signalregion möglich. Zunächst wird das Prinzip vorgestellt.

Bei der Matrixmethode werden zu Beginn zwei Kriterien T und L definiert, wie zum Beispiel ein harter (T für „tight“) und ein gelockerter Analyseschnitt (L für „loose“). Unter der Annahme, dass sich die Anzahl der selektierten Ereignisse unter dem T- und dem L-Kriterium (N_T und N_L) zusammensetzt aus der Anzahl an Signal- (N^{sig}) und Untergrundereignissen (N^{bg}), lässt sich das folgende lineare Gleichungssystem aufstellen:

$$\begin{pmatrix} N_T \\ N_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N_T^{\text{sig}} + N_T^{\text{bg}} \\ N_L^{\text{sig}} + N_L^{\text{bg}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} sN_L^{\text{sig}} + bN_L^{\text{bg}} \\ N_L^{\text{sig}} + N_L^{\text{bg}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s & b \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_L^{\text{sig}} \\ N_L^{\text{bg}} \end{pmatrix} \quad (9.3)$$

Dabei bezeichnet s (b) die Wahrscheinlichkeit, dass ein Signalereignis (Untergrundereignis), das bereits das L-Kriterium erfüllt hat, auch das T-Kriterium erfüllt.

Diese Wahrscheinlichkeiten können über

$$s = \frac{N_T^{\text{sig}}}{N_L^{\text{sig}}} \quad \text{und} \quad b = \frac{N_T^{\text{bg}}}{N_L^{\text{bg}}} \quad (9.4)$$

aus einer Signalkontrollregion bzw. einer Untergrundkontrollregion bestimmt werden.

Auflösen des Gleichungssystems nach N_T^{bg} , ergibt die Anzahl der gesuchten Untergrundereignisse nach dem Schnittkriterium T:

$$N_T^{\text{bg}} = \frac{b}{s-b} \cdot (sN_L - N_T). \quad (9.5)$$

Für die Anwendung der Matrixmethode zur Abschätzung des QCD-Multijet-Untergrundes wird das lineare Gleichungssystem aus Gl. 9.3 auf vier Dimensionen erweitert, da die Schnittkriterien T und L jeweils auf beide Myonen angewendet werden, wobei unter T isolierte Myonen gefordert werden und unter L solche, die die Isolationsbedingung aus Kap. 8.6 nicht erfüllen. Insgesamt ergeben sich vier mögliche Kombinationen bezüglich der Isolation der beiden Myonen.

- N_{TT} : beide Myonen passieren die Isolationsbedingung
- N_{TL} : Das erste Myon passiert die Isolationsbedingung, das zweite nicht
- N_{LT} : Das zweite Myon passiert die Isolationsbedingung, das erste nicht
- N_{LL} : beide Myonen passieren die Isolationsbedingung nicht

Die Kriterien werden, nachdem ein entgegengesetztes Ladungsvorzeichen der beiden Myonen verlangt wurde, auf die Daten angewendet und die jeweilige Anzahl in N_{TT} , N_{TL} , N_{LT} und N_{LL} bestimmt. Gesucht wird der Anteil der QCD-Multijet-Ereignisse in der Signalregion N_{TT} nach dem Isolationsschnitt.

Bezeichnet S ein echtes isoliertes Myon aus elektroschwachen Prozessen und B ein echtes oder „fake“ Myon aus hadronischen Prozessen, wird für die Anzahl der QCD-Multijet-Ereignisse in der Signalregion vor dem Isolationsschnitt

$$N_{\text{vor Iso}}^{\text{QCD}} = N_{SB} + N_{BS} + N_{BB} \quad (9.6)$$

angenommen. In dieser Näherung wird der Anteil der elektroschwachen und $t\bar{t}$ -Ereignisse $N^{\text{el schw}}$ in N_{SB} , N_{BS} und N_{BB} vernachlässigt, so dass mit $N_{\text{vor Iso}}$ nur eine Abschätzung auf die obere Grenze der tatsächlichen Anzahl an QCD-Multijet-Ereignissen möglich ist.

Die vier Unbekannten N_{SS} , N_{SB} , N_{BS} und N_{BB} lassen sich aus dem folgenden linearen Gleichungssystem

$$\begin{pmatrix} N_{TT} \\ N_{TL} \\ N_{LT} \\ N_{LL} \end{pmatrix} = A_{sb} \cdot \begin{pmatrix} N_{SS} \\ N_{SB} \\ N_{BS} \\ N_{BB} \end{pmatrix} \quad (9.7)$$

berechnen, wobei die Matrix A_{sb} definiert ist als

$$A_{sb} = \begin{pmatrix} s_1 s_2 & s_1 b_2 & b_1 s_2 & b_1 b_2 \\ s_1(1-s_2) & s_1(1-b_2) & b_1(1-s_2) & b_1(1-b_2) \\ (1-s_1)s_2 & (1-s_1)b_2 & (1-b_1)s_2 & (1-b_1)b_2 \\ (1-s_1)(1-s_2) & (1-s_1)(1-b_2) & (1-b_1)(1-s_2) & (1-b_1)(1-b_2) \end{pmatrix}. \quad (9.8)$$

b_1 (b_2) bezeichnet dabei die Wahrscheinlichkeit, dass das erste (zweite) Myon in einem reinen QCD-Kontrolldatensatz die Isolationsbedingung erfüllt und s_1 (s_2) die Wahrscheinlichkeit, dass das erste (zweite) Myon in einem QCD-Multijet-freien Kontrolldatensatz diese Bedingung erfüllt. Um die beobachtete Abhängigkeit der Isolationswahrscheinlichkeit von dem Transversalimpuls der Myonen zu berücksichtigen, werden s und b sowohl für das Myon mit dem höheren p_T (μ_1) als auch für das Myon mit dem niedrigerem p_T (μ_2) bestimmt (Abb. 9.4).

Die Anzahl N_{TT} nach dem Isolationsschnitt ist demnach gegeben als

$$N_{TT} = N_{\text{nach Iso}}^{\text{elschw}} + N_{\text{nach Iso}}^{\text{QCD}} \quad (9.9)$$

mit

$$N_{\text{nach Iso}}^{\text{QCD}} = s_1 b_2 N_{\text{SB}} + b_1 s_2 N_{\text{BS}} + b_1 b_2 N_{\text{BB}} \quad (9.10)$$

Zur Bestimmung von s_1 und s_2 werden zwei möglichst QCD-Multijet-freie Kontrollregionen, „Signal-CR1“ und „Signal-CR2“, definiert, für die zunächst genau zwei Myonen mit unterschiedlichen Vorzeichen gefordert werden, deren invariante Dimyon-Masse $m_{\mu\mu}$ im Bereich zwischen 85 GeV und 100 GeV liegt. Aus Abb. 9.3 (links) ist zu entnehmen, dass damit bereits der Großteil des QCD-Multijet-Untergrundes entfernt werden kann. Wie Abb. 9.3 (rechts) zeigt, weisen die meisten Myonen in den

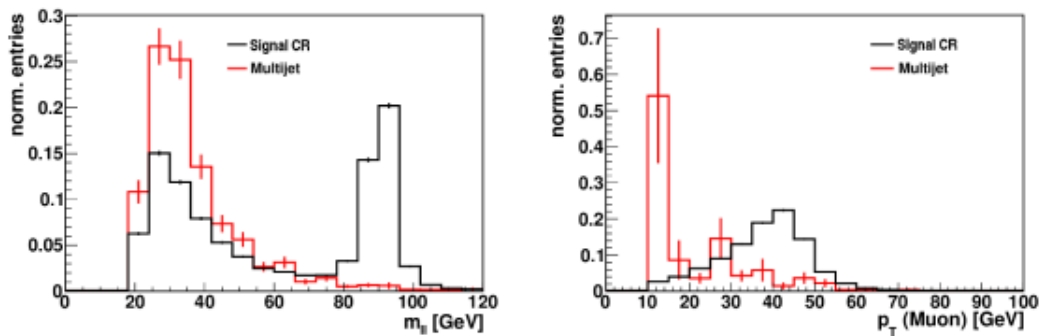
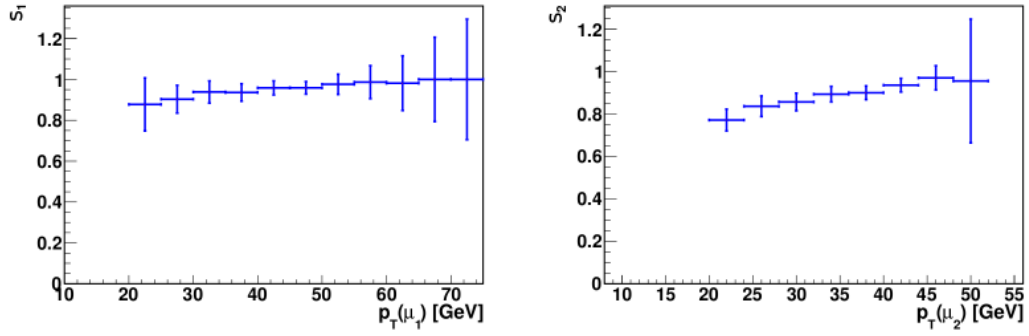


Abbildung 9.3: Schnittvariablen für möglichst QCD-Multijet-freie Signal-CR, jeweils nach dem vorangegangenen Schnitt.

Abbildung 9.4: p_T -Abhängigkeit von s_1 und s_2 .

noch verbleibenden QCD-Multijet-Ereignissen einen geringen Transversalimpuls auf. Daher wird zusätzlich die Bedingung $p_T > 20$ GeV für beide Myonen gefordert. Anschließend folgt der Schnitt auf die Isolation mit $\text{Iso}_{0,4}E_T < 0.06$ und $\text{Iso}_{0,4}P_T < 0.06$ zunächst für nur eines der beiden Myonen, so dass laut MC-Vorhersage kein QCD-Multijet-Ereignis mehr in diesen Kontrollregionen zu finden ist.

s_2 entspricht dann, unter der Voraussetzung, dass μ_1 bereits isoliert ist, dem Anteil der Ereignisse, die auch die Isolationsbedingung für μ_2 passieren.

$$s_2 = \frac{N_{\text{nach Iso}, \mu_2}}{N_{\text{vor Iso}, \mu_2}} = 0.8922 \pm 0.0036 \quad (9.11)$$

mit $N_{\text{nach Iso}, \mu_2} = 6616$ und $N_{\text{vor Iso}, \mu_2} = 7415$. Umgekehrt wird bei der Bestimmung von s_1 zuerst die Isolation von μ_2 gefordert und anschließend die von μ_1 .

$$s_1 = \frac{N_{\text{nach Iso}, \mu_1}}{N_{\text{vor Iso}, \mu_1}} = 0.9535 \pm 0.0025 \quad (9.12)$$

mit $N_{\text{vor Iso}, \mu_1} = 6939$.

Die Einschränkung auf einen Mindestwert von 20 GeV für den Transversalimpuls des Myons ist zum einen notwendig, um den QCD-Multijet-Untergrund zu unterdrücken. Auf der anderen Seite jedoch werden bei der Bestimmung der Signaleffizienz die Ereignisse, bei denen ein Myon einen Transversalimpuls zwischen 10 GeV und 20 GeV hat, nicht berücksichtigt. In Abb. 9.4 sind respektive s_1 und s_2 gegen den Transversalimpuls von μ_1 beziehungsweise μ_2 aufgetragen. Für s_2 zeigt sich deutlich ein Anstieg der Isolationswahrscheinlichkeit mit zunehmenden $p_T(\mu_2)$, der für s_1 in Abhängigkeit von $p_T(\mu_1)$ deutlich schwächer ausgeprägt ist.

Analog werden zur Bestimmung von b_1 und b_2 zwei von QCD-Multijet-Prozessen dominierte Kontrollregionen „QCD“-CR1 und „QCD“-CR2 definiert mit möglichst geringem Anteil elektroschwacher und $t\bar{t}$ -Ereignisse N^{elschw} .

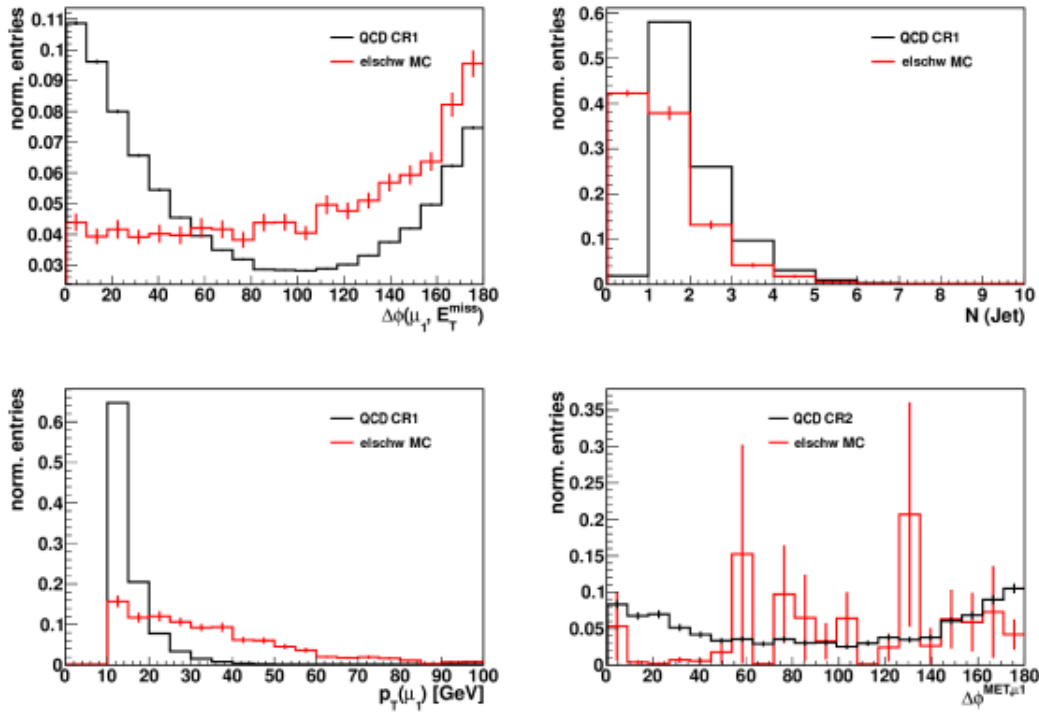


Abbildung 9.5: Schnittvariablen für möglichst reine QCD-Multijet-Kontrollregionen QCD-CR1 und QCD-CR2 jeweils nach dem vorangegangenen Schnitt.

Für QCD-CR1 und QCD-CR2 werden die folgenden Kriterien, die in Abb. 9.5 motiviert werden, festgelegt:

- QCD-CR1:
 - genau 1 Myon
 - $\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) < 50^\circ$ (Abb. 9.5 oben links)
 - mindestens 1 Jet (Abb. 9.5 oben rechts)
 - $p_T^\mu < 25 \text{ GeV}$ (Abb. 9.5 unten links)
 - $\text{Iso}_{0,4}E_T < 0.06$ und $\text{Iso}_{0,4}p_T < 0.06$
- QCD-CR2:
 - genau 2 Myonen
 - gleiches Vorzeichen
 - $\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) < 50^\circ$ (Abb. 9.5 unten links)
 - $\text{Iso}_{0,4}E_T < 0.06$ und $\text{Iso}_{0,4}p_T < 0.06$ nur für μ_2

In Tab. 9.2 ist die Anzahl der Daten- und der verbliebenen elektroschwachen und $t\bar{t}$ -Ereignisse in den QCD-Multijet-Kontrollregionen vor und nach der Isolation angegeben. Die Isolationswahrscheinlichkeit b_1 in QCD-CR1 ergibt sich aus dem relativen An-

	QCD-CR1		QCD-CR2	
	vor der Isolation (L)			
N_{Daten}	206630		1660	
N^{elschw}	137.9 ± 5.5	$(0.067 \pm 0.003) \%$	2.7 ± 0.9	$(3.9 \pm 0.2) \%$
	nach der Isolation (T)			
N_{Daten}	2408		11	
N^{elschw}	94.6 ± 4.7	$(0.16 \pm 0.05) \%$	0.013 ± 0.03	$(0.1 \pm 0.3) \%$

Tabelle 9.2: Anzahl der Daten- und der simulierten Untergrundereignisse N^{elschw} in den QCD-Multijet-Kontrollregionen QCD-CR1 und QCD-CR2 vor und nach der Isolation, sowie der Anteil von N^{elschw} in %

teil der die Isolationsbedingung passierenden Ereignisse unter Berücksichtigung von N^{elschw} zu

$$b_1 = \frac{N_{\text{nach Iso}} - N_{\text{nach Iso}}^{\text{elschw}}}{N_{\text{vor Iso}} - N_{\text{vor Iso}}^{\text{elschw}}} = 0.0112 \pm 0.0003 \quad (9.13)$$

und b_2 analog zu

$$b_2 = \frac{N_{\text{nach Iso}, \mu_2} - N_{\text{nach Iso}, \mu_2}^{\text{elschw}}}{N_{\text{vor Iso}} - N_{\text{vor Iso}}^{\text{elschw}}} = 0.0066 \pm 0.0020 \quad (9.14)$$

Als Kontrolle für b_1 läßt sich aus QCD-CR2 auch die Isolationswahrscheinlichkeit b_1^{test} bestimmen, indem die Bedingung $\text{Iso}_{0.4} E_T < 0.06$ und $\text{Iso}_{0.4} p_T < 0.06$ nur auf μ_1 angewendet wird. Unter Berücksichtigung der verbliebenen elektroschwachen und $t\bar{t}$ -Ereignisse vor und nach der Isolation, errechnet sich b_1^{test} zu 0.0109 ± 0.0031 , was innerhalb einer Standardabweichungen mit dem aus QCD-CR1 bestimmten Wert für b_1 übereinstimmt. Der Anteil von N^{elschw} beträgt hier allerdings $(10 \pm 4)\%$ nach der Isolation.

Einsetzen von s_1 , s_2 , b_1 und b_2 , sowie Invertieren der Matrix A_{sb} führt auf die vier Unbekannten N_{SS} , N_{SB} , N_{BS} und N_{BB} :

$$\begin{aligned} N_{TT} &= 1602 & N_{SS} &= 1874 \pm 48 \\ N_{TL} &= 814 & N_{SB} &= 535 \pm 270 \\ N_{LT} &= 465 & N_{BS} &= 367 \pm 33 \\ N_{LL} &= 9696 & N_{BB} &= 9802 \pm 102 \end{aligned} \quad (9.15)$$

Mit Gleichung 9.10 ergibt sich für die Anzahl der QCD-Multijet-Ereignisse nach dem Isolationschnitt

$$N_{\text{nach Iso}}^{\text{QCD}} = 7.72 \pm 2.02. \quad (9.16)$$

Der statistische Fehler auf die Einträge der invertierten Matrix ΔA_{sb}^{-1} resultiert dabei aus der Forderung

$$(A_{sb} + \Delta A_{sb})(A_{sb}^{-1} + \Delta A_{sb}^{-1}) = 1 \Rightarrow \Delta A_{sb}^{-1} = -A_{sb}^{-1} \Delta A_{sb} A_{sb}^{-1} \quad (9.17)$$

wobei ΔA_{sb}^{-1} als Variation betrachtet und der Term $\Delta A_{sb} \Delta A_{sb}^{-1}$ vernachlässigt wird.

Die Anzahl des QCD-Multijet-Untergrundes nach allen Schnitten $N_{\text{final}}^{\text{QCD}}$ wird wie bei der ABCD-Methode in Kap. 9.1.1 mit dem Effizienzfaktor $\epsilon_D = 0.1846 \pm 0.004$ aus Kontrollregion D ermittelt. Daraus resultieren

$$N_{\text{final}}^{\text{QCD}} = 1.43 \pm 0.37 \quad (9.18)$$

Multijet-Ereignisse.

Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit auf diese Abschätzung wird jeweils die Kombination von den ermittelten s_i und b_i so gewählt, dass sich nach oben beziehungsweise nach unten die größte Abweichung von $N_{\text{nach Iso}}^{\text{QCD}}$ (Gl. 9.16) ergibt. Für $s = s_1 = s_2 = 0.95$ und $b = b_1 = b_2 = 0.0112$ erhält man als maximale Anzahl 11.49 ± 0.48 Multijet-Ereignisse nach dem Isolationsschnitt. Die minimale Anzahl von 5.51 ± 2.09 wird mit $s = s_1 = s_2 = 0.89$ und $b = b_1 = b_2 = 0.0066$ erreicht.

Der systematische Fehler nach allen Schnitten wird schließlich aus der Differenz von $N_{\text{final}}^{\text{QCD}}$ und der mit ϵ_D skalierten oberen bzw. unteren Grenze berechnet zu $+0.70$ und -0.41 . Das Ergebnis der Abschätzung des QCD-Multijet-Untergrundes ist

$$N_{\text{final}}^{\text{QCD}} = 1.43 \pm 0.37 \text{ (stat)} \begin{matrix} +0.7 \\ -0.4 \end{matrix} \text{ (sys)}. \quad (9.19)$$

9.1.3 Ergebnisse der Abschätzung des QCD-Multijet-Untergrundes

In Tab. 9.3 sind die Ergebnisse der QCD-Multijet-Abschätzung aus der ABCD- und Matrixmethode nach der Isolation, dem $\sum \cos \Delta\phi$ -, dem m_T - und dem 2-dimensionalen Schnitt gegenübergestellt. Innerhalb der Unsicherheiten stimmen die Resultate der beiden Methoden überein, wobei bei der ABCD-Methode hier nur die statistischen Fehler berücksichtigt sind. Die in Kap. 10 bestimmte relative systematische Unsicherheit auf das Ergebnis der ABCD-Methode aufgrund der berücksichtigten

Analyseschnitt	ABCD	Matrix	ϵ_D
μ -Isolation	3.45 ± 2.72	7.72 ± 2.02 (stat) $\begin{matrix} +3.77 \\ -2.21 \end{matrix}$ (sys)	1
$\sum \cos \Delta\phi$	2.43 ± 1.91	5.43 ± 1.14 (stat) $\begin{matrix} +2.65 \\ -1.55 \end{matrix}$ (sys)	0.704 ± 0.005
m_T	0.82 ± 0.64	1.82 ± 0.48 (stat) $\begin{matrix} +0.89 \\ -0.52 \end{matrix}$ (sys)	0.236 ± 0.005
$p_T^{\text{Asym}} - \sum d_0/\sigma_{d_0}$	0.64 ± 0.50	1.43 ± 0.37 (stat) $\begin{matrix} +0.70 \\ -0.41 \end{matrix}$ (sys)	0.185 ± 0.004

Tabelle 9.3: Mit der ABCD- und der Matrixmethode abgeschätzte Anzahl der QCD-Multijet-Ereignisse nach dem angegebenen Analyseschnitt mit Skalierungsfaktor ϵ_D .

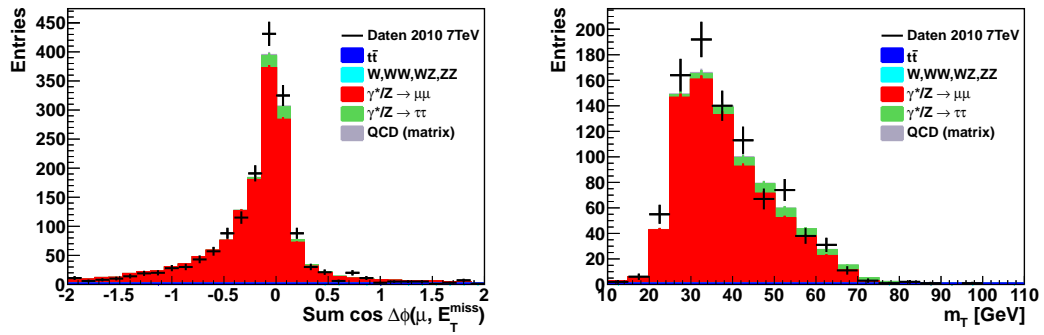


Abbildung 9.6: $\sum \cos \Delta\phi$ - und m_T -Verteilung nach dem vorangegangenen Analyseschnitt inklusive des mit der Matrixmethode abgeschätzten QCD-Untergrundes.

MC-Korrektur beträgt ungefähr 0.6%.

Der in Kap. 8.6 beobachtete leichte Überschuss in den Daten bei der $\sum \cos \Delta\phi$ - und m_T -Verteilung kann tendenziell mit der abgeschätzten Anzahl der Multijet-Ereignisse erklärt werden. In Abb. 9.6 sind die beiden Verteilungen nach dem jeweils vorangegangenen Analyseschnitt inklusive des abgeschätzten QCD-Multijet-Untergrundes dargestellt. Dabei wurde das Ergebnis der Matrixmethode eingetragen, das der abgeschätzten maximalen Anzahl der QCD-Multijet-Ereignisse entspricht.

In Abb. 9.7 ist die Dimyion-Masse nach der Ereigniseselektion inklusive des abgeschätzten QCD-Multijet-Untergrundes aus der ABCD- und aus der Matrixmethode dargestellt.

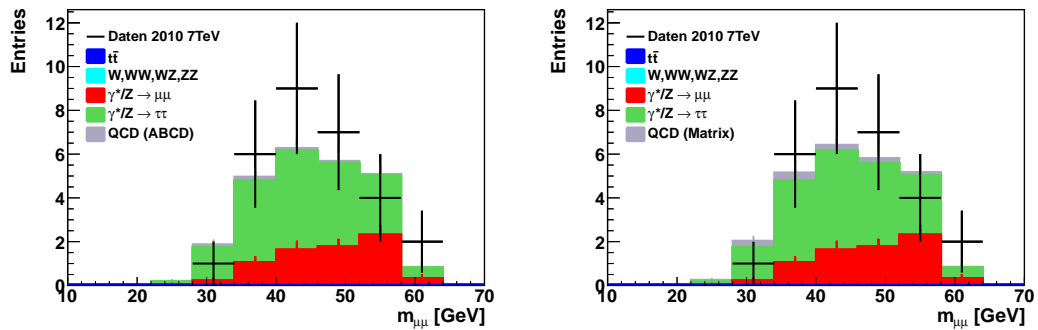


Abbildung 9.7: Invariante Dimyion-Masse nach der Selektion mit Berücksichtigung des abgeschätzten QCD-Untergrundes - links mit der ABCD-Methode, rechts mit der Matrixmethode.

9.2 Abschätzung des $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Untergrundes

Als Kontrolle zu der aus der Simulation erhaltenen Anzahl des $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Untergrundes wird ebenfalls eine Abschätzung aus Daten mit der ABCD-Methode durchgeführt. Diese ist vor allem hinsichtlich der in Kap. 8.6 beobachteten Diskrepanz zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation bei der $\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$ - und $\sum \frac{d_0}{\sigma_{d_0}}$ -Verteilung nach dem Isolationsschnitt wichtig.

Bei der Abschätzung des $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Untergrundes mit der ABCD-Methode werden die beiden Analyseschnitte $\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) > -0.1$ mit der Bedingung $m_T > 42 \text{ GeV}$ und der Schnitt in der $\sum \frac{d_0}{\sigma_{d_0}} p_T^{\text{Asym}}$ -Ebene verwendet. Aus Tab. 8.3 ist zu entnehmen, dass mit einer Kombination aus dem m_T - und dem $\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$ -Schnitt eine Reduktion des $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Untergrundes von 83% erreicht wird und mit der Schnittfunktion $\sum \frac{d_0}{\sigma_{d_0}} (p_T^{\text{Asym}})$ relativ zum vorangegangenen eine von 97%. In den Kontrollregionen, in denen jeweils eines der beiden beziehungsweise beide Kriterien invertiert werden, sind demnach viele $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse mit relativ wenig Signalereignissen zu erwarten. Wie Abb. 9.8 zeigt, ist auch eine signifikante Korrelation der beiden Schnittvariablen auszuschließen.

In der Signalregion A werden die Schnitte

$$\begin{aligned} & \sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) > -0.1 \\ & m_T > 42 \\ & \sum \frac{d_0}{\sigma_{d_0}} (p_T^{\text{Asym}}) > 4.4 - \frac{4.4}{0.85} \cdot p_T^{\text{Asym}} \end{aligned}$$

vorrausgesetzt. Die Kontrollregionen B, C und D werden wie folgt definiert:

- B: $m_T > 42 \text{ GeV}$ und $\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) < -0.1$
und $\sum \frac{d_0}{\sigma_{d_0}} (p_T^{\text{Asym}}) > 4.4 - \frac{4.4}{0.85} \cdot p_T^{\text{Asym}}$
- C: $m_T > 42 \text{ GeV}$ und $\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) < -0.1$
und $\sum \frac{d_0}{\sigma_{d_0}} (p_T^{\text{Asym}}) < 4.4 - \frac{4.4}{0.85} \cdot p_T^{\text{Asym}}$
- D: $m_T > 42 \text{ GeV}$ und $\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) > -0.1$
und $\sum \frac{d_0}{\sigma_{d_0}} (p_T^{\text{Asym}}) < 4.4 - \frac{4.4}{0.85} \cdot p_T^{\text{Asym}}$

Die Anzahl der Daten N^i in den einzelnen Kontrollregionen B, C und D wird korrigiert um die Anzahl der $\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ -, W -, Vektorbosonpaar- und $t\bar{t}$ -Ereignisse (N_{MC}^i) aus der MC-Simulation, sowie um die abgeschätzte Anzahl der QCD-Multijet-Ereignisse $N_{\text{QCD,ABCD}}^i$ ($N_{\text{QCD,matrix}}^i$), die auf die entsprechende Anzahl in den $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Kontrollregionen skaliert werden. Wie in Kap. 9.1.1 wird dazu jeweils der Effizienzfaktor ϵ_D^i , der dem Anteil der QCD-Multijet-Ereignisse in den Kontrollregionen im Vergleich zu der Anzahl nach dem Isolationsschnitt unter Berücksichtigung von simulierten elektroschwachen und $t\bar{t}$ -Ereignissen bestimmt. In Tab. 9.4 sind die resultierenden Anzahlen für die einzelnen Kontrollregionen angegeben.

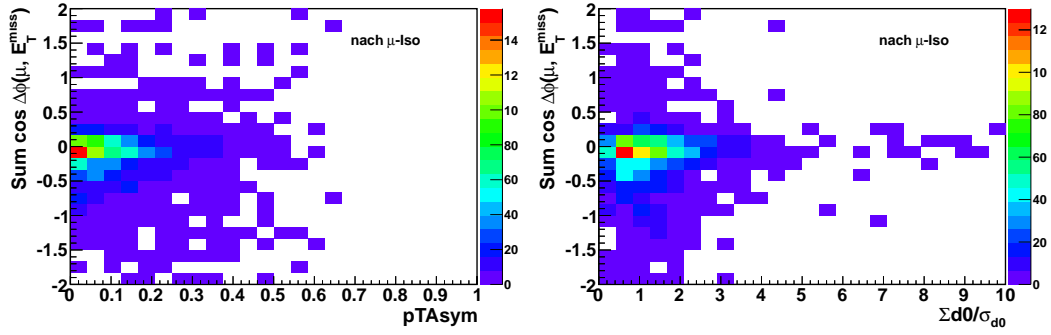


Abbildung 9.8: Abhängigkeit von $\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$ und p_T^{Asym} (links) und von $\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)$ und $\sum d0/\sigma_{d0}$ (rechts).

Die Anzahl an $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen in der Signalregion A wird unter Berücksichtigung von N_{MC}^i und $N_{\text{QCD,ABCD}}^i$ abgeschätzt auf

$$N^A = (N^B - N_{\text{QCD,ABCD}}^B - N_{\text{MC}}^B) \cdot \frac{N^D - N_{\text{QCD,ABCD}}^D - N_{\text{MC}}^D}{N^C - N_{\text{QCD,ABCD}}^C - N_{\text{MC}}^C} = 7.23 \pm 3.24 \quad (9.20)$$

Wird das Ergebnis der QCD-Multijet-Abschätzung aus der Matrixmethode eingesetzt, so ergeben sich $6.92 \pm 3.23 \gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse. Beide Resultate können die MC-Vorhersage von $7.4 \pm 0.51 \gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen innerhalb der statistischen Genauigkeit bestätigen.

Um sicher zu gehen, dass eine Extrapolation von Kontrollregion B auf die Signalregion A angewendet werden kann, wird analog zu Kap. 9.2.1 die Form der Verteilungen in den Kontrollregionen C und D abzüglich der Anzahl an simulierten Signalereignissen verglichen (Abb. 9.9). Bei der p_T^{Asym} -Verteilung ist ein leichter Überschuss an Ereignissen in Kontrollregion C Nahe bei Null zu beobachten, der jedoch nur im Bereich von ein bis zwei Standardabweichungen liegt. Die Form der

	N^B	N^C	N^D
N^i	9	242	270
$N_{\text{Signal-MC}}^i$	1.17 ± 0.15	2.40 ± 0.20	21.05 ± 0.63
N_{MC}^i	1.73 ± 0.45	3.28 ± 0.20	22.24 ± 0.63
$N_{\text{QCD,ABCD}}^i$	0.28 ± 0.24	0.10 ± 0.09	0.18 ± 0.15
$N_{\text{QCD,matrix}}^i$	0.63 ± 0.17	0.23 ± 0.06	0.40 ± 0.11

Tabelle 9.4: Anzahl der Daten und der simulierten Ereignisse, abgesehen von $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$, in den Kontrollregionen B, C und D.

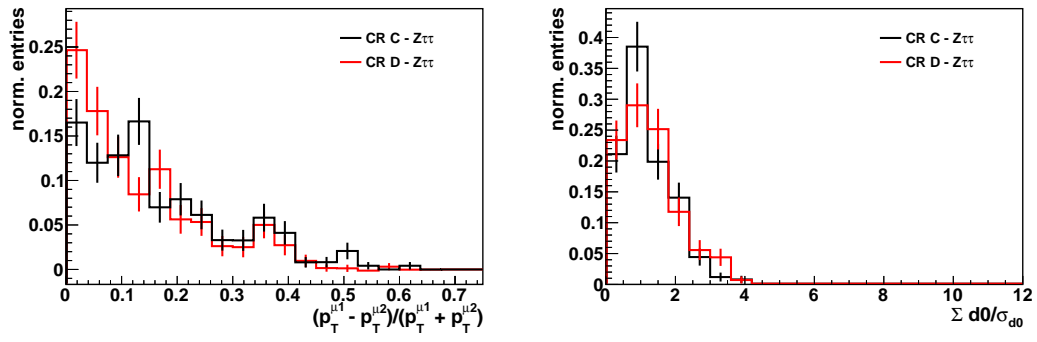


Abbildung 9.9: Vergleich der Form von p_T^{Asym} und $\sum d_0/\sigma_{d_0}$ von CR C und D.

$\sum d_0/\sigma_{d_0}$ -Verteilung in Kontrollregion C und D stimmen innerhalb von ein bis zwei Standardabweichungen überein.

10 Messung des Wirkungsquerschnittes

10.1 Methode zur Messung des Wirkungsquerschnittes

Ausgangspunkt zur Bestimmung des totalen inklusiven Wirkungsquerschnittes ist die Formel

$$\sigma(Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu) = \sigma(Z \rightarrow \tau\tau) \times BR(\tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu) = \frac{N_{\text{obs}} - N_{\text{bg}}}{A_Z \cdot C_Z \cdot \mathcal{L}}, \quad (10.1)$$

wobei N_{obs} der Anzahl der beobachteten Dateneignisse, N_{bg} der Anzahl der geschätzten Untergrundereignisse und \mathcal{L} der integrierten Luminosität entspricht. Der Faktor A_Z berücksichtigt Phasenraumkorrekturen hinsichtlich des geometrischen und kinematischen Akzeptanzbereiches. C_Z beinhaltet Korrekturen auf die Trigger-, Rekonstruktions-, und Identifikations-Effizienz innerhalb eines der Messung zugänglichen geometrischen Phasenraumbereiches [48]. Die beiden Faktoren A_Z und C_Z , die aus der MC-Simulation bestimmt werden, sind wie folgt definiert:

$$A_Z = \frac{N_{\text{fid}}^{\text{gen,kin}}}{N_{\text{born}}^{\text{gen,m,inv}}} \quad \text{und} \quad C_Z = \frac{N^{\text{reco,pass}}}{N_{\text{fid}}^{\text{gen,kin}}} \quad (10.2)$$

Dabei bezeichnet $N^{\text{reco,pass}}$ die Anzahl der simulierten und rekonstruierten wahren $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$ Ereignisse, die die in Kap.8 beschriebene Ereignisselektion passieren.

$N_{\text{born}}^{\text{gen,m,inv}}$ entspricht der Anzahl der generierten Signalereignisse auf Born-Niveau, bei denen die invariante Masse des τ -Leptonensystems innerhalb des Massenfensters von [66, 116] GeV liegt.

$N_{\text{fid}}^{\text{gen,kin}}$ ist die Anzahl der Signalereignisse auf Generatorniveau, die innerhalb der vorgegeben Phasenraumbegrenzung liegen. Bei den Signalereignissen ist zusätzlich die Photonabstrahlung der Myonen und der τ -Leptonen berücksichtigt [55].

Wird in Gl. 10.1 lediglich der Faktor C_Z berücksichtigt und die Akzeptanzkorrektur nicht angewandt, ergibt sich innerhalb des vordefinierten Phasenraumbereiches der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma^{\text{fid}}(Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu) = \frac{N_{\text{obs}} - N_{\text{bg}}}{C_Z \cdot \mathcal{L}}, \quad (10.3)$$

der unabhängig von systematischen Fehlern infolge der Extrapolation auf den gesamten Phasenraum ist.

Zur Messung des Wirkungsquerschnittes des Prozesses $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$ wird der Phasenraum wie folgt definiert:

- Myon:
 - $p_T > 10 \text{ GeV}$
 - $|\eta| < 2.4$
- Ereignis:
 - 2 Myonen mit entgegengesetzten Ladungsvorzeichen
 - $20 \text{ GeV} < m_{\mu\mu} < 60 \text{ GeV}$
 - $\sum \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) > -0.1$
 - $m_T > 42 \text{ GeV}$

Im Rahmen dieser Analyse wurde zur Bestimmung von C_Z der Wert von $N^{\text{reco,pass}}$ bestimmt mit:

$$N^{\text{reco,pass}} = 16.74 \pm 0.56 \quad (10.4)$$

Die auf Generatorniveau basierenden Größen $N_{\text{fid}}^{\text{gen,kin}}$ und $N_{\text{born}}^{\text{gen,m,inv}}$ stammen aus [56].

Für A_Z und C_Z ergeben sich folgende Werte:

$$A_Z = 0.1557 \pm 0.0008 \quad C_Z = 0.1114 \pm 0.0039 \quad (10.5)$$

In der Fehlerangabe ist vorerst nur der statistische Fehler angegeben. Die systematischen Fehler werden im folgenden Kapitel diskutiert.

10.2 Systematische Unsicherheiten

Im Folgenden wird der Einfluss der systematischen Unsicherheiten auf die verwendeten MC-Simulationen untersucht. Im Zuge dessen wird der systematische Effekt auf das Ergebnis der Ereignisselektion aus Kap. 8 bestimmt. Für die Messung des Wirkungsquerschnittes ist insbesondere die Kenntnis über die systematische Unsicherheit der MC-Untergrundprozesse, der QCD-Multijet-Abschätzung und der Faktoren A_Z und C_Z wichtig, die ebenfalls in diesem Kapitel zusammengefasst werden.

Bei der Bestimmung der systematischen Unsicherheiten auf die MC-Simulation werden folgende Punkte berücksichtigt:

- Myontrigger-Effizienz: Für den Myontrigger wird eine systematische Unsicherheit von 1% angesetzt. Diese ergibt sich aus der Differenz der in den MC-Simulationen modellierten und der in den Daten gemessenen Myontrigger-Effizienz unter Verwendung der „Tag-and-Probe“-Methode, wie in [55] beschrieben. Als systematische Unsicherheit für den Trigger, der zwei Myonen fordert, wird

Ursache	relative Unsicherheit in %				
	$\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$	$t\bar{t}$	$WW/WZ/ZZ$	QCD-Multijet	N_{bg}
Trigger	1.35	1.35	1.35	0.12	1.24
Luminosität	3.4	3.4	3.4	0.14	3.11
Wirkungsquerschnitt	5.0	6.0	5.0	0.48	4.57
μ -Effizienz	1.37	0	2.38	0.14	1.25
Vertex-Korrektur	1.09	0	2.38	0.09	0.99
$p_T(\mu)$ -Korrektur	0.53	0	2.38	0.01	0.43
Jetenergie	0.95	18.75	3.37	0.01	0.87
Summe	6.52	19.75	8.17	0.63	5.96

Tabelle 10.1: Systematische Unsicherheiten der einzelnen Untergrundprozesse, sowie des gesamten Untergrundes nach der Standardselektion

die Wurzel aus der quadratischen Summe der Unsicherheiten von zwei einfachen Myontriggern angenommen, sodass sich insgesamt eine Unsicherheit von 1.35% ergibt.

- Myonrekonstruktions- und Identifikationseffizienz: Als systematischer Fehler wird hier die Unsicherheit auf die in 8.4 erwähnten Korrekturfaktoren [35] verwendet, die die Nachweiswahrscheinlichkeit der Myonen aus der Simulation an die Daten anpasst [64].
- Myon- p_T Anpassung: Berücksichtigt werden hier die Unsicherheiten auf die in Kap. 8.5 beschriebene Korrektur des Myontransversalimpulses [51, 64].
- Jetenergie: Als systematischer Fehler wird hier die Unsicherheit auf die Jetenergieskala und -auflösung nach [50] berücksichtigt.
- Vertexkorrektur: In diesem Fall werden die statistischen Fehler der Vertexkorrekturfaktoren (Kap. 8.5) berücksichtigt, indem sie kohärent zu den Korrekturfaktoren addiert beziehungsweise von ihnen abgezogen werden.
- Luminosität: Die Unsicherheit auf die Messung der Luminosität wird in [47] mit 3.4% angegeben.
- Wirkungsquerschnitte: Als Unsicherheit auf die in den MC-Simulationen verwendeten Wirkungsquerschnitte wird für die W - und Z/γ^* - und Divektorboson-Prozesse 5% angenommen und für die $t\bar{t}$ -Produktion 6% [57, 58].

In Tab. 10.1 sind die systematischen Fehler auf die verwendeten MC-Sätze und auf den mit der ABCD-Methode abgeschätzten Multijet-Untergrund nach der Standardselektion aufgeführt, sowie die Unsicherheit auf den gesamten Untergrund N_{bg} , der bei der Messung des Wirkungsquerschnittes eingeht.

Bei der ABCD-Methode wird lediglich die systematische Unsicherheit auf die Anzahl der MC-Simulation in den einzelnen QCD-Multijet-Kontrollregionen berücksichtigt. Systematische Effekte aufgrund einer möglichen Korrelation der Isolationsvariablen

Ursache	$\Delta C_Z/C_Z$ in %
Trigger	1.35
Vertex-Korrektur	1.24
μ -Effizienz	1.62
$p_T(\mu)$ -Korrektur	0.97
Jetenergie	0.55
total	2.69

Tabelle 10.2: Systematische Unsicherheiten auf C_Z

und der Vorzeichenkombination der Myonen in QCD-Multijet-Ereignissen wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht.

Die systematischen Unsicherheiten auf die simulierten Untergrundereignisse setzen sich unter der Annahme, dass keine Korrelation vorliegt, aus der Wurzel der quadratischen Summe der individuellen Unsicherheiten der jeweiligen Untergrundprozesse zusammen. Im Falle einer Korrelation wird die einfache Summe gebildet. Als korreliert angenommen werden dabei die Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt, den Trigger und die Luminosität. Der gesamte systematische Fehler auf die Simulation von 6.54% ist dominiert von der Unsicherheit für den Prozess $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$. Unter Berücksichtigung des abgeschätztes QCD-Multijet-Untergrundes resultiert ein systematischer Fehler auf den gesamten Untergrund N_{bg} von 5.96%. Dabei wurde jeweils für die individuellen Unsicherheiten die Summe aus QCD-Multijet- und simulierten Ereignissen gebildet. Von den positiven und negativen Abweichungen in Bezug auf den Standardwert von N_{bg} wurde der Mittelwert bestimmt. Der gesamte systematische Fehler ergibt sich dann aus der Wurzel der quadratischen Summe der einzelnen Unsicherheiten.

Zur Bestimmung des systematischen Fehlers auf C_Z werden bis auf den Wirkungsquerschnitt und die Luminosität dieselben Ursachen für systematische Unsicherheiten wie bei der Standardselektion berücksichtigt, die in Tab. 10.2 aufgeführt sind. Die Unsicherheit auf die Luminosität von 3.4% wird bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes separat angegeben.

Die systematischen Unsicherheiten auf den kinematischen und geometrischen Akzeptanzfaktor A_Z resultieren vor allem aus der begrenzten Kenntnis über die Partondichtefunktionen und aus der Modellierung der Z -Bosonproduktion am LHC [59]. Die Unsicherheit auf das in PYTHIA verwendete PDF-Modell wird zum einen aus einem Vergleich des Wertes von A_Z mit den Werten, die sich nach der Umgewichtung des MC-Datensatzes auf die alternativen PDF-Modelle CTEQ6.6 [60] und HERA-PDF1.1. ergeben, ermittelt. Als Fehler wird die maximale Abweichung von dem Standardwert für A_Z angenommen. Zusätzlich wird die Unsicherheit auf die einzelnen PDF-Modelle berücksichtigt [61]. Die Unsicherheiten auf die Modellierung der Z -Bosonproduktion werden abgeschätzt aus einem Vergleich der Simulation zwis-

Ursache	$\Delta A_Z/A_Z$ in %
PDF-Vergleich	1.83
PDF-Modell	1.18
Z-Produktion	4.32

 Tabelle 10.3: Systematische Unsicherheiten auf A_Z [56]

chen PYTHIA und dem MC@NLO-Generator, bei dem das Partonschauermodell des HERWIG-Generators benutzt wird. Die systematischen Unsicherheiten auf A_Z , die in Tab. 10.3 angegeben sind, stammen von [56].

10.3 Messung des Wirkungsquerschnittes

Mit der in Kap. 10.1 beschriebenen Methode kann nun der Wirkungsquerschnitt für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$ bestimmt werden. In Tab. 10.4 sind die dazu benötigten Komponenten, die in den vorangegangenen Abschnitten ermittelt wurden, mit Angabe des statistischen und systematischen Fehlers zusammengefasst. Das Verzweigungsverhältnis $\text{BR}(\tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu)$ resultiert aus den Angaben in [6] für $\text{BR}(\tau \rightarrow \mu + 2\nu)$.

N_{obs}	29
N_{bg}	$8.15 \pm 0.78 \pm 0.49$
A_Z	$0.1557 \pm 0.0008 \pm 0.0075$
C_Z	$0.111 \pm 0.004 \pm 0.003$
\mathcal{L}	$37.571 \pm 1.28 \text{ pb}^{-1}$
$\text{BR}(\tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu)$	$3.013 \pm 0.017 \%$

Tabelle 10.4: Komponenten zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes, wobei zuerst der statistische, dann der systematische Fehler angegeben ist

Unter Verwendung von Gl. 10.3 ergibt sich für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$ im Massenbereich von $66 \text{ GeV} < m_{\tau\tau} < 116 \text{ GeV}$ ein Wirkungsquerschnitt innerhalb des vordefinierten Phasenraums von:

$$\sigma^{\text{fid}}(Z \rightarrow \tau\tau) \times \text{BR}(\tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu) = 4.98 \pm 1.31 \text{ (stat.)} \pm 0.19 \text{ (sys.)} \pm 0.23 \text{ (lum.) pb} \quad (10.6)$$

und für den totalen Wirkungsquerschnitt (Gl. 10.1):

$$\sigma(Z \rightarrow \tau\tau) \times \text{BR}(\tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu) = 32.00 \pm 8.43 \text{ (stat.)} \pm 1.97 \text{ (sys.)} \pm 1.48 \text{ (lum.) pb}$$

(10.7)

Unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses $\text{BR}(\tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu)$ errechnet sich der inklusive Wirkungsquerschnitt für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$ im Massenbereich von $[66, 116]$ GeV zu:

$$\sigma(Z \rightarrow \tau\tau) = 1061.94 \pm 279.61 \text{ (stat.)} \pm 65.46 \text{ (sys.)} \pm 49.05 \text{ (lum.)} \pm 0.18 \text{ (theo.) pb} \quad (10.8)$$

Mit den bisher aufgezeichneten Daten des ATLAS- und CMS-Detektors am LHC sind für eine Schwerpunktsenergie von 7 TeV vergleichbare Messungen des inklusiven Wirkungsquerschnittes für Elektron-, Myon- und τ -Leptonenzustände erfolgt. Die Ergebnisse der kombinierten Messung für die Elektron- und Myonenzustände, sowie der gemessenen τ -Lepton Endzustände sind in Abb. 10.1 im Vergleich zu dem theoretisch vorhergesagtem Wert von 0.96 ± 0.049 nb veranschaulicht und in Tab. 10.5 angeben. Innerhalb der Unsicherheiten stimmt der in dieser Arbeit gemessene Wirkungsquerschnitt mit der theoretischen Vorhersage und mit den gemessenen Werten der ATLAS- und CMS-Kollaborationen überein.

	$\sigma(Z \rightarrow \tau\tau) = 1.01 \pm 0.28 \text{ (stat.)} \pm 0.07 \text{ (sys.)} \pm 0.05 \text{ (lum.) nb}$
ATLAS	$\sigma(Z \rightarrow \ell\ell) = 0.95 \pm 0.06 \text{ (stat.)} \pm 0.01 \text{ (sys.)} \pm 0.03 \text{ (lum.)} \pm 0.04 \text{ (acc.) nb}$
ATLAS	$\sigma(Z \rightarrow \tau\tau) = 0.97 \pm 0.07 \text{ (stat.)} \pm 70 \text{ (sys.)} \pm 0.03 \text{ (lum.) nb}$
CMS	$\sigma(Z \rightarrow \tau\tau) = 1.00 \pm 0.05 \text{ (stat.)} \pm 0.08 \text{ (sys.)} \pm 0.04 \text{ (lum.) nb}$

Tabelle 10.5: Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnittes in dieser Arbeit mit den Messungen der ATLAS- [57, 59] und CMS-Kollaboration [62]

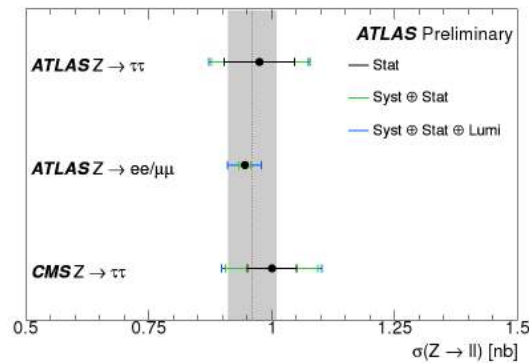


Abbildung 10.1: Am LHC gemessene Wirkungsquerschnitte des Z -Bosons bei $\sqrt{s} = 7$ TeV - Das graue Band gibt die Unsicherheit auf den theoretisch vorhergesagten Wert an.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde im Rahmen des ATLAS-Experiments zum einen die Massenrekonstruktion in der kollinearen Näherung im Zusammenhang mit der Suche nach dem Vektorbosonfusionsprozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ bei einer Higgs-Bosonmasse von 120 GeV untersucht. Der Zerfall $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ wurde in den Studien zur kollinearen Näherung ebenfalls betrachtet, da dieser Prozess den wichtigsten irreduziblen Untergrund für die Higgs-Bosonsuche in diesem Kanal darstellt. Weiterhin wurde eine Messung des Wirkungsquerschnitts für diesen Prozess mit zwei Myonen im Endzustand anhand der im Jahr 2010 vom ATLAS-Detektor aufgezeichneten Daten durchgeführt.

In der Studie zur kollinearen Näherung wurden zunächst die Eigenschaften der Higgs-Bosonproduktion in der Vektorbosonfusion dargelegt und die wichtigsten Untergrundprozesse vorgestellt. Mit der Analyse nach [46] wurde eine Selektion von $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ -Ereignissen unter Berücksichtigung der beiden dominanten Untergrundprozesse $Z \rightarrow \tau\tau$ und $t\bar{t}$ vorgenommen. Vorangegangene Studien haben gezeigt, dass eine gute Abtrennung des $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell$ -Untergrundes, der dieselben kinematischen Gegebenheiten wie der Signalprozess aufweisen kann, durch die Rekonstruktion der invarianten τ -Leptonpaarmasse mit Hilfe der kollinearen Näherung möglich ist. In der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluss der Analyseschritte auf die Verteilung der kollinearen Masse und Massenauflösung untersucht. Es wurde gezeigt, dass durch Lockern der Schnittgrenzen ein Effizienzgewinn von mehr als 35% für die Prozesse $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ und $Z \rightarrow \tau\tau$ möglich ist, ohne dass die Massenauflösung signifikant beeinträchtigt wird. Ein Vergleich mit der Dilepton-Masse, der transversalen Masse, der effektiven Masse und der „Likely“-Masse zeigt, dass für eine Trennung der Prozesse $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$ und $Z \rightarrow \tau\tau$ die Massenrekonstruktion in der kollinearen Näherung am besten geeignet ist. Voraussetzung ist hier allerdings ein hoher Wert der transversalen Energie, um speziell für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$ eine gute Auflösung und eine minimale Verschiebung der rekonstruierten von der wahren Masse zu erhalten.

Zur Messung des Wirkungsquerschnittes für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$ bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV und einer integrierten Luminosität von 36.7 pb^{-1} wurde zunächst die verwendete Ereignis Selektion vorgestellt und begründet. Die t-Quarkpaarproduktion und die elektroschwachen Untergrundprozesse wurden mit Hilfe von MC-Simulationen abgeschätzt. Eine solche Abschätzung war für den QCD-Multijet-Untergrund aufgrund der limitierten Statistik und der unzureichenden Beschreibung von simulierten Ereignissen nicht möglich. Deshalb wur-

den Abschätzungen des QCD-Multijet-Untergrundes aus Daten mit zwei komplementären Methoden vorgenommen. Ebenfalls wurde die MC-Vorhersage für den Prozess $\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ in Kontrollregionen aus Daten überprüft. Unter Berücksichtigung dieser Kontrollmessungen und der systematischen Unsicherheiten ergibt sich für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$ im Massenbereich von 66 GeV bis 116 GeV ein inklusiver Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma(Z \rightarrow \tau\tau) = 1061.94 \pm 279.61 \text{ (stat.)} \pm 65.46 \text{ (sys.)} \pm 49.05 \text{ (lum.)} \pm 0.18 \text{ (theo.) pb.} \quad (10.9)$$

Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit der Theorie und entsprechenden Messungen am ATLAS- und CMS-Experiment.

Die Ergebnisse dieser Arbeit werden auch in Zukunft bei der Suche nach einem Standardmodell-Higgs-Boson am ATLAS-Experiment beitragen. Hierbei ist zu erwarten, dass mit den im Jahr 2011 gesammelten Daten die statistische Unsicherheit auf die Messung des Wirkungsquerschnittes für den Untergrundprozess $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu + 4\nu$ erheblich reduziert werden kann. Es kann davon ausgegangen werden, dass die bei 10 TeV Schwerpunktsenergie durchgeführten Studien zur Massenrekonstruktion in der kollinearen Näherung auch für Daten bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV ihre Gültigkeit behalten. Dies wird in der Zukunft mit $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen in Daten bestätigt werden können.

A Gaußpassungen an m_{coll} und $\sigma(m_{\text{coll}})$

A.1 Für den VBF-Prozess $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell$

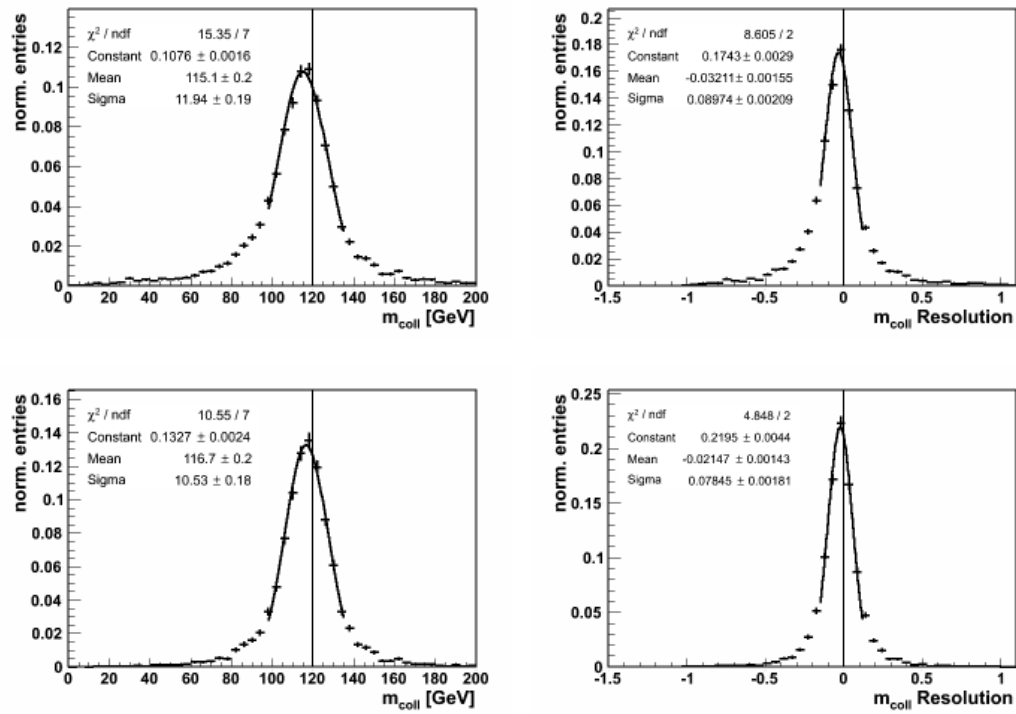


Abbildung A.1: Gaußanpassung an m_{coll} und $\sigma(m_{\text{coll}})$ nach dem Dilepton-Schnitt (oben) und $\cancel{E}_T > 40$ GeV (unten)

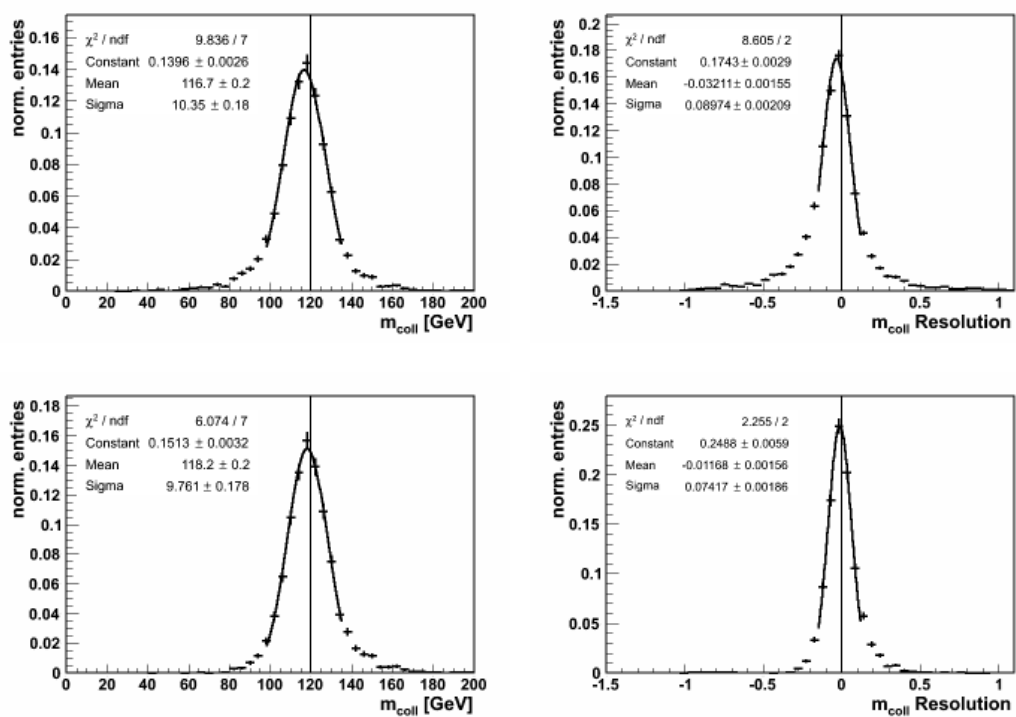


Abbildung A.2: Gaußanpassung an m_{coll} und $\sigma(m_{\text{coll}})$ nach $|\cos \Delta\phi(\ell\ell)| < 0.9$ (oben) und $0 < x_1, x_2 < 0.75$ (unten)

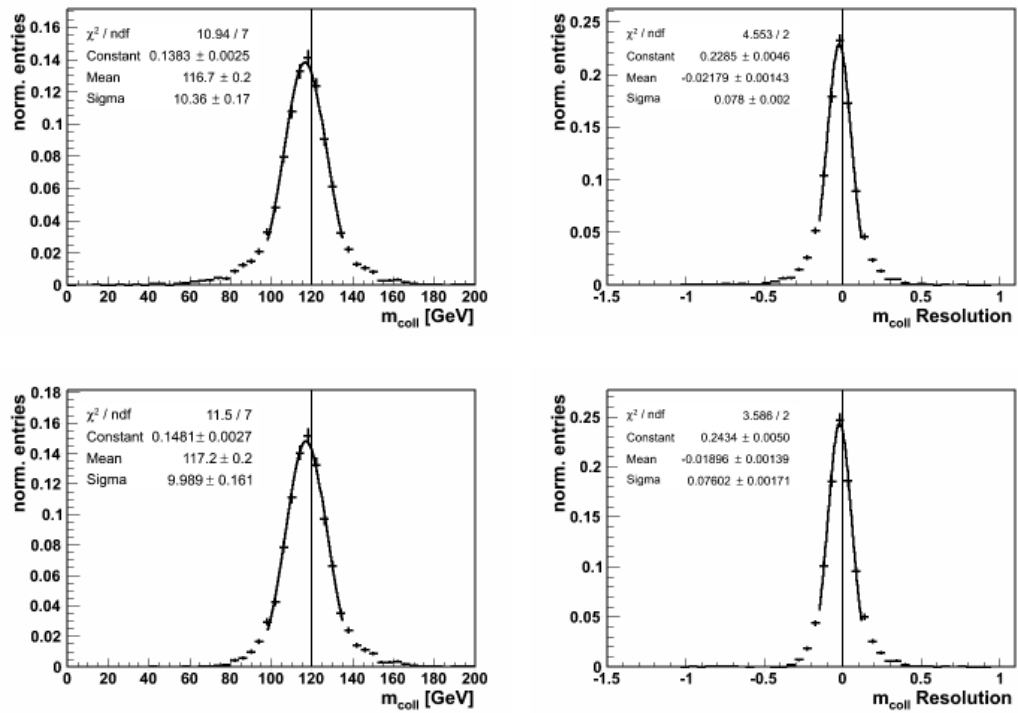


Abbildung A.3: Gaußanpassung an m_{coll} und $\sigma(m_{\text{coll}})$ mit gelockerten Schnitten nach $\cos \Delta\phi(\ell\ell) > -0.9$ (oben) und $0 < x_1, x_2 < 1$ (unten)

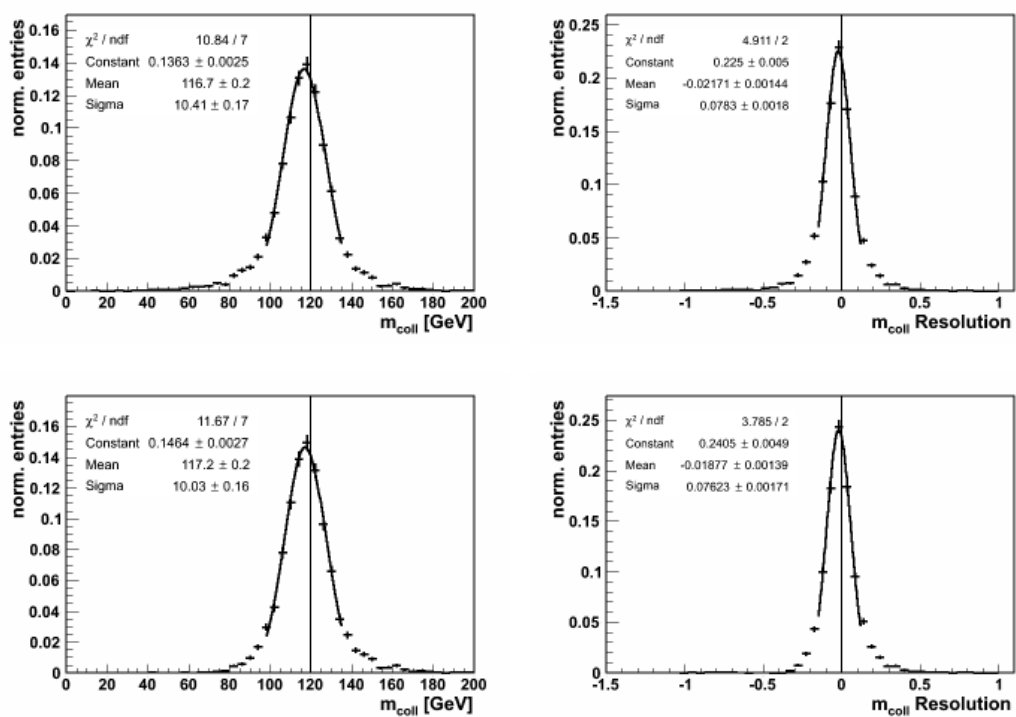


Abbildung A.4: Gaußanpassung an m_{coll} und $\sigma(m_{\text{coll}})$ mit gelockerten Schnitten $\cos \Delta\phi(\ell\ell) > -0.95$ (oben) und $0 < x_1, x_2 < 1$ (unten)

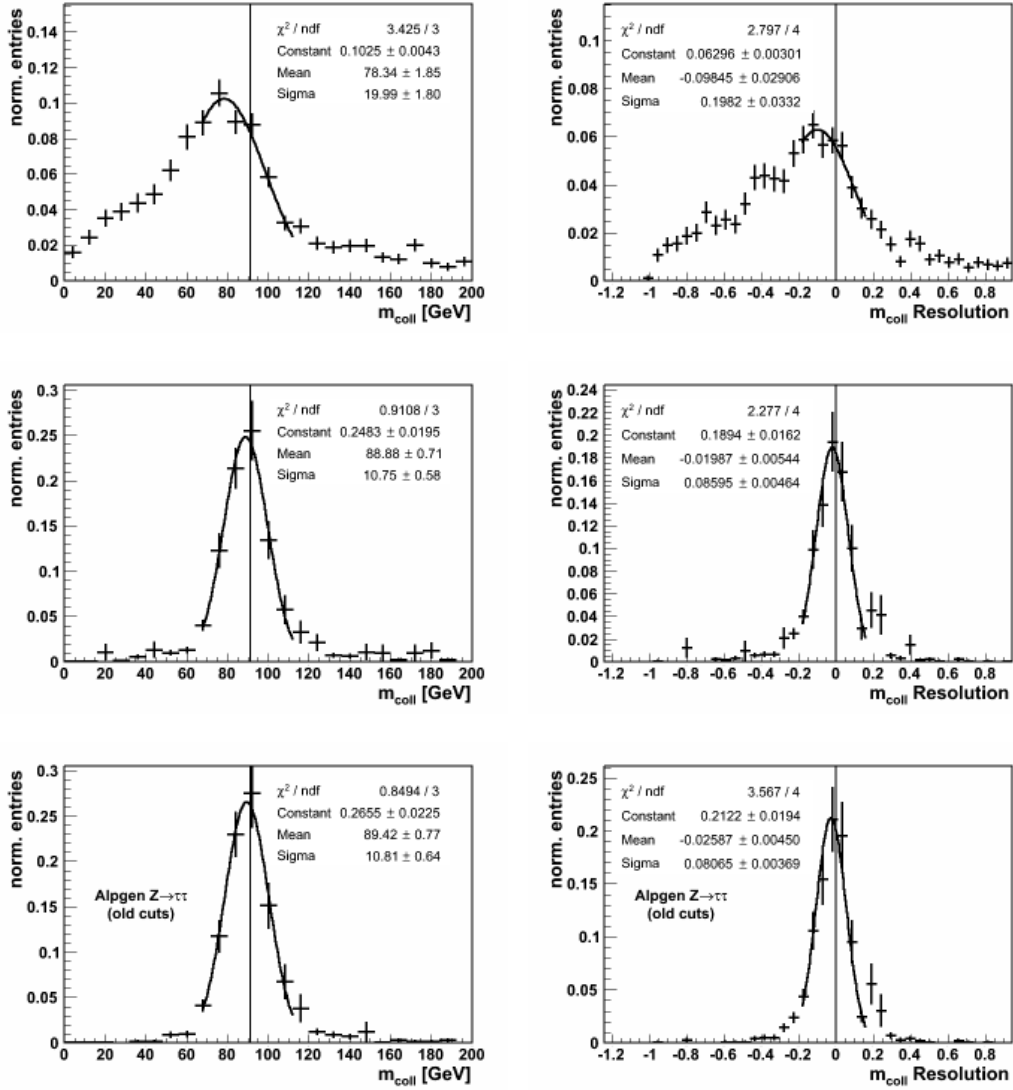
A.2 Für den VBF-Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$ 

Abbildung A.5: Gaußanpassung an m_{coll} und $\sigma(m_{\text{coll}})$: oben: nach Dilepton-Schnitt, mitte: $\cancel{E}_T > 40$ GeV, unten: nach $|\cos \Delta\phi(\ell\ell)| < 0.9$

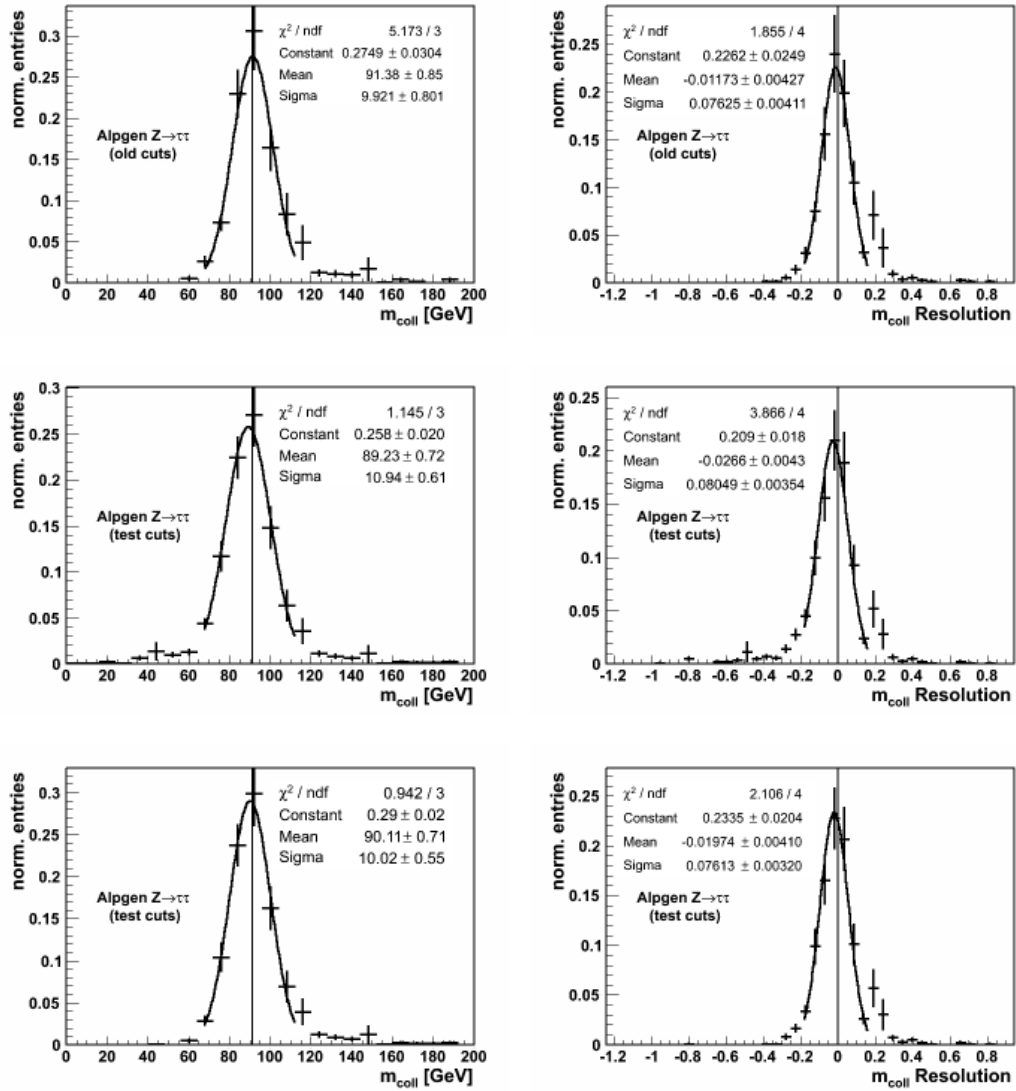


Abbildung A.6: Gaußanpassung an m_{coll} und $\sigma(m_{\text{coll}})$: oben: mit Schnitten nach Kap. 6.3.2: $|\cos \Delta\phi(\ell\ell)| < 0.9$ und $0 < x_1, x_2 < 0.75$, mitte: mit gelockerten Schnitten nach $\cos \Delta\phi(\ell\ell) > -0.9$, unten: mit gelockerten Schnitten nach $0 < x_1, x_2 < 1$

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die mich in den letzten Tagen und Wochen überstützt haben, diese Arbeit zu verfassen. Ein herzlicher Dank an jene, die sich auf die Suche nach meinen Komma-, Grammatik-, Rechtschreib-, Denk- und sachlichen Fehler gemacht haben. Also Danke Luzie, Tanja, Anna, Markus, Matt und Michel und allen. Und natürlich will ich meinen Schreibtisch Nachbar Flo danken, der wie ich die stressige, anstrengende und frustrierende Zeit des Diplomarbeitsschreibens durchstehen musste und viele nützliche Tips und Tricks rund um Latex und alles Mögliche weitergegeben hat und sowieso ein prima Büropartner war. Ein besonderer Dank geht auch an Sofia, ohne die ein Ergebnis für die Messung des Wirkungsquerschnittes nicht möglich gewesen wäre. Sie hat für meine Analyse den Faktor A_Z und die Systematiken darauf bestimmt.

Weithin möchte ich mich bei allen Mitgliedern meiner Abteilung bedanken, für die nette und persönliche Atmosphäre in der Gruppe und die insgesamt gute Zeit während der letzten eineinhalb Jahre. Mit Markus Schumacher als Chef war ich sehr, sehr zufrieden. Er hat sich, wie ich finde, gut um uns Diplomanten gekümmert, uns gefördert und sich auch gerne die Zeit genommen mit uns persönlich über unsere Arbeit zu reden. Ein ganz, ganz besonderer Dank geht an meinen Betreuer Matt, der mir viel beigebracht hat und mich in der gesamten Zeit der Diplomarbeit gut betreut hat. Besonders in der Endphase hat er sich viel und lange Zeit genommen mit mir die Rechnungen durchzugehen, Fragen zu beantworten und die Diplomarbeit mehrmals Korrektur zu lesen und aufgepasst hat, dass ich die Arbeit rechtzeitig fertig kriege. Zum Abschluss möchte ich Michel danken, der mir die letzten Wochen viel Kraft und Unterstützung gegeben hat und für mich da war.

Erklärung der Selbstständigkeit

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig verfasst habe. Es wurden keine anderen als die in der Arbeit angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt. Die wörtlich oder sinngemäß übernommenen Zitate habe ich als solche kenntlich gemacht.

Ort, Datum Unterschrift

Literaturverzeichnis

- [1] GLASHOW, Sheldon L.: Partial-symmetries of weak interactions. In: *Nucl. Phys.* 22 (1961), Nr. 4, S. 579–588
- [2] SALAM, Abdus: Weak and Electromagnetic Interactions. In: SVARTHOLM, W. (Hrsg.): *Elementary Particle Theory*. Stockholm : Almquist and Wiksell, 1968, S. 367
- [3] WEINBERG, Steven: A Model of Leptons. In: *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967), Nr. 21, S. 1264–1266
- [4] M.J.HERRERO: The Standard Model. (Dez. 1998). – arXiv:hep-ph/9812242v1
- [5] BROUT, F. Englert & R.: Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), Nr. 9, S. 321–323
- [6] NAKAMURA, K. et al.: Review of particle physics. In: *J. Phys.* G37 (2010), S. 075021
- [7] GRÜNEWALD, Martin W.: Experimental Precision Tests for the Electroweak Standard Model. . – arXiv:0710.2838v1 [hep-ex] 15 Oct 2007
- [8] F. J. YNDURAIN: Basic Parameters and Some Precision Tests of the Standard Model. . – arXiv:hep-ph/0202020v1 4 Feb 2002
- [9] GERHARD G’HOOFT, M. V.: Example of a gauge field theory. In: *Proceedings of the Colloquium on Renormalization of Yang-Mills Fields*, 1972
- [10] VELTMAN, G’Hooft .: Regularization and renormalization of gauge fields. In: *Nucl. Phys.* (1972), Nr. B44, S. 189–213
- [11] HIGGS, Peter W.: Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), Nr. 16, S. 508–509
- [12] KIBBLE, G. S. Guralnik & C. R. Hagen & T. W. B.: Global Conservation Laws and Massless Particles. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), Nr. 20, S. 585–587
- [13] KIBBLE, T. W. B.: Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories. In: *Phys. Rev.* 155 (1967), Nr. 5, S. 1554–1561
- [14] ABERS, Ernest S. ; LEE, Benjamin W.: Gauge theories. In: *Physics Reports* 9 (1973), Nr. 1, S. 1–2. – ISSN 0370–1573
- [15] DJOUADI, Abdelhak: The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. (2005). – LPT-Orsay-05-17

-
- [16] ROTTLÄNDER, Iris: *Studie zum Entdeckungspotential für ein Higgs-Boson aus Vektorbosonfusion mit leptonischen Zerfall für das ATLAS-Experiment am LHC*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Diss., 2005
- [17] SMITH, C. H. L.: High energy behaviour and gauge symmetry. In: *Physics Letters B* 46 (1973), Nr. 2, S. 233–236
- [18] LEP ELECTROWEAK WORKING GROUP: <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [19] CDF AND D0 COLLABORATION: Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to 8.2 fb⁻¹ of Data. , Nr. FERMILAB-CONF-11-044-E CDF Note 10441 D0 Note 6184. – arXiv:1103.3233v2 [hep-ex]
- [20] ABREU, H et al.: Search for the Standard Model Higgs Boson in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector / CERN. Geneva, Mar 2011 (ATL-COM-PHYS-2011-308). – Forschungsbericht
- [21] SVEN HEINEMEYER, G. W.: Higgs-mass predictions and electroweak precision observables in the Standard Model and the MSSM. In: *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* 89 (2000) 216-221
- [22] KRAUSS, Lawrence M.: The Standard Model, Dark Matter, and Dark Energy: From the Sublime to the Ridiculous. (2004). – arXiv:astro-ph/0406673v1
- [23] MARTIN, Stephen P.: A Supersymmetry Primer. . – hep-ph/97093
- [24] KAZAKOV, D.I.: Beyond the Standard Model. <http://doc.cern.ch/yellowrep/2006/2006-003/p169.pdf>. – CERN school 2004
- [25] HALZEN, Martin: *Quarks and Leptons*. 8th. John Wiley & Sons, 2007
- [26] PEREZ, Emmanuelle: Determination of parton distribution functions, impact of HERA data and consequences for the LHC. In: *ACTA PHYSICA POLONICA B* Vol. 39 (2008)
- [27] *Vorlesung: Physics at Hadron Colliders* . – Karl Jakobs, CERN Summer School, SS 2010
- [28] DÜHRSEN, Michael: *Study of Higgs bosons in the WW nal state and development of a fast calorimeter simulation for the ATLAS experiment*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Diss., Nov. 2009
- [29] SCHOTT, Matthias: *Study of the Z Boson Production at the ATLAS Experiment with First Data*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diss., 2007
- [30] ATLAS COLLABORATION: Expected Performance of the ATLAS Experiment: detector, trigger and physics. (2009). <http://cdsweb.cern.ch/record/1125884>. – arXiv:0901.0512 ; CERN-OPEN-2008-020
- [31] EVANS, Lyndon ; BRYANT, Philip: LHC Machine. In: *JINST* 3 (2008), S. S08001
- [32] ATLAS COLLABORATION: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. In: *JINST* 3: S08003 (2008)

- [33] ATLAS COLLABORATION: <http://www.atlas.ch/photos/index.html>. – public homepage of the ATLAS Experiment
- [34] CERN: Expected electron performance in the ATLAS experiment. Geneva, Apr 2011 (ATL-PHYS-PUB-2011-006). – Forschungsbericht
- [35] ATLAS COLLABORATION: Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton-proton collision data recorded with the ATLAS detector. (2011), Nr. ATLAS-CONF-2011-063
- [36] SALAM, Gavin P.: Towards Jetography. (2010). – arXiv:0906.1833v2 [hep-ph]
- [37] MATTEO CACCIARI & GAVIN P. SALAM, Gregory S.: The anti-k_t jet clustering algorithm. In: *JHEP 0804:063,2008*. – arXiv:0802.1189v2 [hep-ph]
- [38] CERN: Performance of the Missing Transverse Energy Reconstruction and Calibration in Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy of 7 TeV with the ATLAS Detector. Geneva, Jul 2010 (ATLAS-CONF-2010-057). – Forschungsbericht
- [39] AL., H.Baer et: Les Houches Guidebook to Monte Carlo Generator at Hadron Colliders. . – arXiv:hep-ph/0403045v2 5 Mar 2004
- [40] SJOSTRAND, Torbjorn ; MRENNA, Stephen ; SKANDS, Peter Z.: PYTHIA 6.4 Physics and Manual. In: *JHEP 0605 (2006)*, S. 026
- [41] HERWIG: <http://www-cdf.fnal.gov/cdfsim/generators/herwig.html>. – Informationen über den HERWIG-Ereignisgenerator
- [42] AL., Michelangelo L. M.: ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. . – arXiv:hep-ph/0206293v2 26May 2003
- [43] FRIXIONE, Stefano ; WEBBER, Bryan R.: Matching NLO QCD computations and parton shower simulations. In: *JHEP 06 (2002)*, S. 029
- [44] AGOSTINELLI, S. et al.: GEANT4: A simulation toolkit. In: *Nucl. Instrum. Meth. A506 (2003)*, S. 250–303. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). – DOI 10.1016/S0168-9002(03)01368-8
- [45] RAINWATER, D.: Intermediate-Mass Higgs Searches in Weak Boson Fusion. . – arXiv:hep-ph/9908378v1
- [46] Z->TAUTAU->LEPLEP WORKING GROUP, ATLAS: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/SMHiggsToTauTauToLLMC08>
- [47] Updated Luminosity Determination in pp Colisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV usig the ATLAS-Detektor. (2011). – ATLAS-CONF-2011-011
- [48] ATLAS COLLABORATION: Measurement of the $W \rightarrow l\nu$ and $Z/\gamma^* \rightarrow ll$ production cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. (2010)
- [49] CATANI, S.: Vector boson production at hadron colliders: a fully exclusive QCD calculation at NNLO. In: *Phys.Rev.Lett.103:082001 (2009)*

-
- [50] CERN: Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV in ATLAS 2010 data. Geneva, Mar 2011 (ATLAS-CONF-2011-032). – Forschungsbericht
- [51] ATLAS COLLABORATION: Muon Momentum Resolution in First Pass Reconstruction of pp Collision Data Recorded by ATLAS in 2010. (Jan. 2011). – ATLAS-COM-CONF-2011-003
- [52] Persönliche Mitteilung von Matthew Beckingham.
- [53] ATLAS COLLABORATION: First Observation of the process $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ with the ATLAS Detector. (Mar 2011), Nr. ATLAS-CONF-2011-045
- [54] ATLAS COLLABORATION: Measurement of the top quark-pair production cross section with ATLAS in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. (Dez. 2010)
- [55] ATLAS COLLABORATION: Measurement of $Z \rightarrow \tau\tau$ production cross-section in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector - Support Note for lep-had channels. (Apr 2011), Nr. ATLAS-COM-PHYS-2011-416
- [56] Persönliche Mitteilung von Sofia Consonni. . – Doktorantin, INFN Milano
- [57] ATLAS COLLABORATION: Measurement of the total W^\pm and Z/γ^* cross sections in the e and μ decay channels and of their ratios in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. (Mar. 2011)
- [58] ATLAS COLLABORATION: A combined measurement of the top quark pair production cross section using dilepton and single-lepton final states. (Mar. 2011), Nr. ATLAS-CONF-2011-040
- [59] ATLAS COLLABORATION: Measurement of $Z \rightarrow \tau\tau$ production cross-section in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS detector. (May 2011), Nr. ATLAS-STDM-2011-18-001
- [60] PUMPLIN, J. et al.: New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. In: *JHEP* 07 (2002), S. 012
- [61] P.M.NADOLSKY ET AL.: Implications of CTEQ global analysis for collider observables. In: *Phys. Rev. D* 78 (2008), Nr. 013004
- [62] CMS COLLABORATION: Measurement of the Inclusive Z Cross Section via Decays to Tau Pairs in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. (Apr. 2011)
- [63] SCHMÜSER, Peter: *Feynmangraphen für Experimentalphysiker*. 8th. Springer, 2007
- [64] ATLAS - MUON COMBINED PERFORMANCE GROUP: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/MCPAnalysisGuidelinesRel16>. – Recommendations for 2010 Data Analysis - Rel.16
- [65] ATLAS JET AND MISSING ET GROUP: Jet selection and cleaning. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/JetEtmissDataAnalysisRecommendationSummer2010>. – Recommendations for 2010 Data Analysis - Rel.16

- [66] CERN: Muon Momentum Resolution in First Pass Reconstruction of pp Collision Data Recorded by ATLAS in 2010. Geneva, Mar 2011 (top). – Forschungsbericht