

**Suche nach Endzuständen mit zwei
Leptonen und fehlender transversaler
Energie in $p\bar{p}$ -Kollisionen bei einer
Schwerpunktsenergie von 1.96 TeV**



Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik der
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Marc Hohlfeld
geboren in Darmstadt

Mainz, Mai 2004

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	3
1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchen	3
1.1.1 Die elektroschwache Wechselwirkung	4
1.1.2 Die starke Wechselwirkung	6
1.2 Der Higgs-Mechanismus	7
1.2.1 Das Higgs-Potential	7
1.2.2 Massenerzeugung der Eichbosonen	8
1.2.3 Alternative Higgs-Modelle	9
1.2.4 Stand der Higgs-Suche	12
1.3 Theorien jenseits des Standardmodells	15
1.3.1 Probleme des Standardmodells	15
1.3.2 Supersymmetrie	15
2 Das DØ-Experiment am Tevatron	25
2.1 Das Tevatron	25
2.2 Der DØ-Detektor	27
2.2.1 Die Spur- und Vertexdetektoren	29
2.2.2 Der Solenoidmagnet	30
2.2.3 Das Kalorimeter	31
2.2.4 Das Myonsystem	34
2.2.5 Die Toroidmagneten	35
2.2.6 Luminositätsmonitor	35
2.2.7 Trigger und Datenerfassung	36
2.2.8 Datenspeicherung und Ereignisrekonstruktion	37

3	Phänomenologie in $p\bar{p}$-Kollisionen	38
3.1	Allgemeine Begriffe	38
3.1.1	Luminosität	38
3.1.2	Strukturfunktionen	39
3.1.3	ISR und FSR	40
3.1.4	Fragmentation	41
3.1.5	K-Faktoren	41
3.1.6	Überlagerte Ereignisse und Pile-Up	41
3.2	Monte-Carlo-Simulation	42
3.2.1	Physiksimulation	43
3.2.2	Detektorsimulation	44
3.3	Der Higgs-Sektor	45
3.3.1	Produktion von Higgs-Bosonen	45
3.3.2	Zerfall von Higgs-Bosonen	47
3.3.3	Higgs-Produktion und Zerfall in alternativen Modellen	48
3.4	Supersymmetrische Teilchen	50
3.4.1	Produktion von Charginos und Neutralinos	50
3.4.2	Zerfall von Charginos	51
3.4.3	Zerfall von Neutralinos	52
3.5	Ereignistopologie	52
3.5.1	Zerfallssignatur von Higgs-Bosonen	53
3.5.2	Der Dreileptonenendzustand bei der SUSY-Suche	54
3.6	Untergrundprozesse mit Leptonen im Standardmodell	54
3.6.1	Untergrundprozesse mit wahren Elektronen und Myonen	54
3.6.2	Instrumentelle Untergründe	57
4	Objektrekonstruktion	59
4.1	Der Datensatz	59
4.2	Identifikation der physikalischen Objekte	60
4.2.1	Elektronen	60
4.2.2	Myonen	63
4.2.3	Jets	65
4.2.4	Fehlende transversale Energie	66
4.3	Bestimmung der Effizienzen	67

4.3.1	Trigger für Ereignisse mit zwei Elektronen	67
4.3.2	Trigger für Ereignisse mit einem Elektron und einem Myon	69
4.3.3	Elektronrekonstruktion	71
4.3.4	Spurfindung für Elektronen	73
4.3.5	Elektron-Likelihood	74
4.3.6	Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit für Spurfindung und Likelihood	75
4.3.7	Myonrekonstruktion	78
4.3.8	Myonisation	78
4.3.9	Spurfindung für Myonen	80
4.3.10	Ladungsfehlidentifikation	81
4.3.11	SMT-Treffereffizienz	82
4.3.12	Zusammenfassung der Effizienzen	83
5	Monte-Carlo-Generation und Vergleich mit Daten	84
5.1	Signal-Monte-Carlo	84
5.2	Untergrund-Monte-Carlo	87
5.3	Vergleich von Daten und Monte-Carlo	88
5.3.1	Effizienzkorrekturen für Elektronen	88
5.3.2	Effizienzkorrekturen für Myonen	91
5.3.3	Auflösungskorrekturen	92
6	Suche nach dem Higgs-Boson	98
6.1	Selektion	98
6.1.1	Die Vorselektionskriterien	98
6.1.2	Bestimmung des Multijetuntergrundes aus den Daten	99
6.1.3	Der e^+e^- -Endzustand	102
6.1.4	Der $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand	106
6.1.5	Der $\mu^+\mu^-$ -Endzustand	110
6.2	Effizienzen des Higgs-Signals	111
6.3	Vergleich von Daten und Monte-Carlo	112
6.3.1	Der e^+e^- -Endzustand	112
6.3.2	Der $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand	115
6.3.3	Der $\mu^+\mu^-$ -Endzustand	117
6.4	Ausschlußgrenzen	117
6.4.1	Berechnung von Ausschlußgrenzen	118

6.4.2	Grenzen auf den Higgs–Wirkungsquerschnitt	119
7	Suche nach Charginos und Neutralinos	122
7.1	Selektion	122
7.2	Effizienzen des Signals	126
7.3	Vergleich von Daten und Monte–Carlo	129
7.4	Ausschlußgrenzen	131
8	Messung des WW–Wirkungsquerschnittes	136
8.1	Selektion	136
8.1.1	Die e^+e^- -Selektion	136
8.1.2	Die $e^\pm\mu^\mp$ -Selektion	139
8.1.3	Die $\mu^+\mu^-$ -Selektion	140
8.2	Effizienzen der WW–Selektion	140
8.3	Vergleich von Daten und Monte–Carlo	142
8.3.1	Der e^+e^- -Kanal	142
8.3.2	Der $e^\pm\mu^\mp$ -Kanal	143
8.3.3	Der $\mu^+\mu^-$ -Kanal	144
8.4	Systematische Studien	144
8.5	Berechnung des Wirkungsquerschnittes	146
	Zusammenfassung und Ausblick	151
A	Triggernamen	153
A.1	Trigger für Elektronen	153
A.2	Trigger für Elektronen und Myonen	154
	Abbildungsverzeichnis	I
	Tabellenverzeichnis	VII
	Literaturverzeichnis	IX
	Danksagung	XV

Für meine Eltern

TATSACHEN GIBT ES NICHT, NUR INTERPRETATION.

Friedrich Nietzsche

Einleitung

Die Frage nach dem Aufbau des Universums und der Existenz der Menschheit hat schon Wissenschaftler und Philosophen vieler Generationen beschäftigt. In den letzten hundert Jahren ist es der modernen Wissenschaft gelungen, die Kenntnisse in diesen Gebieten immer weiter voranzutreiben. Aktuelle und zukünftige Experimente in der Teilchen- und Astrophysik werden unser Wissen darüber noch erweitern und in immer neue Bereiche vordringen, um die fundamentalen Fragen zu adressieren.

Nach dem heutigen Verständnis ist die Materie aus Fermionen, den Leptonen und den Quarks, aufgebaut. Zwischen diesen Elementarteilchen wirken vier fundamentale Wechselwirkungen: die starke, die schwache, die elektromagnetische und die gravitative. Die Austauschteilchen, die für eine Vermittlung dieser Wechselwirkungen sorgen, werden als Bosonen bezeichnet. Das Wissen über den Aufbau der Materie und über die Kräfte zwischen den einzelnen Bausteinen ist im sogenannten Standardmodell der Elementarteilchen zusammengefaßt.

Das Standardmodell beschreibt die heutigen experimentellen Daten sehr gut. Die im Laufe der Zeit bei LEP und anderen Experimenten durchgeführten Messungen zeigen eine hervorragende Konsistenz mit den Vorhersagen des Standardmodells. Allerdings können die Massen der verschiedenen Fermionen und Bosonen nicht erklärt werden. Um dieses Problem zu beheben, wird ein skalares Higgs-Feld in die Theorie eingeführt. Aufgrund der Kopplung an dieses Feld erhalten die Teilchen ihre Masse. Innerhalb dieser Theorie wird ein neues Teilchen postuliert, das Higgs-Boson, dessen Nachweis bisher noch nicht gelungen ist. Da der Entdeckung dieses Higgs-Bosons und der damit verbundenen weiteren Bestätigung des Standardmodells eine enorme Bedeutung beigemessen wird, ist die Suche nach dem Higgs-Boson eine der wichtigsten Aufgaben heutiger Experimente in der Hochenergiephysik.

Das Standardmodell enthält allerdings sehr viele Parameter, die experimentell bestimmt werden müssen und nicht vorhergesagt werden, weswegen das Standardmodell nicht als eine fundamentale Theorie angesehen werden kann. Zudem ist die Gravitation nicht in diesem Modell enthalten. Die CP-Verletzung im Rahmen des Standardmodells ist darüberhinaus alleine zu schwach, um die Diskrepanz zwischen Materie und Antimaterie im Universum zu erklären. Ebenso kann das Standardmodell keine Ursache für die CP-Verletzung liefern. Unter anderem deswegen kann das Standardmodell nur eingebettet in eine übergeordnete Theorie sein.

Als eine der attraktivsten Lösungen einiger dieser Probleme wird die Supersymmetrie angesehen, die eine Symmetrie zwischen den Bosonen und Fermionen einführt. Aufgrund dieser Symmetrie sollte eine Vielzahl von neuen Teilchen existieren, deren Nachweis im

Experiment eine wichtige Evidenz für die Richtigkeit dieser Theorie liefern würde.

Der Tevatron-Beschleuniger am Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) bietet sehr gute Voraussetzungen, um nach Higgs-Bosonen oder supersymmetrischen Teilchen zu suchen. Mit der derzeit höchsten Schwerpunktsenergie an einer Beschleunigeranlage und den Detektoren DØ und CDF hat man die Möglichkeit, das Verständnis des Standardmodells weiter voranzutreiben und in neue Bereiche der Elementarteilchenphysik vorzudringen. Im Rahmen dieser Arbeit werden die vom DØ-Experiment aufgezeichneten Daten nach Endzuständen mit zwei Leptonen und fehlender transversaler Energie untersucht. Beiträge zu dieser Ereignistopologie werden z.B. von Zerfällen des Higgs-Bosons, von Charginos und Neutralinos und im Rahmen des Standardmodells auch von Zerfällen von paarweise produzierten W-Bosonen erwartet.

Die vorliegende Arbeit ist in mehrere Teile gegliedert. Zu Beginn wird eine Einführung in die Theorie des Standardmodells und der Supersymmetrie gegeben. Anschließend wird die experimentelle Umgebung, der Tevatron-Beschleuniger und der DØ-Detektor, beschrieben. Nach der Erläuterung der bei Zerfällen von Higgs-Bosonen und supersymmetrischen Teilchen auftretenden Phänomenologie wird in den nächsten Abschnitten auf die Eigenschaften der Leptonen, sowohl in den Daten als auch im Monte-Carlo, eingegangen. Im letzten Teil werden die Suchen nach Higgs-Bosonen und Charginos und Neutralinos beschrieben und die Ergebnisse präsentiert. Den Abschluß bildet eine Messung des Wirkungsquerschnittes der Paarproduktion von W-Bosonen, die den Hauptuntergrund bei den vorher beschriebenen Suchen darstellt.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

Das Standardmodell der Elementarteilchen [Gla61] [Pol73] beschreibt den heutigen Wissensstand über den fundamentalen Aufbau der Materie und die vorhandenen Wechselwirkungen. Die Bausteine sind punktförmige Fermionen (Spin 1/2) und Eichbosonen (Spin 1), die die Wechselwirkungen vermitteln. Im Rahmen des Standardmodells können die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung beschrieben werden, wohingegen sich die Gravitation nicht in dieses Modell mit einbeziehen läßt.

In diesem Kapitel wird nun zunächst das Standardmodell genauer dargelegt. Anschließend wird der Higgs-Mechanismus besprochen, der eine Erklärung für die im Standardmodell vorhandene spontane Symmetriebrechung liefert. Zum Abschluß werden einige Theorien diskutiert, die über das Standardmodell hinausreichen.

1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchen

Die fundamentalen Bausteine des Standardmodells sind die Fermionen, die auch als Materieteilchen bezeichnet werden, und die Bosonen, die die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen vermitteln, weswegen sie auch Kraftteilchen genannt werden. Die verschiedenen Bosonen können den drei im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen zugeordnet werden.

Da das Standardmodell der Elementarteilchen eine Eichtheorie ist, spielen die Invarianz von Teilchenfeldern unter lokalen Eichtransformationen und die zugrundeliegenden Symmetriegruppen eine wichtige Rolle. Die zum Standardmodell gehörende Symmetriegruppe ist $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Allerdings wird diese Symmetrie an der elektroschwachen Skala spontan zu $SU(3)_C \times U(1)_{em}$ gebrochen. Diese Symmetriebrechung kann mit Hilfe des Higgs-Mechanismus (siehe Kapitel 1.2) beschrieben werden.

Die im Standardmodell enthaltenen Fermionen werden noch einmal in zwei Klassen unterteilt, in Leptonen und in Quarks. Im Gegensatz zu den Leptonen nehmen die Quarks an der starken Wechselwirkung teil. In Tabelle 1.1 sind alle Fermionen des Standardmodells mit den dazugehörigen Quantenzahlen für Ladung, Hyperladung und Isospin aufgelistet. Die Bosonen sind in Tabelle 1.2 zusammengefaßt. Zu jedem Fermion existiert ein sogenanntes Antiteilchen, das die gleiche Masse besitzt, aber negative additive Quantenzahlen

Teilchen		Q/e	$ \vec{T} $	T_3	Y
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1
	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	-1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1
	e_R μ_R τ_R	-1	0	0	-2
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
	u_R c_R t_R	$\frac{2}{3}$	0	0	$\frac{4}{3}$
	d_R s_R b_R	$-\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{2}{3}$

Tabelle 1.1: Fermionen des Standardmodells mit zugehörigen Quantenzahlen für Ladung, schwachen Isospin und Hyperladung.

(Ladung, Leptonenzahl, Baryonenzahl) aufweist.

Die Existenz der Fermionen und Eichbosonen und auch die meisten ihrer Eigenschaften sind mittlerweile gut vermessen [PDG02]. Als letztes Quark wurde im Jahr 1995 das top-Quark von den Experimenten CDF¹ und DØ² am Tevatron Proton-Antiproton-Beschleuniger am FNAL entdeckt [CDF95] [DØ95]. Ende der neunziger Jahre wurden Oszillationen von atmosphärischen Neutrinos mit dem Super-Kamiokande-Detektor beobachtet [KAM98]. Bei solaren Neutrinos wurden ebenfalls Oszillationen sowohl von SNO³ [SNO01] als auch von Super-Kamiokande [KAM02] nachgewiesen. Aufgrund dieser Entdeckungen gilt als gesichert, daß Neutrinos nicht masselos sind. Allerdings konnte keine direkte Messung der Masse durchgeführt werden, da Super-Kamiokande, SNO oder auch KamLAND nur sensitiv auf Quadrate von Massendifferenzen sind. Versuche, die Masse der Neutrinos direkt zu messen, lieferten bisher nur eine obere Grenze auf deren Masse, die momentan bei 2.2 eV liegt [Bil03]. Im Jahr 2000 wurde von der DONUT⁴-Kollaboration erste Evidenz für das letzte fehlende Fermion, das τ -Neutrino ν_τ , gefunden [DON01].

In den folgenden zwei Abschnitten werden nun die im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen genauer diskutiert.

1.1.1 Die elektroschwache Wechselwirkung

Die elektroschwache Wechselwirkung als Teil des Standardmodells wird ebenso wie das Standardmodell selbst durch eine Eichtheorie beschrieben. Die relevante Symmetriegruppe ist die Kombination der speziellen unitären Gruppe $SU(2)_L$ und der unitären Gruppe $U(1)_Y$. Da nur linkshändige Fermionen an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen, erhält die Gruppe $SU(2)$ den Index L. Linkshändige Fermionen lassen sich als Isospin-

¹Collider Detector at Fermilab.

²Der Name DØ stammt von der Bezeichnung der Hallen am Tevatron-Beschleuniger (siehe Abb. 2.1).

³Sudbury Neutrino Observatory.

⁴Direct Observation of Nu Tau.

Teilchen	Feld	Wechselwirkung	Q/e	Masse (GeV/c ²)
Photon γ	A_μ	elektromagn.	0	0
Z-Boson Z^0	Z_μ	elektroschwach	0	91.19
W-Boson W^\pm	W_μ^\pm	schwach	± 1	80.42
Gluon g	G_μ^a	stark	0	0

Tabelle 1.2: Bosonen des Standardmodells mit zugehörigen Feldern, Ladungen und Massen.

dublett mit dem schwachen Isospin $|\vec{T}| = 1/2$ darstellen und können demnach in den Zuständen $T_3 = \pm 1/2$ vorkommen. Im Gegensatz dazu sind rechtshändige Fermionen Singulettzustände mit dem schwachen Isospin $|\vec{T}| = T_3 = 0$.

Die Hyperladung Y ist der Generator der Gruppe $U(1)_Y$. Die Hyperladung kombiniert die elektrische Ladung mit der dritten Komponente des schwachen Isospins und läßt sich in Analogie zur Gell-Mann-Nishijima-Relation $Q/e = T_3 + Y/2$ berechnen. Innerhalb eines Multipletts ist die Hyperladung für alle Teilchen identisch.

Da die Lagrangedichte \mathcal{L}_{EW} invariant unter Transformationen der Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ sein muß, erhält man drei Vektorfelder W_μ^i ($i=1,2,3$), die ein Isotriplett bilden und mit der Kopplungsstärke g an den schwachen Isospin koppeln. Zusätzlich bekommt man ein einzelnes Vektorfeld B_μ , das mit der Kopplungsstärke g' an die Hyperladung koppelt. Somit hat die Lagrangedichte die Form

$$\mathcal{L}_{EW} = \bar{\Psi}\gamma_\mu D^\mu \Psi - \frac{1}{4} [\mathbf{W}_{\mu\nu} \mathbf{W}^{\mu\nu} + B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}] , \quad (1.1)$$

wobei D_μ die kovariante Ableitung

$$D_\mu = i\partial_\mu - g\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.2)$$

ist und

$$\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu - g \mathbf{W}_\mu \times \mathbf{W}_\nu \quad \text{und} \quad (1.3)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.4)$$

Feldstärketensoren bezeichnen. Die neutrale dritte Komponente W_μ^3 des $SU(2)_L$ -Eichfeldes mischt dabei mit dem $U(1)_Y$ -Eichfeld B_μ , wodurch die physikalischen Felder

$$A_\mu = B_\mu \cos \Theta_W + W_\mu^3 \sin \Theta_W \quad \text{und} \quad (1.5)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \Theta_W + W_\mu^3 \cos \Theta_W \quad (1.6)$$

gebildet werden, die mit dem Photon und dem Z^0 -Boson identifiziert werden. Der hierbei auftretende Winkel Θ_W , 1961 von Glashow eingeführt, wird als schwacher Mischungswinkel bezeichnet⁵ und die experimentellen Messungen ergeben einen Weltmittelwert von

⁵Neben der Bezeichnung schwacher Mischungswinkel hat sich auch die Bezeichnung Weinberg-Winkel eingebürgert.

$\sin^2 \Theta_W = 0.2228 \pm 0.0004$ [PDG02]. Die beiden übrigen Felder W_μ^1 und W_μ^2 mischen ebenfalls und bilden die geladenen Eichbosonen:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \quad (1.7)$$

Die neutralen Masseneigenzustände A_μ und Z_μ koppeln sowohl an linkshändige als auch an rechtshändige Fermionen, wohingegen die geladenen Eichbosonen W_μ^\pm nur an Teilchen mit nicht verschwindendem Isospin $|\vec{T}| \neq 0$ koppeln. Somit ist eine Kopplung an rechtshändige Fermionen nicht möglich. Für die bereits erwähnten Kopplungsstärken g und g' gilt die Relation

$$g \sin \Theta_W = g' \cos \Theta_W = e, \quad (1.8)$$

wobei e die Elementarladung bezeichnet. Gleichung (1.8) ergibt sich direkt aus der Forderung, daß das Photonfeld A_μ mit der Stärke e der elektromagnetischen Wechselwirkung an die geladenen Leptonen koppelt. Die Kopplung des Z^0 -Bosons hat die Form

$$-i \frac{g}{\cos \Theta_W} \gamma^\mu \frac{1}{2} (c_V^f - c_A^f \gamma^5), \quad (1.9)$$

wobei die Vektor- und Axialvektorkopplungen c_V^f bzw. c_A^f durch die dritte Komponente des schwachen Isospins T_3^f und die Ladung q_f eines Fermions f gegeben sind:

$$c_V^f = T_3^f - 2 \sin^2 \Theta_W q_f \quad (1.10)$$

$$c_A^f = T_3^f \quad (1.11)$$

Der Vertexfaktor für die geladenen Eichbosonen hat die Form

$$-i \frac{g}{\sqrt{2}} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5). \quad (1.12)$$

Da sowohl die Leptonen und Quarks als auch die Eichbosonen Z^0 , W^+ und W^- nicht masselos sind, kann die Symmetrie nicht exakt sein. Durch spontane Symmetriebrechung (siehe Kapitel 1.2) erhalten die Teilchen ihre Masse.

1.1.2 Die starke Wechselwirkung

Der starken Wechselwirkung, die auch als Quantenchromodynamik (QCD) [Pol73] bezeichnet wird, liegt die Symmetriegruppe $SU(3)_C$ zugrunde, wobei der Index C für *color* steht. Die Lagrangedichte \mathcal{L}_{QCD} der starken Wechselwirkung hat die Form

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \bar{q} \gamma_\mu D^\mu q - \frac{1}{4} \mathbf{G}_{\mu\nu}^a \mathbf{G}_a^{\mu\nu} \quad (1.13)$$

mit der kovarianten Ableitung

$$D_\mu = i \partial_\mu - g_s \mathbf{T}_a \cdot \mathbf{G}_\mu^a \quad (1.14)$$

und der Feldstärke

$$\mathbf{G}_{\mu\nu}^a = \partial_\mu \mathbf{G}_\nu^a - \partial_\nu \mathbf{G}_\mu^a - g_s f_{abc} \mathbf{G}_\mu^b \mathbf{G}_\nu^c. \quad (1.15)$$

g_s bezeichnet die Kopplungsstärke und f_{abc} ($a, b, c=1, \dots, 8$) sind die Strukturkonstanten der starken Wechselwirkung. Die Farbladung selbst tritt in Farbtripletts auf. Sowohl Quarks als auch die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen, tragen Farbladung. Die Gluonen bilden ein Farboktett und können deswegen mit sich selbst wechselwirken. Aufgrund dieser Selbstwechselwirkung nimmt die Kopplungskonstante bei großen Abständen zu, weswegen Quarks und Gluonen nicht frei beobachtet werden können (engl. *confinement*). Sie treten nur in farbneutralen Zuständen, den Mesonen ($q\bar{q}$) und Baryonen (qqq), auf⁶. Wegen der Stärke der Kopplung bei kleinen Impulsüberträgen kann dieser Bereich nur durch phänomenologische Modelle oder effektive Theorien beschrieben werden. Da umgekehrt die Kopplungsstärke für kleine Abstände nahezu verschwindet (engl. *asymptotic freedom*), kann dort ein störungstheoretischer Ansatz zur Beschreibung verwendet werden.

Die trotz der masselosen Austauscheteilchen begrenzte Reichweite der starken Wechselwirkung ist auf das *confinement* zurückzuführen. Es müssen erst farbneutrale Objekte, z.B. Pionen, gebildet werden, um die Wechselwirkung auf Strecken, die größer als der Nukleondurchmesser sind, zu vermitteln.

1.2 Der Higgs-Mechanismus

Aus der Eichtheorie der elektroschwachen Wechselwirkung folgt, daß die Eichbosonen masselos sind. Die experimentellen Ergebnisse allerdings widersprechen dieser Aussage, da nur das Photon tatsächlich masselos ist, wohingegen die anderen Eichbosonen Z^0 , W^+ und W^- massebehaftet sind. Allerdings würde das Einfügen expliziter Massenterme der Form $\frac{M^2}{2}W_\mu W^\mu$ in die Lagrangedichte \mathcal{L}_{EW} der elektroschwachen Wechselwirkung deren lokale Eichinvarianz zerstören. Um trotzdem die Massen unter Beibehaltung der Eichinvarianz generieren zu können, wird der Higgs-Mechanismus eingeführt [Hig64]. Dazu wird ein zusätzliches Potential, das Higgs-Potential, zur Lagrangedichte addiert, dessen charakteristische Eigenschaft ein entarteter Grundzustand ist. Aufgrund dieser Entartung kommt es zur spontanen Symmetriebrechung, wobei der Grundzustand eine geringere Symmetrie als die Lagrangefunktion aufweist. Im folgenden wird nun die Symmetriebrechung im Rahmen des Standardmodells besprochen.

1.2.1 Das Higgs-Potential

Die Lagrangedichte \mathcal{L} aus Gleichung (1.1) bleibt eichinvariant, wenn ein zusätzlicher Beitrag der Form

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (1.16)$$

addiert wird. Dabei ist Φ ein zweikomponentiges skalares Feld

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix}, \quad (1.17)$$

und das Potential $V(\Phi)$ ist gegeben durch

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (1.18)$$

⁶Mittlerweile gibt es auch erste Evidenz für die Existenz von Pentaquarks ($qqqq\bar{q}$) [LEP03a] [SAP03].

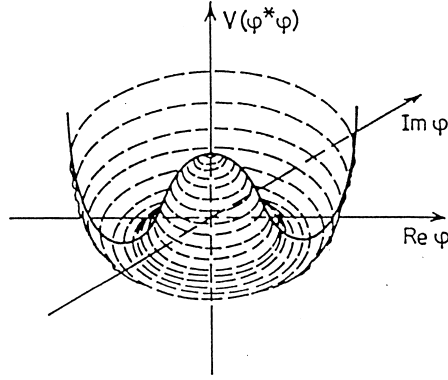


Abbildung 1.1: Beispiel für das Higgs–Potential eines einkomponentigen skalaren Feldes φ (aus [Gro89]).

Wählt man $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$, erhält man ein Potential, dessen Grundzustand entartet ist (siehe Abb. 1.1) und dessen Minimum der Gleichung

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{1}{2}(\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 + \Phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2}\lambda \equiv v^2 \quad (1.19)$$

genügt. Eine mögliche Wahl aus dieser Vielzahl von Grundzuständen ist $\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi_4 = 0$ und $\Phi_3 = v$, womit man den Vakuumerwartungswert

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (1.20)$$

erhält. Entwickelt man um diesen Vakuumzustand, ergibt sich ein komplexes skalares Feld

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

und aufgrund der lokalen Eichfreiheit gilt Gleichung (1.21) an jedem Punkt im Raum, da unterschiedliche Isospinrotationen an jedem dieser Punkte durchgeführt werden können. Somit ist das Higgs–Feld $H(x)$ das einzige der skalaren Felder $\Phi(x)$, das übrigbleibt.

1.2.2 Massenerzeugung der Eichbosonen

Massenterme in der Lagrangedichte sind durch die Form $\frac{1}{2}M^2\Psi^\dagger\Psi$ repräsentiert, sind also quadratisch in den Feldern. Um die Struktur der Lagrangedichte zu untersuchen, genügt es, den Vakuumerwartungswert aus Gleichung (1.20) in die Lagrangedichte einzusetzen. Die kovariante Ableitung $D_\mu\Phi$ reduziert sich so zu

$$D_\mu\langle\Phi\rangle = - \left[\frac{ig}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} + \frac{ig'}{2}B_\mu \right] \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (1.22)$$

Setzt man dies nun in die Lagrangedichte ein, so liefert $(D_\mu\langle\Phi\rangle)^\dagger(D_\mu\langle\Phi\rangle)$ weitere Terme, die quadratisch in den Feldern sind:

$$(D_\mu\langle\Phi\rangle)^\dagger(D_\mu\langle\Phi\rangle) = \frac{1}{8}v^2g^2 \left((W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 \right) + \frac{1}{8}v^2 (g'B_\mu - gW_\mu^3)^2 \quad (1.23)$$

Mit den Relationen (1.5)–(1.8) ergibt sich

$$\frac{1}{8}v^2g^2 \left((W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 \right) + \frac{1}{8}v^2 (g'B_\mu - gW_\mu^3)^2 = \left(\frac{1}{2}vg \right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{4}v^2(g^2 + g'^2)Z_\mu Z^\mu . \quad (1.24)$$

Durch die Brechung der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetrie aufgrund der speziellen Wahl von Φ treten drei zusätzliche in den Feldern quadratische Terme in der Lagrangedichte auf. Diese massenbehafteten Terme können mit den Eichfeldern W^+ , W^- und Z^0 identifiziert werden. Somit erhalten alle Eichbosonen mit Ausnahme des Photons Masse. Das Photon bleibt masselos, da Φ invariant unter Transformationen der Untergruppe $U(1)_{em}$ ist. Der Generator dieser Gruppe $U(1)_{em}$ ist der Ladungsoperator Q .

Aus Gleichung (1.24) kann man die Massen der Eichbosonen ablesen:

$$M_W^2 = \frac{1}{4}v^2g^2 \quad M_Z^2 = \frac{1}{4}v^2(g^2 + g'^2) \quad M_\gamma^2 = 0 \quad (1.25)$$

Der Zusammenhang zwischen W - und Z -Masse ist somit durch die Relation

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \Theta_W \quad (1.26)$$

gegeben, was in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen [PDG02] ist. Aus der Messung der Bosonenmassen und der Kopplungsstärken kann man den Vakuumenerwartungswert v des Higgs-Potentials berechnen. Es ergibt sich

$$v^2 = 4 \frac{M_W^2}{g^2} = \frac{1}{\sqrt{2}G_F} \approx (250\text{GeV})^2 , \quad (1.27)$$

wobei $G_F = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ die Fermi-Konstante ist.

Die Einführung eines komplexen skalaren Higgs-Dubletts in die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung liefert zunächst vier neue Freiheitsgrade, von denen drei durch die mögliche longitudinale Polarisation der schweren Eichbosonen W^+ , W^- und Z^0 absorbiert werden. Aufgrund der Masselosigkeit des Photons bleibt allerdings ein Freiheitsgrad erhalten, der zur Existenz eines weiteren physikalischen Teilchens führt, dem Higgs-Boson.

Bis auf die Masse des Higgs-Bosons sind alle anderen Parameter in der Theorie festgelegt. Die Kopplungen an die Fermionen sind durch die Yukawa-Kopplungen

$$\mathcal{L}_{Yuk} = \frac{m_d}{v} (\bar{u}\bar{d})_L \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} d_R + \frac{m_u}{v} (\bar{u}\bar{d})_L \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} u_R + \frac{m_e}{v} (\bar{\nu}\bar{e})_L \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} e_R + h.c. \quad (1.28)$$

gegeben. Die Kopplungsstärke ist proportional zur Masse des jeweiligen Teilchens. Tabelle 1.3 bietet eine Übersicht über alle Kopplungen des Higgs-Bosons.

1.2.3 Alternative Higgs-Modelle

Fermiophobische Higgs-Modelle

Die Einführung eines einzelnen Higgs-Dubletts im Standardmodell ist zwar zur Erklärung der spontanen Symmetriebrechung ausreichend, aber eine Erweiterung auf ein Zwei-Higgs-Dublett Modell (2HDM) ist nicht ausgeschlossen. In supersymmetrischen Modellen

Teilchen	Kopplung	Stärke
Fermionen	g_{Hff}	$-\frac{ig}{2M_{\text{W}}}\mathbf{m}_{\text{f}}$
W-Boson	g_{HWW}	$igM_{\text{W}}g^{\mu\nu}$
Z-Boson	g_{HZZ}	$\frac{ig}{2\cos\Theta_{\text{W}}}M_{\text{Z}}g^{\mu\nu}$
H-Selbstkopplung	g_{HHH}	$-\frac{3ig}{2M_{\text{W}}}M_{\text{H}}^2$

Tabelle 1.3: Kopplungen des Higgs-Bosons an die verschiedenen Fermionen und Bosonen.

ist sogar ein zweites Higgs-Dublett zwingend notwendig (siehe Kapitel 1.3.2). Im Standardmodell erhalten down-artige⁷ Fermionen ihre Masse durch das Higgs-Dublett selbst, wohingegen die up-artigen Fermionen ihre Masse durch das konjugiert komplexe Higgs-Dublett erlangen. Dies ist im Rahmen von Supersymmetrie und anderen Erweiterungen nicht wünschenswert, weswegen in diesen Modellen den up-artigen Fermionen ihre Masse durch die Einführung des zweiten Higgs-Dubletts gegeben wird. Diese Higgs-Dubletts haben dann eine Hyperladung von $Y = +1$ bzw. $Y = -1$. Die Higgs-Dubletts und ihre Vakuumerwartungswerte sind dann gegeben durch

$$\langle\Phi_1\rangle = \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \langle\Phi_2\rangle = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\theta} \end{pmatrix}. \quad (1.29)$$

Das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte ist ein wichtiger Parameter der 2HDM-Modelle und ist definiert als

$$\tan\beta = \frac{v_1}{v_2}. \quad (1.30)$$

Führt man ein zweites Dublett von komplexen skalaren Feldern in die Theorie ein, erhöht man die Zahl der freien Parameter im Higgs-Potential von zwei (Parameter λ und μ aus Gleichung (1.18)) auf 14, die Anzahl der vorhergesagten Higgs-Bosonen erhöht sich von eins auf fünf. Fordert man Invarianz des Potentials unter Ladungskonjugation, reduziert sich die Anzahl der freien Parameter auf zehn und das Potential hat die Form [Vel94]

$$V = -\mu_1^2 x_1 - \mu_2^2 x_2 - \mu_{12}^2 x_3 + \lambda_1 x_1^2 + \lambda_2 x_2^2 + \lambda_3 x_3^2 + \lambda_4 x_4^2 + \lambda_5 x_1 x_2 + \lambda_6 x_1 x_3 + \lambda_7 x_2 x_3 \quad (1.31)$$

mit $x_1 = \Phi_1^\dagger \Phi_1$, $x_2 = \Phi_2^\dagger \Phi_2$, $x_3 = \Re\{\Phi_1^\dagger \Phi_2\}$ und $x_4 = \Im\{\Phi_1^\dagger \Phi_2\}$. Diese allgemeine Form des 2HDM-Potentials ohne explizite C-Verletzung kann noch auf zwei verschiedene Weisen weiter vereinfacht werden. Man erreicht eine Invarianz des Potentials unter Z_2 -Transformation ($\Phi_1 \rightarrow \Phi_1$ und $\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$), indem man $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ setzt. Der Term $-\mu_{12}^2 x_3$ muß ebenfalls verschwinden, da man sonst ein Modell mit spontaner CP-Verletzung erhält [Bra85]. Das Potential hat somit die Form

$$V_A = -\mu_1^2 x_1 - \mu_2^2 x_2 + \lambda_1 x_1^2 + \lambda_2 x_2^2 + \lambda_3 x_3^2 + \lambda_4 x_4^2 + \lambda_5 x_1 x_2. \quad (1.32)$$

⁷Als down-artige Fermionen ($T_3 = -\frac{1}{2}$) werden die d-, s- und b-Quarks sowie die geladenen Leptonen e, μ und τ bezeichnet. Entsprechend bezeichnet man die u-, c- und t-Quarks und Neutrinos ν_e , ν_μ und ν_τ als up-artige Fermionen ($T_3 = +\frac{1}{2}$).

Die zweite Möglichkeit besteht darin, das Potential invariant unter der globalen $U(1)$ -Transformation $\Phi_2 \rightarrow e^{i\theta}\Phi_2$ zu machen. Läßt man hierbei noch den die $U(1)$ -Symmetrie brechenden Term $-\mu_{12}^2 x_3$ zu, ergibt sich ebenfalls ein Potential mit sieben Freiheitsgraden:

$$V_B = -\mu_1^2 x_1 - \mu_2^2 x_2 - \mu_{12}^2 x_3 + \lambda_1 x_1^2 + \lambda_2 x_2^2 + \lambda_3(x_3^2 + x_4^2) + \lambda_5 x_1 x_2 \quad (1.33)$$

Durch Hinzunahme des Terms $-\mu_{12}^2 x_3$ ist die Struktur des skalaren Sektors identisch mit dem Higgs-Sektor supersymmetrischer Modelle [Gun90]. Man erhält zwei skalare neutrale Teilchen (h^0, H^0), einen Pseudoskalar (A^0) und zwei geladene Teilchen (H^+, H^-). Die letzten beiden Freiheitsgrade sind die beiden Mischungswinkel α und β . Die physikalischen Higgs-Teilchen lassen sich dann schreiben als [Gun90]

$$h^0 = \sqrt{2} [-(\Re\phi_1^0 - v_1) \sin \alpha + (\Re\phi_2^0 - v_2) \cos \alpha] , \quad (1.34)$$

$$H^0 = \sqrt{2} [(\Re\phi_1^0 - v_1) \cos \alpha + (\Re\phi_2^0 - v_2) \sin \alpha] , \quad (1.35)$$

$$A^0 = \sqrt{2} (-\Im\phi \sin \beta + \Im\phi_2^0 \cos \beta) , \quad (1.36)$$

$$H^\pm = -\phi_1^\pm \sin \beta + \phi_2^\pm \cos \beta . \quad (1.37)$$

Der Winkel β läßt sich nach Gleichung (1.30) bestimmen, α ist gegeben durch

$$\tan 2\alpha = \frac{v_1 v_2 (\lambda_3 + \lambda_5)}{\lambda_1 v_1^2 - \lambda_2 v_2^2} . \quad (1.38)$$

Für beide Potentiale V_A und V_B ist die Kopplung an Bosonen und Fermionen identisch, allerdings unterscheiden sich beide Modelle in der Selbstkopplung innerhalb des skalaren Sektors. Man kann das Modell so konstruieren, daß die Kopplung des leichtesten Higgs-Teilchens h^0 proportional zu $\cos \alpha$ ist. Wählt man nun $\alpha = \pi/2$, verschwinden die Kopplungen an die Fermionen und man erhält ein fermiophobisches Higgs-Boson. Die Kopplungen des pseudoskalaren Higgs-Bosons A^0 und der geladenen Higgs-Bosonen H^\pm sind proportional zu $\cot \beta$. Für $\beta = \pi/2$ werden diese ebenfalls fermiophobisch. Eine ausführliche Diskussion über fermiophobische Higgs-Bosonen findet man in [Bar99] und [Brü00]. In Kapitel 3.3.3 findet sich eine genauere Beschreibung der Verzweigungsverhältnisse in fermiophobischen Modellen.

Higgs-Produktion in Modellen mit einer 4. Generation

Abgesehen von einer Änderung der Kopplungen des Higgs-Bosons an die Fermionen ist es auch möglich, durch zusätzliche Quark- und Leptongenerationen einen erhöhten Higgs-Produktionswirkungsquerschnitt zu erhalten. In [Nov02] wird gezeigt, daß eine vierte Generation nicht im Widerspruch zu elektroschwachen Präzisionsdaten steht. Der Einfluß von einer oder mehreren Generationen von Quarks auf die Eigenschaften des Higgs-Bosons wird in [Ari02a] und [Ari02b] diskutiert. Die momentane Grenze auf die Masse eines Quarks der vierten Generation liegt bei $199 \text{ GeV}/c^2$ [PDG02]. In Kapitel 3.3.3 wird noch einmal genau auf die sich dadurch ergebenden Einflüsse auf die Produktion des Higgs-Bosons eingegangen.

1.2.4 Stand der Higgs–Suche

Da der Bestätigung bzw. der Widerlegung der Higgs–Theorie eine enorme Bedeutung in der Hochenergiephysik zukommt, war und ist die Suche nach dem Higgs–Boson eine der zentralen Aufgaben vieler Experimente. Aufgrund theoretischer Überlegungen kann eine obere Grenze für die Masse des Higgs–Bosons angegeben werden. Aus der Forderung nach Unitarität der WW–Streuamplitude läßt sich eine obere Schranke auf die Higgs–Masse von etwa $1 \text{ TeV}/c^2$ ableiten.

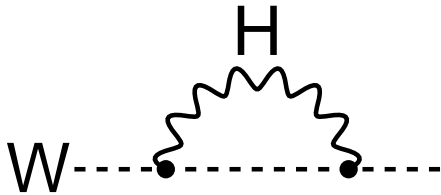


Abbildung 1.2: Diagramm zur Strahlungskorrektur der W–Masse aufgrund von in Schleifen auftretenden Higgs–Bosonen.

Abbildung 1.2 zeigt die Strahlungskorrektur zur W–Masse aufgrund von in Schleifen umlaufenden Higgs–Bosonen. Abbildung 1.3 (links) zeigt die in den Fit für die Higgs–Masse eingehenden Observablen mit der entsprechenden Einschränkung auf die Higgs–Masse. Für jede dieser Observablen wird ein Fit durchgeführt, um die sich aus der entsprechenden Messung ergebenden Grenzen auf die Higgs–Masse zu bestimmen. In Abb. 1.3 (rechts) ist die daraus resultierende $\Delta\chi^2$ –Verteilung zu sehen, die aus dem Fit an alle Observablen bestimmt wird. Der sich daraus ergebende bevorzugte Wert (dem Minimum der Kurve entsprechend) für die Higgs–Masse ist $96 \text{ GeV}/c^2$. Die Unsicherheit auf diesen Wert beträgt $+60 \text{ GeV}/c^2$ und $-38 \text{ GeV}/c^2$ mit einem Vertrauensniveau⁸ von 68%. Das einseitige obere Limit mit 95% CL, entsprechend einem $\Delta\chi^2$ von 2.7, ist $219 \text{ GeV}/c^2$ [LEP03b]. Eine neue Messung der top–Masse mit den DØ–Daten von Run I [DØ04a] resultiert in einem neuen Weltmittelwert der top–Masse von $m_t = 178.0 \pm 4.3 \text{ GeV}/c^2$. Daraus ergibt sich auch ein neuer bevorzugter Wert für die Higgs–Masse von $M_H = 117^{+67}_{-45} \text{ GeV}/c^2$ [LEP04]. Die einseitige obere Grenze verschiebt sich auf $251 \text{ GeV}/c^2$.

Experimentell konnte noch kein Nachweis des Higgs–Bosons durchgeführt werden. Direkte Suchen nach dem Higgs–Boson am LEP⁹–Speicherring am CERN¹⁰ konnten kein Higgs–Signal entdecken. Den Hauptbeitrag zur Higgs–Produktion am LEP–Speicherring liefert der Higgs–Strahlungsprozeß (siehe Kapitel 3.3), der Hauptzerfallskanal des Higgs–Boson ist der in $b\bar{b}$ –Paare. Da kein Signal entdeckt werden konnte, sind die Ergebnisse der einzelnen Experimente zu einer unteren Grenze auf die Higgs–Masse kombiniert worden. Abbildung 1.4 (links) zeigt den negativen Logarithmus $-2\ln Q$ des Likelihoodverhältnisses

$$Q = \frac{\mathcal{L}_{S+B}}{\mathcal{L}_B} . \quad (1.39)$$

Ebenso kann man das Ergebnis durch ein CL des Signals darstellen, wie es in Abb. 1.4 (rechts) gezeigt ist. Mit einem Vertrauensniveau von 95% kann man Higgs–Bosonen mit Massen $M_H \leq 114.4 \text{ GeV}/c^2$ ausschließen [LEP02a].

⁸engl. *confidence level* (CL).

⁹Large Electron Positron Collider.

¹⁰Conseil Européenne pour la Recherche Nucléaire.

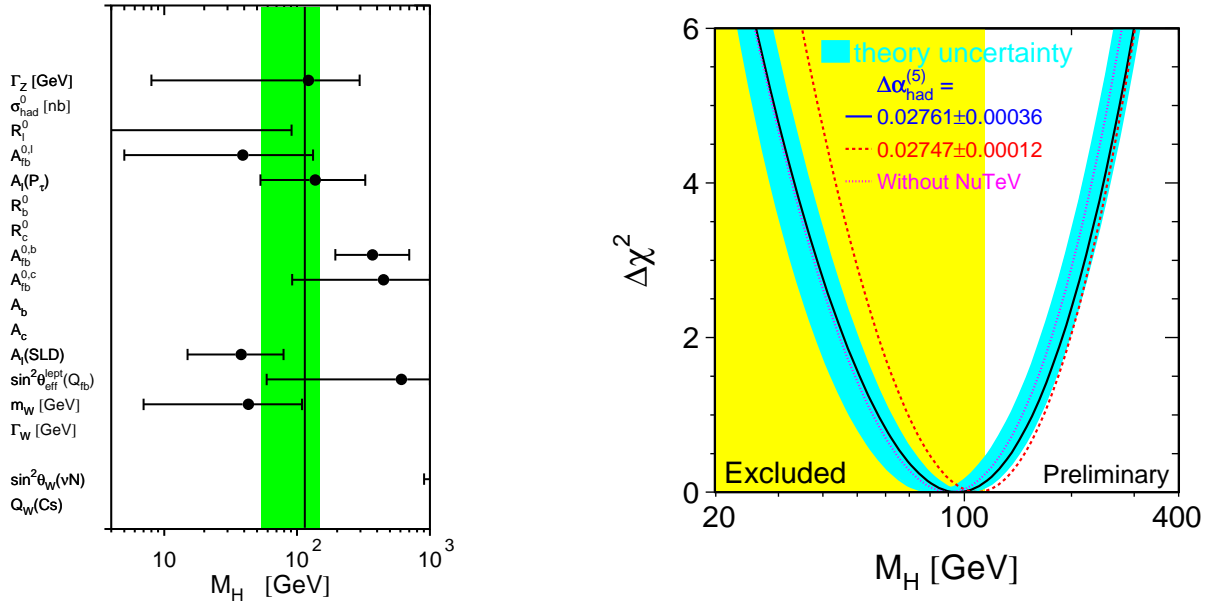


Abbildung 1.3: Die linke Abbildung zeigt die auf die Higgs-Masse sensitiven Observablen. Für jede Observable ist ein separater Fit durchgeführt worden, um eine Einschränkung auf die Higgs-Masse zu erhalten. Das eingefärbte Band zeigt die Einschränkung, die sich aus einem Fit an alle Observablen ergibt, die schwarze Linie zeigt das Limit von der direkten Higgs-Suche. In der rechten Abbildung ist die $\Delta\chi^2$ -Verteilung zu sehen, die sich aus dem Fit an alle Variablen ergibt. Es ergibt sich ein bevorzugter Wert von 96_{-38}^{+60} GeV/ c^2 . Die gefüllte Fläche zeigt den durch direkte Suchen ausgeschlossenen Massenbereich [LEP03b].

Nachdem die LEP-Experimente Ende November 2000 die Datennahme beendet haben, findet momentan die Higgs-Suche am Tevatron-Beschleuniger und ab 2007 am LHC¹¹, der momentan in den LEP-Tunnel gebaut wird, statt.

Neben dem Standardmodell Higgs-Boson haben die LEP-Experimente auch nach fermiophobischen Higgs-Bosonen gesucht. Die untere Grenze auf die Masse des Higgs-Bosons aus der Suche im Zwei-Photon-Endzustand liegt bei 109.7 GeV/ c^2 [LEP02b]. In Abb. 1.5 (links) ist die obere Grenze auf das Verzweungsverhältnis $H \rightarrow \gamma\gamma$ normiert auf den Wirkungsquerschnitt im Standardmodell zu sehen. Die L3 Kollaboration hat auch nach dem Zerfall des Higgs-Bosons in zwei Vektorbosonen gesucht. Daraus resultiert eine Grenze auf das Verzweungsverhältnis $\text{BR}(H \rightarrow WW^{(*)}) + \text{BR}(H \rightarrow ZZ^{(*)})$ ¹² als Funktion der Higgs-Masse [L302]. Diese Grenze als Funktion der Higgs-Masse ist in Abb. 1.5 (rechts) gezeigt.

Ebenso wurde bei LEP nach supersymmetrischen Higgs-Bosonen gesucht. Die unteren Grenzen auf die Massen der supersymmetrischen Higgs-Bosonen betragen für das pseudoskalare Higgs-Boson $M_A > 90.9$ GeV/ c^2 [LEP01a] und $M_{H^\pm} > 78.6$ GeV/ c^2 für die geladenen Higgs-Bosonen [LEP01b].

¹¹Large Hadron Collider.

¹²engl. **B**ranching **R**atio, Verzweungsverhältnis.

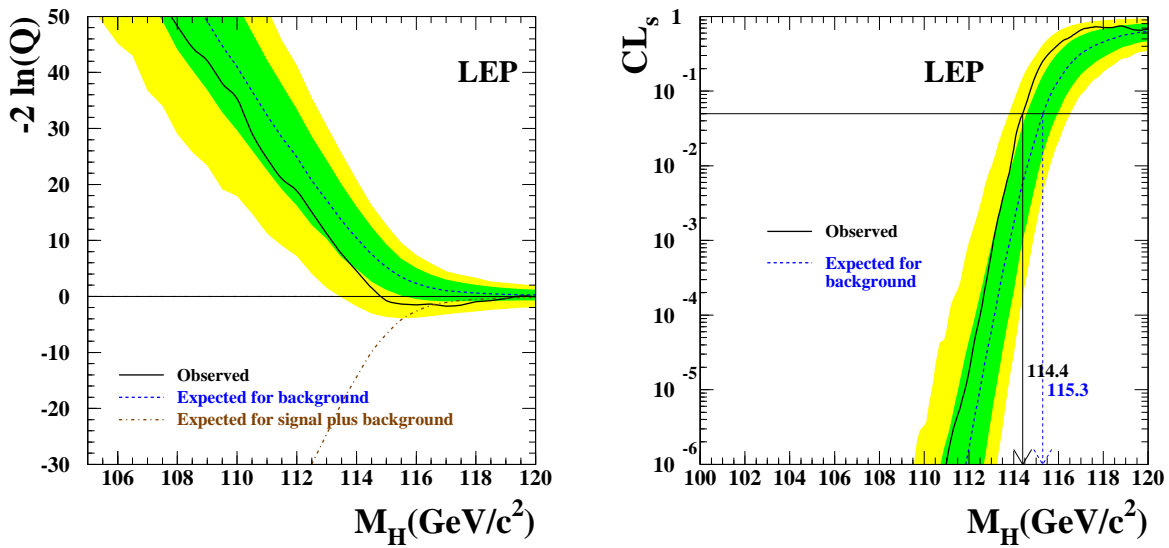


Abbildung 1.4: Likelihoodverhältnis– (links) und Vertrauensniveauverteilung (rechts) als Funktion der Higgs–Masse für die Kombination aller vier LEP–Experimente. Es ergibt sich eine untere Grenze auf die Higgs–Masse von $114.4 \text{ GeV}/c^2$ mit 95% CL [LEP02a].

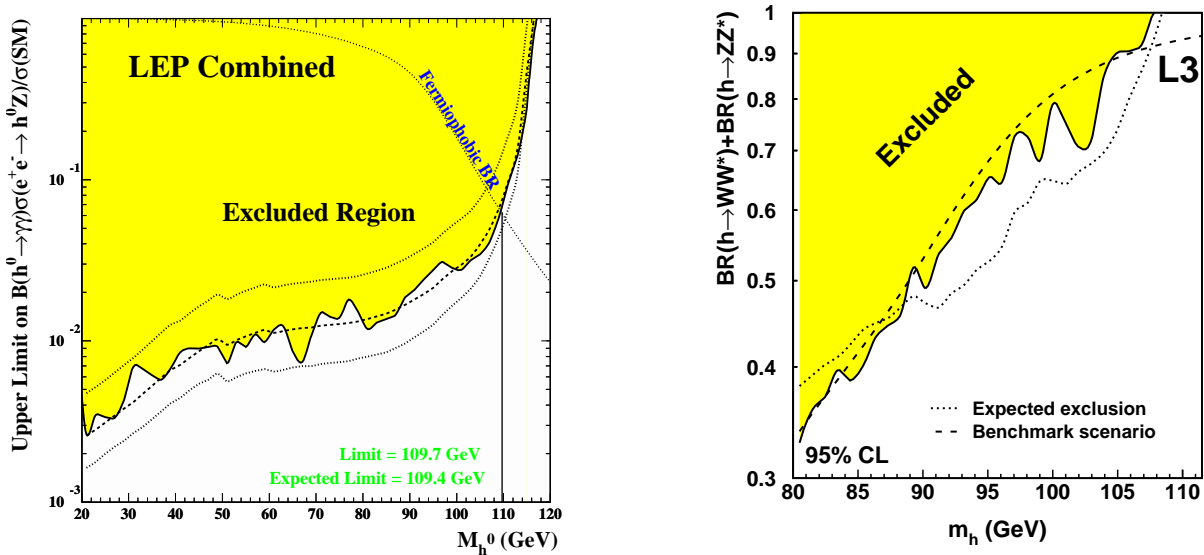


Abbildung 1.5: Obere Grenze auf das Verzweungsverhältnis $H \rightarrow \gamma\gamma$ (links) [LEP02b] und $H \rightarrow WW^{(*)} + H \rightarrow ZZ^{(*)}$ (rechts) [L302] als Funktion der Higgs–Masse.

1.3 Theorien jenseits des Standardmodells

Das Standardmodell ist zwar in guter Übereinstimmung mit allen experimentellen Meßergebnissen, trotzdem ist es keine zufriedenstellende Theorie, da viele Fragen offen bleiben. In den nächsten Abschnitten werden zuerst diese Probleme besprochen und dann mögliche weiterführende Theorien als Lösung einiger dieser Probleme diskutiert.

1.3.1 Probleme des Standardmodells

Eines der größten Probleme des Standardmodells ist die bereits erwähnte Tatsache, daß sich die Gravitation als vierte der fundamentalen Kräfte nicht in das Modell einbinden läßt. Bei hohen Energien in der Größenordnung der Planckskala ($M_P \sim 1.2 \times 10^{19} \text{ GeV}/c^2$) sollte aber die Gravitation eine bedeutende Rolle spielen. Daraus folgt, daß das Standardmodell nur eine effektive Niederenergiethorie sein kann.

Eine weitere Schwäche des Standardmodells ist die Vielzahl freier Parameter, die nicht von der Theorie vorhergesagt werden, sondern nur im Experiment bestimmt werden können. Zu diesen Parametern zählen die Kopplungskonstanten, die Massen der Fermionen und die Anzahl der Fermion-Familien, die Higgs-Masse, der schwache Mischungswinkel Θ_W und die Parameter der CKM-Matrix¹³. Außerdem kann das Standardmodell die Wahl der Eichgruppe nicht erklären.

Ebenso läßt sich nicht begründen, warum die elektroschwache Skala siebzehn Größenordnungen von der Planckskala entfernt ist ($M_P/M_W \sim 10^{17}$). Diese als Hierarchie-Problem bekannte Tatsache hängt mit einer weiteren Schwäche des Standardmodells, dem sogenannten Natürlichkeits- oder „Finetuning“-Problem, zusammen. Die Higgs-Masse unterliegt sehr großen Strahlungskorrekturen, die quadratisch divergent sind. Diese Korrekturen, deren relevante Feynman-Diagramme in Abb. 1.6 dargestellt sind, sind von der Ordnung $\mathcal{O}(\Lambda^2)$, wobei Λ die Energieskala ist, bis zu der die Theorie, hier das Standardmodell, gültig ist. Würde das Standardmodell die Physik bis zur Planckskala beschreiben (also $\Lambda \sim M_P$), liefern die Selbstenergiediagramme des Higgs-Bosons eine *natürliche* Masse in der Größenordnung $\mathcal{O}(M_P)$. Die mit entgegengesetztem Vorzeichen beitragenden Fermionschleifen können zwar die Selbstenergieterme kompensieren, so daß eine Higgs-Masse der Ordnung $\mathcal{O}(10^2 \text{ GeV}/c^2)$ entsteht, allerdings müßte diese Feineinstellung mit einer Präzision von 10^{-34} vorgenommen werden.

1.3.2 Supersymmetrie

Eine der attraktivsten Lösungen für die eben besprochenen Probleme stellt die Supersymmetrie (SUSY) dar. Hierbei wird eine neue Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen eingeführt. Bevor die Grundlagen der Supersymmetrie und die dadurch zusätzlich postulierten Teilchen erläutert werden, soll zunächst die Einführung dieser Theorie begründet werden.

¹³Die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix beschreibt die Mischung der schwachen Eigenzustände der down-artigen Quarks zu den beobachteten Masseneigenzuständen.

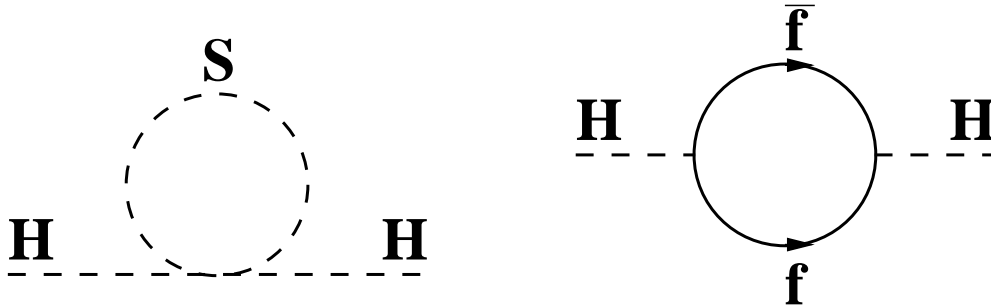


Abbildung 1.6: Strahlungskorrekturen zur Masse des Higgs-Bosons aufgrund von Boson- (links) und Fermionschleifen (rechts).

Motivation

Ein gutes Argument für Supersymmetrie ist die natürliche Aufhebung der im vorigen Abschnitt besprochenen quadratischen Divergenzen der Strahlungskorrekturen zur Higgs-Masse. Im Falle exakter Supersymmetrie unterscheiden sich die SUSY-Teilchen von den im Standardmodell enthaltenen Teilchen nur durch den Spin. Somit kommt es zu einer gegenseitigen Aufhebung der Strahlungskorrekturen, da Fermion- und Bosonschleifen mit entgegengesetzten Vorzeichen beitragen. Dies führt zu einer Stabilisierung der Higgs-Masse. Da dieses Argument bei großen Massenunterschieden zwischen Standardmodell und SUSY-Teilchen stark an Gewicht verliert, werden „leichte“ SUSY-Teilchen mit Massen unterhalb von $1 \text{ TeV}/c^2$ bevorzugt.

In sogenannten großen vereinheitlichten Theorien (GUT¹⁴) wird die Symmetriegruppe des Standardmodells als eingebettete Struktur in eine höhere Symmetrie (z.B. $SU(5)$) betrachtet. Unterhalb der Vereinheitlichungsskala M_{GUT} kommt es zu einer Brechung der $SU(5)$ -Symmetrie in die Symmetriegruppe des Standardmodells, oberhalb der Skala M_{GUT} existiert nur noch eine vereinheitlichte Wechselwirkung. Diese Theorien liefern auch eine Vorhersage für die Energieabhängigkeit der Kopplungskonstanten, so daß eine Extrapolation bis zur Skala M_{GUT} möglich ist. Wie in Abb. 1.7 (links) zu erkennen ist, treffen sich die Kopplungskonstanten der schwachen, elektromagnetischen und starken Wechselwirkung (α_1 , α_2 und α_3) im Standardmodell nicht in einem Punkt. Durch die Änderung der Skalenabhängigkeit aufgrund der zusätzlichen SUSY-Teilchen (bei etwa 1 TeV) wird eine Vereinheitlichung der drei Wechselwirkungen oberhalb der GUT-Skala $M_{\text{GUT}} \approx 10^{16} \text{ GeV}/c^2$ erreicht (siehe Abb. 1.7 (rechts)).

Weiterhin scheint es möglich, mit Hilfe von SUSY die Gravitation in die Theorie mit einzubeziehen. Aufgrund der Forderung nach Eichinvarianz unter lokalen SUSY-Transformationen muß ein Spin $3/2$ -Feld eingeführt werden¹⁵. Der Partner zu diesem Spin $3/2$ -Teilchen, dem sogenannten Gravitino, ist ein Spin 2 -Teilchen, das mit dem Graviton identifiziert werden kann. Somit ist durch die Forderung der lokalen Eichinvarianz eine Einführung der Gravitation nicht nur möglich, sondern sogar zwingend erforderlich.

¹⁴engl. **Grand Unified Theory**.

¹⁵Dies geschieht analog zur Einführung des Photon-Feldes aufgrund der Forderung nach Eichinvarianz unter lokalen $U(1)$ -Transformationen.

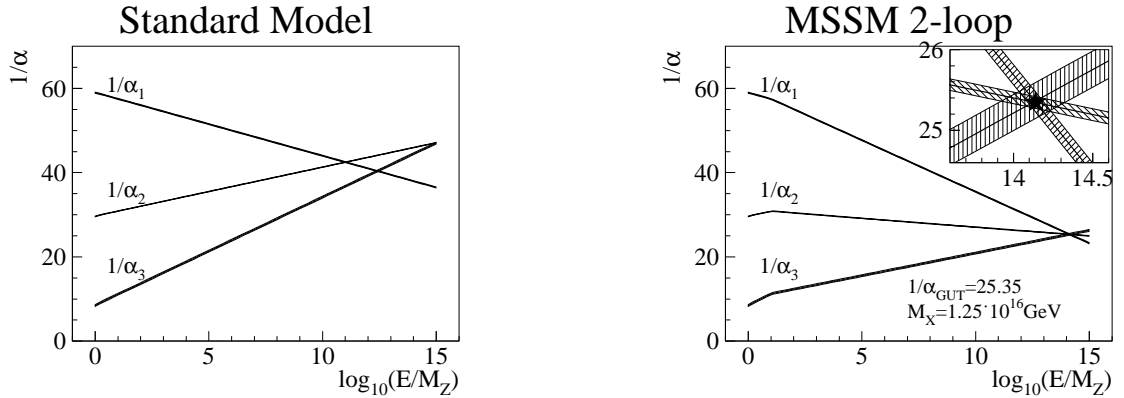


Abbildung 1.7: Skalenabhängigkeit der Kopplungskonstanten der schwachen, elektromagnetischen und starken Wechselwirkung (α_1 , α_2 und α_3) im Standardmodell (links) und in einem supersymmetrischen Modell, bei dem die SUSY-Skala bei etwa 1 TeV liegt (rechts) (aus [Hof98]).

Theoretische Grundlagen der Supersymmetrie

Wie schon erwähnt, beschreibt die Supersymmetrie eine Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen. Der Operator Q bewirkt eine Änderung der Spinquantenzahl um eine halbe Einheit ($Q|S\rangle \sim |S \pm 1/2\rangle$) und wandelt somit ein Fermion in ein Boson um und umgekehrt:

$$Q|\text{Fermion}\rangle \sim |\text{Boson}\rangle \quad (1.40)$$

$$Q|\text{Boson}\rangle \sim |\text{Fermion}\rangle \quad (1.41)$$

Somit folgt aus der Invarianz unter Q , daß für jeden im Standardmodell enthaltenen fermionischen Freiheitsgrad ein bosonischer existiert bzw. zu jedem bosonischen ein fermionischer. Dadurch wird die Anzahl der Teilchenfelder mindestens verdoppelt. Da der SUSY-Operator Q nur den Spin ändert, sollten alle supersymmetrischen Partner abgesehen vom Spin und Mischungseffekten die gleichen Eigenschaften haben wie ihre Standardmodell Partner. Da solche Teilchen bisher nicht beobachtet wurden, müssen die SUSY-Teilchen eine höhere Masse besitzen. Die Symmetrie ist somit gebrochen, weswegen die supersymmetrische Lagrangedichte explizit symmetrieverletzende Terme enthalten muß, womit auch wieder neue Parameter eingeführt werden. Diese können durch die Wahl einer übergeordneten Theorie wiederum eingeschränkt werden.

Wie bereits in Kapitel 1.2.3 erwähnt wurde, ist es in der Supersymmetrie notwendig, ein zweites Higgs-Dublett einzuführen. Dies ist erforderlich, da eine Lagrangedichte, die das komplex konjugierte Higgs-Feld enthält, nicht invariant unter SUSY-Transformationen ist. Ein weiterer Grund für die zwingende Existenz eines zweiten Dubletts ist die Forderung, daß keine Anomalien auftreten, damit die Theorie renormierbar ist [Gro72]. Um dies zu erreichen, genügt es, daß die Summe der Ladungen aller Fermionen identisch verschwindet. Dies gelingt für die fermionischen Partner eines Higgs-Dubletts allerdings nur, wenn man noch ein zweites Higgs-Dublett hinzunimmt. Physikalisch kann man dies auch ableiten, da Supersymmetrie Skalare mit Fermionen einer bestimmten Helizität verbindet.

Der SUSY-Operator Q muß ein antikommutierender Spinor-Operator sein, da er halb-

zahligen Spin transportiert. Im Rahmen einer relativistischen Feldtheorie ist die Form einer solchen Symmetrie stark eingeschränkt. Die Antikommutator- und Kommutatorrelationen des Operators Q nehmen somit folgende Form an [Col67] [Haa75]:

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0 \quad (1.42)$$

$$\{Q_\alpha, P_\mu\} = \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, P_\mu\} = 0 \quad (1.43)$$

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 2(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\beta}} P_\mu \quad (1.44)$$

Dabei können die Spinorindizes α, β von Q bzw. $\dot{\alpha}, \dot{\beta}$ von \bar{Q} die Werte 1, 2 annehmen. P_μ ist der Translationsoperator und es gilt $\sigma^\mu = (\mathbf{1}, \sigma^i)$, wobei σ^i die Paulimatrizen bezeichnet. Aus Gleichung (1.43) folgt, daß der (Masse)²-Operator P^2 ebenfalls mit Q und \bar{Q} kommutiert und somit die Masse eines Teilchens unter SUSY-Transformationen unverändert bleibt. Des weiteren weist das Auftreten eines Generators P der Poincaré-Gruppe auf den Zusammenhang zwischen (lokaler) Supersymmetrie und Gravitation hin, da die Allgemeine Relativitätstheorie ihren Ausgangspunkt in der Invarianz unter lokalen Poincaré-Transformationen hat.

Um zwischen Teilchen aus dem Standardmodell und SUSY-Teilchen zu unterscheiden, wird eine neue multiplikative Quantenzahl R eingeführt. Die R -Parität hat den Wert $R = +1$ für alle Standardmodell Teilchen und $R = -1$ entsprechend für die supersymmetrischen Partner. Sie läßt sich auch aus der Baryonzahl B , der Leptonzahl L und dem Spin S nach

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (1.45)$$

berechnen. R -Paritätserhaltung ist keine zwingende Bedingung, allerdings ergeben sich aus der Forderung nach R -Paritätserhaltung wichtige phänomenologische Konsequenzen. Einerseits verbietet R -Paritätserhaltung die Verletzung von Baryon- und Leptonzahl in den SUSY-Theorien, andererseits hat dies Auswirkungen auf Produktion und Zerfall supersymmetrischer Teilchen. Da an einem Vertex immer nur eine gerade Anzahl von supersymmetrischen Teilchen vorkommen darf, können SUSY-Teilchen immer nur paarweise erzeugt werden. Der Zerfall eines supersymmetrischen Teilchens kann nur in eine ungerade Anzahl von SUSY-Teilchen erfolgen. Eine weitere Konsequenz ist die Stabilität des leichtesten supersymmetrischen Teilchens (LSP¹⁶). Unter der Annahme, daß zu Beginn des Universums neben den Standardmodell Teilchen auch deren supersymmetrische Partner produziert wurden und bis heute noch kein LSP entdeckt wurde, kann man folgern, daß das stabile LSP sowohl elektrisch als auch farbneutral sein muß. Im Rahmen dieser Arbeit wird immer davon ausgegangen, daß die R -Parität erhalten ist.

Teilcheninhalt des MSSM

Unter dem MSSM¹⁷ versteht man supersymmetrische Modelle, die durch die Hinzunahme der minimalen Anzahl von neuen Teilchenfeldern gekennzeichnet sind. Weiterhin wird angenommen, daß die Gravitation keine Rolle spielt und daß die R -Parität streng erhalten ist.

¹⁶engl. **L**ightest **S**upersymmetric **P**article.

¹⁷**M**inimal **S**uper **S**ymmetric **M**odel.

R-Parität = +1			R-Parität = -1			R-Parität = -1		
Teilchen	Symbol	Spin	Teilchen	Symbol	Spin	Teilchen	Symbol	Spin
Lepton	ℓ	$\frac{1}{2}$	Slepton	$\tilde{\ell}_L, \tilde{\ell}_R$	0			
Neutrino	ν	$\frac{1}{2}$	Sneutrino	$\tilde{\nu}$	0			
Quark	q	$\frac{1}{2}$	Squark	\tilde{q}_L, \tilde{q}_R	0			
Gluon	g	1	Gluino	\tilde{g}	$\frac{1}{2}$	} Neutralino	$\tilde{\chi}_i^0$	$\frac{1}{2}$
Photon	γ	1	Photino	$\tilde{\gamma}$	$\frac{1}{2}$			
Z-Boson	Z	1	Zino	\tilde{Z}	$\frac{1}{2}$			
W-Boson	W^\pm	1	Wino	\tilde{W}^\pm	$\frac{1}{2}$			
Higgs	H^0, H^\pm	0	Higgsino	$\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^+$	$\frac{1}{2}$	} Chargino	$\tilde{\chi}_i^\pm$	$\frac{1}{2}$
	h^0, A^0	0		$\tilde{H}_1^-, \tilde{H}_2^0$	$\frac{1}{2}$			

Tabelle 1.4: Übersicht über alle SUSY-Teilchen im MSSM zusammen mit den Standardmodell Partnern. Die Higgsinos und Gauginos mischen zu vier Neutralinos und je zwei positiv bzw. negativ geladenen Charginos.

Die Namensgebung der supersymmetrischen Teilchen orientiert sich an den Namen der Standardmodell Partner. Die Namen der skalaren Partner der Fermionen, der *Sfermionen*, erhält man durch Voranstellen eines **S** vor den Namen, die Namen der fermionischen SUSY-Teilchen ergeben sich aus dem Anhängen eines **ino** an den Namen der Standardmodell Bosonen. Tabelle 1.4 bietet eine Übersicht über alle im MSSM enthaltenen Teilchen. Der supersymmetrische Partner des Elektrons heißt somit Selepton, die Partnerteilchen der Higgs-Bosonen werden Higgsinos genannt, die der Eichbosonen Gauginos. Zwischen den Higgsinos und den Gauginos kann es zur Mischung kommen. Die so entstehenden ungeladenen Masseneigenzustände werden als Neutralinos, die geladenen als Charginos bezeichnet. Die Symbole der supersymmetrischen Teilchen werden durch Aufsetzen einer Tilde von den Standardmodell Partnern unterschieden. Zusätzlich werden die Sfermionen noch mit dem Index L (linkshändig) oder R (rechtshändig) versehen, je nachdem zu welchem Multiplett der schwachen Wechselwirkung sie gehören, auch wenn sie selbst aufgrund ihres Spin-0 Charakters keine Händigkeit besitzen. Die Charginos werden mit dem Symbol $\tilde{\chi}_i^\pm$ ($i=1,2$) bezeichnet, die Neutralinos mit $\tilde{\chi}_i^0$ ($i=1,2,3,4$). Dabei sind Teilchen im Index i aufsteigend mit der Masse sortiert.

Die im MSSM enthaltenen Teilchenfelder werden in zwei verschiedenen Arten von Superfeldern zusammengefaßt, den chiralen Superfeldern und den Vektorsuperfeldern. Die chiralen Superfelder bestehen aus den Fermionen und Higgs-Bosonen mit ihren entsprechenden supersymmetrischen Partnern. Somit setzt sich ein chirales Superfeld $\Psi = (\tilde{\psi}, \psi)$ aus einem Feld $\tilde{\psi}$ mit Spin 0, also einem Higgs- oder Sfermionfeld, und einem Spin 1/2 Feld ψ , dem Higgsino oder Fermionfeld, zusammen. Entsprechend bestehen die Vektorsuperfelder $\hat{V} = (V, \tilde{V})$ aus den Eichbosonfeldern V mit Spin 1 und den zugehörigen Gauginofeldern \tilde{V} mit Spin 1/2.

Um nun die Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\text{MSSM}}$ des MSSM zu konstruieren, kann man von der Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\text{Eich}}$ des Standardmodells ausgehen, in der alle kinetischen Terme, die Eichwechselwirkungsterme und die Selbstwechselwirkung der Eichfelder enthalten sind. Die Freiheitsgrade der supersymmetrischen Lagrangedichte werden in einem Term \mathcal{L}_{W} zusammengefaßt, welcher eine Funktion der chiralen Superfelder, dem Superpotential W , ist. Allgemein setzt sich das Superpotential W aus einem R–paritätserhaltenden Anteil W_{RPC}^{18} und einem R–paritätsverletzenden Anteil W_{RPV}^{19} zusammen. Der zweite Anteil W_{RPV} wird hier aber zu Null gesetzt, da keine R–paritätsverletzenden Modelle betrachtet werden. Da die Supersymmetrie nicht exakt sein kann, muß noch ein dritter Term $\mathcal{L}_{\text{Soft}}$ in der Lagrangedichte enthalten sein, der für eine Brechung der Supersymmetrie sorgt. Allerdings darf $\mathcal{L}_{\text{Soft}}$ nur Terme enthalten, die keine zusätzlichen quadratischen Divergenzen bei den Strahlungskorrekturen zur Higgs–Masse einführen²⁰. Die Lagrangedichte des MSSM bekommt somit die Form

$$\mathcal{L}_{\text{MSSM}} = \mathcal{L}_{\text{Eich}} + \mathcal{L}_{\text{W}} + \mathcal{L}_{\text{Soft}} . \quad (1.46)$$

In der allgemeinsten Form werden durch den Term $\mathcal{L}_{\text{Soft}}$ über 100 neue Parameter in die Theorie eingeführt [Dim95], welche aber durch eine Anzahl von Forderungen deutlich reduziert werden können [Mar97]. Durch die Einschränkungen, daß die skalaren Massenmatrizen proportional zur Einheitsmatrix ($\mathbf{m}_c = m_c \mathbf{1}$), die trilinearen Kopplungen proportional zu den Yukawa–Kopplungen ($\mathbf{a}_x = A_x \frac{\mathbf{m}_x}{v_x}$) und alle Parameter reell sind, wird eine Reduzierung der Anzahl der freien Parameter erreicht. Diese Annahmen sind gerechtfertigt, da eine starke Abweichung von den Forderungen zu Widersprüchen mit experimentellen Daten führt.

Das MSSM im Rahmen von GUT–Theorien

Wie schon kurz erwähnt, kann die Anzahl der freien Parameter weiter eingeschränkt werden, wenn man das MSSM als Niederenergiegrenzfall einer GUT–Theorie betrachtet (cMSSM²¹). Aufgrund der Vereinheitlichung der Kopplungskonstanten bei der GUT–Skala kann man ebenfalls eine gemeinsame Gauginomasse an dieser Skala motivieren:

$$M_1(M_{\text{GUT}}) = M_2(M_{\text{GUT}}) = M_3(M_{\text{GUT}}) =: m_{1/2} \quad (1.47)$$

Die Gauginomassen an der elektroschwachen Skala lassen sich mit sogenannten Renormierungsgruppengleichungen berechnen (siehe z.B. [Mar97]). Weiterhin kann man eine gemeinsame skalare Masse m_0 und eine Vereinheitlichung der trilinearen Kopplungen A_0 an der GUT–Skala annehmen. Aufgrund dieser Annahmen bleiben im Rahmen der GUT–Theorie nur fünf freie Parameter, $m_{1/2}$, m_0 , A_0 , μ und $\tan \beta$, übrig.

mSUGRA

Der Ursprung des supersymmetriebrechenden Terms $\mathcal{L}_{\text{Soft}}$ aus (1.46) ist von der übergeordneten Theorie abhängig. Das Unwissen über diese Theorie resultiert in der Vielzahl

¹⁸engl. **R–Parity Conserving**.

¹⁹engl. **R–Parity Violating**.

²⁰Eine Einführung dieser Terme steht im Widerspruch zur Motivation von Supersymmetrie. Diese Forderung wird durch den Index *Soft* angedeutet.

²¹engl. **Constrained MSSM**.

freier Parameter, mit der eine Parametrisierung der nicht bekannten Theorie erreicht wird. Die Physik der übergeordneten Theorie spielt sich dann auf zwei verschiedenen Ebenen ab. Die eine Ebene ist der sichtbare Bereich, der den Experimenten zugänglich ist, das MSSM. Die zweite Ebene liegt außerhalb des Zugangsbereichs. In diesem nicht sichtbaren Sektor findet eine explizite Brechung der Supersymmetrie statt und durch Wechselwirkungen wird dies in den zugänglichen Bereich übermittelt. Ein Modell, bei dem diese Wechselwirkung zum Großteil gravitativ geschieht, wird GraMSB²² genannt.

Eine Theorie, in der ein Spin 3/2–Teilchen (das Gravitino) und ein Spin 2–Teilchen (das Graviton) eingeführt werden, wird Supergravitation genannt. Wie bereits in der Motivation zur Supersymmetrie erwähnt, wird durch die lokale Supersymmetrie die Gravitation mit den anderen Wechselwirkungen verbunden. Eine Brechung der lokalen Supersymmetrie durch den Superhiggs–Mechanismus resultiert in einem massiven Gravitino. Das Gravitino wird durch Absorption eines Goldstinos massebehaftet. Dies geschieht analog zum Higgs–Mechanismus, bei dem die Eichbosonen durch Absorption von Goldstone–Bosonen ihre Masse erhalten.

In einer minimalen Supergravitationstheorie (mSUGRA) hat das Higgs–Potential allerdings bei der GUT–Skala kein triviales Minimum, da die skalaren Massen bei dieser Skala identisch sind. Daraus folgt, daß die elektroschwache Symmetrie an der GUT–Skala nicht gebrochen ist. Um durch Strahlungskorrekturen das entsprechende Minimum an der elektroschwachen Skala zu erreichen, wird der Betrag des Higgs–Massenparameters μ festgelegt, nur sein Vorzeichen ist unbestimmt. Im Rahmen von mSUGRA sind somit die übriggebliebenen freien Parameter $m_{1/2}$, m_0 , A_0 , $\text{signum}(\mu)$ und $\tan \beta$. Die Masse des Gravitinos liegt in dieser Theorie zwar im Bereich der anderen typischen SUSY–Massen, aber aufgrund der rein gravitativen Wechselwirkung ist es den Experimenten nicht zugänglich.

Stand der SUSY–Suche

In vielen Experimenten wurde und wird nach einer Evidenz für Supersymmetrie gesucht. Aufgrund der Vielzahl von Ergebnissen, die bisher alle in Ausschlußgrenzen im Parameterraum der entsprechenden supersymmetrischen Modelle resultierten, kann hier nur eine kleine Auswahl der Ergebnisse präsentiert werden. Dazu wurden Resultate ausgewählt, die im Zusammenhang mit dieser Arbeit stehen.

Abbildung 1.8 (links) zeigt den ausgeschlossenen Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow 3\ell)$ von der Suche nach assoziierter Chargino– und Neutralino–Produktion in Endzuständen mit Elektronen und Myonen von DØ in Run I [DØ98a]. Der ausgeschlossene Wirkungsquerschnitt ist als Funktion der Charginomasse $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ gezeigt, ebenso ist die damalige Grenze von Suchen bei OPAL [OPA96] gezeigt. Mittlerweile liegt die Massengrenze für das Chargino bei $103.5 \text{ GeV}/c^2$ (siehe unten). Es ergeben sich Grenzen von 0.66 pb für eine Masse des Charginos von $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 45 \text{ GeV}/c^2$ und 0.10 pb für $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 124 \text{ GeV}/c^2$. In Abb. 1.8 (rechts) ist ein entsprechendes Ergebnis von CDF [CDF98] zu sehen. Es ist zu beachten, daß die gezeigten Grenzen nur für supersymmetrische Modelle gelten, bei denen die Massen des Charginos und der zwei leichtesten Neutralinos die Relation $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \approx m_{\tilde{\chi}_2^0} \approx 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$ erfüllen.

²²Gravity Mediated SUSY Breaking.

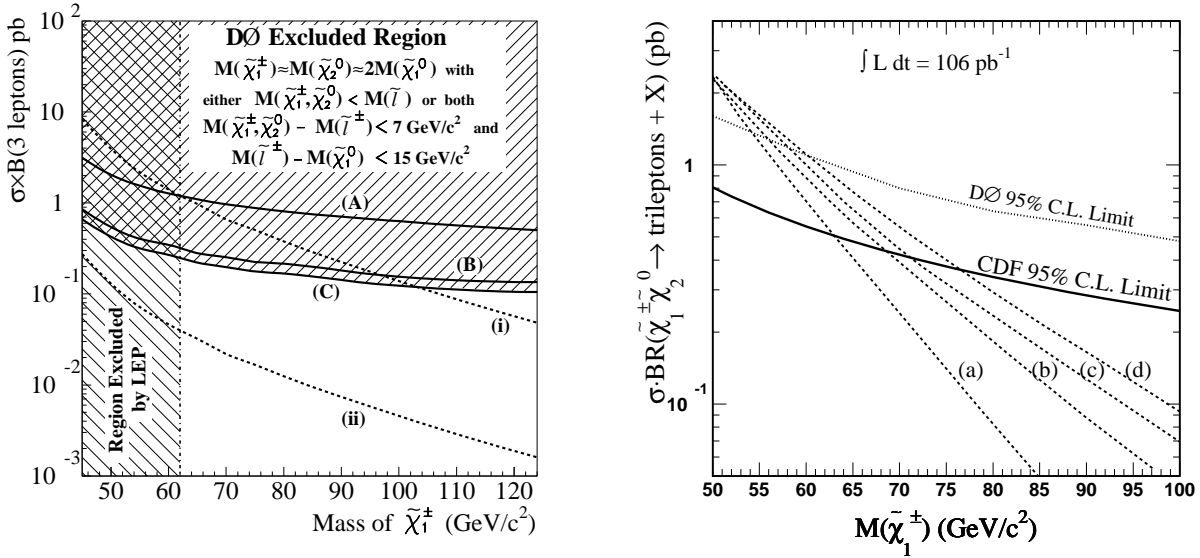


Abbildung 1.8: Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow 3\ell)$ von Suchen in Elektron–Myon–Endzuständen als Funktion der Charginomasse $\tilde{\chi}_1^\pm$ bei DØ (links) [DØ98a] und CDF (rechts) [CDF98]. Die gestrichelten Linien in beiden Abbildungen zeigen den theoretischen Verlauf des Wirkungsquerschnittes multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis für verschiedene Parameterpunkte.

Am LEP–Beschleuniger wurde ebenfalls nach der Produktion von Charginos gesucht. Dabei wurden Zerfälle des Charginos in Jets, Leptonen und Jets und rein leptonische Zerfälle untersucht. Es wurde keine Evidenz für die Existenz von Charginos gefunden, weswegen ebenfalls Ausschlußgrenzen gesetzt wurden. Abbildung 1.9 (links) zeigt den ausgeschlossenen Wirkungsquerschnitt in der Ebene der Massen des Charginos $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ und des leichtesten Neutralinos $m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Ebenso kann eine untere Grenze auf die Masse des Charginos gesetzt werden. Die Masse $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ des Charginos ist abhängig von der skalaren Masse m_0 . Deswegen ist in Abb. 1.9 (rechts) die Massenausschlußgrenze als Funktion der Masse des Sneutrinos, die ebenfalls abhängig von m_0 ist, gezeigt. Für Sneutrino Massen $m_{\tilde{\nu}} > 300 \text{ GeV}/c^2$ ergibt sich eine stabile untere Massengrenze von $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 103.5 \text{ GeV}/c^2$ mit 95% CL [LEP01c]. Sind die Sneutrinos leichter, erhält man eine etwas schlechtere Massengrenze.

Bei LEP wurden auch untere Grenzen auf die Masse des LSP gesetzt, wobei die Ergebnisse im Rahmen von mSUGRA interpretiert wurden. Dabei wurden verschiedenste Zerfälle mit Neutralinos im Endzustand untersucht. Dazu zählen die Zerfälle von paarproduzierten Selektroten, Staus, Charginos und Neutralinos. Für den Zerfall mit dem niedrigsten erwarteten CL wird getestet, ob die Daten in Übereinstimmung mit einer Entdeckung sind. Die Ergebnisse der verschiedenen Experimente wurden dann mit einer *Likelihood Ratio*–Methode [Jun99] kombiniert. In Abb. 1.10 (links) sind als Beispiel die Ausschlußgrenzen in der Massenebene $m_0 - m_{1/2}$ für $\tan\beta = 10$, $A_0 = 0$ und $\mu > 0$ gezeigt [LEP02c]. Die unterschiedlichen Regionen bezeichnen die Regionen, die durch die verschiedenen Suchen ausgeschlossen wurden. Die am weitesten in die Ebene hineinreichenden Grenzen (schräggestreift) stammen von Suchen nach dem leichtesten Higgs–Boson in assoziierter

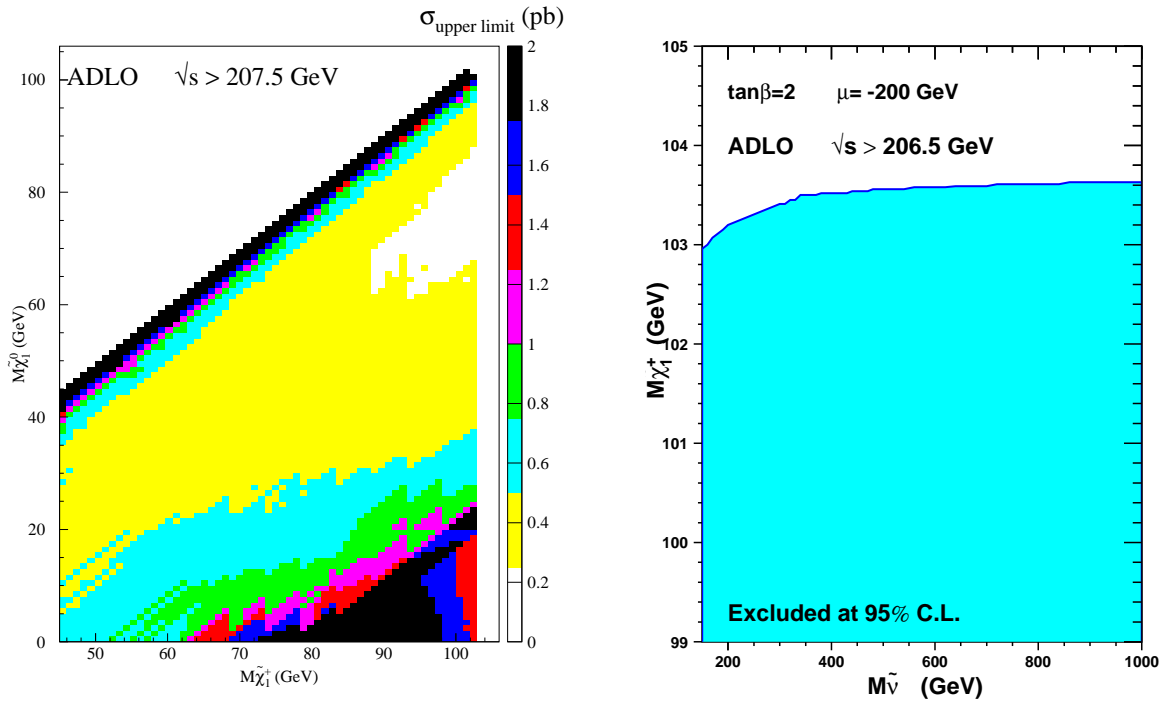


Abbildung 1.9: Obere Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt in der Massenebene des Charginos $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ und des leichtesten Neutralinos $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (links) und untere Grenze auf die Charginomasse als Funktion der Sneutrino-Masse (rechts) durch Suchen bei LEP [LEP01c]. Alle Grenzen sind mit 95% CL angegeben.

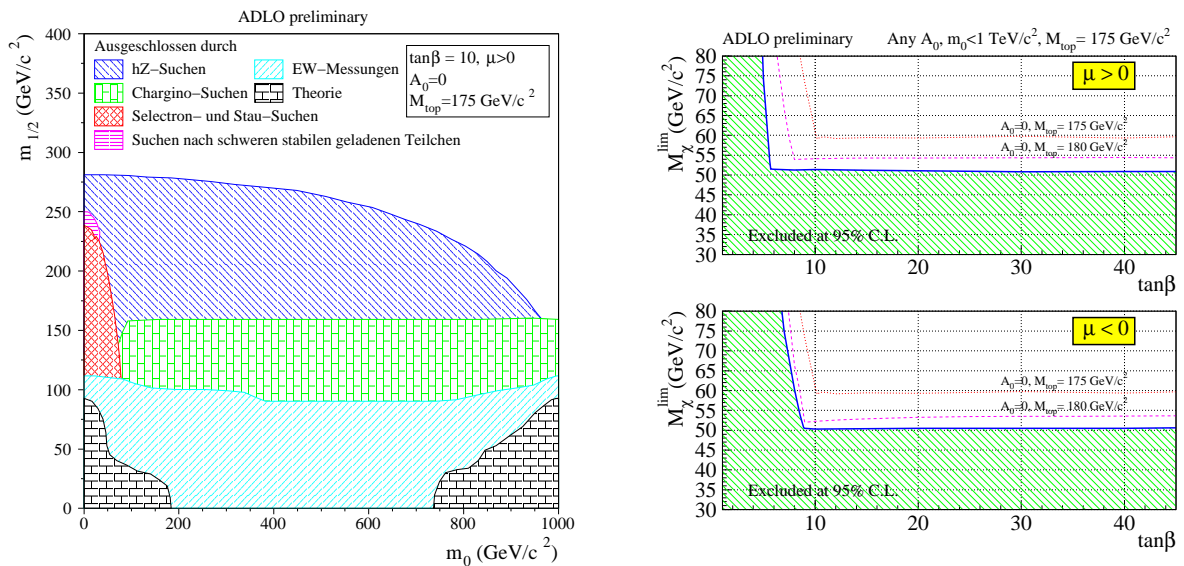


Abbildung 1.10: Ausschlußgrenzen in der $m_0 - m_{1/2}$ -Ebene für $\tan\beta = 10$, $A_0 = 0$ und $\mu > 0$ (links) und untere Grenze auf die Masse des LSP als Funktion von $\tan\beta$ (rechts) bei LEP [LEP02c].

Produktion mit einem Z-Boson. Die Grenze auf $m_{1/2}$ kann in eine Grenze auf die Masse m_{LSP} des leichtesten supersymmetrischen Teilchens umgewandelt werden. Es ergibt sich eine untere Grenze auf die Masse des LSP von $m_{\text{LSP}} > 50.8 \text{ GeV}/c^2$ für $\text{sign}(\mu) > 0$, beliebiges A_0 und eine top-Quark Masse von $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$. Wird μ negativ gewählt, sinkt die untere Grenze auf $m_{\text{LSP}} > 50.3 \text{ GeV}/c^2$. Abbildung 1.10 (rechts) zeigt die untere Grenze auf die Masse des LSP als Funktion von $\tan\beta$ [LEP02c].

Kapitel 2

Das DØ–Experiment am Tevatron

Um die im vorigen Kapitel vorgestellten noch nicht entdeckten Teilchen nachzuweisen und zu vermessen, ist es notwendig, einen Beschleuniger zur Verfügung zu haben, der es zunächst einmal ermöglicht, die zu untersuchenden Teilchen zu erzeugen. Darüberhinaus benötigt man einen möglichst universellen Detektor, der das von der Beschleunigeranlage zur Verfügung gestellte Physikpotential optimal ausschöpfen kann. In diesem Kapitel wird zu Beginn der Tevatron–Beschleuniger am FNAL kurz vorgestellt, anschließend erfolgt eine Beschreibung des DØ–Detektors, neben CDF eines der beiden Experimente am Tevatron–Ring.

2.1 Das Tevatron

Der Tevatron–Beschleuniger [TEV98] ist ein Proton–Antiproton ($p\bar{p}$) Speicherring mit einem Umfang von 6.28 km. Im Tevatron werden die Protonen– und Antiprotonenstrahlen, die vom *Main Injector* mit einer Energie von 150 GeV in das Tevatron eingespeist werden, zunächst auf eine Energie von 980 GeV¹ pro Strahl weiterbeschleunigt, um dann an zwei Kreuzungspunkten zur Kollision gebracht zu werden. Die somit zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie beträgt $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. Einen schematischen Aufbau des Tevatrons zusammen mit den anderen am FNAL vorhandenen Beschleunigeranlagen zeigt Abb. 2.1.

Die Protonen und Antiprotonen durchlaufen in Paketen (*bunches*) gebündelt die Strahlrohre in entgegengesetzter Richtung. Dabei sind jeweils 12 Pakete, die einen Abstand von 396 ns zueinander haben, zu sogenannten „Super–Paketen“ zusammengefaßt. Insgesamt gibt es sowohl von Protonen als auch Antiprotonen drei Super–Pakete, so daß sich in jedem Strahlrohr 36 Pakete befinden. Die Anzahl an Protonen pro Paket beträgt $27 \cdot 10^{10}$, die der Antiprotonen ist etwa einen Faktor acht kleiner. Die transversale Emittanz der Protonpakete liegt bei 20π mm mrad, die der Antiprotonpakete beträgt 15π mm mrad. Die longitudinale Ausdehnung ist etwa 60 cm, was einer Zeitdauer von 2 ns entspricht. Tabelle 2.1 gibt einen zusammenfassenden Überblick über die Parameter des Tevatrons.

¹Die Energie des Tevatrons wurde für den sogenannten Run II, der im März 2001 begonnen hat, auf 980 GeV erhöht. Im Run I (1992–1996) betrug die Strahlenergie nur 900 GeV.

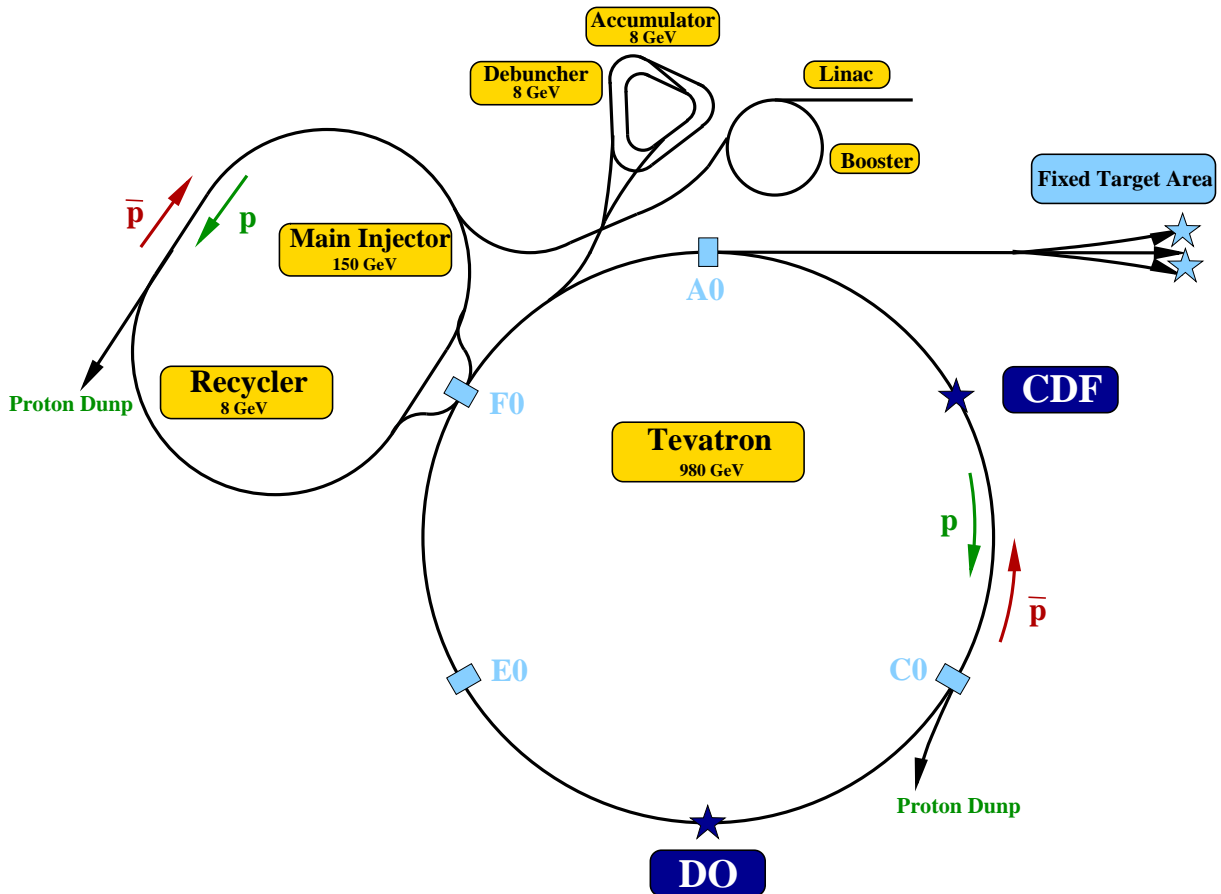


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des Tevatrons und der anderen am FNAL vorhandenen Beschleunigeranlagen. Protonen werden vom *Linac* und *Booster* mit 8 GeV Energie in den *Main Injector* geleitet. Die Antiprotonen werden an einem Target vor dem *Debuncher* erzeugt und mit Hilfe des *Accumulators* nach Phasenraumverdichtung (cooling) in Pakete zusammengefaßt. Von dort werden sie ebenfalls mit einer Energie vom 8 GeV in den *Main Injector* überführt. Antiprotonen können auch im *Recycler* gespeichert werden und von dort wieder dem *Main Injector* zur Verfügung gestellt werden. Protonen und Antiprotonen werden auf 150 GeV beschleunigt, um dann in das Tevatron eingespeist zu werden.

Parameter	Wert
Umfang des <i>Main Injectors</i>	3.32 km
Umfang des Tevatrons	6.28 km
Max. Strahlenergie des <i>Main Injectors</i>	150 GeV
Max. Strahlenergie des Tevatrons	980 GeV
Luminosität \mathcal{L}	$86 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Pakete pro Strahl	36
Paketabstand	396 ns
Protonen pro Paket	$27 \cdot 10^{10}$
Antiprotonen pro Paket	$3.3 \cdot 10^{10}$
Anzahl der Pakete im <i>Main Injector</i>	498
Transversale Emittanz der Protonen	$20\pi \text{ mm mrad}$
Transversale Emittanz der Antiprotonen	$15\pi \text{ mm mrad}$
Longitudinale Ausdehnung der Protonen	2.1 ns
Longitudinale Ausdehnung der Antiprotonen	1.8 ns
Strahlhalbwertszeit	9–10 h

Tabelle 2.1: Auszug aus der Liste der Parameter des *Main Injectors* und des Tevatrons.

2.2 Der DØ-Detektor

Der DØ-Detektor [DØ94a] ist um einen der beiden Wechselwirkungspunkte des Tevatrons gebaut. Der Aufbau des Detektors richtet sich nach den an ihn gestellten Anforderungen. Hauptaufgabe ist die Identifizierung und Vermessung der bei den Kollisionen erzeugten Teilchen. Dazu sollte er alle nicht nur schwach wechselwirkenden Teilchen mit mittleren Lebensdauern von mehr als 10^{-8} s nachweisen können. Kurzlebigere Teilchen können über ihre Zerfallsprodukte rekonstruiert werden. Zu den im Detektor nachweisbaren Teilchen zählen hauptsächlich Elektronen, Photonen, Myonen, geladene Pionen und Kaonen. Um die verschiedenen Eigenschaften optimal vermessen zu können, ist der DØ-Detektor aus mehreren Subdetektoren aufgebaut. Diese sind zylinderförmig um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut und ermöglichen so eine fast vollständige Abdeckung des kompletten Raumwinkels.

Der DØ-Detektor besteht aus einem hochauflösenden Vertexdetektor und einem Präzisionsspurdetektor, die sich beide innerhalb eines Solenoidmagneten befinden. Um den Spurdetektor befindet sich ein Flüssigargonkalorimeter, das sehr fein segmentiert ist und fast den gesamten Raumwinkel abdeckt. Das Detektorsystem wird von einem dreilagigen Myonspektrometer abgeschlossen, das zwischen den beiden ersten Lagen einen Toroidmagneten besitzt. Zur Aufzeichnung der Daten dient ein schnelles Datennahmesystem mit einem aus drei Stufen aufgebauten Triggersystem. Der DØ-Detektor wurde im Vergleich zu Run I an vielen Stellen verbessert, um an die neuen Gegebenheiten des Beschleu-

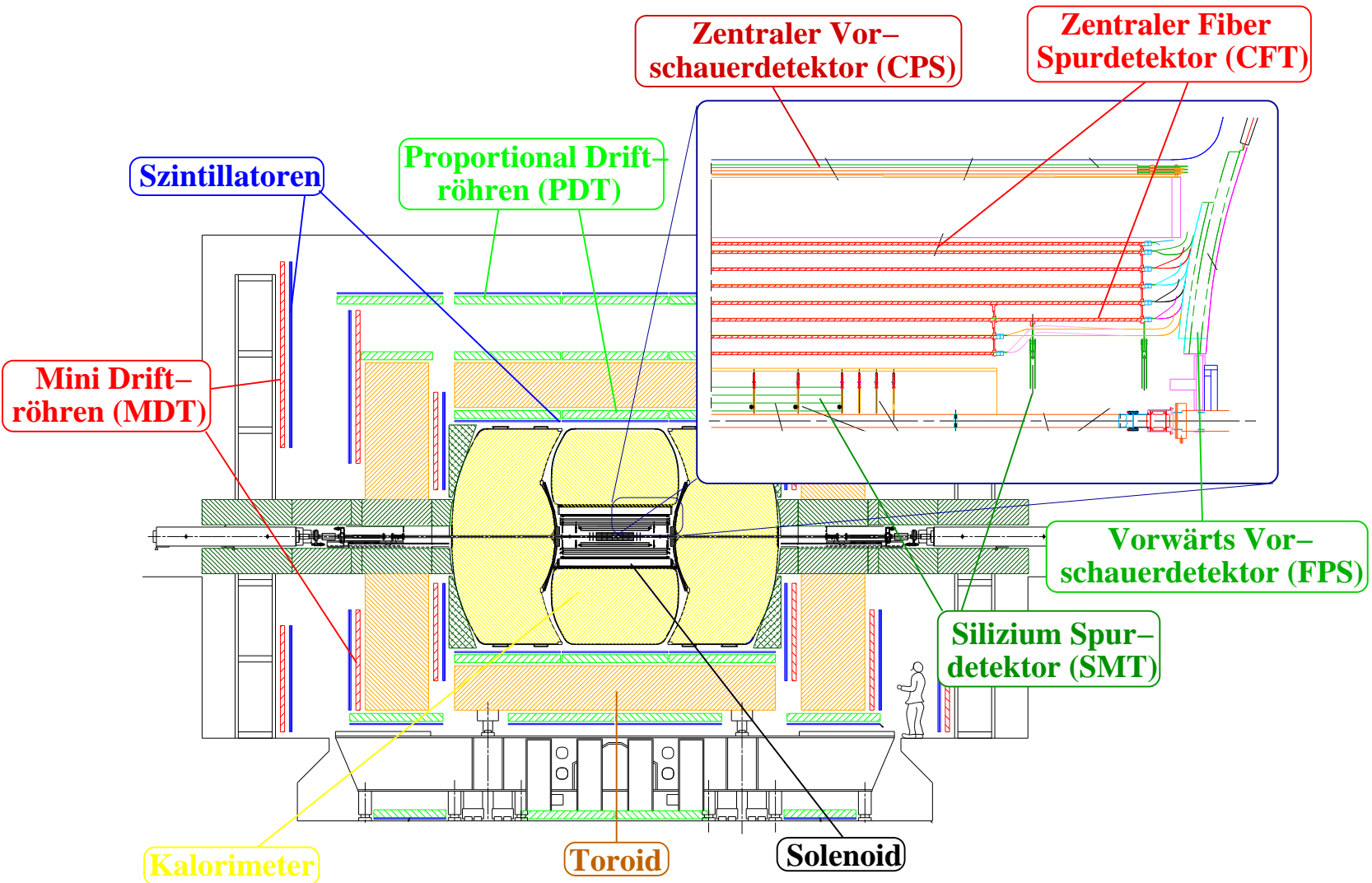


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau des DØ-Detektors mit Spurdetektoren, Kalorimeter, Myonkammern und Magnetsystem.

nigers angepaßt zu werden. Einen Überblick über dieses Verbesserungsprogramm bietet [DØ96a]. In den folgenden Abschnitten werden die verschiedenen Detektorsysteme nun kurz beschrieben, ihre schematische Anordnung ist in Abb. 2.2 dargestellt.

Das bei DØ verwendete Koordinatensystem hat seinen Ursprung im Sollwechselwirkungspunkt der beiden Strahlen, um den auch der Detektor zentriert ist. In einem kartesischen Koordinatensystem beschreibt die Strahlachse die z -Richtung, die y -Achse zeigt senkrecht nach oben und die x -Achse ist so gewählt, daß sich ein rechtshändiges Koordinatensystem ergibt. Gebräuchlichere Koordinaten sind allerdings (r, ϕ, η) , wobei ϕ der Azimutwinkel ist. Die Pseudorapidität η läßt sich aus dem Polarwinkel θ berechnen:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.1)$$

Hierbei muß man zwischen dem auf den Koordinatenursprung $(x,y,z) = (0,0,0)$ bezogenen η_{det} und η unterscheiden, das aufgrund der Vertexposition $(x,y,z) = (0,0,v_z)$ berechnet wird.

2.2.1 Die Spur- und Vertexdetektoren

Die Spurdetektoren haben die Aufgabe, eine gute Vermessung der Spuren geladener Teilchen zu ermöglichen. Um eine Impulsmessung aufgrund der Krümmung der Spuren durchführen zu können, befinden sich die Spurdetektoren in einem Magnetfeld von 2 T, das von einem 2.8 m langen supraleitenden Solenoidmagneten erzeugt wird (siehe Kapitel 2.2.2). Die Rekonstruktion von Sekundärvertices, wie sie beim Zerfall von Teilchen mittlerer Lebensdauer, z.B. B-Hadronen, auftreten, spielt eine wichtige Rolle bei der Suche nach dem Higgs-Boson und der Untersuchung des top-Quarks. Weiterhin sollen die Spurdetektoren eine Separation von Elektronen und Pionen aufgrund des spezifischen Energieverlustes $\frac{dE}{dx}$ gewährleisten.

Um all dies zu realisieren, ist der DØ-Spurdetektor aus zwei Subdetektoren aufgebaut. Direkt um die Strahlachse befindet sich der hochauflösende Silizium-Mikrospurdetektor (SMT) [DØ94b]. Der SMT besteht im Mantelbereich (Barrel) aus vier Lagen doppelseitigen Siliziums, die eine maximale Länge von 76.8 cm abdecken. Die innerste Lage hat einen minimalen Radius von 2.7 cm, der äußere Radius der vierten Lage beträgt 9.4 cm. Der Barrel-Bereich ist in sechs einzelne Module von jeweils 12 cm Länge unterteilt. Zwischen diesen Modulen und an den Enden des Barrels befinden sich insgesamt 12 sogenannte „F-Räder“, die aus doppelseitigem Silizium bestehen und eine radiale Ausdehnung von 2.6–10.5 cm haben. Um auch noch eine Spurinformaton in extremer Vorwärtsrichtung ($|\eta| \approx 3.0$) zu erhalten, befinden sich auf jeder Seite im Abstand von 110 und 120 cm zum Detektormittelpunkt die „H-Räder“, die aus einseitigem Silizium bestehen und einen inneren Radius von 9.5 cm und einen äußeren Radius von 26 cm besitzen. Der Barrel-Bereich zusammen mit den F-Rädern ermöglicht eine räumliche Auflösung von etwa 10 μm in der $r - \phi$ Ebene. Die Gesamtanzahl an Auslesekanälen für den SMT beträgt $\sim 800\text{k}$.

Der SMT ist vom zentralen Fiberspurdetektor (CFT) [DØ03a] umgeben. Der CFT besteht aus acht Doppellagen aus szintillierenden Fasern, die parallel zur Strahlachse angeordnet sind. Jede Lage enthält zusätzlich ein Dublett an Fasern, die in einem Stereowinkel von

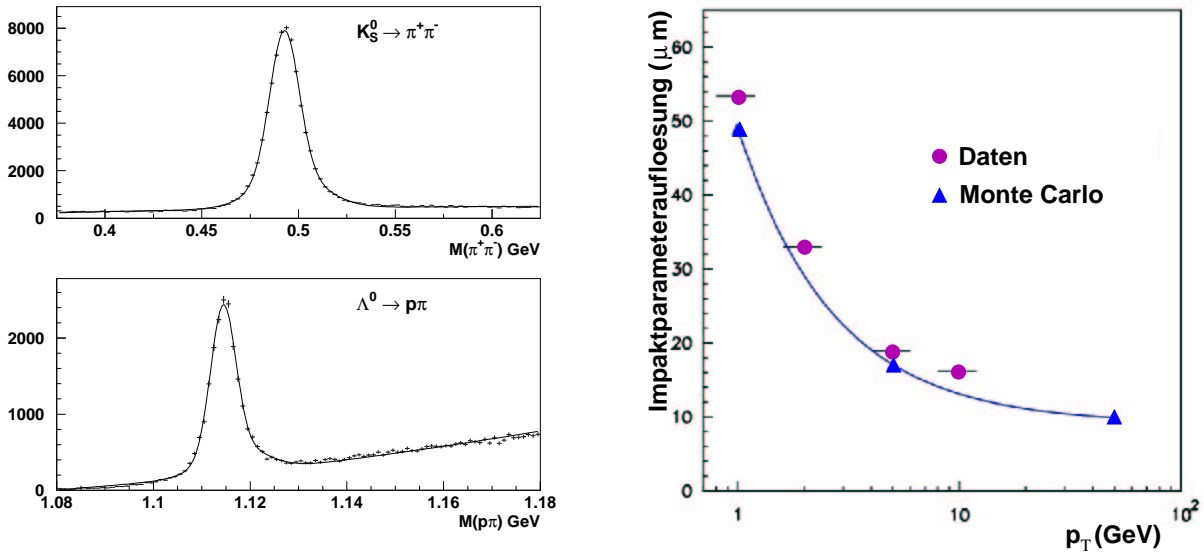


Abbildung 2.3: Invariante Massenverteilungen für die Zerfälle $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ und $\Lambda^0 \rightarrow p^+\pi^-$ [Kha03] (links) und Impaktparameterauflösung als Funktion von p_T für Myonen in Daten und Monte-Carlo [Hil03] (rechts).

$\pm 2.0^\circ$ angeordnet sind, wobei der Stereowinkel in alternierenden Lagen jeweils das Vorzeichen ändert. Die Fibern bestehen aus mit Acryl umhüllten Polystyrol und decken eine Region von $|\eta_{\text{det}}| < 2.0$ ab. Die Region $|\eta_{\text{det}}| < 1.6$ wird für den zentralen Spurtrigger (CTT) verwendet. Der innere Radius des CFT beträgt 19.5 cm, der äußere Radius 51.5 cm. Mit dem CFT wird eine räumliche Auflösung von 100 μm erreicht, die Nachweiswahrscheinlichkeit pro Fiberdublett beträgt $> 99\%$. Insgesamt ist der CFT aus 74000 Fibern aufgebaut.

Die Kalibration des Spurdetektors kann mit Hilfe von Meson- und Baryonresonanzen durchgeführt werden. Abbildung 2.3 (links) zeigt die invarianten Massenverteilungen der Zerfälle $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ und $\Lambda^0 \rightarrow p^+\pi^-$ [Kha03]. Die Massenauflösung beträgt 7 MeV/c^2 für den Zerfall des K_S und 3 MeV/c^2 im Falle des Λ^0 . Die Impaktparameterauflösung² des Spurdetektors ist in Abb. 2.3 (rechts) zu sehen [Hil03]. Die Auflösung beträgt etwa 55 μm für Myonen mit einem p_T von 1 GeV/c und 20 μm für Myonen mit $p_T = 10 \text{ GeV}/c$.

2.2.2 Der Solenoidmagnet

Um eine Krümmung der Spuren von geladenen Teilchen zu erreichen und somit eine Impulsmessung zu ermöglichen, befindet sich um die Spurdetektoren ein supraleitender Solenoidmagnet [DØ00], der ein Magnetfeld von 2 T erzeugt. Der 2.8 m lange Solenoidmagnet besteht aus zwei Lagen von Spulen, die einen mittleren Radius von 60 cm haben. Der Magnet, der bei einer Temperatur von 10 K betrieben wird, wird von einem Strom von 4.7 kA durchflossen und hat eine gespeicherte Energie von 5 MJ. Die relativen Schwankun-

²Der Impaktparameter ist der Abstand einer Spur zum primären Vertex in der transversalen Ebene.

gen des Magnetfeldes innerhalb des Spurvolumens sind kleiner als 0.5%. Diese Uniformität wird ohne ein magnetfeldformendes Eisenrückflußloch erreicht, indem zwei verschiedene Arten von Leitern mit höherer Stromdichte an den Enden der Spulen verwendet werden. Das Material des Solenoidmagneten zusammen mit der Kryostatwand entspricht etwa 1.1 Wechselwirkungslängen.

2.2.3 Das Kalorimeter

Das Kalorimeter des DØ-Detektors setzt sich aus drei Teilen zusammen, dem zentralen Kalorimeter (CC) und den beiden Endkappen (ECS und ECN). Jedes dieser drei Kalorimeter ist nochmal unterteilt in ein elektromagnetisches, feinhadronisches und grobhadronisches Kalorimeter. Zwischen den Kryostaten des CC und ECN bzw. ECS befindet sich der Interkryostat-Detektor (ICD). Eine Übersicht über die Anordnung der einzelnen Kalorimeterkomponenten ist in Abb. 2.4 zu sehen.

Das zentrale Kalorimeter besteht aus drei konzentrischen Hohlzylindern. Den innersten Ring bildet das elektromagnetische Kalorimeter (CEM). Es besteht aus vier Lagen abgereichertem Uran, die jeweils 3 mm dick sind. Als aktives Material zur Messung der durch Teilchenschauer entstehenden Ionisation wird flüssiges Argon verwendet. Die Driftzeit der Elektronen über den Abstand von 2.3 mm zur Elektrode beträgt ≈ 450 ns. Die Granularität eines Kalorimeters wird typischerweise in Einheiten von η und ϕ angegeben. Die

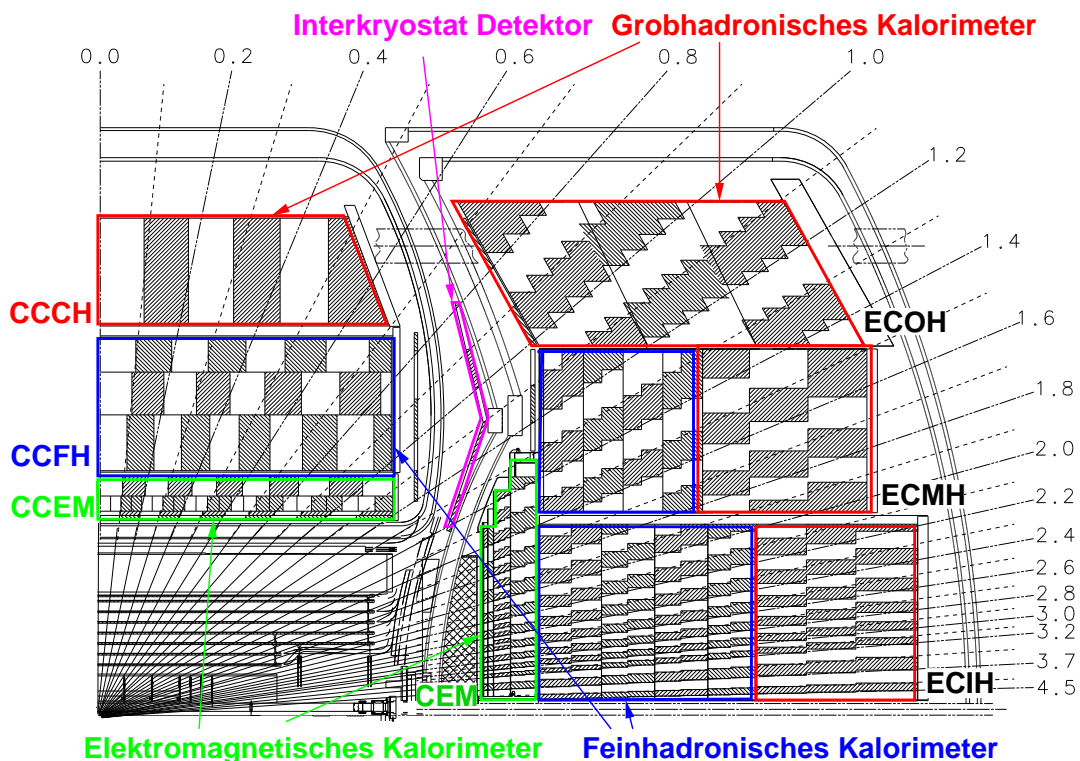


Abbildung 2.4: Querschnitt durch einen Quadranten des DØ-Detektors mit Anordnung der verschiedenen Kalorimeterkomponenten. Die angegebene Skala ist in Einheiten der Pseudorapidität η .

Lagen eins, zwei und vier des elektromagnetischen Kalorimeters haben eine Segmentierung von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 2\pi/64 \approx 0.1 \times 0.1$. Die Lage drei deckt die Region ab, in der ein typischer elektromagnetischer Schauer seine maximale Energie deponiert, und ist deswegen doppelt so fein in η und ϕ unterteilt. Insgesamt hat das elektromagnetische Kalorimeter eine Dicke von etwa 20.5 elektromagnetischen Strahlungslängen X_0 . Die Ausdehnung in z -Richtung beträgt 260 cm, womit eine Abdeckung bis $|\eta_{\text{det}}| \approx 1.0$ gewährleistet wird.

An das elektromagnetische Kalorimeter schließt sich das feinhadronische Kalorimeter (CCFH) an. Die drei Lagen des FH bestehen aus 6 mm dicken Platten einer Uran-Niob(2%)-Legierung. Damit entspricht es einer Dicke von 3.2 hadronischen Wechselwirkungslängen λ_0 . Die Segmentierung beträgt analog zum elektromagnetischen Kalorimeter 0.1 in $\Delta\eta$ und $\Delta\phi^3$. Als Absorbermaterial der Zellen des grobhadronischen Kalorimeters (CCCH) im Barrel-Bereich werden Kupferplatten der Dicke 46.5 mm verwendet. Dies entspricht ebenfalls einer Wechselwirkungslänge von 3.2 λ_0 . Zusammen mit den 0.8 λ_0 des EM ergibt sich somit für das CC eine komplette Dicke von 7.2 λ_0 senkrecht zur Strahlachse. Beide hadronischen Kalorimeter benutzen ebenfalls flüssiges Argon als aktives Material.

Eine gute Energieauflösung des Kalorimeters ist wichtig für viele Aspekte der bei DØ untersuchten Physik, z.B. beim Nachweis des Higgs-Bosons im Zerfall $H \rightarrow b\bar{b}$. Die Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters beträgt [DØ03b]

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.98}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus 0.042 . \quad (2.2)$$

Die Jetimpulsauflösung als Funktion des Jetimpulses für vier verschiedene Pseudorapiditätsbereiche ist in Abb. 2.5 gezeigt. Die relative Impulsauflösung beträgt im Zentralbereich 14.5% für einen transversalen Jetimpuls von 50 GeV/c und 8.5% für 250 GeV/c. Wie zu erwarten, ist die Impulsauflösung im Bereich $1.0 < |\eta_{\text{det}}| < 1.5$ aufgrund der Lücke zwischen den Kalorimetern (siehe unten) schlechter und beträgt 22% für Jetimpulse um 50 GeV/c und 15% für Jetimpulse im Bereich von 150 GeV/c.

Die elektromagnetischen Kalorimeter der Endkappen (ECEM) sind ebenfalls aus vier Lagen aufgebaut. Das Absorbermaterial der Zellen ist angereichertes Uran mit einer Dicke von jeweils 4 mm. Der innere Radius der Module beträgt 5.7 cm, der äußere variiert zwischen 84 und 104 cm. Zusammen ergeben die vier Lagen eine Dicke von 21.8 elektromagnetischen Strahlungslängen. Hinter den elektromagnetischen Kalorimetern befinden sich in den Endkappen die inneren hadronischen Kalorimeter (ECIH) mit einem inneren Radius von 3.9 cm. Der äußere Radius beträgt 86.4 cm. Für die vier Lagen des feinhadronischen Teils wird ebenfalls Uran als Absorbermaterial verwendet. Die einzelnen Absorberplatten haben eine Dicke von 6 mm und entsprechen jeweils 1.1 hadronischen Wechselwirkungslängen. Im grobhadronischen Teil wird Edelstahl als Absorber verwendet. Die Plattendicke beträgt 46.5 mm (4.1 λ_0). Das ECIH ist vom Ring des mittleren hadronischen Kalorimeters (ECMH) umschlossen. Dieses besteht ebenfalls aus vier Ausleaselagen im feinhadronischen (0.9 λ_0 pro Lage) und einer Lage im grobhadronischen Teil (4.4 λ_0). Ganz außen werden die Endkappen von einem aus drei Lagen Edelstahl bestehenden grobhadronischen Kalorimeter (ECOH) abgeschlossen. Insgesamt besteht das komplette Kalorimeter aus etwa 55000 Auslesekanälen.

³Eine Einheit $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$, die sich über alle Lagen des Kalorimeters erstreckt, wird Kalorimeterturm genannt.

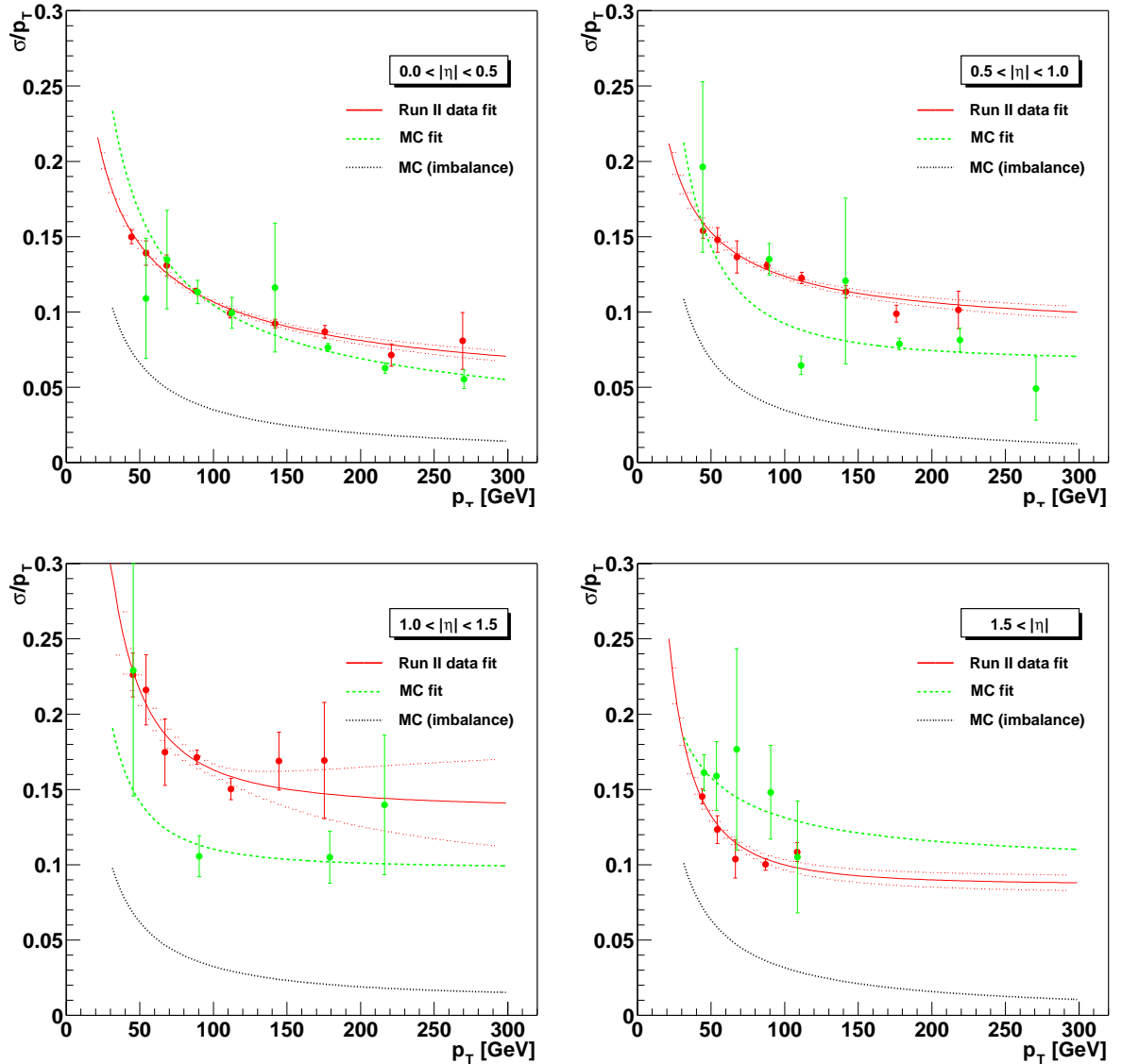


Abbildung 2.5: Jetenergieauflösung als Funktion des transversalen Jetimpulses für vier verschiedene Pseudorapitätsregionen für Daten (durchgezogen) und Monte-Carlo (gestrichelt) [DØ03b]. Die gepunkteten Linien zeigen die Auflösung aufgrund des intrinsischen Ungleichgewichts der Ereignisse.

Um eine Energiemessung in den Lücken zwischen den Kryostaten zu ermöglichen, befindet sich dort der Interkryostat-Detektor [DØ97a]. Der ICD besteht aus einer Lage von Plastikszintillatoren, die ebenfalls eine Unterteilung von 0.1×0.1 in $\Delta\eta$ und $\Delta\phi$ haben und etwa 13 mm dick sind.

Zur Verbesserung der Diskriminierung von Pionen gegenüber Elektronen und Photonen und um elektromagnetische Schauer für Energieverluste im Solenoidmagnet zu korrigieren, befindet sich vor dem zentralen Kalorimeter der zentrale Vorschauerdetektor (CPS) [DØ96b] und vor den Endkappen die Vorwärtsvorschauerdetektoren (FPS) [DØ98b]. Die Vorschauerdetektoren können als Lage 0 des elektromagnetischen Kalorimeters angesehen werden. Der CPS besteht aus drei Lagen szintillierender Streifen, die neben der Energie-

messung auch eine genaue Positionsmessung ermöglichen, und deckt einen Bereich von $-1.2 < \eta_{\text{det}} < 1.2$ ab. Die Vorwärtsvorschauerdetektoren befinden sich auf den Innenseiten der Endkappenkryostaten und erlauben eine Vermessung im Pseudorapiditätsbereich von $1.4 < |\eta_{\text{det}}| < 2.5$. Der FPS besteht aus zwei Lagen von szintillierenden Fasern.

2.2.4 Das Myonsystem

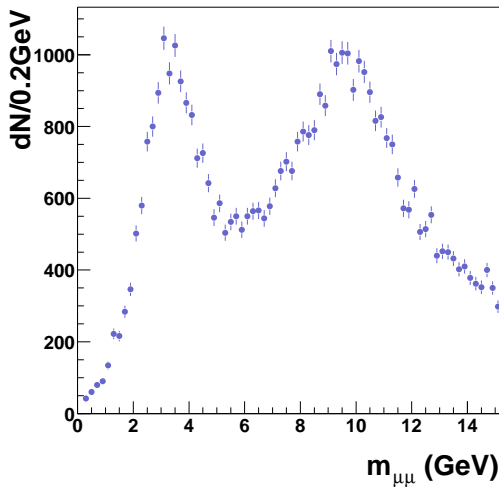


Abbildung 2.6: Lokal im Myonsystem gemessene Zweimyonenmasse für $m_{\mu\mu} < 15 \text{ GeV}/c^2$.

10% Methan (CH_4) gefüllt sind. Die Röhren bestehen aus einem Aluminiummantel mit einem Anodendraht aus mit Gold beschichtetem Wolfram. Die Anodenspannung beträgt 5 kV, die Kathodenspannung 2.5 kV. Die Driftröhren sind in Kammern zusammengefaßt, die zwischen 14 und 24 Röhren breit sind und in der Länge von 191 bis 579 cm variieren. Lage A besteht aus vier Schichten von Driftröhren pro Kammer, Lagen B und C haben jeweils drei Schichten. Zusätzlich befinden sich im Zentralbereich eine Lage von Myonszintillationsdetektoren vor Lage A und eine hinter Lage C. Diese Szintillatoren werden aufgrund ihrer schnellen Signalantwort im Myontrigger system verwendet.

Im Zentralbereich des Myondetektorsystems fehlen zwischen $\phi = 4$ und $\phi = 5.5$ teilweise Lagen im Myonsystem. In diesem Bereich unterhalb des Detektors befinden sich die tragenden Elemente für das Kalorimeter, so daß dort kein Platz für eine komplette Abdeckung mit Myonkammern zur Verfügung steht.

Im Vorwärtsbereich ist das Myonsystem aus Minidriftröhren (MDT) aufgebaut. Diese Plastikröhren haben einen Querschnitt von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ und sind mit dem gleichen Gasgemisch gefüllt wie die PDT's. Die Schichtung der einzelnen Lagen ist analog zum Zentralbereich. Jede Lage im Vorwärtsbereich hat zusätzlich noch eine Lage von Szintillatoren, die eine Segmentierung von 0.1×0.08 in $\Delta\eta \times \Delta\phi$ haben und wiederum als Myontrigger verwendet werden.

Das Myonsystem [DØ96c] des DØ-Detektors ist in einen Zentral- ($|\eta_{\text{det}}| < 1$) und einen Vorwärtsbereich ($1 < |\eta_{\text{det}}| < 2$) unterteilt. Beide Bereiche bestehen aus drei Lagen (A, B und C), von denen sich die innerste Lage A innerhalb eines Toroidmagnetsystems (siehe Kapitel 2.2.5) befindet, wohingegen die Lagen B und C außerhalb der Magneten sind. Die Toroidmagneten ermöglichen so eine vom Spurdetektor unabhängige Impulsmessung der Myonen. Abbildung 2.6 zeigt die invariante Zweimyonenmasse im Massenbereich unterhalb von $15 \text{ GeV}/c^2$, wie sie im Myonsystem alleine gemessen wird. Die J/ψ - und Υ -Resonanz sind deutlich zu erkennen.

Die zentralen Myonkammern bestehen aus Proportionaldriftröhren (PDT), die mit einem Gemisch aus 80% Argon, 10% Freon (CF_4) und

2.2.5 Die Toroidmagneten

Die Toroidmagneten [DØ00] bestehen aus drei Teilen, die sich zwischen den Lagen A und B des Myonsystems befinden. Die Toroidmagneten sind aufgeteilt in einen zentralen Magneten und jeweils einen Magneten in den beiden Vorwärtsbereichen. Der zentrale Toroidmagnet ist in einem Abstand von 317.5 cm von der Strahlröhre des Tevatrons zentriert. Die beiden Vorwärtstoroidmagneten befinden sich in einem Abstand $447 \text{ cm} \leq |z| \leq 600 \text{ cm}$ vom Mittelpunkt des Detektors. Sowohl der Zentral- als auch die Vorwärtsmagneten werden bei einer Stromstärke von 1500 A betrieben. Das dadurch im Eisen des Zentraltoroiden erzeugte Magnetfeld beträgt im Mittel 1.8 T, wohingegen das Magnetfeld in den Vorwärtsmagneten im Mittel 1.75 T beträgt.

2.2.6 Luminositätsmonitor

Die Hauptaufgabe des Luminositätsmonitors ist die Messung der vom Tevatron dem DØ-Experiment gelieferten Luminosität. Die Messung der Luminosität ist für fast alle Physikanalysen notwendig. Um eine Bestimmung der Luminosität durchzuführen, werden von den Luminositätsmonitoren nicht-diffraktive inelastische Kollisionen gezählt. Die Anzahl dieser Kollisionen wird in etwa jede Minute ausgelesen, so daß für jede dieser Zeiteinheiten von ungefähr einer Minute die Luminosität bestimmt werden kann. Jede dieser Zeiteinheiten, die als Luminositätsblock bezeichnet wird, erhält eine eindeutige Nummer (LBN⁴), mit deren Hilfe später die integrierten Luminositäten für die Analyse berechnet werden [DØ03c]. Um aus der Anzahl dieser Kollisionen die Luminosität bestimmen zu können, muß der Wirkungsquerschnitt für diese nicht-diffraktiven inelastischen Kollisionen bekannt sein. Diese Wirkungsquerschnitte wurden von den Experimenten E710 [Amo90] und CDF [CDF94] gemessen. Die Unsicherheit der Luminosität aufgrund dieser Messungen beträgt 4.6%. Da keine Messungen des Wirkungsquerschnittes bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ vorliegen, müssen die Messungen von 1.8 TeV auf diese Schwerpunktsenergie extrapoliert werden, was aber wegen der logarithmischen Abhängigkeit von der Strahlenergie keine größeren Unsicherheiten beinhaltet. Die Gesamtunsicherheit aufgrund von Detektorakzeptanz und -effizienz beträgt 6.5% [DØ04b].

Eine weitere Aufgabe der Luminositätsmonitore ist eine Messung der instantanen Luminosität, der Strahlhaloraten und eine Vermessung der Strahloptik. Um dies zu gewährleisten, ist eine gute Zeitauflösung der Luminositätsmonitore notwendig. Die Ankunftszeiten an den an entgegengesetzten Enden des Detektors aufgestellten Monitoren kann dann verwendet werden, um eine Bestimmung der z-Vertexposition durchzuführen. Die instantane Luminosität wird aus dem Zählen von Strahlkreuzungen mit $|v_z| < 100 \text{ cm}$ gewonnen, wohingegen der Halo des Strahls aus Strahlkreuzungen im Bereich $|v_z| \approx 140 \text{ cm}$ gewonnen wird [DØ97b].

Um all dies zu bewerkstelligen, sind die Luminositätsmonitore aus jeweils 24 im Kreis angeordneten Szintillatoren aufgebaut, auf die auf der Frontseite pro Szintillator ein Photomultiplier angebracht ist. Die beiden Monitore sind auf den Innenseiten der Endkappenkalorimeter installiert und befinden sich dadurch in z-Richtung 135 cm vom Zentrum des DØ-Detektors entfernt. Die Luminositätsmonitore decken somit einen Pseudorapi-

⁴engl. *Luminosity Block Number*.

ditätsbereich von $2.7 < |\eta_{\text{det}}| < 4.4$ ab. Aus Monte-Carlo-Studien ergibt sich eine Akzeptanz von $(98 \pm 1)\%$ für nicht-diffraktive inelastische Wechselwirkungen [DØ97b].

2.2.7 Trigger und Datenerfassung

Aufgrund der hohen Wechselwirkungsrate und großen Anzahl von Auslesekanälen ist es nicht möglich, alle Ereignisse aufzuzeichnen. Um eine Reduzierung dieser enorm hohen Datenrate ($\sim 2.5 \cdot 10^6$ Hz) zu erreichen, müssen schon frühzeitig nicht relevante Ereignisse aussortiert werden. Dazu existiert ein dreistufiges Triggersystem, dessen Aufgabe es ist, eine sukzessive Reduzierung der Datenrate bei gleichzeitiger Auswahl interessanter Ereignisse zu erreichen.

Die erste Stufe des Triggers (Level 1) benutzt Informationen aus dem Kalorimeter, dem zentralen Spurdetektor, den Vorschauerdetektoren und den Myonkammern. Da nur eine extrem kurze Zeit ($\sim 5 \mu\text{s}$) für eine Triggerentscheidung auf Level 1 Ebene zur Verfügung steht, wird die Triggerentscheidung von dedizierten Prozessoren getroffen. Die Triggeralgorithmen sind in digitalen Logikbausteinen (FPGA's⁵) implementiert. Die einzelnen Subdetektoren liefern dazu simple Objekte, auf denen die Level 1 Triggerentscheidung aufgebaut wird. Elektronen werden z.B. aufgrund der in den elektromagnetischen Kalorimetertriggertürmen deponierten transversalen Energie selektiert. Diese Triggertürme haben eine Segmentierung von 0.2×0.2 in $\Delta\eta \times \Delta\phi$. Für die Identifizierung von Jets wird die Energie im hadronischen Teil der Triggertürme hinzugenommen. Myonen können anhand der Treffer in den Szintillatoren des Myonsystems erkannt werden. Zusätzlich können Informationen aus den Driftröhren und dem zentralen Spurdetektor hinzugenommen werden. Dabei ist eine Unterteilung der Information in verschiedene Pseudorapiditätsregionen möglich, verschiedene p_T -Schwellen oder unterschiedliche Spurqualitätskriterien können eingestellt werden. Die erste Triggerstufe ermöglicht so eine Reduzierung der Datenrate auf etwa 2 kHz.

Aufgrund der reduzierten Ereignisrate hat die zweite Triggerstufe (Level 2) etwa $100 \mu\text{s}$ Zeit, eine Triggerentscheidung zu fällen. Die Level 1 Information von jeder Detektorkomponente wird in Vorprozessoren in physikalische Objekte, z.B. lokale Energiedepositionen (Cluster) oder Spuren, umgewandelt, die dann an den globalen Prozessor weitergeleitet werden. Der globale Prozessor erlaubt eine Verknüpfung der Information verschiedener Subdetektoren für das gleiche physikalische Objekt (z.B. Spurfindung für Kalorimetercluster) oder die Korrelation zwischen verschiedenen Objekten (z.B. Berechnung der invarianten Masse zweier Kalorimetercluster). So kann eine Reduzierung der Ereignisrate auf 1 kHz erzielt werden.

Die dritte Triggerstufe (Level 3) ist ein reiner Software-Trigger. Bei einer positiven Triggerentscheidung von Level 2 wird die komplette Detektorinformation für das Ereignis an Level 3 geleitet und das Ereignis innerhalb von 200 ms auf einer Computerfarm fast vollständig rekonstruiert. Ereignisfilter suchen in dem Ereignis z.B. nach Elektronen, Myonen oder interessanten Topologien und senken so die Rate auf 20–50 Hz. Die Handhabung der von Level 3 akzeptierten Daten wird im nächsten Unterkapitel genauer besprochen.

Zur Selektion der Ereignisse können bis zu 128 verschiedene Trigger für Level 1 definiert

⁵Field Programmable Gate Array.

werden. Diese Trigger können dann mit den verschiedenen Level 2 Triggern und den unterschiedlichen Filtern auf Level 3 kombiniert werden. Als Auswahlkriterien können unter anderem Elektronen, Myonen, Jets, fehlende Energie oder Spuren verwendet werden. Eine Zusammenstellung verschiedener Trigger, die parallel zur Datennahme eingesetzt werden, wird als Triggerliste bezeichnet.

2.2.8 Datenspeicherung und Ereignisrekonstruktion

Alle von Level 3 akzeptierten Daten werden an den sogenannten *Collector/Router* weitergeleitet. Dieser verteilt die Daten je nach ihrer Bestimmung an verschiedene Systeme. Die Daten, die für die Verwendung in Physikanalysen bestimmt sind, werden an den *Data-Logger* gesendet. Ein Teil der dem Data-Logger weitergeleiteten Ereignisse werden zusätzlich an den *Data-Distributor* gesendet, der sie der Online-Überwachung des Detektors zur Verfügung stellt. Vom Data-Logger werden die Rohdaten auf Festplatte geschrieben, um von dort dann auf Magnetbänder kopiert zu werden.

Die Rohdaten werden mit dem Programmpaket dØreco ereignisweise rekonstruiert. Dabei werden die Signale aus den einzelnen Subdetektoren zu physikalischen Objekten zusammengebaut. So werden z.B. aus den einzelnen Kalorimeterzellen elektromagnetische Cluster oder Jets gebildet. Treffer in den Spurdetektoren werden zu Teilchenspuren zusammengesetzt, ebenso werden Myonkandidaten aus den Treffern in den Driftröhren und Szintillatoren rekonstruiert. Zu den einzelnen Objekten werden physikalisch relevante Größen zugeordnet, zu denen unter anderem Impuls, Energie, Ort, Ladung und Schauerprofile zählen.

Die Daten werden von dØreco in zwei Versionen zur Verfügung gestellt. Die DST's⁶ enthalten die komplette Information über ein Ereignis, wohingegen in den TMB's⁷ nur eine komprimierte Auswahl an Daten zur Verfügung steht, um die Größe eines Ereignisses von etwa 150 kb auf 20 kb zu verringern.

In dieser Arbeit werden Ereignisse verwendet, die mit verschiedenen Versionen des Programmes dØreco rekonstruiert sind. Auf die Rekonstruktionseffizienzen für die verschiedenen Physikobjekte, die mit den p14-Rekonstruktionsversionen erreicht werden, wird in Kapitel 4 im Detail eingegangen.

⁶engl. **D**ata **S**torage **T**ape.

⁷engl. **T**humb**n**ail.

Kapitel 3

Phänomenologie in $p\bar{p}$ -Kollisionen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den für diese Arbeit interessanten Prozessen, die bei $p\bar{p}$ -Kollisionen auftreten können. Zunächst werden allgemeine Begriffe, die im Zusammenhang mit $p\bar{p}$ -Kollisionen stehen, erklärt und die Monte-Carlo-Simulation beschrieben. Daran anschließend werden die Produktions- und Zerfallsprozesse für Higgs-Bosonen sowohl im Standardmodell als auch in alternativen Modellen diskutiert. Ebenso wird auf die entsprechenden Mechanismen für supersymmetrische Teilchen eingegangen. Darauf aufbauend ergeben sich die bei diesen Prozessen vorhandenen Ereignistopologien. Am Schluß des Kapitels werden die im Rahmen des Standardmodells für diese Topologien erwarteten Untergrundprozesse diskutiert.

3.1 Allgemeine Begriffe

Um die Eigenschaften von $p\bar{p}$ -Kollisionen zu verstehen, sollen zunächst einige grundlegende Begriffe geklärt werden, die in Verbindung mit den dabei untersuchten Prozessen auftauchen.

3.1.1 Luminosität

Die Zählrate \dot{N} eines Prozesses ist proportional zu dessen Wirkungsquerschnitt σ :

$$\dot{N} = \mathcal{L} \cdot \sigma \quad (3.1)$$

Der Proportionalitätsfaktor ist die Luminosität \mathcal{L} . Um eine möglichst hohe Ereignisrate zu erhalten, ist eine hohe Luminosität wünschenswert. Die Luminosität bei $p\bar{p}$ -Kollisionen läßt sich aus der Anzahl der Protonen N_p und Antiprotonen $N_{\bar{p}}$ pro Strahlpaket nach

$$\mathcal{L} = f \cdot \frac{N_p \cdot N_{\bar{p}}}{A_{\text{eff}}} \quad (3.2)$$

berechnen, wobei f die Wechselwirkungsrate und $A_{\text{eff}} = 4\sigma_x\sigma_y$ die effektive Reaktionsfläche ist. Die Wechselwirkungsrate f kann aus der Anzahl der Teilchenpakete j , der Umlaufgeschwindigkeit v und dem Beschleunigerumfang U durch $f = j \cdot v / U$ berechnet werden. Die Luminosität wird in $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ gemessen.

Die Anzahl N der Ereignisse eines Prozesses erhält man durch Integration der Zählrate \dot{N} über die Zeit:

$$N = \int \mathcal{L} dt \cdot \sigma \quad (3.3)$$

Dabei wird die Größe $\int \mathcal{L} dt$ als integrierte Luminosität bezeichnet. Eine häufig im Zusammenhang mit Luminosität und Wirkungsquerschnitten verwendete Einheit ist das barn (1 barn = 1 b = 10^{-28} m² = 10^{-24} cm²).

3.1.2 Strukturfunktionen

Die zur Kollision gebrachten Protonen und Antiprotonen bestehen nicht nur aus den drei Valenzquarks, sondern enthalten dazu noch Seequarks und Gluonen. Der Gesamtimpuls von 980 GeV/c verteilt sich somit auf alle diese Konstituenten, die jeweils einen Impulsanteil x des Gesamtimpulses tragen. Die bei einer Wechselwirkung zur Verfügung stehende Energie ist also nicht die komplette Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, sondern $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2 s}$, wobei x_1 und x_2 die Impulsanteile der an der Wechselwirkung teilnehmenden Partonen sind. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung der Proton–Antiproton–Wechselwirkung $p\bar{p} \rightarrow \ell\ell X$.

Um theoretische Rechnungen durchführen und um die Kollisionen im Monte–Carlo richtig beschreiben zu können, müssen die Impulsverteilungen der einzelnen Komponenten der Protonen und Antiprotonen bekannt sein. Aus Experimenten können die Parton–Dichte–Funktionen (PDF¹) $f_q(x)$ innerhalb eines Protons oder Antiprotons bestimmt werden. $f_q(x) dx$ gibt demnach die Wahrscheinlichkeit an, ein Parton q mit einem Impulsanteil zwischen x und $x+dx$ zu finden. Die Summe über alle Partonimpulse muß den Gesamtimpuls des Protons bzw. Antiprotons ergeben. Somit gilt

$$\sum_q \int_0^1 x f_q(x) dx = 1 . \quad (3.4)$$

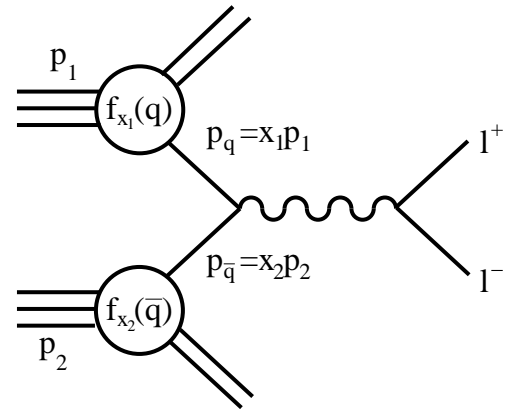


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Proton–Antiproton–Wechselwirkung $p\bar{p} \rightarrow \ell\ell X$.

Die aus Experimenten gewonnenen Daten werden parametrisiert, um den komplizierten Aufbau der Protonen und Antiprotonen zu beschreiben. Für diese Parametrisierungen gibt es verschiedene Ansätze. Für das im Rahmen dieser Arbeit benutzte Monte–Carlo werden die Strukturfunktion CTEQ4L², CTEQ5L und CTEQ5M verwendet [CTE99]. Der Wirkungsquerschnitt einer Proton–Antiproton–Wechselwirkung gemäß Abb. 3.1 in führender Ordnung ist dann gegeben durch

$$\frac{ds}{dQ^2}(p\bar{p} \rightarrow \ell\ell X) = \frac{1}{3} \frac{1}{3} 3 \sum_q \int dx_1 \int dx_2 f_q(x_1) f_{\bar{q}}(x_2) \frac{d\hat{s}}{dQ^2} . \quad (3.5)$$

¹engl. **P**arton **D**ensity **F**unction

²Coordinated **T**heoretical–**E**xperimental Project on **Q**CD.

Der Wirkungsquerschnitt \hat{s} des Subprozesses $q\bar{q} \rightarrow \ell\ell$ (harter Streuprozess) ergibt sich aus

$$\hat{s} = \frac{4\pi\alpha^2}{3Q^2} e_q^2. \quad (3.6)$$

Mit $Q^2 = \hat{s} = (p_q + p_{\bar{q}})^2$ ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\hat{s}}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3Q^2} e_q^2 \delta(Q^2 - \hat{s}). \quad (3.7)$$

Die Faktoren $1/3$ in Gleichung (3.5) mitteln über die Farbladungen der Quarks und Antiquarks im Anfangszustand, wohingegen der Faktor 3 der Summation über alle möglichen Farbkombinationen zur Bildung eines farbneutralen Photons Rechnung trägt.

Summiert man über alle Partonen innerhalb der Protonen und Antiprotonen, erhält man die Strukturfunktionen der tief-inelastischen Streuung ($ep \rightarrow eX$)

$$F_2(x) = \sum_q f_q(x) \cdot x \cdot e_q^2 \quad \text{und} \quad (3.8)$$

$$F_1(x) = \frac{1}{2x} \cdot F_2(x).$$

Um die Gluonen innerhalb eines Protons oder Antiprotons zu berücksichtigen, müssen allerdings zusätzliche Beiträge zu den Strukturfunktionen hinzugenommen werden. So kann z.B. das an der Streuung teilnehmende Quark mit Impulsanteil x von einem Quark mit Impulsanteil y stammen, das ein Gluon abgestrahlt hat ($q \rightarrow qg$). Ebenso müssen Beiträge $g \rightarrow q\bar{q}$ und $g \rightarrow gg$ betrachtet werden. Die Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktionen der Quarks $q_i(x, Q^2)$ bzw. der Gluonen $g(x, Q^2)$ ist durch die Altarelli-Parisi Gleichungen

$$\frac{d q_i(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(q_i(y, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) \right) \quad \text{und} \quad (3.9)$$

$$\frac{d g(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\sum_i q_i(y, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) \right) \quad (3.10)$$

gegeben. Die Faktoren $P_{\alpha\beta}(x/y)$ ($\alpha, \beta = q, g$) geben die Wahrscheinlichkeit an, Parton α mit Impulsanteil x zu finden, welches von Parton β mit Impulsanteil y stammt. Insbesondere gilt für ein Quark, das ein Gluon abgestrahlt hat,

$$P_{qq}(z = x/y) = \frac{4}{3} \left(\frac{1+z^2}{1-z} \right). \quad (3.11)$$

3.1.3 ISR und FSR

Bei den Kollisionen kann es vorkommen, daß neben den bei der harten Wechselwirkung entstehenden Reaktionsprodukten noch zusätzliche Jets entstehen. Dies kann z.B. durch die Abstrahlung eines Gluons durch ein Quark geschehen. Findet diese Abstrahlung vor der eigentlichen Wechselwirkung statt, spricht man von Abstrahlung im Anfangszustand (ISR³). Ebenso kann diese Abstrahlung erst nach der Wechselwirkung stattfinden, wodurch man eine Abstrahlung im Endzustand (FSR⁴) erhält.

³engl. **I**nitial **S**tate **R**adiation.

⁴engl. **F**inal **S**tate **R**adiation.

3.1.4 Fragmentation

Die bei einer Reaktion erzeugten Quarks und Antiquarks können nicht als freie Teilchen existieren, sondern müssen farbneutrale Zustände, Baryonen oder Mesonen, bilden. Der Übergang von den Quarks zu den farbneutralen Hadronen wird als Fragmentation bezeichnet. Die sogenannten Fragmentationsfunktionen $D_q^h(z)$ geben die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Quark q zu einem Hadron h fragmentiert, das den Impulsanteil z des Quarks trägt. Ebenso wie die Strukturfunktionen stellen die Fragmentationsfunktionen eine Parametrisierung des tatsächlich ablaufenden Prozesses dar.

3.1.5 K-Faktoren

Wirkungsquerschnitte wie in Gleichung (3.5) werden zunächst in niedrigster Ordnung (LO^5) berechnet, d.h. es werden nur Feynman-Diagramme ohne Schleifen und ohne Abstrahlung von Gluonen oder Photonen betrachtet. Einen genaueren Wert für die Wirkungsquerschnitte erhält man, wenn die Beiträge höherer Ordnung noch hinzugenommen werden. Beiträge in der zweitniedrigsten Ordnung werden als *next-to-leading order* (NLO), die nächsthöhere Ordnung als *next-to-next-to-leading order* (NNLO) bezeichnet. Abbildung 3.2 (a) zeigt das Feynman-Diagramm der niedrigsten Ordnung für den Prozeß $\gamma \rightarrow q\bar{q}$. Die Abb. 3.2 (b) und (c) zeigen die reellen NLO-Beiträge zu diesem Prozeß. Die Interferenzterme der Diagramme mit virtuellen Gluon-Schleifen (Abb. 3.2 (d)–(f)) mit dem LO-Diagramm (a) liefern ebenfalls Beiträge der Ordnung α_s (NLO). Den exakten Wert für den Wirkungsquerschnitt erhält man durch Berücksichtigung aller möglichen Korrekturen höherer Ordnung. Da teilweise schon die Berechnung der Feynman-Diagramme in der niedrigsten Ordnung sehr aufwendig ist, sind für die meisten Prozesse nur NLO-Berechnungen der Wirkungsquerschnitte vorhanden. Für einige Prozesse sind trotzdem schon NNLO-Berechnungen durchgeführt worden. Das Verhältnis des NLO-Wirkungsquerschnittes σ_{NLO} eines Prozesses zum Wirkungsquerschnitt σ_{LO} in führender Ordnung

$$K = \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_{LO}} \quad (3.12)$$

wird als K-Faktor bezeichnet. Der K-Faktor für das Verhältnis des Wirkungsquerschnittes in NNLO-Berechnungen σ_{NNLO} zu σ_{LO} erhält die Bezeichnung K_{NNLO} .

3.1.6 Überlagerte Ereignisse und Pile-Up

Neben der harten Wechselwirkung finden bei jeder Strahlkreuzung auch noch eine Reihe zusätzlicher Wechselwirkungen statt. Der Wirkungsquerschnitt für diese inelastischen Wechselwirkungen, die auch als überlagerte Ereignisse⁶ oder *minimum-bias* Ereignisse bezeichnet werden, beträgt etwa $\sigma_{inel} = 70$ mb. Damit liegt der inelastische Wirkungsquerschnitt um viele Größenordnungen oberhalb der Wirkungsquerschnitte für die relevanten Prozesse wie z.B. die W^- , Z^- oder Higgs-Produktion. Abbildung 3.3 zeigt neben dem totalen Wirkungsquerschnitt die Wirkungsquerschnitte in Proton-(Anti)Proton-Wechselwirkungen für einige ausgewählte Prozesse als Funktion der Schwerpunktsenergie.

⁵engl. *Leading Order*.

⁶engl. *Underlying events*.

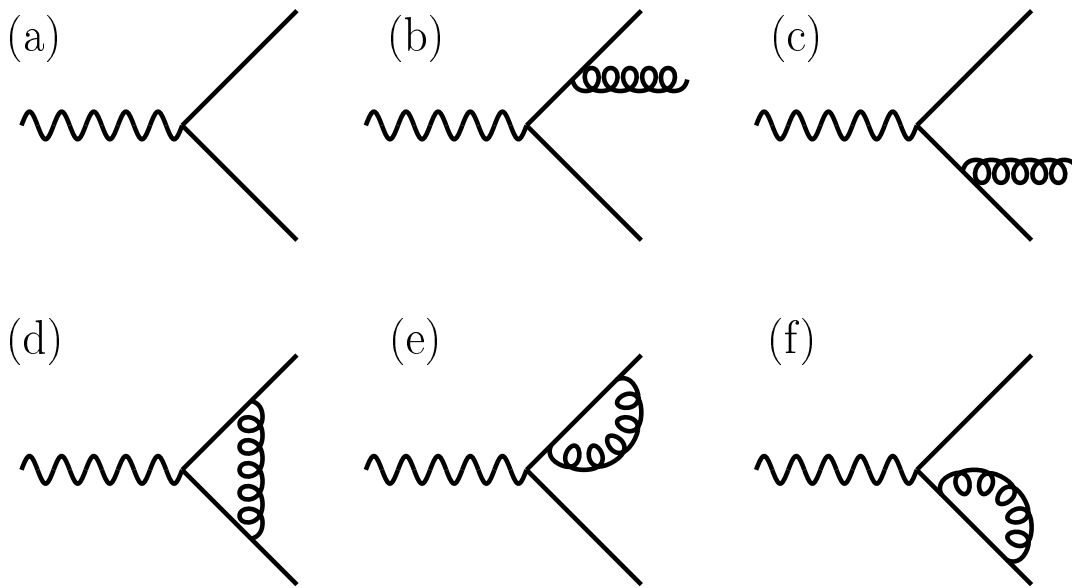


Abbildung 3.2: (a) Feynman–Diagramm in führender Ordnung für den Prozess $\gamma \rightarrow q\bar{q}$. Die Diagramme (b) und (c) liefern reale Beiträge zur Ordnung α_s . Die Interferenz der Diagramme (d)–(f) mit Diagramm (a) tragen ebenfalls zur Ordnung α_s bei.

Die Anzahl der überlagerten Ereignisse steigt mit zunehmender Luminosität. Der Erwartungswert liegt bei 0.8 für eine Luminosität von $30 \cdot 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ und bei 1.5 für eine Luminosität von $50 \cdot 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Diese Reaktionen sind durch niedrige Impulsüberträge gekennzeichnet, können aber trotzdem eine Signatur in den verschiedenen Subdetektoren hinterlassen.

Ebenso können Energiedepositionen von vorangegangenen Kollisionen noch nicht wieder vollständig abgeklungen sein. So kommt es dazu, daß diese Ladungen, die von Reaktionen aus zurückliegenden Strahlkreuzungen stammen, aufgesammelt werden. Dieser Effekt wird als Pile–Up bezeichnet.

3.2 Monte–Carlo–Simulation

Eine gute Monte–Carlo–Simulation der Ereignisse ist ein wichtiger Bestandteil einer Analyse, da mit Hilfe der generierten Ereignisse Signaleffizienzen bestimmt werden können. Ebenso können Vorhersagen für im Rahmen des Standardmodells erwartete Anzahlen an Untergrundereignissen gemacht werden.

Die Generierung der Monte–Carlo–Ereignisse ist in vier Schritten aufgebaut. Zunächst wird der physikalische Prozeß generiert. Danach erfolgt eine zweistufige Simulation des Detektors, woran sich die Rekonstruktion der Ereignisse anschließt, die analog der Datenrekonstruktion erfolgt.

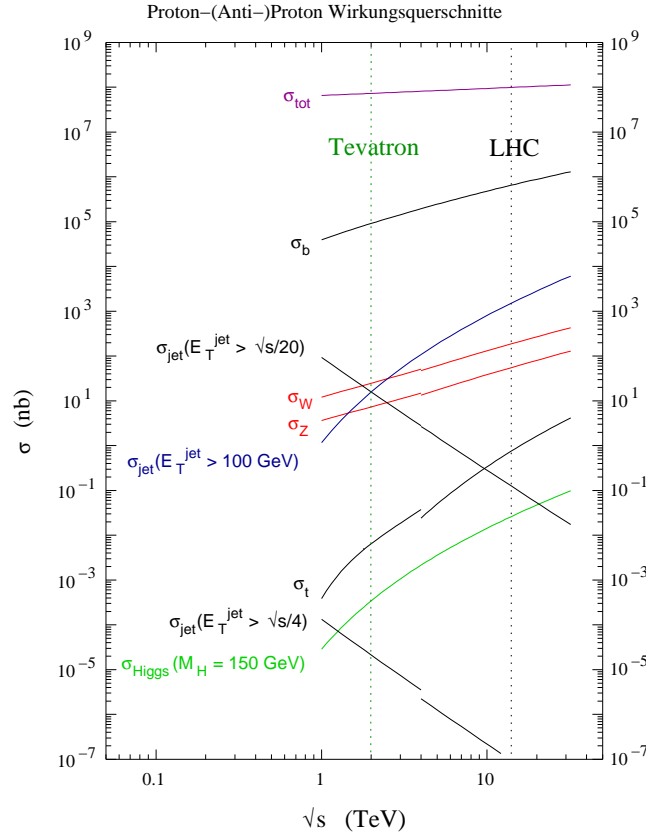


Abbildung 3.3: Ausgewählte Wirkungsquerschnitte in Proton-(Anti)Proton-Wechselwirkungen als Funktion der Schwerpunktsenergie.

3.2.1 Physiksimulation

Die Higgs-Ereignisse und alle Untergrundprozesse sind mit dem Programm PYTHIA [Sjö01] generiert. PYTHIA ist ein Generator, der es ermöglicht, alle im Standardmodell enthaltenen Prozesse zu simulieren, die bei e^+e^- , pp , $p\bar{p}$ und ep -Kollisionen auftreten können. Darüberhinaus ist es auch möglich, ein breites Spektrum an Prozessen zu generieren, die auf Theorien basieren, die über das Standardmodell hinausgehen. Alle SUSY-Ereignisse sind deshalb ebenfalls mit PYTHIA simuliert.

Alle Ereignisse sind mit der Version 6.202 von PYTHIA generiert. Das dem Generator zugrundeliegende Fragmentationsmodell ist JETSET, das mittlerweile vollständig in PYTHIA integriert worden ist und nicht mehr als eigenständiges Programm existiert. Für die Zerfälle von τ -Leptonen wird das Programmpaket TAUOLA [Gol00] verwendet.

Die Simulation einer $p\bar{p}$ -Kollision startet mit jeweils einem Proton und Antiproton aus den kollidierenden Strahlen. Ein Parton aus jedem dieser zwei Teilchen beginnt dann einen Schauer (ISR), der sich z.B. aus mehreren Prozessen der Form $q \rightarrow qg$ zusammensetzt. Jeweils ein Parton aus diesen beiden Schauern nimmt dann am harten Streuprozess teil. Dieser harte Streuprozess hat in der Regel zwei einlaufende und auch wieder zwei auslaufende Partonen. Die auslaufenden Partonen sind normalerweise die Zerfallsprodukte einer kurzlebigen Resonanz, zu denen unter anderem W -, Z - und Higgs-Bosonen aber

auch supersymmetrische Teilchen wie Charginos und Neutralinos zählen. Die auslaufenden Partonen können ebenso wie die einlaufenden Partonen einen Schauer bilden (FSR). Aufgrund des Confinement bilden auslaufende Quarks und Gluonen farbneutrale Hadronen, die dann ebenfalls wieder zerfallen, falls es sich um kurzlebige Teilchen handelt. Neben dem harten Streuprozeß können auch noch semiharte Wechselwirkungen zwischen den Überresten der Protonen und Antiprotonen stattfinden.

Für die meisten Prozesse ist das Matrixelement des harten Streuprozesses in führender Ordnung implementiert. Dies entspricht dem Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}$ aus Gleichung (3.6). Der gesamte Wirkungsquerschnitt ergibt sich analog Gleichung (3.5). Durch die Implementierung des exakten Matrixelementes werden Korrelationen zwischen den auslaufenden Teilchen, wie sie etwa im Zerfall $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ vorkommen, richtig wiedergegeben.

Um eine exakte Beschreibung von ISR und FSR zu erhalten, müssen die Feynman-Diagramme in jeder Ordnung berechnet werden. Dies berücksichtigt die komplette Kinematik und sowohl Interferenz- als auch Helizitätsstrukturen. Aufgrund des enormen Aufwandes zur Berechnung dieser Diagramme ist dieser Ansatz allerdings technisch nicht möglich. Als alternativer Ansatz wird ein Partonschauer verwendet. Die Struktur dieses Schauer ist gegeben durch Verzweigungsterme der Form $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}$, $g \rightarrow gg$, $e \rightarrow e\gamma$ und $q \rightarrow q\gamma$. Die Verzweigungsrate wird durch ein Integral der Form

$$\int P_{a \rightarrow bc}(z) dz \quad (3.13)$$

beschrieben, wobei z bzw. $1-z$ die Energieanteile der Tochterpartonen b und c vom Mutterparton a sind. Jedem Parton wird eine Virtualitätsskala Q^2 zugeordnet, die auch einer Zeitordnung der Zerfallskaskade entspricht. Für Schauer im Anfangszustand nimmt Q^2 zu, wenn man sich im Schauer dem harten Streuprozeß nähert. An der Skala Q_{\max} ist der harte Streuprozeß erreicht. Im Gegensatz dazu nimmt für FSR die Q^2 -Skala ab und bei einer Skala $Q_0 \approx 1 \text{ GeV}$ wird mit der Schauerentwicklung aufgehört.

Mit Hilfe des Partonschaueransatzes gelingt es, Multijetereignisse mit einer nicht begrenzten Zahl von beteiligten Partonen zu beschreiben. Da allerdings nur eine Näherung der Kinematik und der Interferenz- und Helizitätsstrukturen verwendet wird, kommt es zu einer Unterschätzung der Jetmultiplizitäten, besonders für Ereignisse mit zwei und mehr Jets. Ebenso kommt es zu einer Unterschätzung der Transversalimpulsverteilungen im Bereich hoher transversaler Impulse. Im Gegensatz dazu erhält man eine sehr gute Beschreibung der Substruktur eines Jets.

3.2.2 Detektorsimulation

Die Detektorsimulation erfolgt mit den Programmen `dØgstar` [DØ97c] und `dØsim` [DØ86]. Das Programm `dØgstar` basiert auf der Programmbibliothek `GEANT` [Bru78], die speziell dazu entwickelt wurde, um die Wechselwirkung der bei Hochenergiekollisionen entstehenden Teilchen mit dem Detektormaterial zu simulieren. Dabei wird eine möglichst genaue Modellierung der mikroskopischen Prozesse vorgenommen, die beim Durchgang eines Teilchens durch den Detektor auftreten. Ebenso wird der Zerfall von längerlebigen, erst im Detektor zerfallenden Teilchen simuliert. Aufgrund der vielen möglichen Wechselwirkungen der bei den Kollisionen erzeugten Teilchen mit dem Detektormaterial ist dieser Schritt

der Ereignissimulation derjenige, der am meisten Rechenzeit verbraucht. Zu den modellierten Wechselwirkungen zählen unter anderem die Prozesse innerhalb des Siliziums, der scintillierenden Fibern oder in den Absorbern und dem aktiven Material des Kalorimeters. Ebenso werden Wechselwirkungen innerhalb der Magneten, der Kryostatwände und den Vorschauern berücksichtigt. Dadurch kann die Entwicklung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern oder der Durchgang von Myonen durch den Detektor so genau wie möglich beschrieben werden. Zusätzlich wird mit dØstar auch die Antwort der Elektronik auf die Signale des Detektors beschrieben.

Die Aufgabe des Programmes dØsim ist es, den simulierten Physikprozessen noch Minimum Bias-Ereignisse zu überlagern, da bei jeder Kollision neben dem eventuell auftretenden harten Streuprozeß noch eine von der Luminosität abhängige Anzahl niederenergetischer Wechselwirkungen stattfindet. Falls nicht anders angegeben, ist für die hier verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse eine Anzahl von Minimum Bias-Ereignissen überlagert, die aus einer Poissonverteilung mit Erwartungswert $\lambda = 1.5$ ermittelt wird. Außerdem wird Kalorimeter Pile-Up aus vorhergehenden Ereignissen überlagert und Rauschen im SMT, CFT und Kalorimeter hinzugefügt (siehe Kapitel 3.1). Das Ausgabeformat von dØsim entspricht dem des realen Detektors. Somit erhält man einen Strom von Rohdaten, der identisch mit der echten Datenerfassung ist. Dadurch ist es möglich, die Monte-Carlo-Daten mit dem gleichen Rekonstruktionsprogramm dØreco zu rekonstruieren. Die meisten Monte-Carlo-Signalereignisse sind mit der Version p14.05 der Rekonstruktionssoftware rekonstruiert, wohingegen die Untergrundereignisse mit p14.03 rekonstruiert sind. In Kapitel 5 werden die Monte-Carlo-Ereignisse noch genauer besprochen.

3.3 Der Higgs-Sektor

3.3.1 Produktion von Higgs-Bosonen

Die hohe Schwerpunktsenergie von 1.96 TeV des Tevatron-Beschleunigers ermöglicht eine direkte Produktion des Higgs-Bosons. Prinzipiell gibt es vier verschiedene Produktionsprozesse für ein Higgs-Boson in $p\bar{p}$ -Kollisionen. Dies sind die Gluon-Fusion, die Vektorboson-Bremsstrahlung (Higgs-Strahlung), die $q\bar{q}H$ -Produktion und die Vektorbosonfusion. Für alle vier Prozesse sind die Feynman-Diagramme in Abb. 3.4 gezeigt.

Der mit Abstand dominierende Prozeß über den gesamten am Tevatron zugänglichen Massenbereich von 100–200 GeV/c² ist die Gluon-Fusion, bei der das Higgs-Boson über eine Quarkschleife produziert wird. Da das Higgs-Boson an Masse koppelt, handelt es sich in den meisten Fällen um ein top-Quark, welches in der Schleife umläuft. Der Produktionswirkungsquerschnitt beträgt etwa 1 pb bei einer Higgs-Masse von $M_H = 100$ GeV/c² und fällt bei einer Higgs-Masse von $M_H = 200$ GeV/c² auf 0.1 pb ab. Dieser starke Abfall des Wirkungsquerschnittes bei hohen Higgs-Massen läßt einen Nachweis des Higgs-Bosons bei Massen oberhalb 200 GeV/c² aufgrund der zu geringen Produktionsrate nicht mehr zu. Die Korrekturen höherer Ordnung, der K-Faktor, erhöhen den Produktionswirkungsquerschnitt der Gluon-Fusion um etwa 60–100% [Spi95a]. Die Skalenabhängigkeit des K-Faktors ergibt eine Unsicherheit von etwa 15%. Ebenso erhält man wegen der Abhängigkeit von den Strukturfunktionen eine 15%ige Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt der Gluon-Fusion [Spi98a]. Mittlerweile gibt es auch mehrere Be-

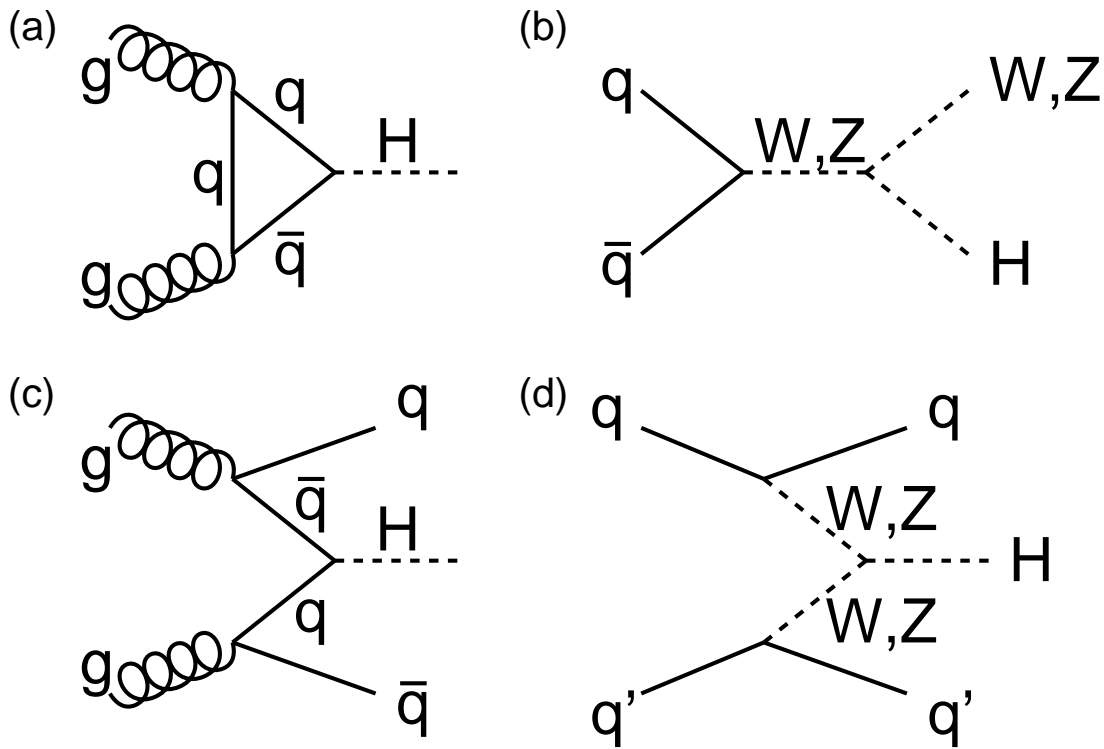


Abbildung 3.4: Feynman-Diagramme für die möglichen Prozesse zu Produktion eines Higgs-Bosons in $p\bar{p}$ -Kollisionen: (a) Gluon-Fusion, (b) Higgs-Strahlung, (c) assoziierte Quarkproduktion, (d) Vektorbosonfusion.

rechnungen zu NNLO-Korrekturen [Har02] [Ana02]. Es ergibt sich ein K_{NNLO} -Faktor von etwa drei, die Unsicherheit aufgrund der Skalenabhängigkeit beträgt etwa 23% [Ana02]. Abbildung 3.5 (links) zeigt die K -Faktoren in LO-, NLO- und NNLO-Rechnung, die sich daraus ergebenden Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 3.5 (rechts) gezeigt.

Ein weiterer wichtiger Produktionsprozeß des Higgs-Bosons am Tevatron ist die Vektorboson-Bremsstrahlung. Hierbei wird das Higgs-Boson von einem W - oder Z -Boson abgestrahlt, welche selbst durch die Vernichtung eines $q\bar{q}$ -Paares entstehen. Über den gesamten zugänglichen Massenbereich ist der Wirkungsquerschnitt in diesem Prozeß etwa eine Größenordnung kleiner im Vergleich zur Gluon-Fusion. Der K -Faktor für die Higgs-Strahlung beträgt etwa 1.3 [Han91] [Spi98b], die Unsicherheiten aufgrund der Skalenabhängigkeit und den Strukturfunktionen betragen jeweils 15% [Spi98a].

Die weiteren Higgs-Produktionsprozesse, sowohl die Vektorbosonfusion als auch die assoziierte Quarkproduktion, spielen eine sehr geringe bis gar keine Rolle für die Higgs-Suche am Tevatron. Es gibt zwar Studien zur Suche des Higgs-Bosons im Kanal $t\bar{t}H$, wobei das Higgs-Boson zusammen mit zwei top -Quarks produziert wird. Theoretische Rechnungen zeigen, daß die geringe Sensitivität aufgrund der geringen Rate noch reduziert wird, da für diesen Prozeß ein K -Faktor von 0.8 erwartet wird [Bee03]. Die Produktionswirkungsquerschnitte für die verschiedenen Produktionsprozesse sind als Funktion der

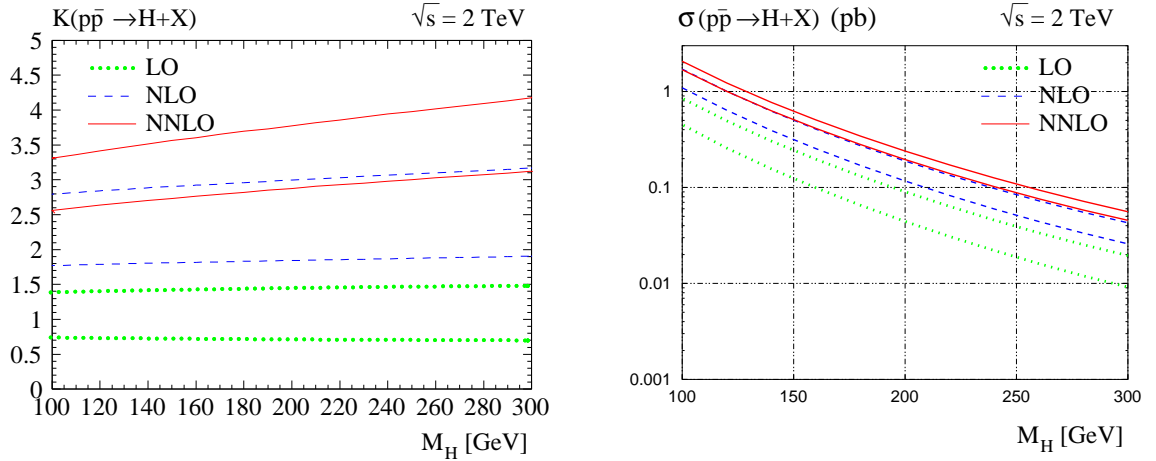


Abbildung 3.5: K-Faktoren (links) und Wirkungsquerschnitt für die Gluon-Fusion (rechts) in führender Ordnung (gepunktet), NLO (gestrichelt) und NNLO (durchgezogen). Die oberen und unteren Linien jedes Paares entsprechen einer Wahl der Renormierungs- und Faktorisierungsskala von $\mu_R = \mu_F = M_{\text{H}}/2$ bzw. $\mu_R = \mu_F = 2M_{\text{H}}$. Die linke Abbildung ist aus [Har02], die rechte aus [Ana02] entnommen.

Higgs-Masse in Abb. 3.6 (links) zu sehen. Abgesehen von den Prozessen $\text{H}b\bar{b}$ und $\text{H}t\bar{t}$ sind die NLO-Korrekturen berücksichtigt.

Der Higgs-Wirkungsquerschnitt ist im Vergleich mit dem totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{tot}} = 70 \text{ mb}$ extrem klein (siehe Abb. 3.3). Für eine Masse von $M_{\text{H}} = 150 \text{ GeV}/c^2$ liegt der Higgs-Wirkungsquerschnitt um 12 Größenordnungen unterhalb des totalen Wirkungsquerschnittes. Die Wirkungsquerschnitte für W- und Z-Produktion oder Jets mit $p_{\text{T}} > 100 \text{ GeV}/c$ liegen immer noch 4–5 Größenordnungen oberhalb des Higgs-Wirkungsquerschnittes. Daraus ist ersichtlich, daß sehr effiziente Verfahren entwickelt werden müssen, um die Untergründe soweit unter Kontrolle zu bringen, daß ein signifikantes Signal gemessen werden kann. In Kapitel 6–8 werden diese Verfahren im Detail vorgestellt.

3.3.2 Zerfall von Higgs-Bosonen

Da die Kopplungen des Higgs-Bosons im Rahmen des Standardmodells abhängig von der Masse des Higgs-Bosons eindeutig festgelegt sind, sind auch die Verzweungsverhältnisse des Higgs-Bosons bekannt. Unterhalb einer Higgs-Masse von $M_{\text{H}} = 135 \text{ GeV}/c^2$ zerfällt das Higgs-Boson hauptsächlich in ein $b\bar{b}$ -Paar. Für Higgs-Massen unterhalb $120 \text{ GeV}/c^2$ beträgt die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall in diesen Endzustand über 70%. In diesem niedrigen Massenbereich ist der Endzustand mit zwei b-Quarks der Nachweiskanal am Tevatron. Da aufgrund des sehr großen Zweijetuntergrundes es aber nahezu unmöglich ist, ein Higgs-Signal im Zweijet-Endzustand zu entdecken, kann für diesen Endzustand nur der Higgs-Strahlungs-Produktionsprozess untersucht werden, da man hier aus dem Zerfall des zusätzlichen Vektorbosons Leptonen oder fehlende transversale Energie erhält, die sowohl im Trigger verwendet werden können als auch eine gute Möglichkeit zur Unterdrückung des Untergrundes bieten. Die anderen Zerfallsprozesse in zwei τ -Leptonen

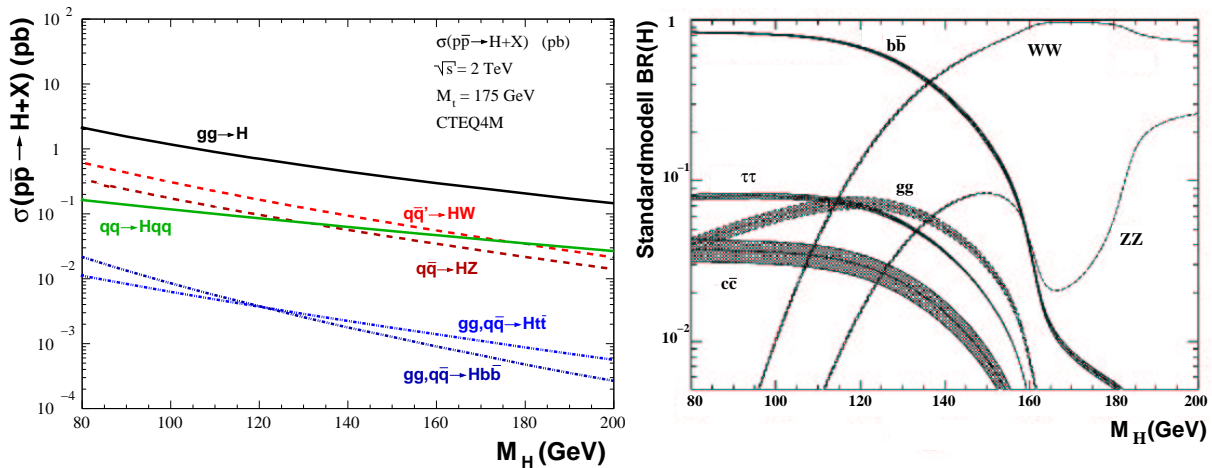


Abbildung 3.6: Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Higgs-Produktionsprozesse (links) und Verzweigungsverhältnisse (rechts) als Funktion der Higgs-Masse M_H [Spi98a]. Für die Produktionswirkungsquerschnitte sind die NLO-Korrekturen für die Prozesse $gg \rightarrow H$, $qq \rightarrow Hqq$ und $q\bar{q} \rightarrow HW, Z$ berücksichtigt. Die schraffierten Bänder in der rechten Abbildung spiegeln die theoretischen Unsicherheiten wieder.

oder $c\bar{c}$ -Paare haben alle ein Verzweigungsverhältnis unterhalb 10% und spielen keine Rolle. Allein der Zerfall in zwei Photonen kann in fermiophobischen Modellen aufgrund des erhöhten Verzweigungsverhältnisses verwendet werden (siehe Kapitel 3.3.3).

Im Higgs-Massenbereich zwischen 130 und 140 GeV/c^2 sind die Verzweigungsverhältnisse in ein $b\bar{b}$ -Paar und zwei W -Bosonen in der gleichen Größenordnung. Oberhalb von 150 GeV/c^2 sind alle anderen Endzustände gegenüber dem WW -Endzustand vernachlässigbar. Das Verzweigungsverhältnis $BR(H \rightarrow WW)$ ist $> 70\%$ für Higgs-Massen zwischen 150 und 200 GeV/c^2 , im Bereich zwischen 160 und 180 GeV/c^2 beträgt das Verzweigungsverhältnis sogar über 90%, da ab $M_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ zwei reelle W -Bosonen erzeugt werden können. Oberhalb $M_H = 180 \text{ GeV}/c^2$ fällt das Verzweigungsverhältnis in zwei W -Bosonen wieder ab, da nun auch zwei reelle Z -Bosonen im Endzustand produziert werden können. Alle anderen Zerfallsprozesse sind um über zwei Größenordnungen kleiner und deswegen absolut vernachlässigbar. Selbst der Zerfall in zwei Z -Bosonen liefert schon eine zu geringe Rate, so daß im Massenbereich oberhalb 140 GeV/c^2 der Zerfall $H \rightarrow WW^{(*)}$ der einzige Kanal ist, der einen Nachweis des Higgs-Bosons ermöglichen kann.

Einige der Verzweigungsverhältnisse des Standardmodell Higgs-Bosons sind als Funktion der Higgs-Masse in Abb. 3.6 (rechts) gezeigt. Die schraffierten Bänder spiegeln die Unsicherheiten aufgrund von in die Berechnung eingehenden Parametern (α_s , Massen der schweren Quarks) wider [Spi98a].

3.3.3 Higgs-Produktion und Zerfall in alternativen Modellen

Wie bereits in Kapitel 1.2.3 erwähnt, gibt es vom Standardmodell abweichende Modelle, die zu veränderten Produktionsraten bzw. Verzweigungsverhältnissen des Higgs-Bosons führen. Diese Auswirkungen sollen nun kurz in diesem Abschnitt diskutiert werden.

Eine zusätzliche Generation von Quarks führt zu einer Erhöhung des Produktionswirkungsquerschnittes des Higgs-Bosons. Dies ist der Fall, da nun weitere schwere Quarks (neben dem top-Quark) zu der bei der Gluon-Fusion auftretenden Quark-Schleife beitragen können. Aufgrund der von der Fermionmasse abhängenden Kopplung der Fermionen an das Higgs-Boson kommt es dadurch zu einer Erhöhung des Wirkungsquerschnittes. Die Abhängigkeit des Erhöhungsfaktors als Funktion der Higgs-Masse ist für drei verschiedene Quarkmassen der vierten Generation in Abb. 3.7 gezeigt. Im für diese Arbeit relevanten Higgs-Massenbereich von 100 bis 200 GeV/c^2 ist die Erhöhung des Wirkungsquerschnittes nahezu konstant. Für $M_H = 100 \text{ GeV}/c^2$ beträgt der Faktor etwa neun und fällt für schwerere Higgs-Bosonen leicht auf acht ab. Auch der Einfluß der Quarkmasse der vierten Generation ist in diesem Massenbereich sehr gering. Die relative Konstanz des Erhöhungsfaktors ist auf Schwelleneffekte zurückzuführen, da die Higgs-Masse klein im Vergleich zur doppelten Masse der Quarks der vierten Generation ist ($M_H \ll 2m_q$). Der Produktionswirkungsquerschnitt wird für Massen des zusätzlichen Quarks um 200 GeV/c^2 etwas mehr erhöht im Vergleich zu schwereren Quarks der vierten Generation. Oberhalb von $M_H = 200 \text{ GeV}/c^2$ sind die Einflüsse der Higgs- und Quarkmasse sehr viel ausgeprägter im Vergleich zum niedrigen Higgs-Massenbereich, worauf hier aber nicht näher eingegangen wird. Das Limit auf die Masse für Quarks einer vierten Generation liegt bei $m_q > 199 \text{ GeV}/c^2$ [PDG02].

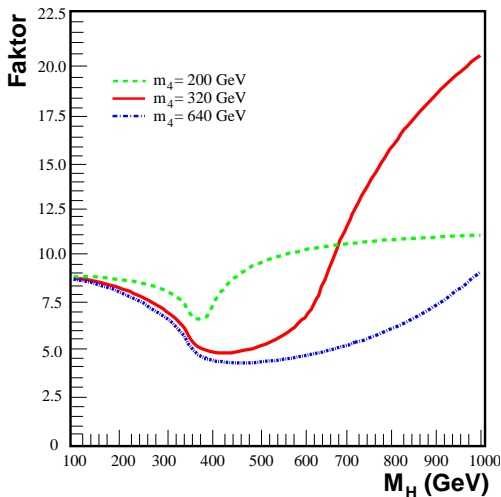


Abbildung 3.7: Erhöhung des Wirkungsquerschnittes als Funktion der Higgs-Masse im Modell mit vier Generationen (aus [Ari02a]).

Bei der Diskussion von Zwei-Higgs-Dublett-Modellen in Kapitel 1.2.3 wurde gezeigt, daß für eine entsprechende Wahl der in Gleichung (1.30) und (1.38) definierten Winkel α und β die Kopplung des leichtesten skalaren Higgs-Bosons h^0 an Fermionen verschwindet. Somit erhöhen sich die Verzweungsverhältnisse in Bosonen entsprechend. Bei einer gleichbleibender Zerfallsbreite kommt es also zu einer Vergrößerung der Rate in den entsprechenden Zerfallskanälen $H \rightarrow WW^{(*)}$, $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ und $H \rightarrow \gamma\gamma$. Neben diesen Zerfallsprozessen stehen zusätzlich die Zerfallskanäle in die Higgs-Bosonen A^0 und H^\pm zur Verfügung, hängen aber sehr stark von der Masse der Higgs-Bosonen ab. Das Higgs-Boson h^0 kann nur in zwei pseudoskalare Higgs-Bosonen A^0 zerfallen, falls die Masse M_{h^0} doppelt so groß ist wie die Masse M_{A^0} . Für ausreichend schwere Higgs-Bosonen A^0 ($M_{A^0} > 100 \text{ GeV}/c^2$) zerfällt das leichteste skalare Higgs-Boson h^0 im für diese Arbeit relevanten Massenbereich fast ausschließlich in zwei W -Bosonen. Für Higgs-Massen unterhalb $M_{h^0} = 100 \text{ GeV}/c^2$ wird der Zerfall in zwei W -Bosonen im Vergleich zum Zwei-Photonzerfall stark unterdrückt. Abbildung 3.8 zeigt für zwei Beispiele die Verzweungsverhältnisse des leichten skalaren neutralen Higgs-Bosons in Abhängigkeit seiner Masse. Die Graphen unterscheiden sich sowohl durch die Wahl der Massen der anderen Higgs-Bosonen als auch durch die Wahl des Winkels $\delta = \alpha - \beta$.

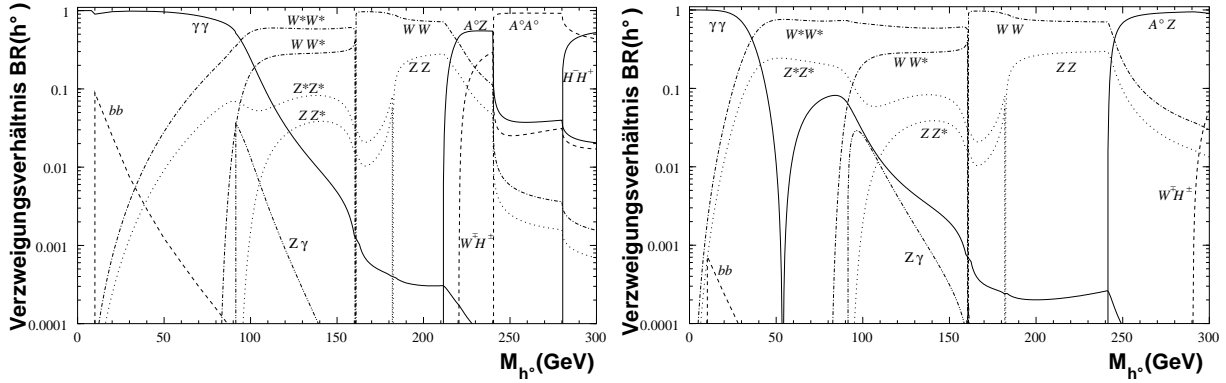


Abbildung 3.8: Verzweigungsverhältnisse des leichtesten skalaren Higgs-Bosons als Funktion der Higgs-Masse M_{h^0} (aus [Brü00]). Die gewählten Parameter sind $M_{A^0} = 120 \text{ GeV}/c^2$, $M_{H^+} = 140 \text{ GeV}/c^2$, $M_{H^0} = 300 \text{ GeV}/c^2$ und $\delta = 0.2$ (links) bzw. $M_{A^0} = 150 \text{ GeV}/c^2$, $M_{H^+} = 210 \text{ GeV}/c^2$, $M_{H^0} = 300 \text{ GeV}/c^2$ und $\delta = 0.1$ (rechts).

3.4 Supersymmetrische Teilchen

Im Rahmen des mSUGRA-Modells sind die Sleptonen, das leichteste Chargino und die leichtesten Neutralinos meistens leichter als Gluinos und Squarks. Die assoziierte Produktion von $\tilde{\chi}_2^0$ und $\tilde{\chi}_1^\pm$ hat sowohl den größten SUSY-Wirkungsquerschnitt am Tevatron als auch eine sehr klare Signatur von drei Leptonen und fehlender transversaler Energie. Somit bietet dieser Kanal auch die größte Abdeckung des Parameterraums in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene [Abe00].

3.4.1 Produktion von Charginos und Neutralinos

Die assoziierte Produktion von Charginos und Neutralinos kann an einer Hadronmaschine sowohl im s-Kanal durch Quark-Antiquark Annihilation als auch im t- und u-Kanal durch Austausch eines Squarks erfolgen. Der t- und u-Kanal interferieren destruktiv mit dem s-Kanal, so daß der Produktionswirkungsquerschnitt im Vergleich zum Anteil des reinen s-Kanals absinkt. Bei sehr leichten Squarks kann dies eine Reduzierung des Wirkungsquerschnittes bis zu 40% bedeuten. Für Squarkmassen oberhalb der Eichbosonmassen werden die Einflüsse der negativen Interferenz stark reduziert und der s-Kanal ist dominant [Abe00]. Die Feynman-Diagramme für die assoziierte Produktion von Charginos und Neutralinos im s- und t-Kanal zusammen mit dem anschließenden Zerfall in drei geladene Leptonen sind in Abb. 3.9 zu sehen.

Der Produktionswirkungsquerschnitt der Charginos und Neutralinos hängt von den Eingangsparametern ($m_{1/2}$, m_0 , A_0 , μ und $\tan\beta$) ab. Als Beispiel ist in Abb. 3.10 (links) der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Gauginomasse für den Punkt $m_0 = 100 \text{ GeV}/c^2$, $A_0 = 300 \text{ GeV}$, $\mu > 0$ und $\tan\beta = 4$ gezeigt. Der Wirkungsquerschnitt beträgt für eine Neutralinomasse $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 53 \text{ GeV}/c^2$ etwa 1 pb und fällt mit zunehmender Masse ab. Für Neutralinomassen oberhalb $130 \text{ GeV}/c^2$ liegt der Wirkungsquerschnitt unter 10^{-2} pb. Der

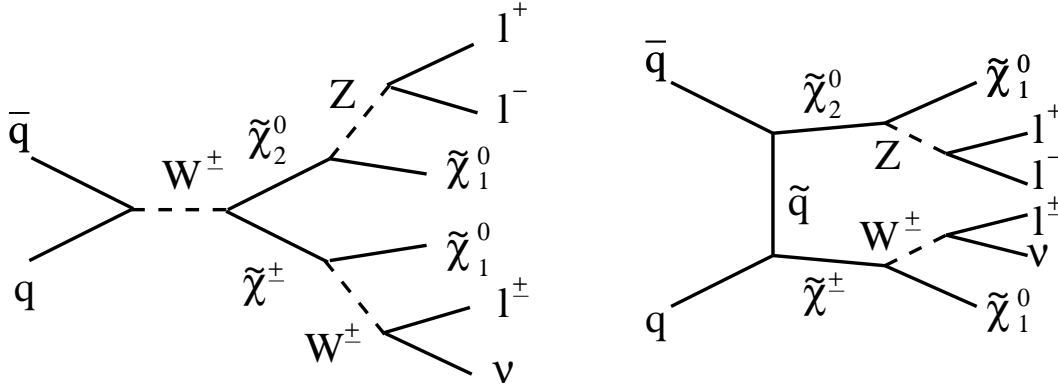


Abbildung 3.9: Feynman–Diagramme für die assoziierte Produktion von Charginos und Neutralinos mit anschließendem Zerfall in drei geladene Leptonen im s– (links) und t–Kanal (rechts) in $p\bar{p}$ –Kollisionen.

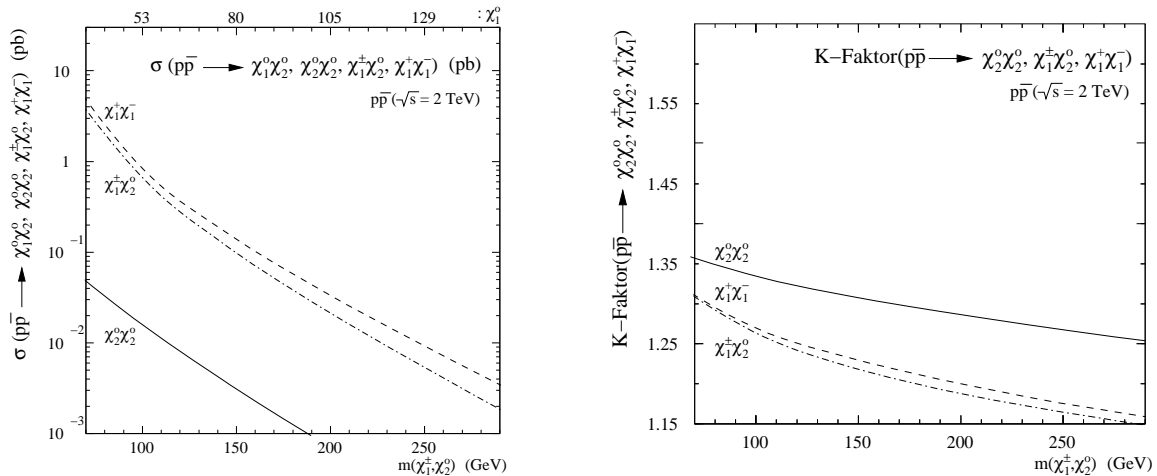


Abbildung 3.10: Wirkungsquerschnitt (links) und K–Faktor (rechts) für die assoziierte Produktion von Charginos und Neutralinos in $p\bar{p}$ –Kollisionen (aus [Bee99]). Die hierfür gewählten Parameter sind $m_0 = 100 \text{ GeV}/c^2$, $A_0 = 300 \text{ GeV}$, $\mu > 0$ und $\tan\beta = 4$. Die auf der x–Achse aufgetragene Masse kann mit der Chargino/Neutralinomasse bzw. der schwereren der beiden identifiziert werden.

K–Faktor variiert in diesem Bereich zwischen 1.3 und 1.15 [Bee99]. Die Abhängigkeit des K–Faktors als Funktion der Gauginomasse ist in Abb. 3.10 (rechts) für dieselbe Wahl der oben angegebenen Parameter dargestellt. Aufgrund der berechneten Korrekturen höherer Ordnung wird die theoretische Vorhersage sehr stabil und weist fast keine Abhängigkeit mehr von der Faktorisierungsskala auf [Bee99].

3.4.2 Zerfall von Charginos

Für die Charginos ebenso wie für die im nächsten Abschnitt besprochenen Neutralinos wird angenommen, daß sie instantan direkt oder in Kaskaden in das LSP und den

zugehörigen Standardmodell Partner zerfallen. Aufgrund der Erhaltung der R-Parität können die SUSY-Teilchen nur in eine ungerade Anzahl von supersymmetrischen Teilchen zerfallen.

Der Dreikörperzerfall stellt den wichtigsten Zerfallskanal des Charginos dar. Dabei gibt es drei verschiedene Möglichkeiten, die je nach Wahl der SUSY-Parameter zur Zerfallsbreite des Charginos beitragen. Für schwere Sleptonen und Sneutrinos erfolgt der Zerfall des Charginos in das leichteste Neutralino unter Aussendung eines (virtuellen) W-Bosons. Das W-Boson zerfällt weiter in seine aus dem Standardmodell bekannten Quark-Antiquark- oder Lepton-Neutrino-Endzustände. Ebenso kann das Chargino in ein Slepton und das zugehörige Neutrino zerfallen, wobei das Slepton weiter in das leichteste Neutralino und das entsprechende Lepton zerfällt. Analog dazu kann das Chargino auch in ein Sneutrino und ein Lepton zerfallen. Der weitere Zerfall des Sneutrinos erfolgt in das leichteste Neutralino und ein Neutrino. Die beiden spielen nur dann eine Rolle, wenn die Slepton- bzw. Sneutrino-Masse klein ist. In diesem Fall kommt es zu einer Anhebung der leptonischen Endzustände.

Ist es aufgrund der gegebenen kinematischen Verhältnisse möglich, reelle Teilchen im Zerfall des Charginos zu erzeugen, werden diese Moden bevorzugt. Die Bezeichnung als Dreikörperzerfälle im Falle eines reellen W-Bosons oder Slepions ist etwas irreführend, da es sich eigentlich um Zweikörperzerfälle handelt. Die Bezeichnung als Dreikörperzerfälle wird aber oft aufgrund der Tatsache beibehalten, daß die sichtbaren Zerfallsprodukte, die Leptonen, am zweiten Vertex entstehen.

3.4.3 Zerfall von Neutralinos

Bei Zerfällen von Neutralinos sind besonders diejenigen von Interesse, bei denen ein schweres Neutralino unter Aussendung eines (virtuellen) Z-Bosons in ein leichteres Neutralino zerfällt. Das Z-Boson kann dann gemäß den aus dem Standardmodell bekannten Verzweigungsverhältnissen in ein Fermion-Antifermion-Paar zerfallen. Ist die Slepton-Masse klein, kann auch der Zerfall des Neutralinos in ein Slepton und das entsprechende Lepton zu einer Erhöhung der leptonischen Endzustände beitragen. Das dabei entstehende Slepton zerfällt weiter in ein Lepton und ein Neutralino.

Abbildung 3.11 zeigt den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis für den Zerfall von Charginos und Neutralinos in Endzustände mit drei Leptonen für zwei verschiedene skalare Massen $m_0 = 100 \text{ GeV}/c^2$ und $200 \text{ GeV}/c^2$ als Funktion von $\tan\beta$. Es ist deutlich zu erkennen, daß mit zunehmendem $\tan\beta$ Endzustände mit τ -Leptonen mehr und mehr an Bedeutung gewinnen. Endzustände mit Elektronen und Myonen treten bevorzugt bei kleinen Werten von $\tan\beta$ auf.

3.5 Ereignistopologie

In diesem Abschnitt werden die sich aus den zuvor diskutierten Produktions- und Zerfallsprozessen resultierenden Ereignistopologien und die sich daraus im Detektor ergebenden Signalsignaturen besprochen. Dabei werden diejenigen Zerfallsmoden herausgegriffen, die im Rahmen dieser Arbeit von Bedeutung sind.

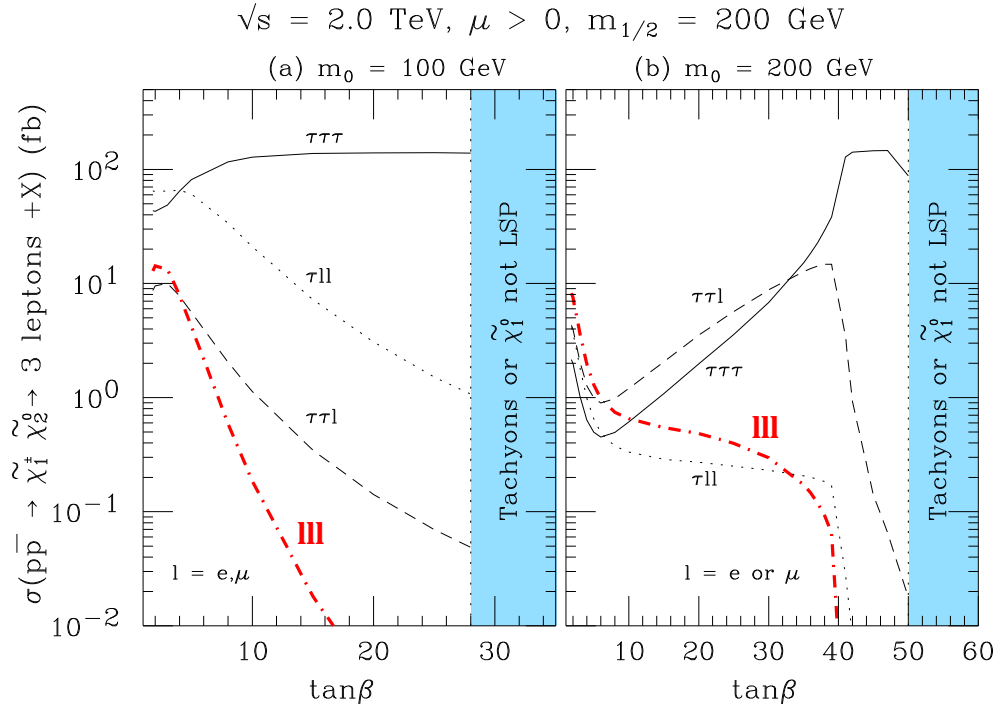


Abbildung 3.11: Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis für die assoziierte Produktion von Charginos und Neutralinos als Funktion von $\tan\beta$. Gezeigt sind die Werte für $m_{1/2} = 100 \text{ GeV}/c^2$ und $m_0 = 100 \text{ GeV}/c^2$ (links) und $m_0 = 200 \text{ GeV}/c^2$ (rechts). Der dunkle Bereich ist aufgrund der Theorie nicht zugänglich.

3.5.1 Zerfallssignatur von Higgs–Bosonen

Die beim Higgs–Zerfall $H \rightarrow WW^{(*)}$ entstehenden W –Bosonen zerfallen zu etwa 70% in hadronische Endzustände. Wegen des großen Untergrundes aufgrund von W +Jet– und Multijetproduktion können aber nur diejenigen Endzustände bei der Higgs–Suche betrachtet werden, bei denen beide W –Bosonen leptonisch zerfallen. Somit erhält man zwei unterschiedlich geladene Leptonen, deren Typ nicht identisch sein muß, da sie aus dem Zerfall zweier W –Bosonen stammen. Zusätzlich sind zwei Neutrinos im Endzustand enthalten, die nicht im Detektor wechselwirken und somit kein direktes Signal hinterlassen. Allerdings kann man sie indirekt über den fehlenden Impuls nachweisen. Da die exakte Schwerpunktsenergie aufgrund der unbekanntenen Impulsanteile der an der Reaktion beteiligten Partonen nicht zur Verfügung steht, kann man die Impulssumme nur in der Ebene transversal zum Strahl betrachten. Der durch die Neutrinos fortgetragene Transversalimpuls wird fehlender transversaler Impuls \cancel{p}_T genannt⁷. Von den bei den W –Zerfällen entstehenden τ –Leptonen werden auch wiederum nur die Endzustände mit Elektron oder Myon betrachtet, da hadronische τ –Zerfälle schwerer von Jets zu unterscheiden sind.

Da es sich beim Zerfall $H \rightarrow WW^{(*)}$ um den Zerfall eines Spin–0–Teilchens in zwei Spin–1–Teilchen handelt, ergibt sich eine Korrelation zwischen den Zerfallsebenen der beiden W –Bosonen und somit auch der beiden im Endzustand vorhandenen geladenen Leptonen

⁷Wegen der geringen Masse der Neutrinos ist dies identisch mit der fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T . Beide Ausdrücke werden äquivalent benutzt.

[Del86] [Nel88]. Die exakte Zerfallskorrelation ist nur im Ruhesystem der W -Bosonen vorhanden, die Auswirkungen sind aber trotzdem noch im Laborsystem beobachtbar und führen zu einem kleinen Öffnungswinkel zwischen den geladenen Leptonen in der Ebene transversal zur Strahlachse.

3.5.2 Der Dreileptonenendzustand bei der SUSY-Suche

Der wichtigste Kanal für die Suche nach Charginos und Neutralinos am Tevatron ist der Endzustand mit drei geladenen Leptonen (siehe Abb. 3.9). Das Chargino zerfällt dabei in ein W -Boson und ein Neutralino, das W -Boson zerfällt weiter in ein Lepton und ein Neutrino. Das Neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ zerfällt durch Aussendung eines Z -Bosons, welches in zwei geladene Leptonen zerfällt, in das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Somit ergibt sich ein Endzustand mit drei geladenen Leptonen, von den zwei (die Leptonen aus dem Z -Zerfall) aus der gleichen Familie stammen müssen und entgegengesetzte Ladung besitzen. Die beiden Neutralinos und das Neutrino werden im Detektor nicht registriert und bilden zusammen die fehlende transversale Energie. Die Zerfälle über Sleptonen bzw. Sneutrinos sind nicht von den Zerfällen über die Eichbosonen zu unterscheiden und liefern somit eine identische Signatur im Detektor.

Um die Sensitivität der Analyse zur erhöhen, werden später nicht drei sondern nur zwei geladene Leptonen verlangt. Dadurch müssen allerdings Einschränkungen auf die Leptonfamilien und die Ladungen ebenfalls fallengelassen werden. Der betrachtete Endzustand ist somit durch zwei geladene Leptonen und fehlende transversale Energie gekennzeichnet und dadurch identisch mit dem untersuchten Endzustand der Higgs-Suche.

3.6 Untergrundprozesse mit Leptonen im Rahmen des Standardmodells

Aus dem Standardmodell bekannte Zerfälle können gleiche oder ähnliche Endzustände aufweisen wie die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Higgs- und SUSY-Ereignisse. Diese Prozesse lassen sich in zwei Kategorien unterteilen. Die erste Kategorie besteht aus Zerfällen, die wahre Leptonen im Endzustand enthalten. Fehlende transversale Energie kann bei diesen Prozessen entweder durch vorhandene Neutrinos im Endzustand entstehen, andererseits kann diese auch durch instrumentelle Effekte künstlich erzeugt werden. Die zweite Kategorie besteht aus Ereignissen, bei denen isolierte Leptonen durch falsche Rekonstruktion fehlidentifiziert werden⁸.

3.6.1 Untergrundprozesse mit wahren Elektronen und Myonen

Ein sehr schwierig vom Signal zu trennender Untergrund ist die W -Paarproduktion. Dieser Endzustand ist gekennzeichnet durch zwei W -Bosonen, wie sie auch im Endzustand eines Higgs-Zerfalls vorhanden sind. Somit ergibt sich dieselbe Signatur im Detektor von

⁸sogenannte *Fakes*.

zwei isolierten geladenen Leptonen und fehlender transversaler Energie. Die Feynman-Diagramme, die zu diesem Prozeß beitragen, sind in Abb. 3.12 (a) veranschaulicht. Andere Ereignistypen, die ebenfalls durch die Zerfälle von zwei Eichbosonen gekennzeichnet sind (WZ- und ZZ-Produktion), spielen eine untergeordnete Rolle, da der Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 4–6 kleiner ist. Eine erste Evidenz für die W-Paarproduktion bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.8$ TeV wurde von CDF gefunden. Der gemessene Wirkungsquerschnitt beträgt $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WW) = 10.2_{-5.1}^{+6.3}(\text{stat.}) \pm 1.6(\text{syst.})$ pb [CDF97]. NLO-Berechnungen für die Vektorboson-Paarproduktionswirkungsquerschnitte bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2$ TeV sagen einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WW) = (13.25 \pm 0.25)$ pb für WW-Paare und $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WZ) = (3.96 \pm 0.06)$ pb für die paarweise Produktion von W- und Z-Bosonen voraus [Cam99]. Abbildung 3.13 (links) zeigt die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für Vektorboson-Paarproduktion von der Schwerpunktsenergie, wohingegen in Abb. 3.13 (rechts) die Skalenabhängigkeit bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2$ TeV dargestellt ist [Cam99].

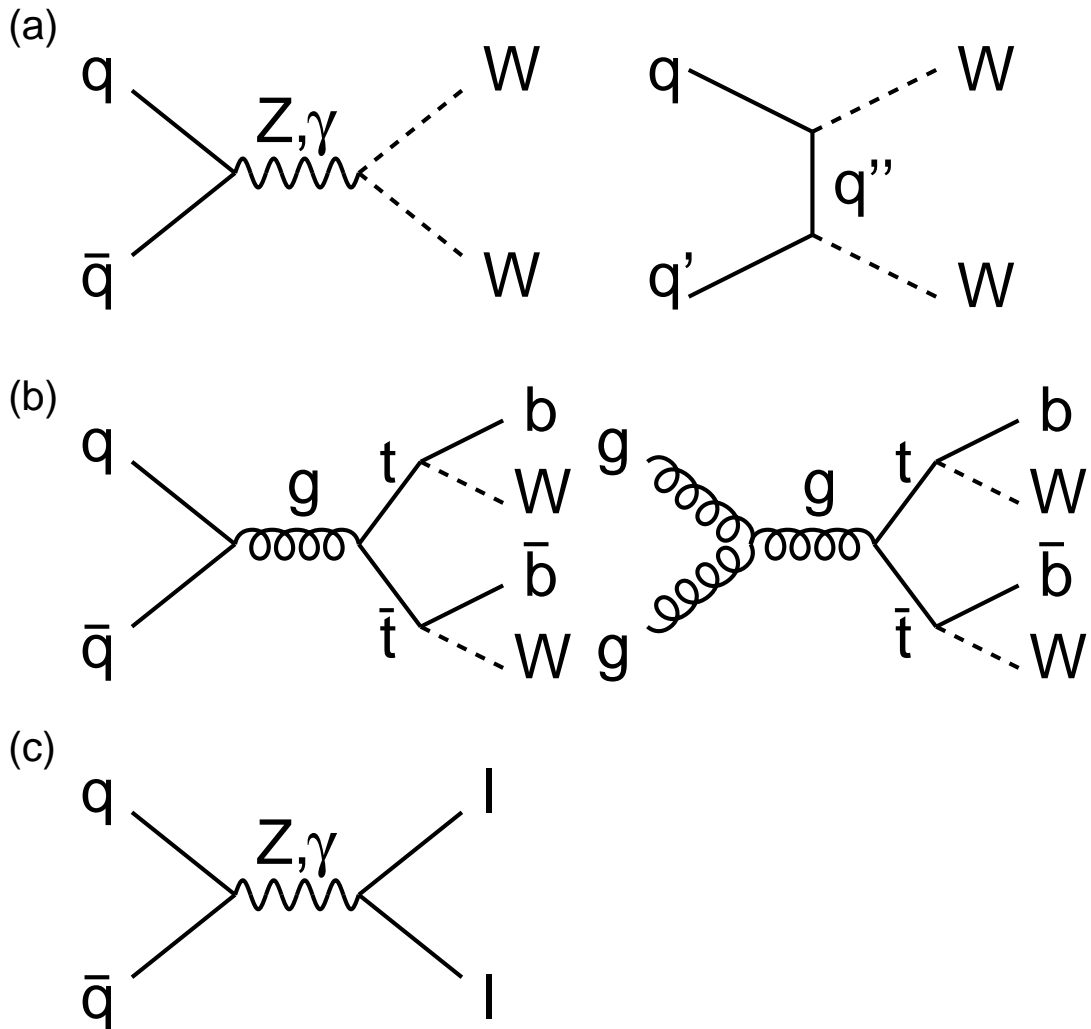


Abbildung 3.12: Feynman-Diagramme für einige wichtige Untergrundprozesse: (a) W-Paarproduktion, (b) $t\bar{t}$ -Produktion und (c) Drell Yan-Prozeß.

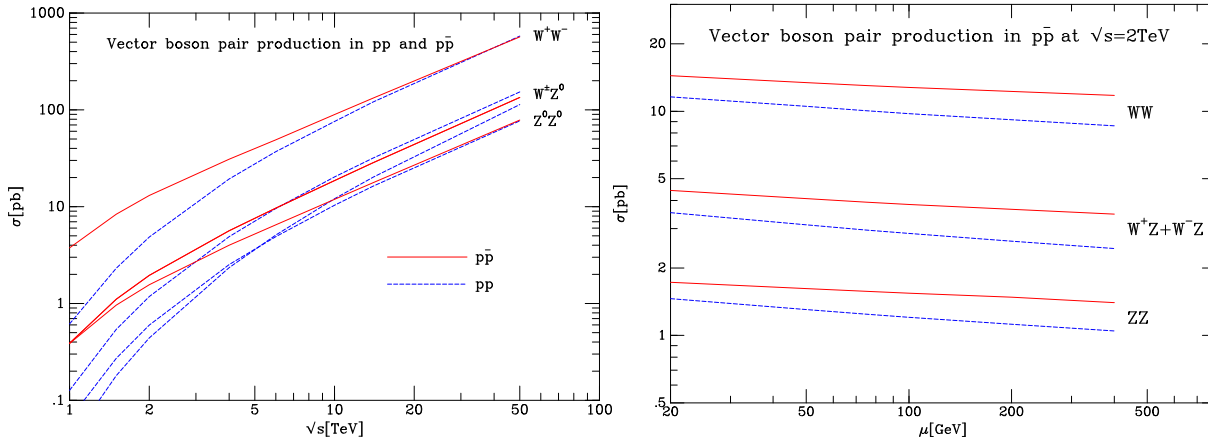


Abbildung 3.13: Wirkungsquerschnitt für Vektorboson-Paarproduktion als Funktion der Schwerpunktsenergie (links) und Skalenabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2$ TeV (rechts). Beide Abbildungen sind aus [Cam99] entnommen.

Ein Prozeß, bei dem ebenfalls zwei W -Bosonen produziert werden, ist die $t\bar{t}$ -Produktion. Hier treten die W -Bosonen beim Zerfall der top -Quarks auf. Dieser Untergrund kann aber leichter vom Signal getrennt werden, da neben den Leptonen aus den W -Zerfällen noch zwei hochenergetische b -Jets vorhanden sind, die in den Signal-Prozessen in der Regel nicht auftreten. Die Feynman-Diagramme zur $t\bar{t}$ -Produktion zeigt Abb. 3.12 (b). Die Messung für den $t\bar{t}$ -Wirkungsquerschnitt in Run I bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.8$ TeV beträgt $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = 5.69 \pm 1.21(\text{stat.}) \pm 1.04(\text{syst.})$ pb [DØ03e]. Die theoretische Vorhersage einer NNLO-Berechnung mit NNLO-logarithmischer Präzision für eine Schwerpunktsenergie von 2 TeV beträgt $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = 8.8_{-0.5}^{+0.10}(\text{stat.})$ pb [Kid01]. Eine neuere Rechnung mit neueren Strukturfunktionen liefert einen niedrigeren Wirkungsquerschnitt von $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = (6.77 \pm 0.47)$ pb [Kid03].

Der Drell Yan-Prozeß (siehe Abb. 3.12 (c)), bei dem ein Z -Boson oder Photon in ein Lepton-Antilepton-Paar zerfällt, unterscheidet sich von den Signalereignissen durch die auf Parton-Niveau nicht vorhandene fehlende transversale Energie. Diese kann aber durch Fehlvermessung der Leptonen, von eventuell vorhandenen Jets oder überlagerten Ereignissen künstlich erzeugt werden. Dies passiert zwar nur für einen kleinen Prozentsatz der Ereignisse, aber aufgrund des relativ großen Wirkungsquerschnittes sind diese Ereignisse als potentieller Untergrund nicht zu vernachlässigen. Bei einem Zerfall des Z/γ in zwei τ -Leptonen, die dann anschließend beide leptonisch zerfallen, erhält man sogar einen Endzustand mit zwei geladenen Leptonen und realer fehlender transversaler Energie. Allerdings ist die Anzahl der Endzustände mit Elektronen und Myonen aufgrund des geringen leptonischen Verzweigungsverhältnisses der τ -Leptonen gegenüber den Zerfällen $Z/\gamma \rightarrow ee$ und $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ deutlich unterdrückt. In Abb. 3.14 ist der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von W - und Z -Bosonen als Funktion der Schwerpunktsenergie zu sehen. Die Messungen von DØ [DØ03d] und CDF [CDF03] stimmen gut mit der theoretischen Vorhersage [Ham91] überein. Für die theoretische Kurve wurde eine NLO-Rechnung durchgeführt.

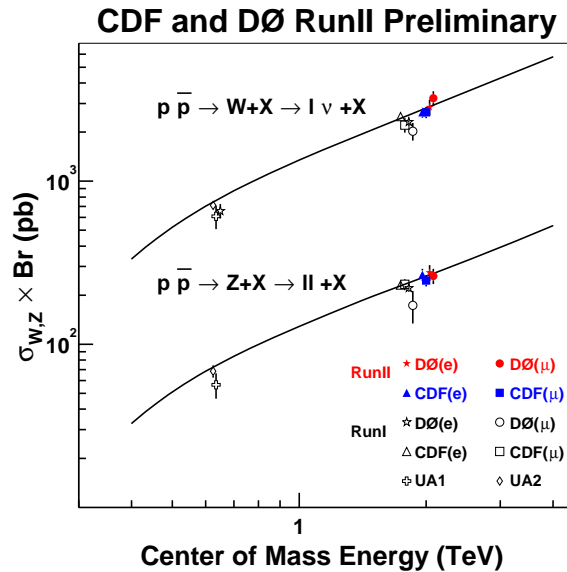


Abbildung 3.14: W- und Z-Boson Wirkungsquerschnitte als Funktion der Schwerpunktsenergie. Gezeigt sind die Messungen von DØ [DØ03d] und CDF [CDF03] im Vergleich zur theoretischen Kurve [Ham91].

3.6.2 Instrumentelle Untergründe

Als instrumentelle (oder Fake-) Untergründe werden diejenigen Ereignisse bezeichnet, bei denen nicht zwei isolierte geladene Leptonen vorhanden sind, aber wiederum durch Fehlvermessung anderer Objekte als solche fälschlicherweise rekonstruiert werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß dies passiert, ist zwar sehr klein, aber aufgrund des sehr großen Wirkungsquerschnittes einiger Prozesse sind diese Beiträge trotzdem relevant.

Einen wichtigen instrumentellen Untergrund stellen W+Jet-Ereignisse dar. Man erhält durch den leptonischen Zerfall des W-Bosons ein geladenes Lepton und ein Neutrino. Das zweite geladene Lepton wird durch Fehlinterpretation des Jets als Elektron vorgetäuscht. Der Wirkungsquerschnitt bei diesem Prozeß liegt um einige Größenordnungen über dem Signalwirkungsquerschnitt. Abbildung 3.15 (a) zeigt eine Möglichkeit für die W+Jet-Produktion.

Die Produktion eines W-Bosons zusammen mit einem Photon kann ebenfalls zu einer dem Signal ähnlichen Signatur führen. Analog zu W+Jet-Ereignissen wird beim Zerfall des W-Bosons ein Lepton und ein Neutrino erzeugt. Das Photon hinterläßt im Kalorimeter ein Signal, welches fast identisch zu dem eines Elektrons ist. Allerdings lassen sich Elektronen und Photonen mit Hilfe des Spurdetektors unterscheiden, da das Elektron im Gegensatz zum Photon eine Spur im inneren Detektor produziert. Dies ist allerdings nicht mehr möglich, falls das Photon in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert. Der Feynman-Graph für die $W + \gamma$ -Produktion ist in Abb. 3.15 (b) veranschaulicht.

Der Untergrund mit dem größten Wirkungsquerschnitt besteht aus Multijetereignissen aus QCD-Produktion. Der Wirkungsquerschnitt ist, je nach Wahl des Impulsübertrages bei der harten Wechselwirkung, um 5–6 Größenordnungen größer als der Wirkungsquerschnitt

des Signalprozesses (vergleiche Abb. 3.3). Der Endzustand ist gekennzeichnet durch zwei oder mehr Jets, die im Kalorimeter als Elektronen fehlidentifiziert werden können. Ebenso können Myonen, die z.B. aus b -Zerfällen in den Jets vorkommen, fälschlicherweise als nicht zu einem Jet gehörig registriert werden. Durch die Fehlvermessung der Jets kann auch wiederum künstlich fehlende transversale Energie erzeugt werden. Mögliche Feynman-Diagramme zur Zweijetproduktion sind in Abb. 3.15 (c) gezeigt.

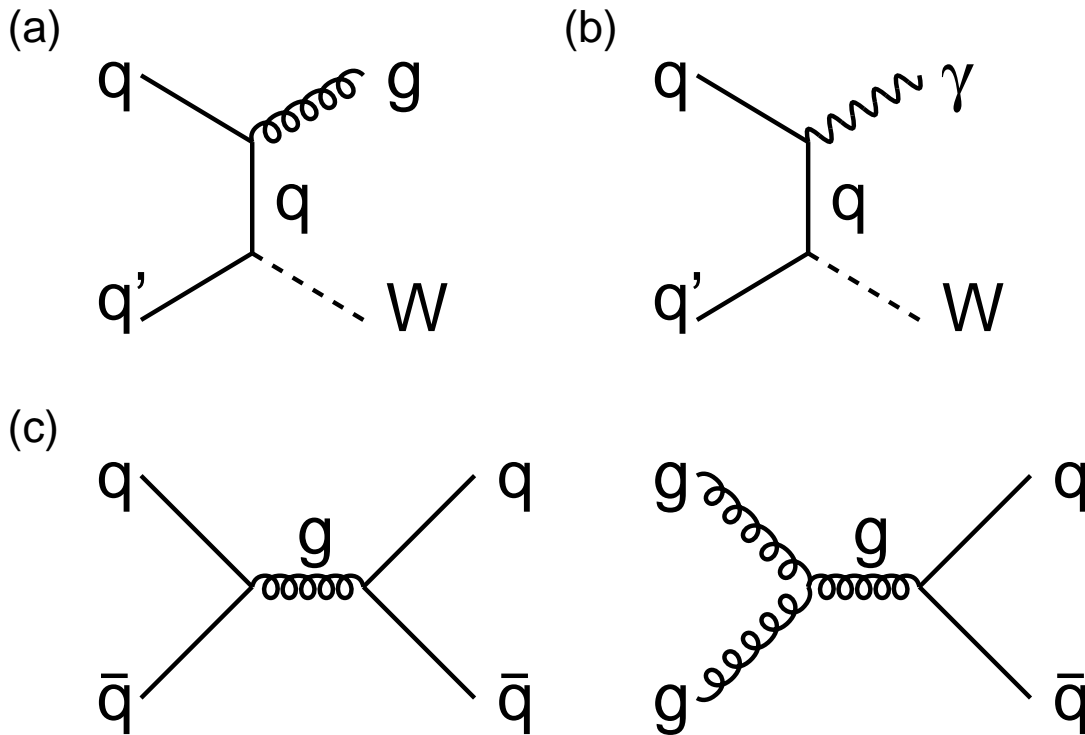


Abbildung 3.15: Feynman-Diagramme für instrumentelle Untergrundprozesse: (a) W +Jet-Produktion, (b) W + γ -Produktion und (c) Zweijetproduktion.

Kapitel 4

Objektrekonstruktion

Um die Ereignisse analysieren zu können, müssen zunächst die auftretenden Objekte wie Elektronen, Myonen und Jets rekonstruiert werden. Da nicht jedes tatsächlich bei einer Kollision erzeugte Objekt mit 100%iger Wahrscheinlichkeit rekonstruiert werden kann, ist es sehr wichtig für die Analyse, die Effizienzen dieser einzelnen Selektionskriterien zu kennen. Dazu wird zunächst der in dieser Arbeit verwendete Datensatz vorgestellt, anschließend werden die Kriterien zur Rekonstruktion und Selektion der Objekte beschrieben. In den darauf folgenden Unterkapiteln werden sowohl die Methoden, mit denen diese Effizienzen bestimmt werden können, als auch die Resultate dieser Messungen vorgestellt.

4.1 Der Datensatz

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Daten wurden von April 2002 bis September 2003 mit dem DØ-Detektor aufgezeichnet. In diesem Zeitraum hat der Tevatron-Beschleuniger eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 271.1 \text{ pb}^{-1}$ geliefert. Die von DØ aufgezeichnete integrierte Luminosität beträgt $\int \mathcal{L} dt = 205.8 \text{ pb}^{-1}$. Abbildung 4.1 zeigt die vom Tevatron gelieferte und von DØ aufgezeichnete integrierte Luminosität im Zeitraum April 2002–März 2004. Zusätzlich sind jeweils die gelieferten und aufgezeichneten integrierten Luminositäten für die einzelnen Monate zu sehen. Für den Zeitraum von April 2002 bis September 2003 hat DØ etwa 480 Millionen Ereignisse auf Band geschrieben. Daten, die vor April 2002 aufgezeichnet wurden, werden nicht in der Analyse verwendet, da zu diesem Zeitpunkt noch nicht alle wichtigen Komponenten des Detektors vollständig instrumentiert und in Betrieb genommen waren. Auch die von DØ aufgezeichneten 205.8 pb^{-1} an Daten können nicht komplett für die Analyse verwendet werden, da die Daten gewisse Qualitätsanforderungen erfüllen müssen. Als erstes

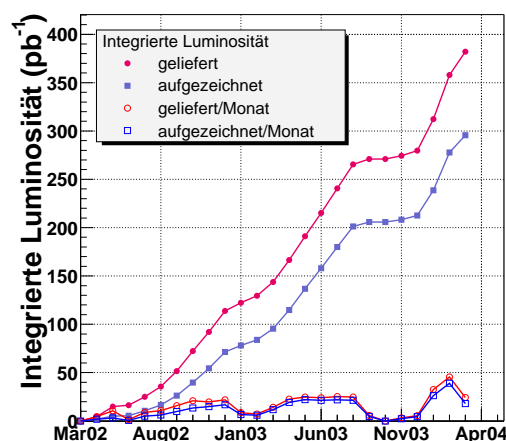


Abbildung 4.1: Vom Tevatron gelieferte und von DØ aufgezeichnete integrierte Luminosität.

Kriterium wird verlangt, daß alle in der Analyse verwendeten Detektorkomponenten (Kalorimeter, Myonsystem und Spurdetektor) funktioniert haben und alle Teile des Detektors ausgelesen wurden. Allerdings werden diese Kriterien der jeweiligen Analyse angepaßt. So werden z.B. bei der Analyse des Zweielektronenendzustandes auch Daten benutzt, bei denen das Myonsystem Ausfälle hatte, da dieses System in der Analyse nicht verwendet wird. Zusätzlich zu diesen Kriterien werden für das Kalorimeter noch weitere Anforderungen gestellt, die auf der Analyse der aufgezeichneten Daten basieren. Dazu wird für die Daten jedes Luminositätsblocks, der mehr als 500 Ereignisse beinhaltet, die Verschiebung der fehlenden transversalen Energie

$$\mathbb{E}_T^{\text{shift}} = \sqrt{\langle \mathbb{E}_T^x \rangle^2 + \langle \mathbb{E}_T^y \rangle^2}, \quad (4.1)$$

ein RMS-Maß¹ der fehlenden transversalen Energie

$$\mathbb{E}_T^{\text{rms}} = \sqrt{\text{rms}(\mathbb{E}_T^x)^2 + \text{rms}(\mathbb{E}_T^y)^2} \quad (4.2)$$

und die mittlere skalare Summe der transversalen Energie (SET) berechnet. Um als guter Datenblock eingestuft und damit für die Analyse berücksichtigt zu werden, müssen die Kriterien $\mathbb{E}_T^{\text{shift}} < 4 \text{ GeV}$, $\mathbb{E}_T^{\text{rms}} < 22 \text{ GeV}$ und $\text{SET} > 80 \text{ GeV}$ erfüllt werden.

Der Datensatz zerfällt noch einmal in zwei Teile, da sich im Juni 2003 die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Trigger geändert haben. Die Triggerlisten, die bis Juni 2003 zur Datennahme verwendet wurden, tragen die Versionsnummern v8–v11. Die Triggerliste mit den neu definierten Triggern trägt die Versionsnummer v12.

Mit Hilfe der Luminositätsblocknummern kann für jeden einzelnen Trigger die integrierte Luminosität berechnet werden. In Tab. 4.1 sind für einige der im Rahmen dieser Analyse verwendeten Trigger die integrierten Luminositäten aufgelistet. Die gesamte integrierte Luminosität für die Analyse mit zwei Elektronen im Endzustand beträgt $\int \mathcal{L} dt = 177 \text{ pb}^{-1}$, für die Elektron–Myon–Analyse stehen Daten zur Verfügung, die einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 158 \text{ pb}^{-1}$ entsprechen. Für einen Endzustand mit zwei Myonen erhält man eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 147 \text{ pb}^{-1}$ [Elm04a]. Aufgrund der Datenqualitätsanforderungen gehen etwa 15% der aufgezeichneten integrierten Luminosität verloren.

Um den statistischen Fehler für die Messung des WW–Wirkungsquerschnittes zu reduzieren, werden für diese Analyse noch Daten hinzugenommen, die bis März 2004 aufgezeichnet wurden. Dadurch erhält man einen Zugewinn an integrierter Luminosität von 75 pb^{-1} im e^+e^- - und 77 pb^{-1} im $e^\pm\mu^\mp$ -Kanal. Es ergibt sich also eine gesamte integrierte Luminosität für den erweiterten Datensatz von 252 pb^{-1} bzw. 235 pb^{-1} .

4.2 Identifikation der physikalischen Objekte

4.2.1 Elektronen

Die für diese Arbeit verwendeten Elektronen werden ausgehend von Kalorimeterclustern selektiert. Dazu werden zunächst Kalorimeterzellen in einem Konus $\Delta\mathcal{R} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$

¹engl. **R**oot **M**ean **S**quare.

Version	Einzel- und Zweielektronentrigger		Elektron-Myon-Trigger	
	Triggername	$\int \mathcal{L} dt$	Triggername	$\int \mathcal{L} dt$
v8-v11	EM_MX	134.91 pb ⁻¹	MU_A_EM10	117.88 pb ⁻¹
	EM_HI	125.41 pb ⁻¹		
	EM_MX_SH	129.11 pb ⁻¹		
	EM_HI_SH	125.41 pb ⁻¹		
v12	E1_2SH8	42.09 pb ⁻¹	MATX_2EM3_L12	39.79 pb ⁻¹
	E1_SHT20	42.09 pb ⁻¹	MATX_2EM3_SH7	39.79 pb ⁻¹
	E2_2SH8	42.09 pb ⁻¹	MATX_EM6_L12	39.79 pb ⁻¹
	E2_2L8_T8L8	42.09 pb ⁻¹	MATX_EM6_SH7	39.79 pb ⁻¹
	E3_2SH8	42.09 pb ⁻¹		
	E3_5_11_SH5_T4L5	42.09 pb ⁻¹		
	Summe	177 pb ⁻¹	Summe	158 pb ⁻¹
Erweiterter Datensatz		252 pb ⁻¹	235 pb ⁻¹	

Tabelle 4.1: Integrierte Luminosität für einige ausgewählte Trigger nach Berücksichtigung der Datenqualitätsanforderungen. Eine Erläuterung der Triggernamen findet sich in Anhang A.

= 0.4 zusammengefaßt. Um wahre Elektronen zu selektieren, werden anschließend noch verschiedene Qualitätskriterien an die Kalorimetercluster gestellt. Da die Elektronen isoliert sein sollen, darf die Energie um das selektierte Elektron einen gewissen Wert nicht überschreiten. Dazu wird die Energie in einem inneren Konus ($\Delta\mathcal{R} = 0.2$) mit der Energie verglichen, die außerhalb des Konus deponiert ist. Die Isolation ist definiert als

$$\text{Isolation} = \frac{E_{\text{tot}}(\Delta\mathcal{R} < 0.4) - E_{\text{EM}}(\Delta\mathcal{R} < 0.2)}{E_{\text{EM}}(\Delta\mathcal{R} < 0.2)}. \quad (4.3)$$

Dabei ist E_{tot} die in allen Lagen des Kalorimeters im Konus deponierte Energie, wohingegen E_{EM} die im elektromagnetischen Kalorimeter deponierte Energie bezeichnet. Der Schnitt wird so gewählt, daß die Energie um das Elektron nicht mehr als 15% der Elektronenenergie betragen darf (Isolation < 0.15). Da ein Elektron den Großteil seiner Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert, werden nur solche Objekte als Elektronen identifiziert, bei denen dieser Anteil mehr als 90% der Gesamtenergie ausmacht:

$$\text{EMAnteil} = \frac{\text{Energie im EM Kalorimeter}}{\text{Gesamtenergie}} > 0.9. \quad (4.4)$$

Hierbei wird wiederum ein Konus von $\Delta\mathcal{R} = 0.4$ verwendet. Als zusätzliches Kriterium wird die charakterische Form eines Elektronschauers verwendet. Dazu wird ein χ^2 -Wert (HMatrix) berechnet, der eine Aussage über die Kompatibilität des gemessenen Schauers mit einem elektromagnetischen Schauer macht. Die dazu herangezogenen Größen sind die Energieanteile des Schauers in den einzelnen Lagen des elektromagnetischen Kalorimeters

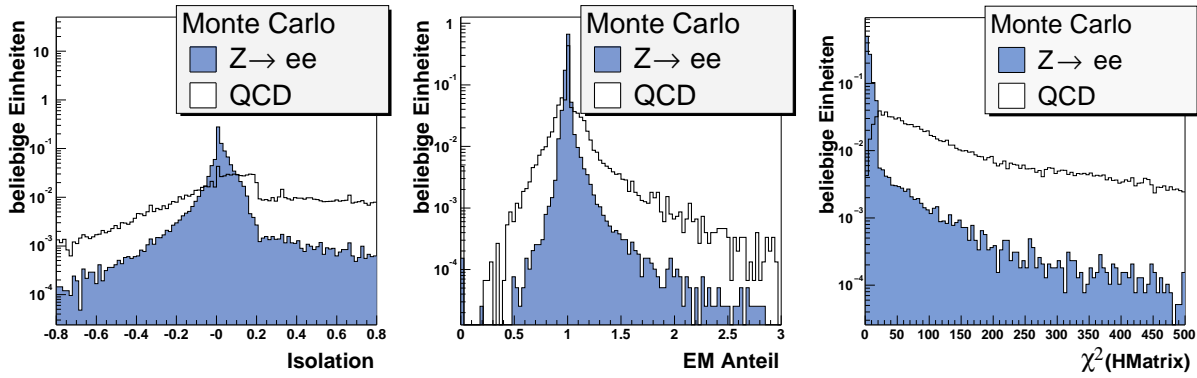


Abbildung 4.2: Isolation (links), elektromagnetischer Anteil (Mitte) und χ^2 -Wert der HMatrix (rechts) für Elektronenkandidaten aus $Z/\gamma \rightarrow ee$ - und QCD-Monte-Carlo.

und die Ausdehnung des Schauers in η - und ϕ -Richtung in Lage drei des Kalorimeters. Zusätzlich wird noch eine Energie- und Vertexabhängigkeit berücksichtigt. Der χ^2 -Wert berechnet sich dann nach der Formel

$$\chi^2 = (X - M)^T \cdot \Lambda^{-1} \cdot (X - M) , \quad (4.5)$$

wobei M ein Vektor mit den Mittelwerten der Schauervariablen und Λ die dazugehörige Kovarianzmatrix ist. Je nachdem, wie rein die Elektronenauswahl sein soll, kann der Schnitt in der χ^2 -Variable angezogen oder gelockert werden. Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Schnitt liegt bei

$$\chi^2(\text{HMatrix}) < 50 . \quad (4.6)$$

Abbildung 4.2 zeigt die Verteilungen der Isolationsvariablen, des elektromagnetischen Anteils und des χ^2 -Wertes der HMatrix für Elektronenkandidaten in $Z/\gamma \rightarrow ee$ -Monte-Carlo. Im Vergleich dazu sind die Verteilungen für Elektronenkandidaten aus QCD-Monte-Carlo zu sehen.

Um den Anteil an wahren Elektronen weiter zu erhöhen und zusätzlich zwischen Elektronen und Photonen unterscheiden zu können, wird für das Elektron eine zugehörige rekonstruierte Spur im Spurdetektor verlangt. Bei der Zuordnung der Spuren zu den Elektronen werden sowohl eine örtliche Übereinstimmung als auch eine Übereinstimmung der in Kalorimeter und Spurdetektor gemessenen transversalen Impulse gefordert:

$$\chi_{\text{EM-Spur}}^2 = \left(\frac{\delta\phi}{\sigma_\phi} \right)^2 + \left(\frac{\delta z}{\sigma_z} \right)^2 + \left(\frac{E_T/p_T - 1}{\sigma_{E_T/p_T}} \right)^2 \quad (4.7)$$

Dabei ist $\delta\phi$ der Unterschied in ϕ zwischen der extrapolierten Spur und dem Kalorimetercluster in Lage 3 des Kalorimeters und δz ist entsprechend der Unterschied der extrapolierten z -Position der Spur und des Kalorimeterclusters. E_T/p_T ist das Verhältnis der transversalen Energie des Clusters und dem transversalen Impuls der Spur. σ_ϕ , σ_z und σ_{E_T/p_T} sind die RMS-Werte der zu den einzelnen Größen zugehörigen experimentellen Verteilungen, die für gute Elektronen in den Daten bestimmt wurden.

Da die Energieantwort des Kalorimeters im Normalfall kleiner als eins ist, die gemessene Energie also unterhalb der tatsächlichen Energie liegt, muß die im Kalorimeter gemessene

Energie korrigiert werden. Gründe dafür sind die Energieverluste im toten Material des Detektors. Auch geometrische Einflüsse spielen eine Rolle, da die Dicke des Absorbermaterials abhängig vom Auftreffwinkel der Elektronen ist und Teile des Schauers in Bereiche inaktiven Materials lecken können, z.B. in die Übergänge zwischen einzelnen Kalorimetermodulen. Diese geometrischen Effekte können im Monte-Carlo simuliert werden und daraus geometrische Korrekturfaktoren bestimmt werden.

Die Zerfälle von Resonanzen, wie dem Z -Boson oder dem Υ -Meson, können verwendet werden, um die Elektronenenergien noch besser zu kalibrieren. Dazu werden impuls- und ortsabhängige Parameter bestimmt, mit denen die rohen Elektronenenergien und -impulse korrigiert werden müssen, so daß die rekonstruierten invarianten Zweielektronenmassen bestmöglich mit den bekannten Massen der Resonanzen übereinstimmen. Diese Korrektur der Elektronenenergien fließt auch in die Berechnung der fehlenden transversalen Energie mit ein (siehe Kapitel 4.2.4). In Abb. 4.3 sind die Auswirkungen der elektromagnetischen Kalibration zu sehen. In der linken Abbildung ist die Υ -Resonanz vor und nach der Korrektur zu sehen, die rechte Abbildung zeigt die entsprechenden invarianten Massenverteilungen für die Z -Resonanz. Für beide Resonanzen stimmt die korrigierte Masse gut mit der tatsächlichen Masse überein, was für die unkorrigierten Massen nicht der Fall ist. Ebenso wird durch die Korrekturen der Energien und Impulse eine bessere Massenauflösung erreicht.

4.2.2 Myonen

Myonen werden aus den Treffern in den Driftröhren und Szintillatoren rekonstruiert. Um gute Myonen zu selektieren, werden mindestens zwei Treffer in jeder der drei Lagen aus

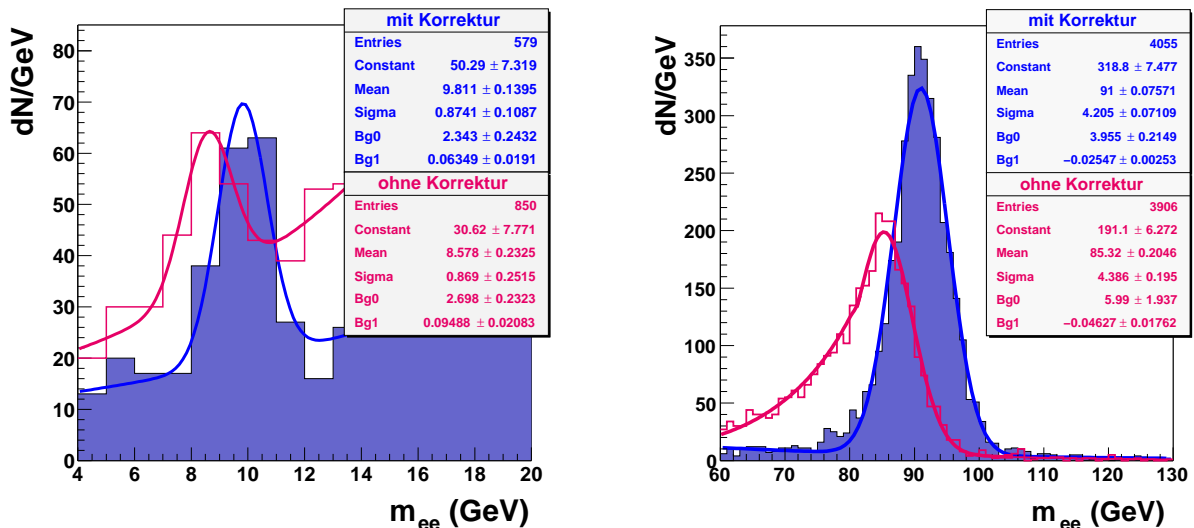


Abbildung 4.3: Invariante Massenverteilungen der Υ - (links) und Z -Resonanz (rechts) vor und nach elektromagnetischen Korrekturen. Nach der Korrektur ist eine gute Übereinstimmung der gemessenen Masse mit der tatsächlichen Masse zu beobachten. Darüberhinaus wird eine Verbesserung der Auflösung erzielt.

Driftröhren gefordert. Zusätzlich wird in jeder Lage von Szintillatoren mindestens ein Treffer gefordert. Jedes Myon hinterläßt beim Durchqueren des Kalorimeters ein sogenanntes MIP²-Signal. Es deponiert also eine gewisse Energie entlang seiner Flugbahn durch das Kalorimeter. Da aber die Myonen, ebenso wie die Elektronen, isoliert sein sollen, wird verlangt, daß die Energie um das Myon einen gewissen Wert nicht überschreitet. Die Kalorimeterisolation wird im Rahmen dieser Arbeit immer als

$$\text{Isolation}_{\text{Kal}} = E(\Delta\mathcal{R} < 0.4) - E(\Delta\mathcal{R} < 0.1) < 2.5 \text{ GeV} \quad (4.8)$$

gewählt. Weiterhin wird eine zu dem im Myonsystem gemessenen Myon passende Spur im inneren Detektor verlangt. Dies verbessert die p_T -Auflösung des Myons deutlich, da die Auflösung im Myonsystem alleine wesentlich schlechter ist. Dadurch wird auch die Korrektur der fehlenden transversalen Energie (siehe Kapitel 4.2.4) verbessert. Neben der Kalorimeterisolation wird für die Myonen verlangt, daß auch die Spur isoliert ist, um so Myonen aus Jets weiter zu unterdrücken. Als Kriterium wird hier die Summe der transversalen Impulse aller Spuren in einem Konus um die Myonspur herangezogen:

$$\text{Isolation}_{\text{Sp}} = \sum_{i=0}^{N_{\text{Sp}}(\Delta\mathcal{R}<0.5)} p_T^i < 2.5 \text{ GeV}/c \quad (4.9)$$

Abbildung 4.4 zeigt die Kalorimeter- und Spurisolationskriterien für Myonen im Monte-Carlo aus $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ -Zerfällen und für Myonen in Jets aus QCD-Produktion. Eine Optimierung der Myonisationskriterien wurde in [DØ02] durchgeführt und ist für diese Arbeit übernommen.

Um Beimischungen von kosmischen Myonen zu reduzieren, werden alle die Ereignisse verworfen, bei denen die Signalzeiten außerhalb eines Zeitfensters von 10 ns (sowohl in

²Minimum Ionizing Particle

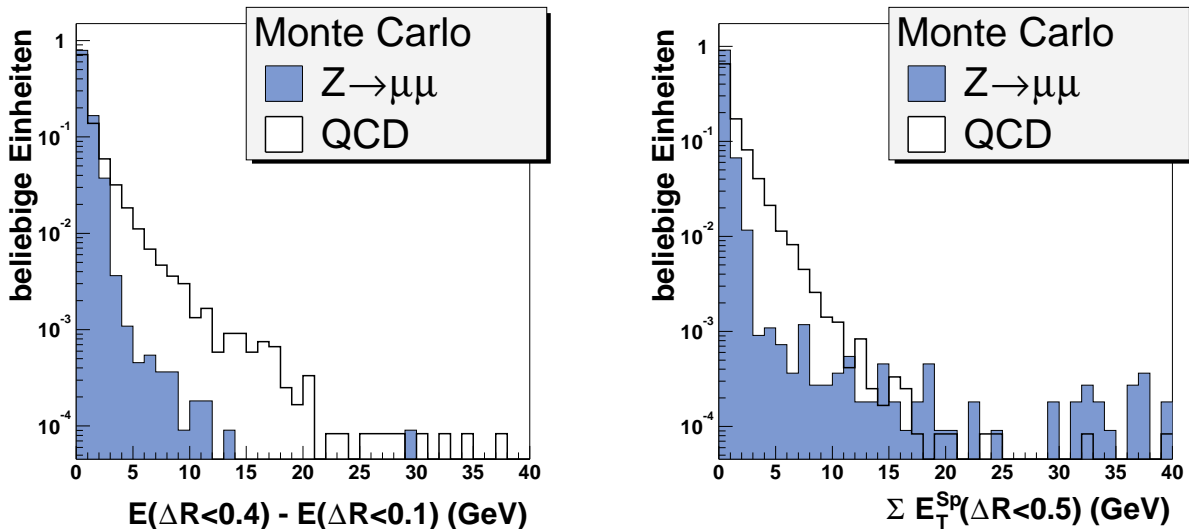


Abbildung 4.4: Kalorimeter- (links) und Spurisolationskriterien (rechts) für Myonen in Monte-Carlo. Gezeigt sind die Isolation für isolierte Myonen aus $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ -Zerfällen und Myonen, die in Jets entstehen.

der A Lage als auch in der B/C Lage) bezogen auf den Zeitpunkt der Wechselwirkung liegen.

4.2.3 Jets

Ebenso wie bei Elektronen werden Jets durch Zusammenfassung von Kalorimeterzellen innerhalb eines Konus gebildet. Da ein Jet bzw. ein hadronischer Schauer aber eine größere Ausbreitung im Vergleich zu Elektronen besitzt, werden zur Rekonstruktion dementsprechend größere Konusradien verwendet. Der im Rahmen dieser Arbeit benutzte Konusradius beträgt $\Delta\mathcal{R} = 0.5$. Die transversale Energie eines Jets muß 8 GeV überschreiten, um rekonstruiert zu werden.

Damit Jets, die z.B. aufgrund von Detektorrauschen fälschlicherweise gebildet werden, verworfen werden, müssen die Jets ebenso wie alle anderen Physikobjekte Qualitätskriterien erfüllen. Da Jets im Vergleich zu Elektronen mehr Energie im hadronischen Kalorimeter deponieren, soll der elektromagnetische Energieanteil zwischen 5 und 95% liegen. Da das Rauschen im grobhadronischen Kalorimeter am höchsten ist, darf der Energieanteil (CHF³) jedes Jets in dieser Lage des Kalorimeters 40% nicht übersteigen. Das Verhältnis der Energien in den zwei höchstenergetischen Zellen des Clusters muß kleiner als 10 sein und es müssen mindestens zwei Kalorimetertürme in einem Cluster vereint sein. Um noch weiterhin durch Rauschen entstandene Jets zu unterdrücken, wird für Jets mit einem Energieanteil von mehr als 10% im grobhadronischen Kalorimeter ein zusätzliches Kriterium

$$f_{90} < 0.8 - 0.5 \cdot \text{CHF} \quad (4.10)$$

eingeführt. Dabei ist f_{90} das Verhältnis der Anzahl Kalorimetertürme, die mehr als 90% der Jetenergie beinhalten, zur Anzahl aller zum Jet zusammengefaßten Türme.

Die Energieantwort für Jets ist im Vergleich zur Energieantwort für Elektronen gleicher Energie kleiner als eins. Dies liegt daran, daß bei hadronischen Schauern Komponenten des Schauers nicht innerhalb des Kalorimeters detektiert werden können, so z.B. die beim Pionzerfall entstehenden Myonen und Neutrinos. Neutronen und Kernfragmente aus Kernspaltung können ebenfalls zu Verlusten der sichtbaren Energie beitragen. Da Neutronen elektrisch neutral sind, können sie nicht elektromagnetisch wechselwirken, die Kernfragmente hingegen bleiben häufig im Absorbermaterial stecken. Kalorimeter, deren Energieantwort für Elektronen und Pionen gleich ist, nennt man kompensierende Kalorimeter. Eine Kompensation kann z.B. durch Einsatz von wasserstoffhaltigen Detektormaterialien erreicht werden, da die Neutronen durch bei Stößen entstehenden Rückstoßprotonen

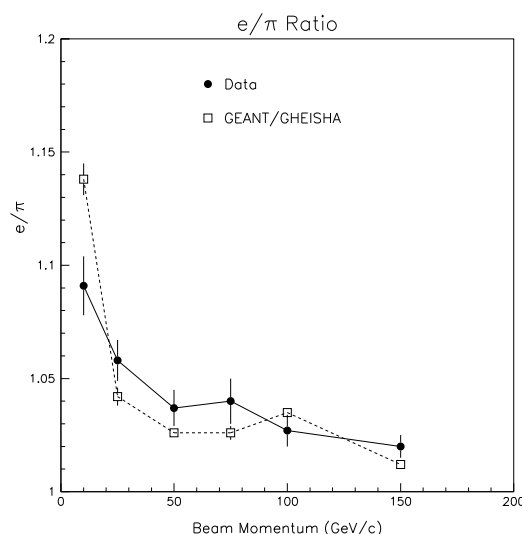


Abbildung 4.5: Verhältnis der Energieantworten für Elektronen und Pionen des DØ-Kalorimeters aus Teststrahlungsmessungen und Vergleich mit MC-Rechnungen [DØ99a].

³engl. **C**oarse **H**adronic **F**raction.

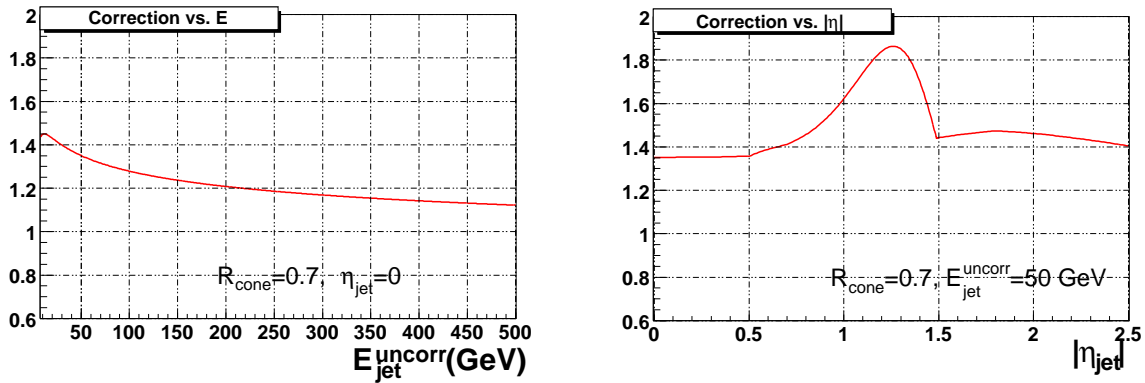


Abbildung 4.6: Korrekturfaktoren für die Jetenergie als Funktion der Kalorimeterenergie für Jets mit $\eta_{\text{Jet}} = 0$ (links) und der Pseudorapidität η für Jets mit einer unkorrigierten Energie von $E_{\text{Jet}}^{\text{unkorr.}} = 50$ GeV (rechts) [DØ03b].

zum Signal beitragen können. Abbildung 4.5 zeigt das Verhältnis der Energieantworten für Elektronen und Pionen bei Teststrahlungsmessungen am DØ-Kalorimeter. Für Energien oberhalb 30 GeV ist das Kalorimeter fast kompensierend. Das Verhältnis der Elektronen- zur Pionenenergieantwort ist in diesem Energiebereich kleiner als 1.05 [DØ99a].

Da die Energieantwort des Kalorimeters auch für Jets kleiner als eins ist, müssen für diese ebenfalls Energiekorrekturen durchgeführt werden. Diese Energiekorrekturen können mit γ +Jet-Ereignissen bestimmt werden, indem eine Balancierung von elektromagnetischer und hadronischer Energie gefordert wird. Die Korrekturfaktoren in Abhängigkeit der Energie und η sind in Abb. 4.6 zu sehen. Die Energiekorrekturen werden ebenfalls bei der Berechnung der fehlenden transversalen Energie berücksichtigt.

4.2.4 Fehlende transversale Energie

Die fehlende transversale Energie wird ausgehend von der im Kalorimeter gemessenen fehlenden transversalen Energie $\cancel{E}_T^{\text{cal}}$ berechnet. Dazu wird die Energiesumme in x- und y-Richtung über alle Kalorimeterzellen des elektromagnetischen und feinhadronischen Kalorimeters bezogen auf den primären Vertex berechnet. Da es im grobhadronischen Kalorimeter gehäuft zu Rauschen kommt, werden Zellen in diesen Lagen nur dann mitgerechnet, wenn diese Jets zugeordnet werden können.

Um zu berücksichtigen, daß sowohl Jets als auch Elektronen eine höhere Energie als die im Kalorimeter gemessene besitzen, muß die auf Zellbasis berechnete fehlende transversale Energie $\cancel{E}_T^{\text{cal}}$ korrigiert werden. Dazu werden zu Elektronen und Jets gehörende Zellen mit den in den Abschnitten 4.2.1 und 4.2.3 beschriebenen Korrekturen versehen ($\cancel{E}_T^{\text{corr}}$). In Ereignissen ohne Myonen ist durch $\cancel{E}_T^{\text{corr}}$ die tatsächliche fehlende transversale Energie \cancel{E}_T definiert. Sind hingegen Myonen rekonstruiert worden, müssen deren Energien bei der Berechnung ebenfalls beachtet werden. Dazu wird $\cancel{E}_T^{\text{corr}}$ entsprechend mit den im Spurdetektor gemessenen transversalen Myonimpulsen neu berechnet. Da die Myonen einen Teil ihrer Energie im Kalorimeter deponieren und daher schon in die Berechnung von $\cancel{E}_T^{\text{cal}}$ eingegangen ist, muß diese wieder herausgerechnet werden. Dazu wird die Energie der

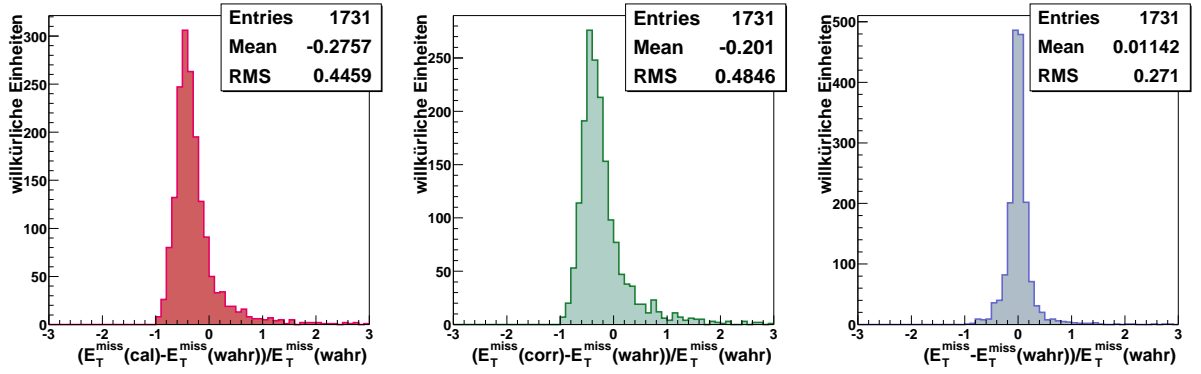


Abbildung 4.7: Differenz zwischen der rekonstruierten und tatsächlichen fehlenden transversalen Energie normiert auf die tatsächliche fehlende transversale Energie für $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ -Monte-Carlo auf Zellniveau (E_T^{cal} , links), mit Korrekturen für Elektronen und Jets (E_T^{corr} , Mitte) und nach Korrektur mit Myonen (E_T , rechts).

Myonen verwendet, die in einem Konus mit $\Delta\mathcal{R} = 0.6$ um die Myonspur im Kalorimeter deponiert ist.

Die Verteilung $(E_T - E_T^{\text{wahr}})/E_T^{\text{wahr}}$ für die einzelnen Stufen der Rekonstruktion der fehlenden transversalen Energie E_T in $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ -Monte-Carlo ist in Abb. 4.7 gezeigt. Es ist deutlich ersichtlich, daß nach allen Korrekturen die rekonstruierte am besten mit der tatsächlichen fehlenden transversalen Energie übereinstimmt.

4.3 Bestimmung der Effizienzen

Die Anzahl der gemessenen Elektronen und Myonen ist kleiner als die tatsächlich bei den Kollisionen erzeugte, da nicht immer alle physikalischen Objekte rekonstruiert werden können. Um diese Ineffizienzen korrigieren zu können, müssen sie bestimmt werden. Ebenso müssen diese Effekte im Monte-Carlo untersucht werden, um gegebenenfalls Unterschiede zu berücksichtigen. Der Vergleich von Effizienzen in Daten und Monte-Carlo wird ausführlich in Kapitel 5 diskutiert.

4.3.1 Trigger für Ereignisse mit zwei Elektronen

Nicht jedes Ereignis, das die Triggerkriterien erfüllt, wird auch vom Triggersystem akzeptiert. Deswegen werden Studien durchgeführt, um diese Triggerineffizienz zu bestimmen und daraufhin diese Kenntnis in Monte-Carlo-Vorhersagen einfließen zu lassen.

Zur Filterung von Ereignissen mit zwei Elektronen wird eine Kombination von verschiedenen Triggern verwendet. Wie bereits erwähnt, zerfällt der Datensatz dabei in zwei Teile. Die Triggerlisten v8–v11 benutzen Einzelelektronentrigger (EM_HI_XX und EM_MX_XX) und Zweielektronentrigger (2EM_2MD), wobei die Einzelelektronentrigger auf Level 1 Ebene einen Kalorimetertriggerturm im elektromagnetischen Kalorimeter mit einer transversalen Energie von mindestens 10 GeV (EM_HI_XX) bzw. 15 GeV (EM_MX_XX) verlan-

gen. Um zusätzlich auch niederenergetische Elektronen zu selektieren, die ihre Energie auf zwei Triggertürme aufteilen, werden Ereignisse auch akzeptiert, wenn zwei Triggertürme mit jeweils mehr als 5 GeV transversaler Energie vorhanden sind.

Auf Ebene 3 des Triggersystems wird ein Elektronkandidat mit lockeren Selektionskriterien (EMAnteil > 0.9) und einem Transversalimpuls größer 30 GeV/c gefordert. Werden noch zusätzliche Kriterien an den Elektronkandidaten gestellt, kann die Schwelle auf den Transversalimpuls gesenkt werden. Für Trigger mit einer Extraanforderung an die Schauerform des Elektronkandidaten kann die Schwelle auf 20 GeV/c gesenkt werden. Wird zusätzlich noch eine Spur im Spurdetektor mit $p_T > 12$ GeV/c verlangt, ist eine Reduzierung der Triggerschwelle auf 12 GeV/c möglich.

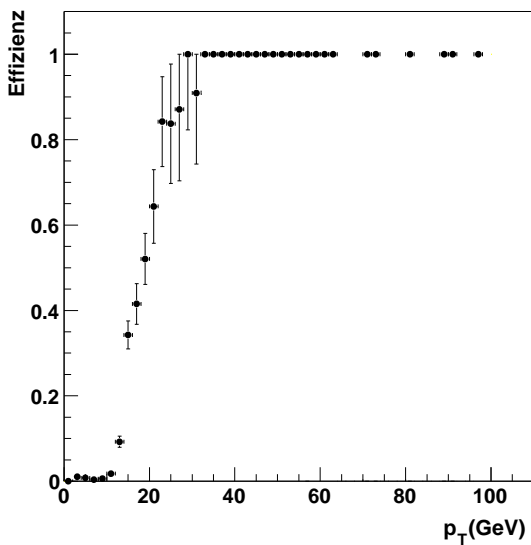


Abbildung 4.8: Triggereffizienz als Funktion des transversalen Elektronimpulses für eine Kombination aller Einzelelektronentrigger.

bei 30 GeV/c für Elektronobjekte mit einer lockeren Anforderung an die Schauerform (SH30) und bei 20 GeV/c, falls eine harte Anforderung an die Schauerform gestellt wird (SHT20). Für Filter, die zwei Elektronenobjekte mit lockeren Schauerformkriterien verlangen (2SH8), wird die Schwelle auf 8 GeV/c gesenkt.

Um die Triggereffizienz zu messen, werden Ereignisse vorselektiert, bei denen in der Rekonstruktion mindestens ein Elektron mit den in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Kriterien gefunden wird. Außerdem wird verlangt, daß die Ereignisse aufgrund von Triggern, die nicht auf Kalorimeterinformation zurückgreifen, z.B. reine Myontrigger, akzeptiert werden. Somit erhält man eine Ereignisauswahl, die frei von Kalorimetertriggereinflüssen ist. Zur Bestimmung der Triggereffizienz wird nun als Funktion des rekonstruierten Elektronimpulses der Anteil der Ereignisse bestimmt, bei denen auch die zu untersuchenden EM_HI-Trigger das Ereignis akzeptiert haben. Die Triggereffizienz für eine Kombination aller Einzelelektronentrigger ist in Abb. 4.8 zu sehen. Der Effekt, der durch Hinzunahme der Zweielektronentrigger entsteht, wurde in [Blu04] untersucht. Abbildung 4.9 (links) zeigt die p_T -Verteilung für das führende Elektron in Zweielektronenereignissen mit einer

Fordert man zwei Elektronen in den Ereignissen, kann man die Triggerschwellen noch weiter absenken, da die Rate von Ereignissen mit zwei Elektronen deutlich kleiner ist im Vergleich zu Ereignissen mit nur einem Elektron. Um diese Trigger passieren zu können, müssen auf Level 1 zwei Elektronen mit $p_T > 5$ GeV/c gefunden werden, auf Level 2 wird diese Schwelle auf 6 GeV/c angehoben. Auf Level 3 Ebene müssen die Ereignisse je nach instantaner Luminosität zwei Elektronen mit $p_T > 7$ bzw. 12 GeV/c aufweisen.

In der Triggerliste v12 gibt es eine Reihe von Level 1 Kalorimetertriggern (EX mit $x=1-8$), deren Triggerschwellen zwischen 3 und 11 GeV/c liegen. Diese Level 1 Trigger werden mit einer Vielzahl von Filtern auf Level 3 Ebene kombiniert. Die Transversalimpulsschwellen der Filter richten sich ebenfalls nach den Anforderungen an die gefundenen Objekte. Die Schwelle liegt

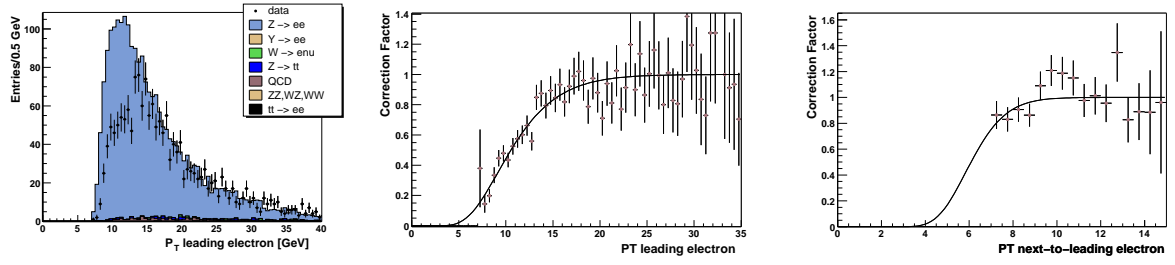


Abbildung 4.9: Transversalimpulsverteilung für das führende Elektron in Ereignissen mit zwei Elektronen und einer invarianten Masse zwischen 15 und 60 GeV/c² für Daten und Monte-Carlo (links) und die sich daraus ergebenden Korrekturfaktoren für das führende (Mitte) und das zweite Elektron (rechts). Alle Abbildungen sind aus [Blu04] entnommen.

invarianten Masse zwischen 15 und 60 GeV/c². Neben der Verteilung in den Daten ist auch die Erwartung aufgrund des Monte-Carlos ohne Berücksichtigung von Triggereffekten zu sehen. Dabei wird das Monte-Carlo an der Z-Resonanz normiert und anhand dieser Normierung eine Extrapolation in den niedrigen Massenbereich vorgenommen. Für Elektronen mit einem Transversalimpuls von $p_T < 15$ GeV/c ist deutlich der Einfluß des Triggers zu erkennen. Die sich daraus ergebende Korrektur für das führende Elektron ist in Abb. 4.9 (Mitte) zu sehen. Die Korrektur für das zweite Elektron ist in Abb. 4.9 (rechts) dargestellt. Alle drei Verteilungen sind aus [Blu04] entnommen. Die Parametrisierungen der Korrekturen für das Monte-Carlo haben die Form

$$\varepsilon_1^{trig} = 0.5 \cdot \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{p_T - 10.54}{\sqrt{p_T} \cdot 1.7} \right) \right) \quad (4.11)$$

für das führende Elektron und

$$\varepsilon_2^{trig} = 0.5 \cdot \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{p_T - 6.09}{\sqrt{p_T} \cdot 0.72} \right) \right) \quad (4.12)$$

für das Elektron mit dem niedrigeren Transversalimpuls. Dabei ist erf die Gauss'sche Fehler-Funktion.

4.3.2 Trigger für Ereignisse mit einem Elektron und einem Myon

Auch für diesen Endzustand zerfällt der Datensatz aufgrund der unterschiedlichen Triggerlisten in zwei Teile. Für die Triggerlisten v8–v11 wird ein einzelner Trigger verwendet (MU_A_EM10), der auf Level 1 einen Kalorimetertriggerturm mit einer transversalen Energie von mehr als 5 GeV verlangt. Zusätzlich wird ein Myon-Trigger verlangt, der rein auf Treffern in den Szintillatoren basiert. Es werden keine Einschränkungen auf η oder p_T des Myons gemacht. Die Level 3 Filter akzeptieren ein Ereignis, falls ein Elektron mit einem EM-Anteil > 0.9 und einem transversalen Impuls $p_T > 10$ GeV/c gefunden wird.

Da der Elektronen- bzw. Myonanteil des Triggers unabhängig voneinander sind, können die Effizienzen separat für die Elektronen und Myonen bestimmt werden. Um die Effizienz des Elektrontriggers zu messen, werden wiederum Ereignisse selektiert, in denen

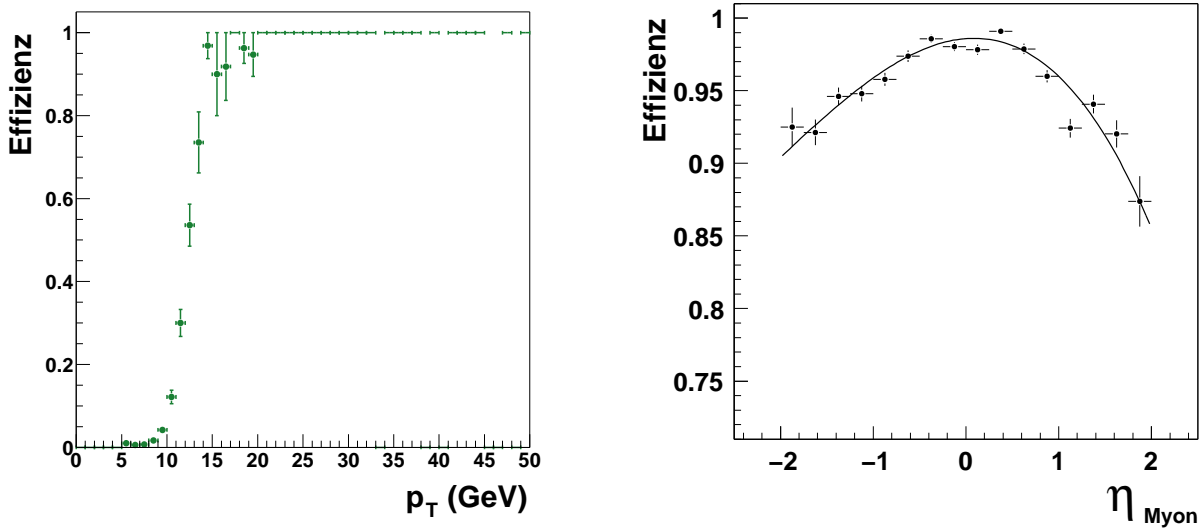


Abbildung 4.10: Triggereffizienz für das Elektron des Elektron–Myon–Triggers als Funktion des transversalen Impulses des Elektrons (links) und Abhängigkeit der Triggereffizienz des Myons als Funktion der Myon–Pseudorapidität η (rechts). Die rechte Abbildung ist aus [Klu03] entnommen.

mindestens ein Elektron mit der Rekonstruktionssoftware gefunden wird. Im Gegensatz zu vorher wird aber nicht verlangt, daß dem Elektron eine Spur zugeordnet wird. Um wiederum unabhängig von Kalorimeterereinflüssen auf der Triggerebene zu sein, werden nur Ereignisse verwendet, die von einem Zufallstrigger⁴ selektiert werden. Analog zu den Einzelelektronentriggern wird wiederum die Triggereffizienz als Funktion des transversalen Elektronimpulses bestimmt. Der Verlauf ist in Abb. 4.10 (links) gezeigt. Für Elektronen mit einem transversalen Impuls von weniger als 15 GeV/c ist der Trigger nicht voll effizient. Diese Ineffizienz muß für Elektronen unterhalb dieser Schwelle berücksichtigt werden.

Die Ereignisauswahl zur Studie des Myontriggers erfolgt in analoger Weise. Es werden Ereignisse, die ein rekonstruiertes Myon aufweisen und einen Kalorimetertrigger passiert haben, zur Studie verwendet. Es zeigt sich, daß die Triggereffizienz unabhängig vom Impuls des Myons ist. Allerdings wird keine 100%ige Effizienz erreicht. Der Szintillatortrigger weist eine η -Abhängigkeit auf, die in Abb. 4.10 (rechts) dargestellt ist [Klu03]. Im Zentralbereich ist die Effizienz am höchsten und fällt dann in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung auf etwa 90% ab. Diese Abhängigkeit wird bei Monte-Carlo-Simulationen mitberücksichtigt.

Die Triggerliste v12 enthält vier verschiedene Trigger (MATX_XX_XX) zur Selektion von Endzuständen mit einem Elektron und einem Myon. Dabei unterscheiden sich die Trigger in den Anforderungen an die Elektronobjekte auf Level 1 und Level 3 Ebene. Die Selektionskriterien für das Myon sind für alle vier Trigger identisch und haben sich auch im Vergleich zu den Triggerlisten v8–v11 nicht verändert. Die Trigger verlangen entweder zwei Kalorimetertriggertürme mit einer transversalen Energie von mehr als 3 GeV (2EM3) oder

⁴Bei den Zufallstriggern wird jedes 160. Ereignis akzeptiert, egal ob die Kriterien erfüllt werden oder nicht. Darüberhinaus wird allerdings markiert, ob das Ereignis auch bei Anwendung der tatsächlichen Triggerkriterien selektiert worden wäre. Dieser Modus wird *Mark & Pass* genannt.

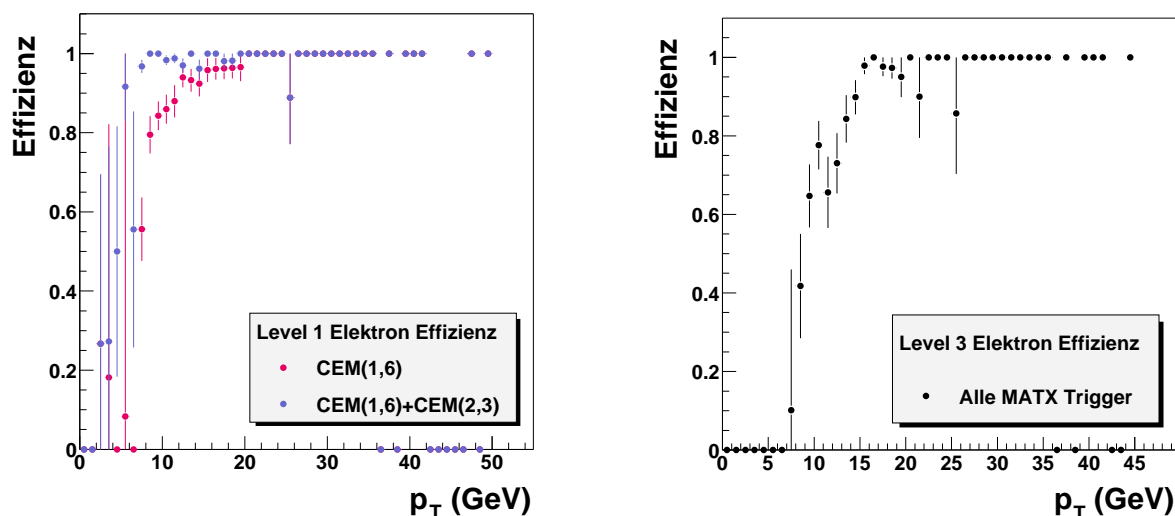


Abbildung 4.11: Triggereffizienz für das Elektron der Elektron-Myon-Trigger der Triggerliste v12 auf Level 1 (links) und Level 3 Ebene (rechts).

einen Triggerturm mit mehr als 6 GeV (EM6). Abbildung 4.11 (links) zeigt den Turnon für die EM6-Trigger und eine Kombination der 2EM3- mit den EM6-Trigger. Auf Level 3 Ebene wird entweder ein Elektron mit einem Transversalimpuls von $p_T > 12$ GeV/c (L12) oder $p_T > 7$ GeV/c und einem harten Schauerformkriterium (SHT7) verlangt. Der inklusive Level 1 und Level 3 Turnon für eine Kombination aller vier Trigger ist in Abb. 4.11 (rechts) gezeigt. Da für Elektronen mit einem Transversalimpuls unterhalb 16 GeV/c keine 100%ige Effizienz erreicht wird, wird dieser Effekt im Monte-Carlo berücksichtigt.

4.3.3 Elektronrekonstruktion

In diesem Abschnitt wird die Effizienz bestimmt, mit der ein in einer Kollision erzeugtes Elektron im Kalorimeter identifiziert werden kann. Dabei wird die Effizienz für alle drei auf dem Kalorimeter basierenden Variablen zur Elektronrekonstruktion (Isolation, EMAnteil und HMatrix) gemeinsam betrachtet. Zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz benötigt man eine Referenzauswahl an Ereignissen, von denen man weiß, daß ein Elektron in dem Ereignis vorhanden ist, um dann zu testen, ob dieses auch rekonstruiert wird.

Die Auswahl der Ereignisse muß nach Möglichkeit unabhängig von Kalorimeterkriterien erfolgen. Daher eignen sich für diese Untersuchung Zerfälle von Resonanzen, z.B. von Z-Bosonen, die nach den folgenden Kriterien vorselektiert werden. Das Ereignis muß ein Elektron enthalten, das die Kalorimeterkriterien erfüllt und dem eine Spur zugeordnet werden kann. Zusätzlich muß eine isolierte Spur vorhanden sein, die mit dem rekonstruierten Elektron zusammen eine invariante Masse liefert, die in einem Fenster von ± 20 GeV/c² um die Z-Masse liegt. Das relativ große Massenfenster wird gewählt, um aus den Seitenbändern noch vorhandene Untergrundereignisse im Bereich der Z-Resonanz bestimmen zu können. Diese so gewonnene Auswahl bildet die Testmenge, die nun darauf

geprüft wird, ob in einem Bereich von 0.1×0.1 in $\Delta\eta \times \Delta\phi$ um die zusätzliche Spur auch ein elektromagnetisches Cluster im Kalorimeter gefunden wird. Dabei wird das Kalorimeter in einen Zentralbereich ($|\eta_{\text{det}}| < 1.3$) und einen Vorwärtsbereich ($1.3 < |\eta_{\text{det}}| < 3.0$) unterteilt und die Rekonstruktionseffizienzen in den beiden Bereichen separat bestimmt. Die invarianten Massenverteilungen von Elektron und Spur bzw. zwei Elektronen sind in Abb. 4.12 für den Zentral- (links) und Vorwärtsbereich (rechts) gezeigt. Um den Untergrund unterhalb der Z-Resonanz zu bestimmen, werden die Verteilungen mit einer Kombination aus Gauss-Funktion (Signal) und Exponentialfunktion (Untergrund) gefittet. Der aus den Exponentialfunktionen bestimmte Untergrund wird von den Verteilungen abgezogen und die übrigbleibenden Verteilungen der Z-Resonanz werden in einem Massenbereich von $\pm 3\sigma$ um die Z-Masse integriert, um so die Anzahl der enthaltenen Ereignisse zu bestimmen. Das Verhältnis der so gewonnenen Ereigniszahlen ergibt die Rekonstruktionseffizienz. Im Zentralbereich erhält man eine Rekonstruktionseffizienz von

$$\varepsilon_{\text{Rek}}^e = 0.847 \pm 0.005 \text{ (stat.)} , \quad (4.13)$$

für die Vorwärtsregion erhält man eine Effizienz von

$$\varepsilon_{\text{Rek}}^e = 0.710 \pm 0.011 \text{ (stat.)} . \quad (4.14)$$

Der relative Fehler aufgrund der begrenzten Statistik ist wegen der zugrundeliegenden Binomialverteilung gegeben durch

$$\frac{\Delta\varepsilon_{\text{Rek}}^e}{\varepsilon_{\text{Rek}}^e} = \sqrt{\frac{1 - \varepsilon_{\text{Rek}}^e}{N \cdot \varepsilon_{\text{Rek}}^e}} , \quad (4.15)$$

wobei N die Anzahl der im Massenfenster vorselektierten Ereignisse ist.

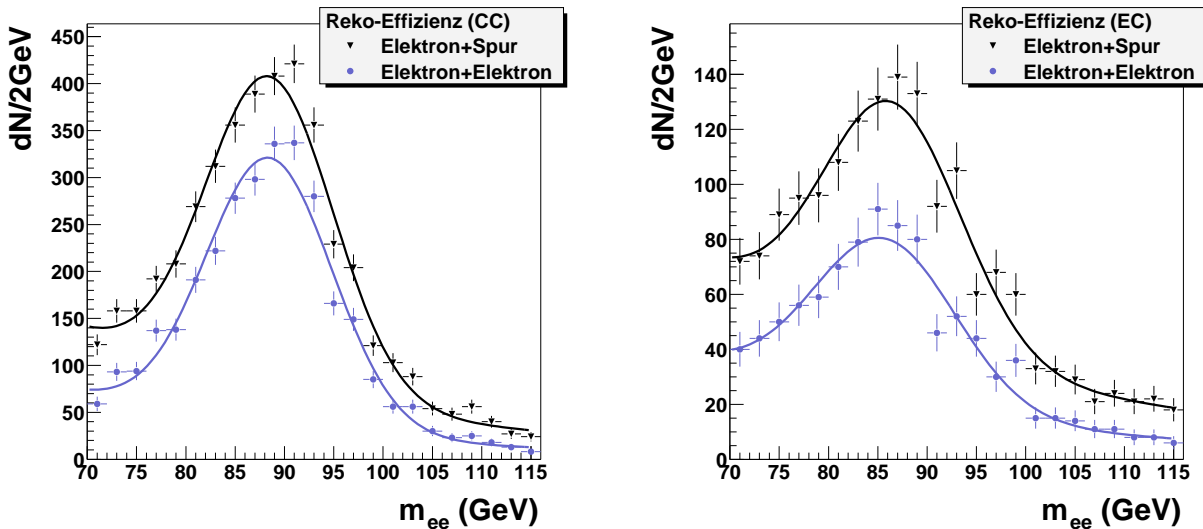


Abbildung 4.12: Invariante Massenverteilungen von einem Elektron und einer Spur bzw. zwei Elektronen. Die linke (rechte) Abbildung zeigt Daten, die in der Zentralregion (Vorwärtsregion) liegen.

4.3.4 Spurfindung für Elektronen

Die Effizienz, für ein Elektron auch eine zugehörige Spur zu finden, wird ebenfalls aus $Z/\gamma \rightarrow ee$ -Zerfällen des Z -Bosons bestimmt. Dazu wird eine Auswahl an Ereignissen getroffen, bei denen zwei elektromagnetische Objekte rekonstruiert werden, die die auf Kalorimetervariablen basierenden Standard-Elektronkriterien erfüllen. Dann wird überprüft, ob zu keinem, genau einem oder beiden Elektronen eine zugehörige Spur im Spurdetektor gefunden wird. Die Anzahl aller Elektronen aus Z -Boson-Zerfällen ist gegeben durch

$$N_e = 2 \cdot (N_Z^{0Sp} + N_Z^{1Sp} + N_Z^{2Sp}) . \quad (4.16)$$

Dabei ist N_Z^{0Sp} die Anzahl der Z -Zerfälle, bei denen keine Spur gefunden wird, N_Z^{1Sp} die Anzahl Z -Zerfälle mit genau einer gefundenen Spur und entsprechend N_Z^{2Sp} die Menge der Z -Zerfälle, bei denen zu beiden Elektronen eine Spur rekonstruiert wird. Somit läßt sich die Menge N_e^{Sp} der Elektronen mit gefundener Spur durch

$$N_e^{Sp} = N_Z^{1Sp} + 2 \cdot N_Z^{2Sp} \quad (4.17)$$

berechnen. Da gerade bei den Zerfällen, bei denen nicht für jedes Elektron eine Spur vorhanden ist, der Untergrund aus QCD-Ereignissen im Bereich der Z -Resonanz nicht zu vernachlässigen ist, muß dieser Anteil aus den Seitenbändern bestimmt und abgezogen werden. Da es schwierig ist, die Elektronen aus Drell Yan-Zerfällen von fehlidentifizierten Elektronen aus Multijetereignissen zu unterscheiden, werden beide Anteile abgezogen und nur die in der Resonanz enthaltenen Ereignisse berücksichtigt. Die Spurfindungseffizienz ist das Verhältnis der Elektronen mit gefundener Spur zu allen Elektronen, also

$$\varepsilon_{Sp}^e = \frac{N_e^{Sp}}{N_e} . \quad (4.18)$$

Abbildung 4.13 zeigt die invarianten Massenverteilungen für Elektronen mit zwei (links), genau einer (Mitte) und keinen gefundenen Spuren (rechts) für Elektronen im Zentralkalorimeter. Abweichungen von einer Gauss-Verteilung, wie sie besonders in Abb. 4.13

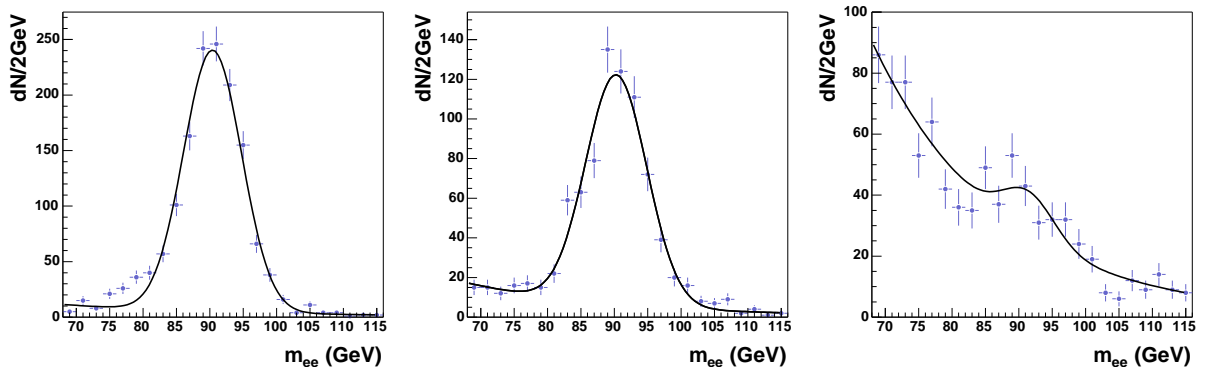


Abbildung 4.13: Invariante Zweielektronenmasse m_{ee} für Ereignisse mit zwei Elektronen im Zentralkalorimeter. Die linke Abbildung zeigt Ereignisse, bei denen für beide Elektronen eine Spur gefunden wird. In der Mitte (rechts) sind Ereignisse zu sehen, bei denen für genau ein (kein) Elektron eine Spur gefunden wird.

(links) zu erkennen sind, resultieren von Elektronen, die am Rand des Kalorimeters bzw. an den Übergängen der einzelnen Module rekonstruiert werden. Aus den Anzahlen der Z-Ereignisse ergibt sich eine Effizienz von

$$\varepsilon_{\text{Sp}}^e = 0.810 \pm 0.008 \text{ (stat.)} \pm 0.017 \text{ (syst.)} . \quad (4.19)$$

Der systematische Fehler ergibt sich aus zwei verschiedenen Methoden, den Untergrund unterhalb der Z-Resonanz zu bestimmen. Dazu wird einmal der Untergrund mit einer Exponentialfunktion parametrisiert, die zweite Methode nähert den Untergrund mit einem Polynom an. Um eine bessere Anpassung an den Untergrund zu erhalten, wird der Fitbereich auf $\pm 35 \text{ GeV}/c^2$ um die Z-Masse ausgedehnt. Für Elektronen in den Endkappen erhält man eine Spurfindungseffizienz von

$$\varepsilon_{\text{Sp}}^e = 0.664 \pm 0.018 \text{ (stat.)} \pm 0.012 \text{ (syst.)} . \quad (4.20)$$

4.3.5 Elektron-Likelihood

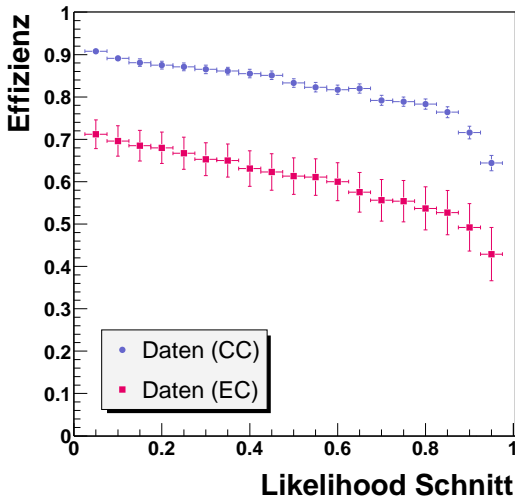


Abbildung 4.14: Effizienz der Likelihood-Methode als Funktion des Likelihood-Schnittes für den Zentral- (CC) und Vorwärtsbereich (EC).

Die acht Variablen setzen sich aus kalorimeter- und spurbasierten Variablen zusammen. Sowohl der elektromagnetische Energieanteil als auch der χ^2 -Wert der HMatrix werden in der Likelihood benutzt, obwohl sie schon zur Identifikation von Elektronen verwendet werden. Allerdings bieten die verbleibenden Verteilungen immer noch Möglichkeiten, um das Signal vom Untergrund zu trennen. Dazu wird auch das Verhältnis von der transversalen Kalorimeterenergie zum transversalen Impuls der Spur verwendet. Außerdem wird ein χ^2 -Wert verwendet, der eine Aussage über die räumliche Übereinstimmung von Spur und Kalorimetercluster macht:

$$\chi_{\text{spatial}}^2 = \left(\frac{\delta\phi}{\sigma_\phi} \right)^2 + \left(\frac{\delta z}{\sigma_z} \right)^2 \quad (4.21)$$

Zusätzlich wird der Punkt der kleinsten Annäherung der Spur (DCA⁵) berücksichtigt. Dies ist der kleinste Abstand der Spur zu einer parallel zur z -Achse gedachten Linie, die durch den primären Wechselwirkungspunkt verläuft. Um Elektronen von Konversionen zu unterdrücken, geht die Anzahl von Spuren in einem Bereich $\Delta\mathcal{R} < 0.05$ um die zu betrachtende Spur in die Likelihood ein. Zudem wird die Summe der transversalen Impulse in einem Abstand $\Delta\mathcal{R} < 0.4$ um die Kandidatenspur in der Likelihood berücksichtigt. Letztendlich wird die Likelihood noch als Funktion von η_{det} betrachtet.

Die Effizienz des Likelihood-Schnittes wird analog zur Effizienz der Spurfindung mit der gleichen Methode auf einer identischen Datenmenge berechnet. Abbildung 4.14 zeigt die Effizienz der Likelihood-Methode als Funktion des Likelihood-Schnittes im Zentral- (CC) und Vorwärtsbereich (EC). Abbildung 4.15 (links) zeigt die invariante Massenverteilung für Ereignisse, bei denen sich beide Elektronen im Zentralkalorimeter befinden und jeweils einen Likelihood-Schnitt von 0.3 passieren. Entsprechende Massenverteilungen sind in Abb. 4.15 (Mitte) und Abb. 4.15 (rechts) zu sehen, wenn nur genau eines oder keines der beiden Elektronen den Schnitt erfüllt. Die sich daraus ergebende Effizienz in den Daten für diesen Schnitt beträgt

$$\varepsilon_{LH} = 0.867 \pm 0.009(\text{stat.}) \quad (4.22)$$

im Zentralkalorimeter und

$$\varepsilon_{LH} = 0.653 \pm 0.039(\text{stat.}) \quad (4.23)$$

in den Endkappen. Für die Analysen wird immer ein Likelihood-Schnitt von 0.3 verwendet.

4.3.6 Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit für Spurfindung und Likelihood

Um zu entscheiden, welcher Schnitt auf die Likelihood zur Elektronidentifikation angewendet wird, ist nicht alleine die Effizienz zur Identifikation von wahren Elektronen ausschlaggebend, sondern man muß zusätzlich die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit betrachten.

⁵engl. *Distance of Closest Approach*.

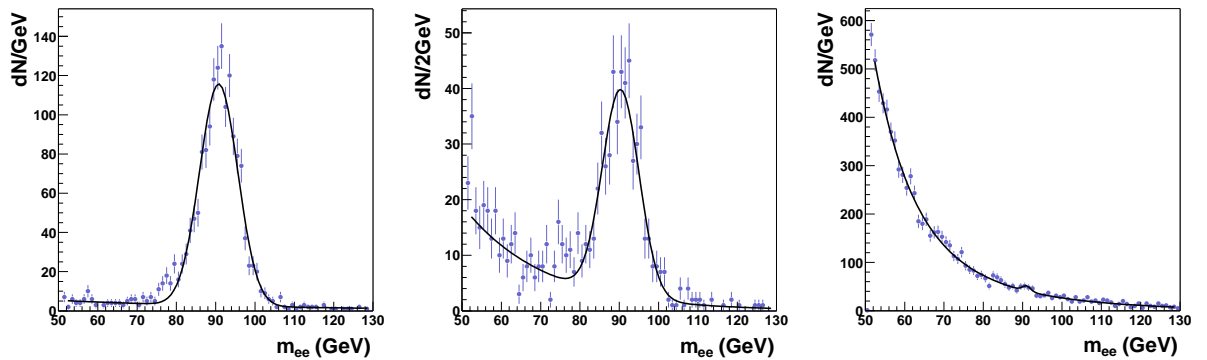


Abbildung 4.15: Invariante Zweielektronenmasse für Ereignisse, bei denen zwei Elektronen (links), ein (Mitte) oder kein (rechts) Elektron den Likelihood-Schnitt von 0.3 passiert.

Diese macht eine Aussage darüber, wie wahrscheinlich ein Jet als Elektron identifiziert wird. Eine hohe Signaleffizienz führt im allgemeinen auch zu einer höheren Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit, wohingegen bei Wahl einer niedrigeren Effizienz die Reinheit erhöht wird.

Um die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit zu messen, benötigt man eine Menge von Ereignissen, bei denen Jets die Elektronidentifikationskriterien (Isolation, elektromagnetischer Anteil und HMatrix) passieren. Für diese Menge von Elektronkandidaten wird dann geprüft, ob diese auch eine Spur besitzen bzw. das Elektron-Likelihoodkriterium erfüllen. Damit sichergestellt ist, daß die Elektronkandidaten tatsächlich ihren Ursprung in einem Jet haben, werden Ereignisse mit folgenden Kriterien ausgewählt. Die Ereignisse müssen zwei rekonstruierte Jets besitzen, die einen Öffnungswinkel $\Delta\phi(\text{Jet}, \text{Jet}) > 2.5$ besitzen. Zusätzlich muß ein Elektronkandidat im Ereignis vorhanden sein, der mit einem

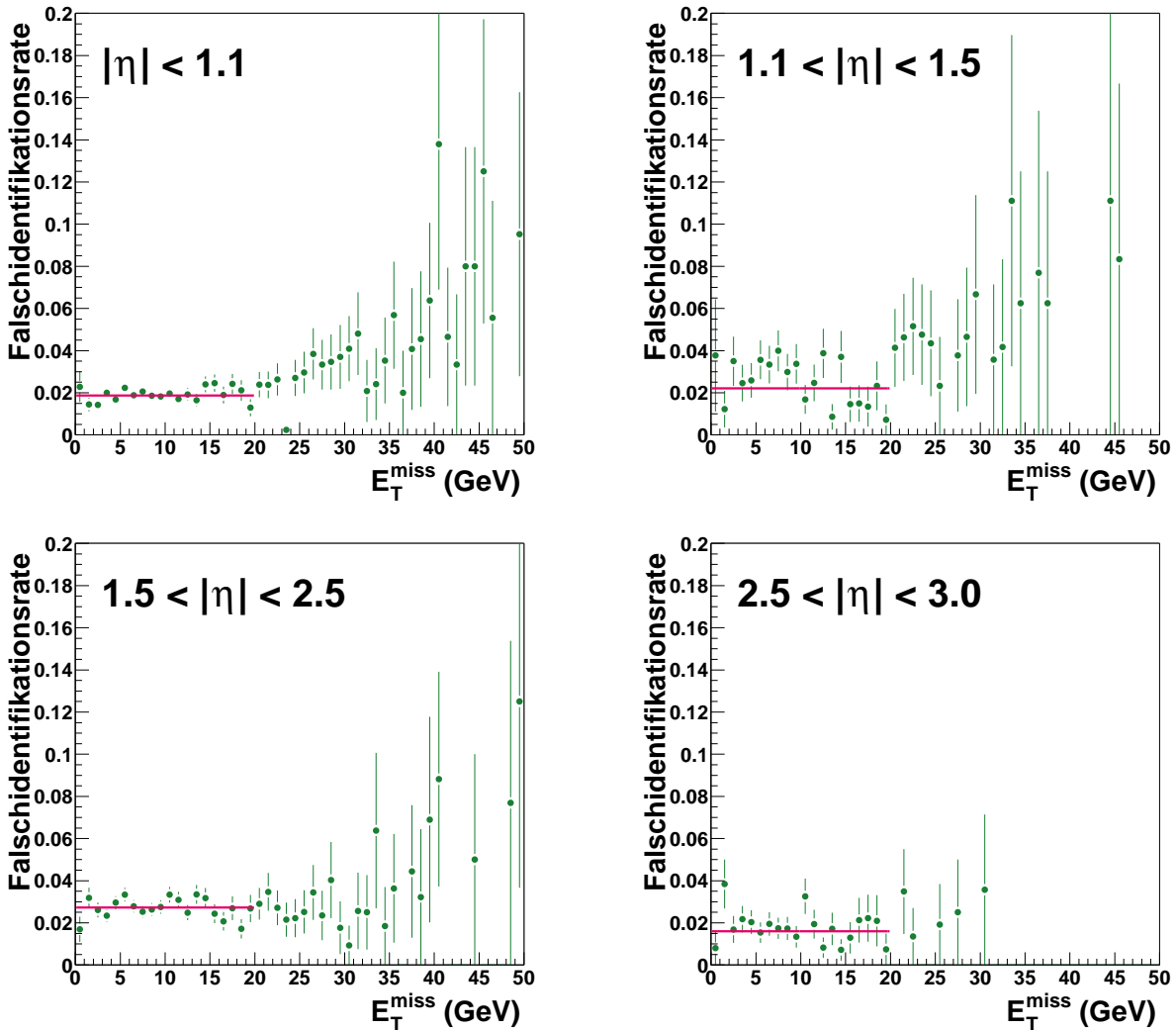


Abbildung 4.16: Elektronfehlidentifikationswahrscheinlichkeit als Funktion der fehlenden transversalen Energie für vier verschiedene Pseudorapiditätsbereiche. Die Fehlidentifikationsraten sind für einen Schnitt von 0.3 auf die Likelihood gezeigt.

der Jets übereinstimmt:

$$\Delta\mathcal{R}(\text{EM}, \text{Jet}) < 0.25 \quad (4.24)$$

Der diesem Elektronkandidaten gegenüberliegende Jet muß sehr harte Jetkriterien erfüllen:

$$0.05 < \text{EMAnteil} < 0.7 \quad (4.25)$$

$$\text{CHF} < 0.25 \quad (4.26)$$

$$f90 < 0.65 \quad (4.27)$$

Der harte Schnitt auf den EMAnteil soll sicherstellen, daß der Anteil von $Z/\gamma \rightarrow ee$ -Ereignissen extrem klein ist. Um zusätzlich den Beitrag von $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$ -Zerfällen zu reduzieren, muß die Anzahl der zum Jet gehörenden Spuren größer als vier sein. Darüberhinaus wird verlangt, daß das Verhältnis der transversalen Impulse der beiden Jets kleiner als 2.5 ist. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit wird als Funktion der fehlenden transversalen Energie betrachtet, da für kleine Werte von \cancel{E}_T keine Beiträge von anderen Ereignistypen, wie z.B. $W+\text{Jet}$ -Ereignisse, erwartet werden. Abbildung 4.16 zeigt die Elektronfehlidentifikationswahrscheinlichkeit als Funktion der fehlenden transversalen Energie für vier verschiedene Pseudorapiditätsbereiche. Der Schnitt auf den χ^2 -Wert der HMatrix liegt in diesem Fall bei 50 und für die Likelihood wurde ein Wert größer 0.3 verlangt. Um die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit zu bestimmen, wird die Verteilung im Bereich $\cancel{E}_T < 20$ GeV mit einer Konstanten gefittet. Für größere Werte der fehlenden transversalen Energie scheint die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit anzusteigen. Das liegt daran, daß dort ein zunehmender Anteil von wahren Elektronen aus den W -Boson-Zerfällen von $W+\text{Jet}$ -Ereignissen vorhanden ist. Es ergeben sich Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten von 0.019 ± 0.001 im Zentralbereich ($|\eta_{\text{det}}| < 1.1$) und 0.027 ± 0.001 in den Endkappen ($1.5 < |\eta_{\text{det}}| < 2.5$).

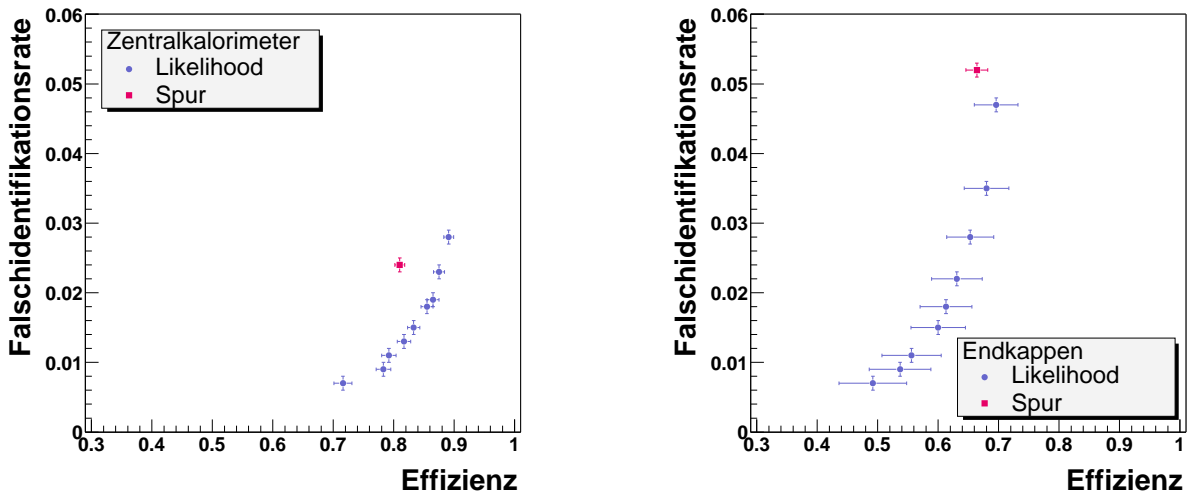


Abbildung 4.17: Elektronfehlidentifikationswahrscheinlichkeit gegen Signaleffizienz im Zentral- (links) und Vorwärtsbereich (rechts) für verschiedene Schnitte auf die Likelihood zwischen 0.1 und 0.9. Zum Vergleich ist der Punkt für die normale Spurfindung eingezeichnet.

Abbildung 4.17 zeigt die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit gegen die Signaleffizienz für verschiedene Schnitte auf die Elektron–Likelihood zwischen 0.1 und 0.9. Zum Vergleich ist auch der Punkt eingezeichnet, den die in Abschnitt 4.3.4 beschriebene Spurfindung liefert. Sowohl im Zentral– (linke Abbildung) als auch im Vorwärtsbereich (rechte Abbildung) ist deutlich zu erkennen, daß die Elektron–Likelihood eine deutlich bessere Signaleffizienz bei gleicher Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit liefert als die normale Spurfindung.

4.3.7 Myonrekonstruktion

Die Bestimmung der Myonrekonstruktionseffizienz erfolgt analog zu der Bestimmung bei Elektronen. Es werden $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ -Zerfälle vorselektiert, indem wieder die invariante Masse berechnet aus einem guten Myon und einer Spur innerhalb des Z -Massenfensters verlangt wird. Aufgrund der etwas schlechteren Massenauflösung im Myonkanal wird das Massenfenster zur Vorselektion auf $\pm 35 \text{ GeV}/c^2$ um die Z -Masse erweitert. Die Rekonstruktionseffizienz der Myonen ist analog zum Elektronkanal das Verhältnis der Ereignisse, bei denen zur Spur passend ein Myon im Myonsystem rekonstruiert wird, zur Gesamtzahl der im Massenfenster von $\pm 3\sigma$ vorselektierten Ereignisse.

In Abb. 4.18 (links) ist die invariante Masse zu sehen, die aus einem rekonstruierten Myon und einer zusätzlichen Spur berechnet ist. Ebenfalls ist die invariante Masse gezeigt, wenn zu der Spur auch ein Myon in den Myonkammern gefunden wird. Vernachlässigt man die ϕ -Region unterhalb des Kalorimeters, ergibt sich eine Myonrekonstruktionseffizienz in den Daten von

$$\varepsilon_{\text{Rek}}^{\mu} = 0.866 \pm 0.004 \text{ (stat.)} . \quad (4.28)$$

Um eine Verzerrung von Zweimyonentriggern zu vermeiden, wird die Rekonstruktionseffizienz auch mit Ereignissen berechnet, bei denen mindestens ein Einzelmyontrigger angesprochen hat. Die sich daraus ergebende Effizienz beträgt

$$\varepsilon_{\text{Rek}}^{\mu} = 0.862 \pm 0.005 \text{ (stat.)} , \quad (4.29)$$

was in guter Übereinstimmung mit dem zuvor erhaltenen Ergebnis ist. In Abb. 4.18 (rechts) ist die Rekonstruktionseffizienz als Funktion von ϕ aufgetragen. Es ist deutlich ein Abfall der Rekonstruktionseffizienz im Bereich zwischen $\phi = 4$ und $\phi = 5.5$ zu erkennen. Das liegt daran, daß in diesem ϕ -Bereich Teile des Myonsystems fehlen (siehe Kapitel 2.2.4).

4.3.8 Myonisation

Die Myonisationseffizienz wird ebenfalls in $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen gemessen. Es werden diesmal Ereignisse ausgewählt, die zwei rekonstruierte Myonen haben, die beide eine zugehörige Spur besitzen und von denen eines sowohl im Kalorimeter als auch im Spurdetektor isoliert ist. Dann wird getestet, ob das andere Myon ebenfalls die Isolationskriterien ($\text{Isolation}_{\text{Kal}} < 2.5 \text{ GeV}$, $\text{Isolation}_{\text{Spur}} < 2.5 \text{ GeV}/c$) erfüllt. Die Abhängigkeit der Myonisationseffizienz ist in Abb. 4.19 als Funktion von η (links) und als Funktion der im Ereignis vorhandenen Jets (rechts) gezeigt. Es ergibt sich eine integrierte Isolationseffizienz von

$$\varepsilon_{\text{Iso}}^{\mu} = 0.870 \pm 0.004 \text{ (stat.)} . \quad (4.30)$$

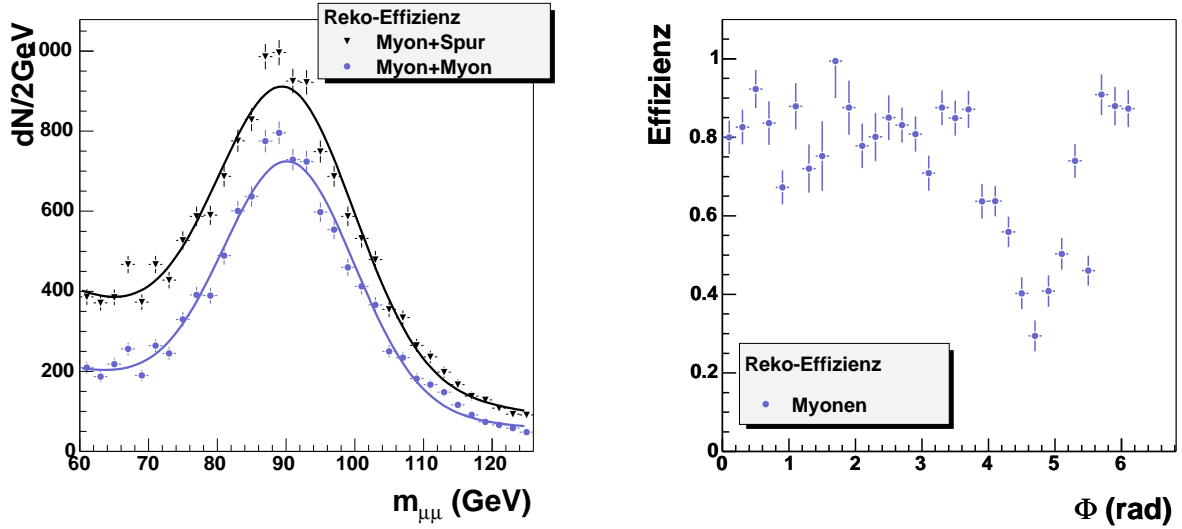


Abbildung 4.18: Invariante Massenverteilungen zur Berechnung der Myonrekonstruktionseffizienz in Daten (links). Gezeigt sind die Massenverteilungen, die aus einem rekonstruierten Myon und einer zusätzlichen Spur berechnet sind bzw. wenn zu der Spur auch ein Myon in den Myonkammern gefunden wird. Die rechte Abbildung zeigt die Myonrekonstruktionseffizienz als Funktion von ϕ .

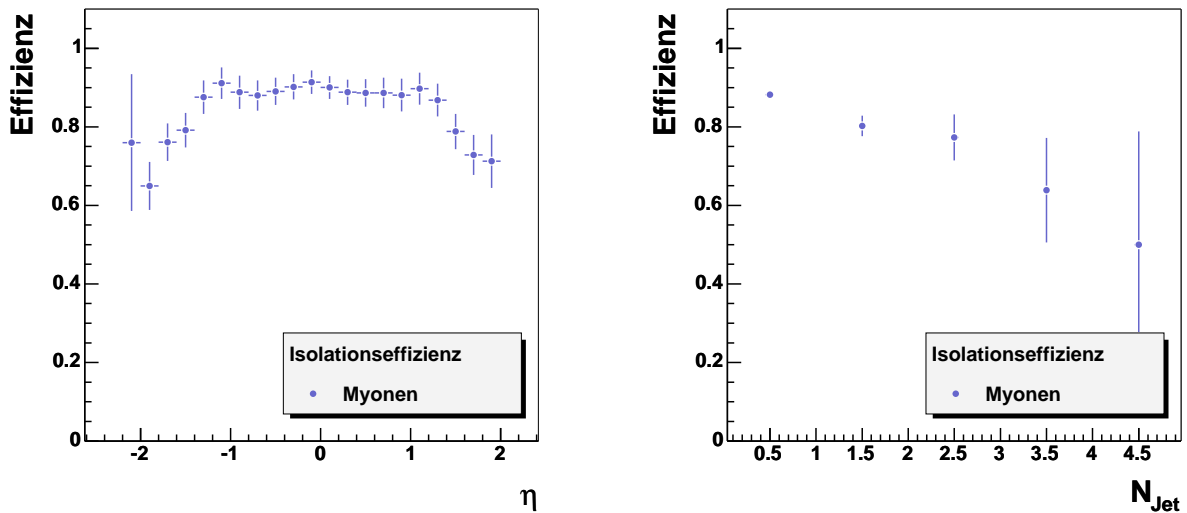


Abbildung 4.19: Isolationseffizienz für Myonen in Daten als Funktion von η (links) und der Anzahl der rekonstruierten Jets (rechts).

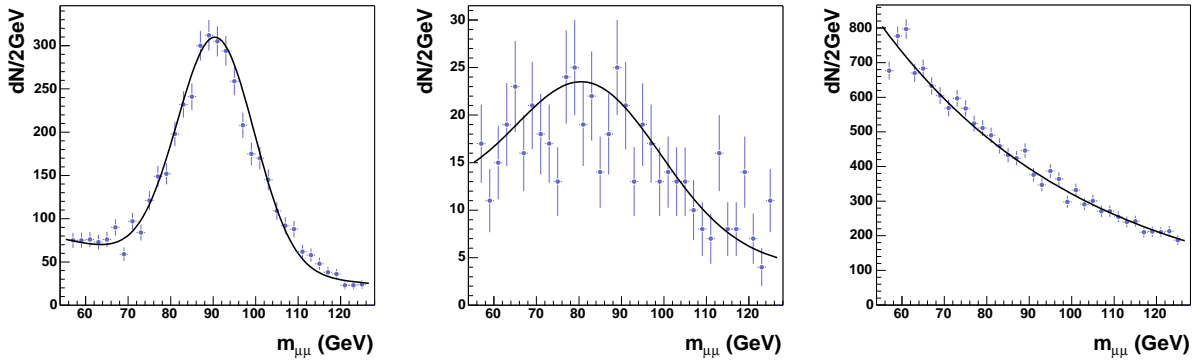


Abbildung 4.20: Invariante Zweimyonenmasse $m_{\mu\mu}$ für Ereignisse, bei denen beide (links), genau ein (Mitte) und keine (rechts) Myonen eine zugeordnete Spur besitzen.

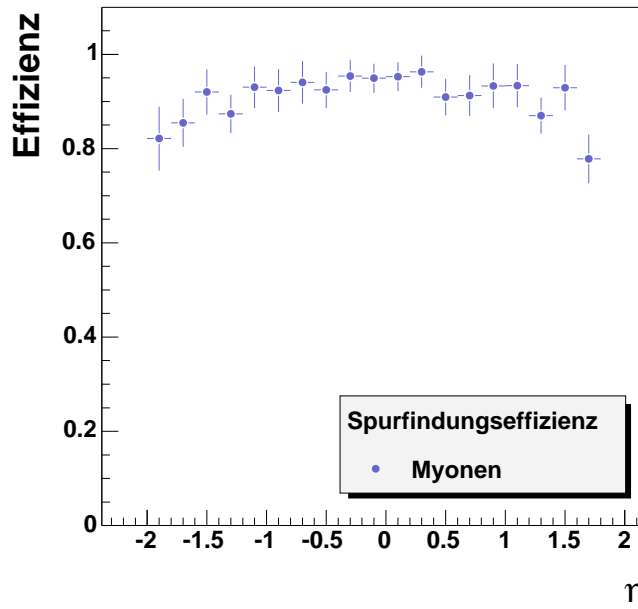


Abbildung 4.21: Spurfindungseffizienz für Myonen als Funktion der Pseudorapidity η .

4.3.9 Spurfindung für Myonen

Die Spurrekonstruktionseffizienz für Myonen wird exakt nach der gleichen Methode bestimmt wie bei den Elektronen. Ereignisse mit zwei im Myonsystem rekonstruierten Myonen, deren invariante Masse im Bereich der Z-Masse liegt, werden untersucht, ob die Myonen eine zugeordnete Spur besitzen. In Abb. 4.20 ist die invariante Masse $m_{\mu\mu}$ für (von links nach rechts) Ereignisse, bei denen beiden Myonen eine Spur zugeordnet werden kann, Ereignisse, bei denen für genau ein Myon eine Spur gefunden wird, und Ereignisse, bei denen für keines der Myonen eine Spur rekonstruiert wird, gezeigt. Die sich daraus ergebende Spurfindungseffizienz für Myonen beträgt

$$\varepsilon_{\text{Spur}}^{\mu} = 0.921 \pm 0.005 \text{ (stat.)} \pm 0.014 \text{ (syst.)} . \quad (4.31)$$

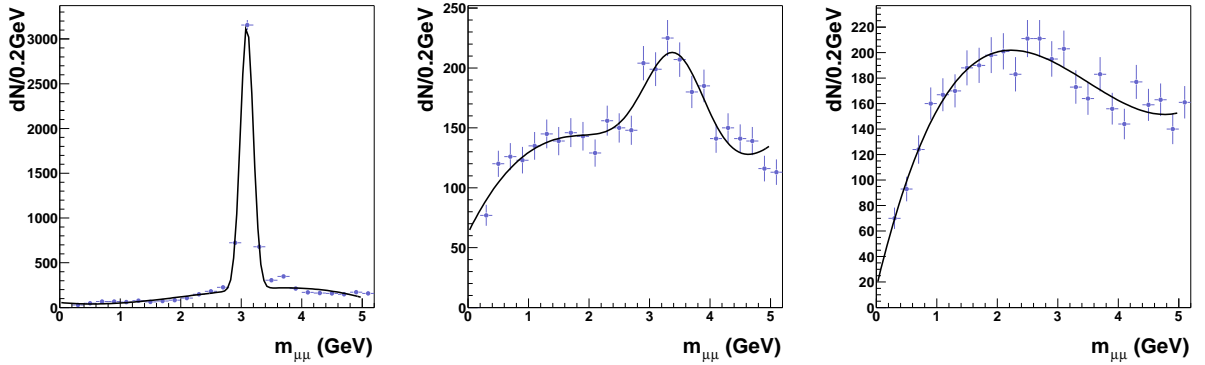


Abbildung 4.22: Invariante Zweimyonenmasse $m_{\mu\mu}$ für Ereignisse im Bereich der J/ψ -Resonanz, bei denen beide (links), genau ein (Mitte) und keine (rechts) Myonen eine zugeordnete Spur besitzen.

Abbildung 4.21 zeigt die Abhängigkeit der Spurfindungseffizienz als Funktion der Pseudorapidität η der Myonen. Um die Effizienz für niederenergetischere Myonen zu bestimmen, wird die Messung auch mit Myonen aus der J/ψ -Resonanz durchgeführt. In Abb. 4.22 sind zu Abb. 4.20 analoge Verteilungen im Bereich der J/ψ -Resonanz zu sehen. Die für diese Ereignisse berechnete Spurfindungseffizienz ist in guter Übereinstimmung mit der Effizienz, die aus $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen bestimmt wird. Es ergibt sich eine Spurfindungseffizienz von

$$\varepsilon_{\text{Spur}}^{\mu} = 0.926 \pm 0.004 \text{ (stat.)} . \quad (4.32)$$

Die Spurfindungseffizienz für Myonen ist im Vergleich zu der Effizienz für Elektronen deutlich höher, da nur ein örtliches Kriterium verwendet wird, um die Zuordnung durchzuführen. Somit wirkt sich die bei Elektronen vorhandene Ineffizienz des E_T/p_T -Verhältnisses nicht aus.

4.3.10 Ladungsfehlidentifikation

Um den Multijetuntergrund aus den Daten zu bestimmen (siehe Kapitel 6.1.2), wird der Datensatz in zwei Teile aufgeteilt. Der erste Datensatz enthält Leptonen mit unterschiedlicher Ladung⁶, wohingegen für den zweiten Datensatz zwei gleichgeladene Leptonen verlangt werden⁷. Da die meisten Standardmodell Prozesse zwei unterschiedlich geladene Leptonen im Endzustand haben, ist der Datensatz mit gleichgeladenen Leptonen angereichert mit Multijet- und W +Jet-Ereignissen. Allerdings können durch Falschmessung der Ladung auch Ereignisse in diesem Datensatz enthalten sein, die eigentlich gegensätzlich geladene Leptonen im Endzustand haben.

Um diesen Anteil von Ereignissen mit falschvermessenen Ladungen zu bestimmen, werden wiederum $Z/\gamma \rightarrow ee$ -Ereignisse untersucht. Dabei wird der Untergrund unterhalb der Z -Resonanz aus den Seitenbändern bestimmt. Die Anzahl der Ereignisse mit unterschied-

⁶engl. *unlike sign.*

⁷engl. *like sign.*

licher Ladung $N^{\pm\mp}$ bzw. gleicher Ladung $N^{\pm\pm}$ ist gegeben durch

$$N^{\pm\mp} = N^{\text{alle}} \cdot (\varepsilon_{\text{MiBid}}^2 + (1 - \varepsilon_{\text{MiBid}})^2) \text{ und} \quad (4.33)$$

$$N^{\pm\pm} = N^{\text{alle}} \cdot 2 \cdot \varepsilon_{\text{MiBid}} \cdot (1 - \varepsilon_{\text{MiBid}}), \quad (4.34)$$

wobei $\varepsilon_{\text{MiBid}}$ die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit und N^{alle} die Anzahl aller $Z/\gamma \rightarrow ee$ -Ereignisse ist. In Abb. 4.23 ist die invariante Zweielektronenmasse um die Z -Resonanz für alle Ereignisse und für Ereignisse mit gleichgeladenen Elektronen gezeigt. Es ergibt sich eine Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von

$$\varepsilon_{\text{MiBid}} = 0.021 \pm 0.005. \quad (4.35)$$

Für Myonen kann diese Methode nicht angewendet werden, da die Ladungsfehlvermessung mit einer Falschmessung des Myonimpulses korreliert ist, denn beide Größen werden mit Hilfe des Spurdetektors bestimmt. Dadurch wird ebenfalls eine falsche Masse rekonstruiert, wenn die Ladung falsch gemessen ist. Eine Bestimmung der Anzahl der Ereignisse in der Z -Resonanz ist mit dieser Methode dadurch nicht mehr möglich. In [DØ04d] wird gezeigt, daß die Ladungsfehlidentifikationswahrscheinlichkeit für Myonen $(0.12 \pm 0.05)\%$ beträgt, was einen Faktor 17.5 kleiner im Vergleich zu Elektronen ist und daher vernachlässigt werden kann.

4.3.11 SMT-Treffereffizienz

Zur Unterdrückung von Photonkonversionen kann die Anzahl der Treffer der Elektrenspuren im inneren Spurdetektor verwendet werden (vergl. Kapitel 6.1.3). Dazu muß die Wahrscheinlichkeit bestimmt werden, mit der ein Elektron eine gewisse Anzahl von Treffern im SMT erzeugt. Um diese Effizienz für die Treffer im Spurdetektor von zu den

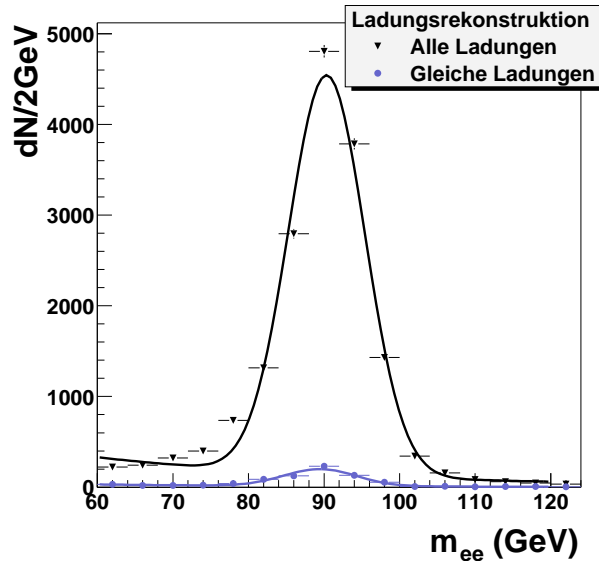


Abbildung 4.23: Invariante Zweielektronenmasse für alle $Z/\gamma \rightarrow ee$ -Ereignisse und Ereignisse mit gleichgeladenen Elektronen.

Elektronen gehörenden Spuren zu messen, kann wieder der $Z/\gamma \rightarrow ee$ -Datensatz verwendet werden. Dazu wird getestet, ob eine zu einem Elektron gefundene Spur mindestens einen, drei oder fünf Treffer im SMT besitzt. Die SMT-Treffereffizienz ist gegeben durch das Verhältnis von den Elektronen, die das entsprechende Spurtrefferkriterium erfüllen, zu allen Elektronen innerhalb der Z -Resonanz. Dabei werden nur Ereignisse berücksichtigt, für die der Zerfallsvertex des Z -Bosons innerhalb der Akzeptanz des Spurdetektors liegt ($|v_z| < 35$ cm). Es ergibt sich eine Effizienz von

$$\varepsilon_1^{SMT} = 0.941 \pm 0.004 , \quad (4.36)$$

falls mindestens ein Treffer im SMT für die Spur verlangt wird. Sind mindestens drei Treffer verlangt, beträgt die Effizienz

$$\varepsilon_3^{SMT} = 0.936 \pm 0.004 , \quad (4.37)$$

für mindestens fünf Treffer sinkt die Effizienz auf

$$\varepsilon_5^{SMT} = 0.805 \pm 0.005 . \quad (4.38)$$

4.3.12 Zusammenfassung der Effizienzen

Tabelle 4.2 gibt noch einmal einen Überblick über alle bestimmten Effizienzen für Elektronen und Myonen in Daten. Die Effizienzen sind für Elektronen in Zentral- (CC) und Vorwärtsbereich (EC) unterteilt.

Effizienz	Elektronen		Myonen
	CC	EC	
Rekonstruktion	0.847±0.005	0.710±0.011	0.866±0.004
Isolation			0.870±0.004
Spur	0.810±0.008	0.664±0.018	0.921±0.005
Likelihood	0.867±0.009	0.653±0.039	
Fehlidentifikationsrate	0.019±0.001	0.028±0.001	
Ladungsfehlidentifikation	0.021±0.005		0.0012±0.0005
SMT-Treffereffizienz	0.936±0.004		

Tabelle 4.2: Übersicht über die Effizienzen für Elektronen und Myonen in Daten. Die angegebenen Fehler entsprechen den statistischen Unsicherheiten.

Kapitel 5

Monte–Carlo–Generation und Vergleich mit Daten

Wie bereits in Kapitel 3.2 erwähnt, sind Monte–Carlo–Ereignisse bei der Analyse unverzichtbar, um Signaleffizienzen zu bestimmen und erwartete Ereigniszahlen von Untergrundprozessen im Rahmen des Standardmodells abschätzen zu können. Außerdem werden die verschiedenen Signal– und Untergrund–Monte–Carlos benötigt, um optimale Schnitte für die Selektion des Signals zu bestimmen. Dazu ist es auch notwendig zu überprüfen, ob die Simulation die Eigenschaften des Detektors korrekt wiedergibt und gegebenenfalls diese auftretenden Unterschiede zu korrigieren. Zu Beginn dieses Kapitels werden die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Monte–Carlo–Ereignisse vorgestellt. Im Anschluß daran werden Vergleiche von Daten und Monte–Carlo vorgenommen und notwendige Korrekturen diskutiert.

5.1 Signal–Monte–Carlo

Das Higgs–Signal–Monte–Carlo ist für sechs verschiedene Higgs–Massen zwischen $M_H = 100 \text{ GeV}/c^2$ und $M_H = 200 \text{ GeV}/c^2$ im Abstand von $20 \text{ GeV}/c^2$ generiert. Für jeden Punkt stehen 10000 simulierte Ereignisse zur Verfügung, aus denen die Signaleffizienzen bestimmt werden. Alle Signalereignisse sind mit PYTHIA [Sjö01] in der Version 6.202 generiert. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte werden die Programme HDECAY [Djo98] und HIGLU [Spi95b] benutzt. Als Strukturfunktion wird CTEQ5M, als Masse des top–Quarks $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$ verwendet. Für die Higgs–Wirkungsquerschnitte im Gluon–Fusionsprozeß sind die NLO–Korrekturen berücksichtigt [Spi98a]. In Tab. 5.1 sind die simulierten Higgs–Ereignisse mit den Wirkungsquerschnitten und der Anzahl der generierten Ereignisse aufgelistet.

Für die SUSY–Suche sind Ereignisse für 20 verschiedene Punkte im mSUGRA–Parameterraum generiert. Die Parameter sind so gewählt, daß ein möglichst großer Wirkungsquerschnitt und ein großes Verzweigungsverhältnis in Leptonen vorhanden ist. Wie aus Abb. 3.10 (links) zu ersehen ist, fällt der Wirkungsquerschnitt mit zunehmender Charginomasse ab. Um einen Anschluß an die von LEP gefundenen Chargino–Massengrenze von etwa $103 \text{ GeV}/c^2$ zu erhalten und gleichzeitig den Vorteil der vergleichsweise hohen Wirkungs-

Prozeß	Higgs–Masse [GeV/c ²]	σ [pb]	BR H \rightarrow WW ^(*)	$\sigma \times$ BR [pb]	generierte Ereignisse
H \rightarrow WW ^(*) \rightarrow e ν e ν	100	1.048	0.010	0.00012	10000
	120	0.629	0.132	0.00095	10000
	140	0.396	0.483	0.00219	10000
	160	0.261	0.901	0.00269	10000
	180	0.177	0.935	0.00189	10000
	200	0.124	0.735	0.00104	10000
H \rightarrow WW ^(*) \rightarrow e ν μ ν	100	1.048	0.010	0.00024	10000
	120	0.629	0.132	0.00190	10000
	140	0.396	0.483	0.00438	10000
	160	0.261	0.901	0.00538	10000
	180	0.177	0.935	0.00378	10000
	200	0.124	0.735	0.00208	10000

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der generierten Higgs–Ereignisse mit zugehörigem Wirkungsquerschnitt, Verzweigungsverhältnis und Anzahl der generierten Ereignisse.

querschnitte in diesem Massenbereich auszunutzen, sind die Punkte im Massenbereich von etwa 100–120 GeV/c² generiert. Niedrige Werte von $\tan \beta$ werden bevorzugt, um ein hohes Verzweigungsverhältnis in leptonische Endzustände (Elektronen und Myonen) zu erhalten. Es sind 17 Punkte mit $\tan \beta = 3$ und drei Punkte mit $\tan \beta = 5$ generiert. Zur Simulation aller SUSY–Ereignisse wird ebenfalls PYTHIA verwendet. Beim Zerfall sind alle Endzustände mit drei Leptonen (inklusive τ –Leptonen) zugelassen. Tabellen 5.2 und 5.3 geben einen Überblick über alle 20 generierten Punkte. In Tabelle 5.2 sind die fünf Parameter m_0 , $m_{1/2}$, A_0 , $\tan \beta$ und $\text{sign}(\mu)$ mit dem Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(\text{p}\bar{\text{p}} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow 3\ell)$ zusammengefaßt. Für den Wirkungsquerschnitt wurde ein K–Faktor von 1.25 verwendet (vergl. Kapitel 3.4.1). Die Massen der SUSY–Teilchen und die Anzahl der pro Punkt generierten Ereignisse zeigt Tab. 5.3. Ebenfalls aufgelistet ist die Anzahl der Ereignisse, die auf Generatorebene mindestens ein Elektron und ein Myon aus dem Zerfall des Charginos und Neutralinos besitzen.

Die ausgewählten Parameterpunkte lassen sich in drei verschiedene Gruppen klassifizieren. Diese Unterscheidung richtet sich nach den Massendifferenzen zwischen den Sleptonen und dem zweitleichtesten Neutralino $\tilde{\chi}_2^0$. Sind die Sleptonen leichter als das zweitleichteste Neutralino ($m_{\tilde{\ell}_R} < m_{\tilde{\chi}_2^0}$), zerfallen das Neutralino und das Chargino dominant über Sleptonen. Zu dieser Kategorie zählen die Punkte 1–4. Gleiches gilt für die Punkte 5, 6 und 7. Für diese letzten drei Punkte ist zusätzlich zu bemerken, daß die Staus leichter als die Sleptonen sind ($m_{\tilde{\tau}_1} < m_{\tilde{\ell}_R} < m_{\tilde{\chi}_2^0}$), weswegen der Zerfall von Charginos und Neutralinos hauptsächlich über Staus vonstatten geht.

Die zweite Gruppe von Parameterpunkten ist dadurch gekennzeichnet, daß die Masse der Sleptonen und des zweitleichtesten Neutralinos etwa gleich groß sind ($m_{\tilde{\ell}_R} \approx m_{\tilde{\chi}_2^0}$).

Dadurch haben die Leptonen aus dem Neutralinozerfall in der Regel einen sehr kleinen Impuls. Zu diesem Ereignistyp gehören die Punkte 8–11. Für gewisse Bereiche des Parameterraums kann das Neutralino auch unsichtbar über leichte Sneutrinos zerfallen.

Die dritte Klasse von Parameterpunkten ist durch eine größere Masse der Sleptonen im Vergleich zur Masse des zweitleichtesten Neutralinos ausgezeichnet ($m_{\tilde{\ell}_R} > m_{\tilde{\chi}_2^0}$). Es werden dadurch Zerfälle der Charginos und Neutralinos über virtuelle Vektorbosonen bevorzugt (vergl. Abb. 3.9). Die Punkte 12–17 gehören dieser Kategorie an.

Alle Signalereignisse sind mit der Version p14.05.02 von dØreco prozessiert und rekonstruiert. Für alle Monte-Carlo-Ereignisse sind im Mittel 1.5 Minimum Bias-Ereignisse überlagert.

Punkt	m_0 [GeV/c ²]	$m_{1/2}$ [GeV/c ²]	A_0 [GeV]	$\tan \beta$	$\text{sign}(\mu)$	$\sigma \times \text{BR}$ [pb]
1	68	182	0	3	+	0.59
2	65	180	300	3	+	0.58
3	70	185	300	3	+	0.48
4	75	190	300	3	+	0.37
5	65	170	0	5	+	0.84
6	85	190	0	5	+	0.40
7	108	220	0	5	+	0.14
8	70	175	300	3	+	0.49
9	75	180	300	3	+	0.38
10	80	185	300	3	+	0.32
11	85	190	300	3	+	0.25
12	72	165	0	3	+	0.39
13	74	168	0	3	+	0.35
14	76	170	0	3	+	0.32
15	80	175	0	3	+	0.27
16	84	180	0	3	+	0.21
17	88	185	0	3	+	0.18
18	90	180	0	3	+	0.21
19	85	195	300	3	+	0.23
20	90	200	300	3	+	0.20

Tabelle 5.2: Zusammenstellung der generierten SUSY-Ereignisse mit SUSY-Parametern und zugehörigem Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(\text{p}\bar{\text{p}} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow 3\ell)$.

Punkt	$m_{\tilde{\chi}_2^0}$ [GeV/c ²]	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ [GeV/c ²]	$m_{\tilde{\ell}_R}$ [GeV/c ²]	$m_{\tilde{\tau}_1}$ [GeV/c ²]	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ [GeV/c ²]	generierte Ereignisse	e+ μ +X Ereignisse
1	115	111	104	102	65	15000	2885
2	110	105	101	100	63	12000	2803
3	115	110	105	104	65	11500	2772
4	118	114	110	109	68	12500	3180
5	106	103	100	97	61	16500	2974
6	123	120	118	115	70	16500	3132
7	147	145	142	139	84	16500	3249
8	107	101	103	102	60	10500	3435
9	111	105	108	107	63	14000	4505
10	115	110	112	111	65	11000	3681
11	119	114	117	116	68	13500	4522
12	114	110	119	117	65	13500	2599
13	123	118	118	117	70	9500	3005
14	127	123	123	122	72	7500	2499
15	102	97	102	101	57	17500	6447
16	104	100	104	103	58	17500	6841
17	106	101	106	105	59	13400	5023
18	110	105	110	109	62	9600	3562
19	114	110	114	113	64	8600	3248
20	118	114	118	117	67	22000	8212

Tabelle 5.3: Zusammenstellung der generierten SUSY–Ereignisse mit zugehörigen Massen der SUSY–Teilchen und Anzahl der generierten Ereignisse.

5.2 Untergrund–Monte–Carlo

Für die meisten Untergrundprozesse wird versucht, eine ausreichende Menge an Ereignissen zu generieren, so daß die Anzahl der generierten Ereignisse deutlich über der in den Daten erwarteten Ereigniszahl liegt. Aufgrund der teilweise sehr großen Wirkungsquerschnitte (W+Jet und Z/ γ) und dem hohen Rechenaufwand der Detektorsimulation liegt die Anzahl der generierten Ereignisse für diese Prozesse nur knapp über der Erwartung in den Daten. Dieses Verhältnis ist für Untergründe mit kleinem Wirkungsquerschnitt sehr gut. Für W–Paarproduktion entsprechen etwa 1500 generierte Ereignisse einem Dateneignis. Alle Untergrundprozesse sind mit PYTHIA [Sjö01] generiert. Die Rekonstruktion ist mit verschiedenen Versionen des Rekonstruktionsprogramms dØreco durchgeführt. Es sind die Versionen p14.03.01, p14.05.01 und p14.05.02 verwendet.

Die Untergrundprozesse mit dem größten Wirkungsquerschnitt sind die Produktion von W–Bosonen und Z/ γ –Ereignisse. Für die Z–Resonanz wird in dieser Arbeit ein Wir-

kungsquerschnitt von 260 pb verwendet, der benutzte Wirkungsquerschnitt für die W -Produktion beträgt 2800 pb (vergl. Abb. 3.14).

Weitere wichtige Untergründe sind WW - und WZ -Paarproduktion und $t\bar{t}$ -Produktion. Für die Vektorboson-Paarproduktion wird der NLO-Wirkungsquerschnitt aus [Cam99] verwendet. Er beträgt 13 pb für WW - und 3.90 pb für WZ -Produktion. Für die $t\bar{t}$ -Produktion beträgt der verwendete Wirkungsquerschnitt 6.77 pb.

Einen weiteren Beitrag zum e^+e^- -Endzustand liefern Zerfälle der Υ -Resonanz. Da die Zerfälle von einer Resonanz mit niedriger invarianter Masse nur selten Leptonen mit größeren Transversalimpulsen ($p_T > 8 \text{ GeV}/c$) als Zerfallsprodukte beinhalten, werden Ereignisse mit Elektronen, die einen großen Transversalimpuls haben, auf Generatorebene vorselektiert, um Rechenzeit zu sparen.

Der Beitrag von Multijetereignissen aus QCD-Produktion wird nicht mit Hilfe des Monte-Carlos bestimmt. Aufgrund der geringen Wahrscheinlichkeit, bei diesen Ereignissen *gute* Elektronen oder Myonen im Endzustand zu erhalten, ist die Anzahl der zu generierenden Ereignisse und der damit verbundene Rechenaufwand nicht zu bewältigen. Erschwerend kommt hinzu, daß die Simulation der Vorgänge, die verantwortlich für die Fehlvermessung eines Jets als Elektron sind, schwierig zu beschreiben sind. Deswegen wird der Anteil dieses Untergrundes direkt aus den Daten bestimmt. Die Methode zur Vermessung dieses Untergrundes wird in Kapitel 6.1.2 beschrieben.

In Tab. 5.4 sind noch einmal alle generierten Ereignisse für die verschiedenen Untergrundprozesse zusammengefaßt. Die Tabelle listet auch die verwendeten Wirkungsquerschnitte und die Anzahl der generierten Ereignisse auf.

5.3 Vergleich von Daten und Monte-Carlo

Wie bereits erwähnt, werden die Monte-Carlo-Ereignisse dazu verwendet, um Signaleffizienzen zu bestimmen und um eine Abschätzung der Untergrunderwartung zu erhalten. Um dies zu gewährleisten, müssen Daten und Monte-Carlo möglichst gut übereinstimmen. Falls größere Abweichungen auftreten, müssen die Unterschiede bestimmt und korrigiert werden. Dabei sind zwei verschiedene Arten von Korrekturen zu beachten. Zum einen können Effizienzen in Daten und Monte-Carlo voneinander abweichen, was durch entsprechende Korrekturfaktoren berücksichtigt wird, andererseits können Unterschiede in der Genauigkeit von z.B. Impuls- oder Energiemessungen auftreten, wobei das Monte-Carlo durch entsprechendes künstliches Verschlechtern¹ der Auflösung an die Daten angepaßt wird.

5.3.1 Effizienzkorrekturen für Elektronen

Die Effizienzen für die Elektronrekonstruktion im Monte-Carlo werden auf die gleiche Weise bestimmt, wie dies in Kapitel 4.3 für Elektronen in den Daten beschrieben ist. Für

¹Verschmieren

Prozeß	Wirkungs- querschnitt [pb]	Bemerkung	generierte Ereignisse
$Z/\gamma \rightarrow ee$	420	} $15 \text{ GeV}/c^2 < M_{Z/\gamma} < 60 \text{ GeV}/c^2$	368652
$Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$	420		110250
$Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$	420		22000
$Z \rightarrow ee$	260	} Wirkungsquerschnitt für Z-Resonanz ohne Drell Yan-Interferenz [Ham91]	197750
$Z \rightarrow \mu\mu$	260		210000
$Z \rightarrow \tau\tau$	260		199500
$Z/\gamma \rightarrow ee$	5	} $130 \text{ GeV}/c^2 < M_{Z/\gamma} < 250 \text{ GeV}/c^2$	111500
$Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$	5		110000
$Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$	5		10250
$WW \rightarrow ee$	0.149	} Wirkungs- querschnitt aus [Cam99]	40000
$WW \rightarrow e\mu$	0.295		39500
$WW \rightarrow \mu\mu$	0.146		45500
$t\bar{t} \rightarrow ee$	0.076	} Wirkungsquerschnitt aus [Kid03]	9750
$t\bar{t} \rightarrow e\mu$	0.152		10000
$W \rightarrow e+X$	2800	} Wirkungsquerschnitt aus [Ham91]	901250
$W \rightarrow \mu+X$	2800		1139667
$WZ \rightarrow eee$	0.014	} Wirkungs- querschnitt aus [Cam99]	2500
$WZ \rightarrow \mu ee$	0.014		3250
$WZ \rightarrow e\mu\mu$	0.014		2500
$\Upsilon(1s) \rightarrow ee$	1900	} Wirkungsquerschnitt aus PYTHIA [Sjö01]	30000
$\Upsilon(2s) \rightarrow ee$	1450		30000

Tabelle 5.4: Zusammenstellung der generierten Untergrundprozesse mit zugehörigem Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis und Anzahl der generierten Ereignisse.

das Monte-Carlo ergeben sich Rekonstruktionseffizienzen von

$$\varepsilon_{\text{Rek}}^{\text{MC}} = 0.875 \pm 0.003 \text{ (stat.)} \quad (5.1)$$

im Zentralbereich und

$$\varepsilon_{\text{Rek}}^{\text{MC}} = 0.881 \pm 0.004 \text{ (stat.)} \quad (5.2)$$

im Vorwärtsbereich. Somit ist die Rekonstruktionseffizienz im Monte-Carlo höher als in den Daten. Deswegen werden Korrekturfaktoren von $f_{\text{Rek}}^{\text{CC}} = 0.968$ im CC und $f_{\text{Rek}}^{\text{EC}} = 0.806$ im EC im Monte-Carlo berücksichtigt.

Ebenso werden im Monte-Carlo die Effizienzen für den Schnitt auf die Elektron-Likelihood untersucht. Abbildung 5.1 zeigt die Effizienzen der Likelihood-Methode im Monte-Carlo als Funktion des Schnittes. Zum Vergleich sind auch die Effizienzen zu sehen, die in den Daten bestimmt wurden. Die Effizienzen im Monte-Carlo für einen Schnitt von 0.3 auf die Likelihood betragen

$$\varepsilon_{\text{LH}}^{\text{MC}} = 0.936 \pm 0.003 \text{ (stat.)} \quad (5.3)$$

für Elektronen im Pseudorapiditätsbereich $|\eta_{\text{det}}| < 1.3$ und

$$\varepsilon_{\text{LH}}^{\text{MC}} = 0.826 \pm 0.008 \text{ (stat.)} \quad (5.4)$$

für Elektronen im Bereich $1.3 < |\eta_{\text{det}}| < 3.0$. Daraus ergeben sich Korrekturfaktoren von $f_{\text{LH}}^{\text{CC}} = 0.926$ im Zentralbereich und $f_{\text{LH}}^{\text{EC}} = 0.791$ im Vorwärtsbereich.

Aus dem $Z/\gamma \rightarrow ee$ -Monte-Carlo werden außerdem die Effizienzen für die Ladungsfeh-
lidentifikation und die SMT-Treffereffizienz bestimmt. Die Ladungsfeh-
lidentifikation im Monte-Carlo beträgt

$$\varepsilon_{\text{MiBid}}^{\text{MC}} = 0.004 \pm 0.001 \text{ (stat.)} . \quad (5.5)$$

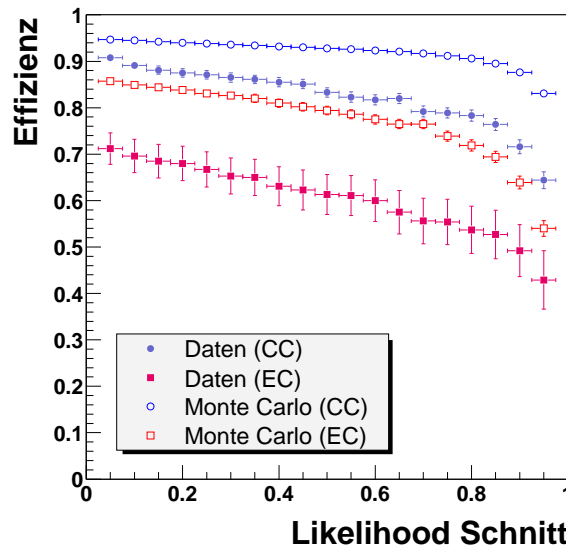


Abbildung 5.1: Effizienz der Likelihood-Methode als Funktion des Likelihood-Schnittes für Daten und Monte-Carlo.

	MC-Effizienz		Korrekturfaktor	
	CC	EC	CC	EC
Rekonstruktion	0.875±0.003	0.881±0.004	0.968	0.806
Likelihood	0.936±0.003	0.826±0.008	0.926	0.791
Ladungsfehlidentifikation	0.004±0.001			5.2
SMT-Treffereffizienz	0.987±0.002			0.948

Tabelle 5.5: Übersicht über die Effizienzen für Elektronen im Monte-Carlo. Ebenso sind die sich daraus im Vergleich mit den Daten ergebenden Korrekturfaktoren aufgelistet.

Damit ist die Wahrscheinlichkeit, die Elektronenladung falsch zu messen, im Monte-Carlo deutlich kleiner als in den Daten. Es ergibt sich ein Korrekturfaktor von $f_{\text{MiBid}} = 5.2$. Die SMT-Treffereffizienz im Monte-Carlo ist ebenfalls höher im Vergleich zu den Daten. Für ein Kriterium von mindestens drei Treffern im SMT ergibt sich eine Effizienz von

$$\varepsilon_3^{\text{SMT}} = 0.987 \pm 0.002 \text{ (stat.)} \quad (5.6)$$

im Monte-Carlo. Der Vergleich mit den Daten liefert einen Korrekturfaktor von $f_3^{\text{SMT}} = 0.948$. Tabelle 5.5 stellt noch einmal alle im Monte-Carlo bestimmten Effizienzen für Elektronen zusammen. Ebenso sind die sich daraus im Vergleich zu den Daten ergebenden Korrekturfaktoren aufgelistet.

5.3.2 Effizienzkorrekturen für Myonen

Auch für Myonen ergeben sich unterschiedliche Effizienzen im Vergleich von Daten und Monte-Carlo, so daß auch für Myonen Korrekturfaktoren bestimmt werden müssen. Die Bestimmung der Effizienzen im Monte-Carlo erfolgt ebenfalls analog den in Kapitel 4.3 beschriebenen Methoden.

Für die Rekonstruktionseffizienz von Myonen ergibt sich für das Monte-Carlo ein identischer Wert zu den Daten, so daß hierfür keine Änderungen im Monte-Carlo vorgenommen werden müssen.

Die Isolationseffizienz für Myonen im Monte-Carlo ist wiederum höher im Vergleich mit Myonen aus den Daten. Abbildung 5.2 (links) zeigt einen Vergleich der Isolationseffizienz in Daten und Monte-Carlo als Funktion der Pseudorapidität η . In Abb. 5.2 (rechts) sind die sich daraus ergebenden Korrekturfaktoren zu sehen. Es ist keine Abhängigkeit von η festzustellen. Integriert über den gesamten Pseudorapiditätsbereich ergibt sich eine Isolationseffizienz von

$$\varepsilon_{\text{Iso}}^{\text{MC}} = 0.890 \pm 0.003 \text{ (stat.)} \quad (5.7)$$

für Myonen im Monte-Carlo. Daraus resultiert ein Korrekturfaktor von $f_{\text{Iso}} = 0.977$.

Die Spurfindungseffizienz wird wiederum im $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ -Monte-Carlo bestimmt. In Abb. 5.3 (links) ist die Spurfindungseffizienz im Monte-Carlo als Funktion der Pseudorapidität zu sehen. Zum direkten Vergleich ist auch die Effizienz in den Daten dargestellt. Integriert

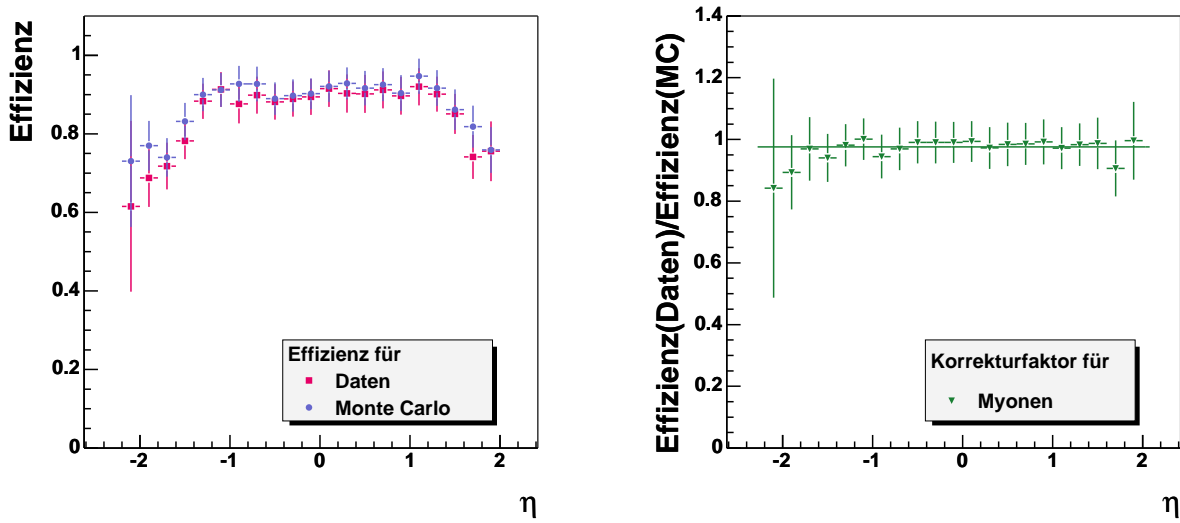


Abbildung 5.2: Isolationseffizienz für Daten und Monte-Carlo (links) und Korrekturfaktor (rechts) als Funktion der Pseudorapidität η für Myonen.

über alle η ergibt sich eine Spurfindungseffizienz für Myonen im Monte-Carlo von

$$\varepsilon_{\text{Spur}}^{\text{MC}} = 0.984 \pm 0.002 \text{ (stat.)} . \quad (5.8)$$

Der daraus berechnete Korrekturfaktor beträgt $f_{\text{Spur}} = 0.935$. Der Korrekturfaktor als Funktion der Pseudorapidität ist in Abb. 5.3 (rechts) dargestellt.

Wie bereits in Kapitel 4.3.10 erwähnt, ist die Methode, mit der die Ladungsfehlidentifikationswahrscheinlichkeit für Elektronen in den Daten bestimmt wurde, nicht anwendbar für Myonen. Allerdings kann diese Methode im Monte-Carlo verwendet werden. Im Monte-Carlo ergibt sich für Myonen eine Ladungsfehlidentifikationswahrscheinlichkeit von

$$\varepsilon_{\text{MiBid}}^{\text{MC}} = 0.0005 \pm 0.0001 \text{ (stat.)} , \quad (5.9)$$

was im Vergleich zur Wahrscheinlichkeit bei Elektronen deutlich kleiner ist. Deswegen ist die Ladungsfehlidentifikation für Myonen im Vergleich zu der für Elektronen vernachlässigbar. Eine Zusammenfassung aller Effizienzen und der Korrekturfaktoren für Myonen ist in Tab. 5.6 zu sehen.

5.3.3 Auflösungskorrekturen

Neben unterschiedlichen Effizienzen zwischen Daten und Monte-Carlo kann es auch zu verschiedenen Auflösungen kommen. So können z.B. unterschiedliche Impulsaufösungen nicht nur zu Abweichungen in den Impulsverteilungen selbst führen, sondern diese Differenzen wirken sich auch auf andere Größen wie Massenverteilungen und die Verteilung der fehlenden transversalen Energie aus.

Um die Auflösung für Elektronen und Myonen in Daten und Monte-Carlo zu vergleichen, werden die Position und die Breite der Z -Resonanz in $Z/\gamma \rightarrow ee^-$ und $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu^-$ -Zerfällen

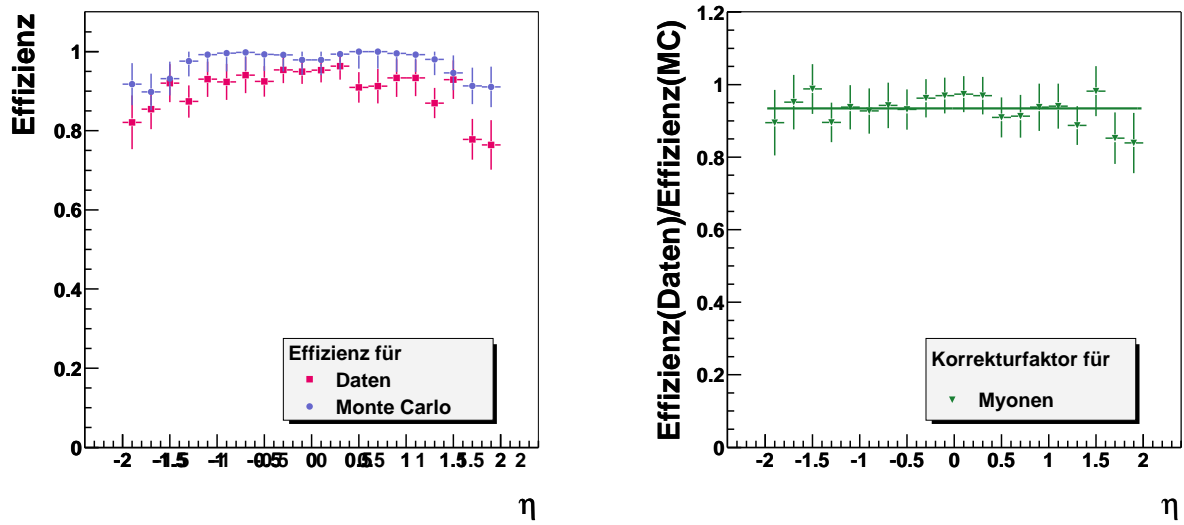


Abbildung 5.3: Spurfindungseffizienz (links) und Korrekturfaktor (rechts) als Funktion der Pseudorapidität η für Myonen im Monte-Carlo.

	MC-Effizienz	Korrekturfaktor
Rekonstruktion	0.864 ± 0.003	1.00
Isolation	0.890 ± 0.003	0.977
Spurfindung	0.984 ± 0.002	0.935
Ladungsfehldentifikation	0.0005 ± 0.0001	2.40

Tabelle 5.6: Übersicht über die Effizienzen für Myonen im Monte-Carlo. Ebenso sind die sich daraus im Vergleich mit den Daten ergebenden Korrekturfaktoren aufgelistet.

in Daten und Monte-Carlo verglichen. Abbildung 5.4 (links) zeigt die invariante Zweielektronenmasse für Daten und die verschiedenen Untergrundprozesse. Es ist klar ersichtlich, daß die Z-Resonanz in den Daten deutlich breiter ist im Vergleich zum Monte-Carlo. Um der schlechteren Auflösung in den Daten Rechnung zu tragen, wird der Viererimpuls p^μ der Elektronen verschmiert, indem die Ersetzung

$$p^\mu \rightarrow c \cdot p^\mu \cdot (1 + \text{Gauss}(0, f)) \quad (5.10)$$

vorgenommen wird. Der Faktor c ist dabei ein globaler Kalibrationsfaktor und $\text{Gauss}(0, f)$ ist eine Zufallsvariable, die aus einer Gaussfunktion mit Mittelwert $mean = 0$ und Breite $\sigma = f$ gezogen wird und für die Verschlechterung der Impulsauflösung benutzt wird. Die Parameter c und f richten sich danach, in welcher Region des Kalorimeters die Elektronen rekonstruiert werden. Für Elektronen im Zentralkalorimeter wird ein Verschmierungsparameter $f = 0.038$ verwendet, Elektronen in den Endkappen und in der ICD-Region werden mit Parametern $f = 0.051$ bzw. $f = 0.079$ verschmiert. Der Kalibrationsfaktor c hat die Werte $c = 0.996$ für Elektronen mit Pseudorapiditäten $|\eta_{\text{det}}| < 1.3$ und $c = 0.986$ für $|\eta_{\text{det}}| > 1.3$. In Abb. 5.4 (rechts) ist die invariante Zweielektronenmasse in Daten und

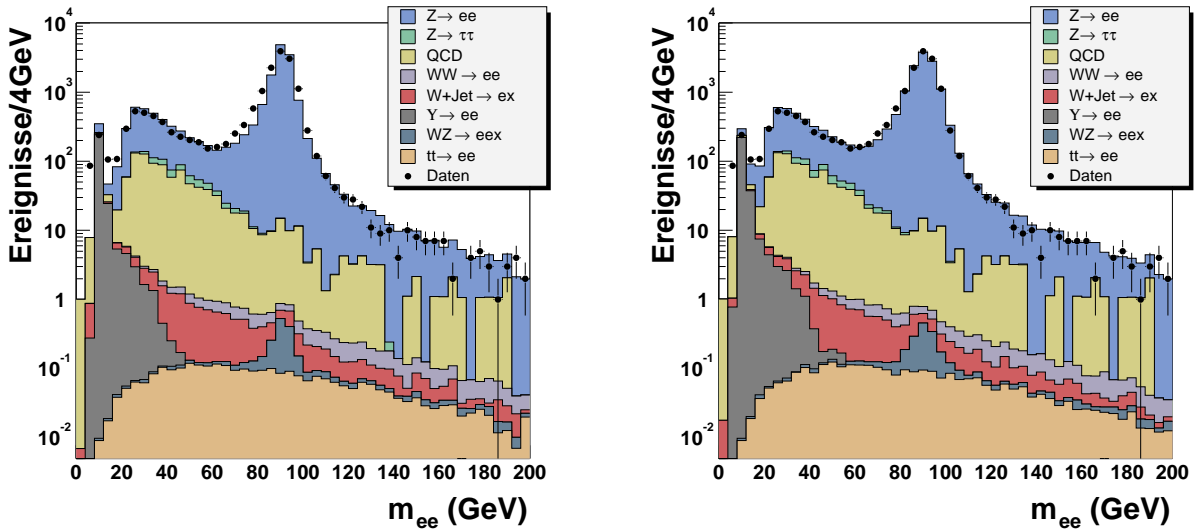


Abbildung 5.4: Invariante Zweielektronenmasse für Daten und Monte-Carlo ohne (links) und mit (rechts) Verschmierung der Elektronenimpulse im Monte-Carlo.

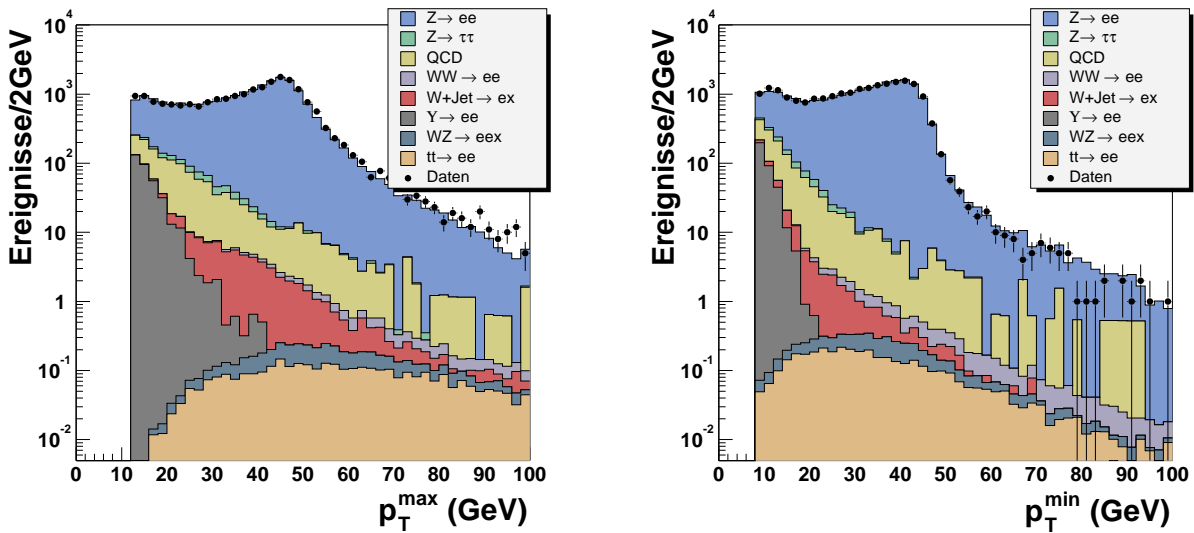


Abbildung 5.5: Transversalimpuls p_T^{\max} des führenden Elektrons (links) und Transversalimpuls p_T^{\min} des Elektrons mit dem nächsthöchsten Transversalimpuls (rechts) für Daten und Monte-Carlo in Ereignissen mit mindestens zwei Elektronen. Die Impulse der Elektronen im Monte-Carlo sind gemäß der im Text angegebenen Parameter verschmirt.

Monte-Carlo nach Verschmierung der Elektronenimpulse zu sehen. Es ist eine deutliche Verbesserung der Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo zu erkennen. Allerdings ist immer noch eine Abweichung an der ansteigenden Flanke der Z-Resonanz vorhanden, die nicht mit dieser einfachen Verschmierung der Elektronenimpulse zu beschreiben ist. Ein Vergleich der Transversalimpulse p_T^{\max} und p_T^{\min} der beiden führenden Elektronen in Daten und Monte-Carlo für Ereignisse mit mindestens zwei Elektronen ist in Abb. 5.5 gezeigt. Für die Elektronen im Monte-Carlo sind die oben angegebenen Verschmierungen der Viererimpulse vorgenommen.

Da die Impulsauflösung der Myonen in den Daten im Vergleich zum Monte-Carlo ebenfalls schlechter ist, müssen auch für Myonen im Monte-Carlo Korrekturen vorgenommen werden. Es wird eine Ersetzung

$$\frac{1}{p_T} \rightarrow \frac{c}{p_T} + \text{Gauss}(0, f) \quad (5.11)$$

des Myontransversalimpulses vorgenommen. Dabei ist der Faktor c wieder ein globaler Kalibrationsfaktor und $\text{Gauss}(0, f)$ ist analog zu den Elektronen eine gaussförmig verteilte Zufallsvariable, mit der die Impulsauflösung des Monte-Carlos an die Daten angepaßt wird. Abbildung 5.6 zeigt die Abhängigkeit der Breite der Z-Resonanz vom Verschmierungsparameter f (links) und die Variation des Mittelwertes der Z-Resonanz als Funktion des Kalibrationsfaktors c für $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ -Monte-Carlo. Für diese Verteilungen wurden nur Myonen im zentralen Myonsystem berücksichtigt. Die dunklen Bänder in den Abbildungen entsprechen den in den Daten gemessenen Werten mit dazugehörigen Fehlern. Analoge Verteilungen ergeben sich für Myonen im Vorwärtsmyonsystem. Die daraus resultierenden Werte für die Parameter c und f sind

$$c = 1.001 \quad \text{und} \quad f = 0.0024 \quad (5.12)$$

für Myonen im zentralen Myonsystem und

$$c = 0.953 \quad \text{und} \quad f = 0.0030 \quad (5.13)$$

für Myonen im Vorwärtsbereich. Abbildung 5.7 zeigt einen Vergleich der invarianten Masse von Myonen aus $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ -Zerfällen in Daten und Monte-Carlo bevor (links) und nach der Korrektur der Transversalimpulse der Myonen (rechts). Auch hier ist eine deutliche Verbesserung festzustellen, aber mit dieser einfachen Methode der Verschlechterung der Transversalimpulsauflösung kann keine exakte Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo erzielt werden.

Die oben beschriebenen Korrekturen der Impulsaufösungen für Elektronen und Myonen werden auch bei der Berechnung der fehlenden transversalen Energie berücksichtigt. Dazu werden die aufgrund der Verschmierung auftretenden Veränderungen der Impulse in die Berechnung der fehlenden transversalen Energie propagiert. Wie in Abb. 5.8 (links) zu sehen ist, reicht dies allerdings nicht aus, um die E_T -Verteilung in den Daten zu beschreiben. Um eine bessere Übereinstimmung der E_T -Verteilung in Daten und Monte-Carlo zu erhalten, wird zur fehlenden transversalen Energie ein Rauschterm $\text{Gauss}(0, 0.265) \cdot E_T$ hinzuaddiert. $\text{Gauss}(0, 0.265)$ ist dabei wieder eine Zufallsvariable, die aus einer Gaussverteilung mit Mittelwert $mean = 0$ und Breite $\sigma = 0.265$ gezogen wird. Zusätzlich werden

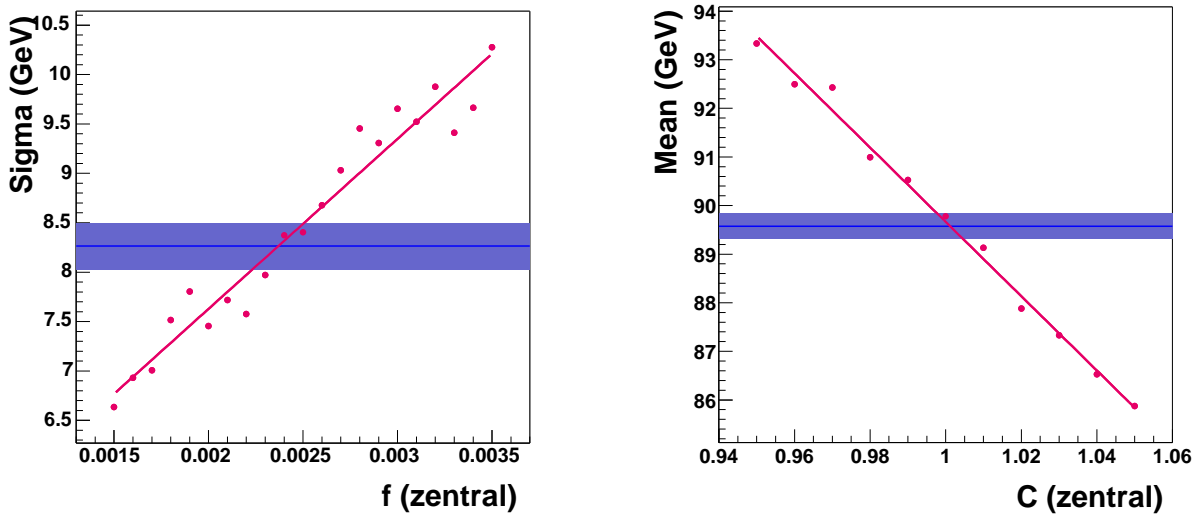


Abbildung 5.6: Abhängigkeit der Breite der Z-Resonanz in $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ -Monte-Carlo vom Verschmierungsparameter f (links) und des Mittelwertes vom Kalibrationsfaktor c (rechts) für Myonen im zentralen Myonsystem. Die dunklen Bänder repräsentieren die in den Daten gemessenen Werte mit dazugehörigen Fehlern.

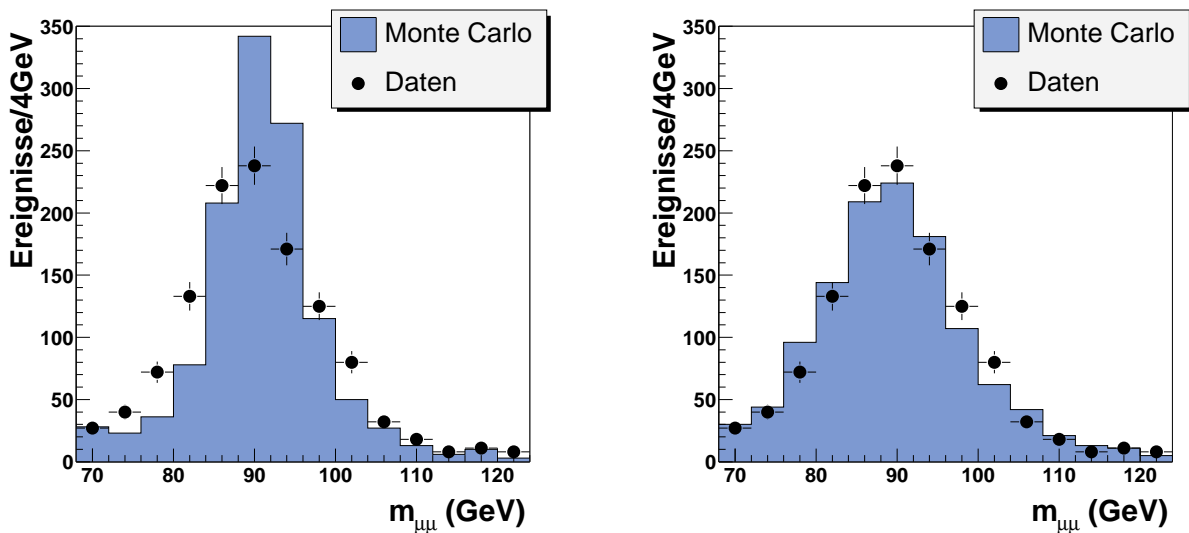


Abbildung 5.7: Invariante Zweimyononenmasse in Daten und $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ -Monte-Carlo vor (links) und nach Verschmierung der Myonenimpulse im Monte-Carlo (rechts).

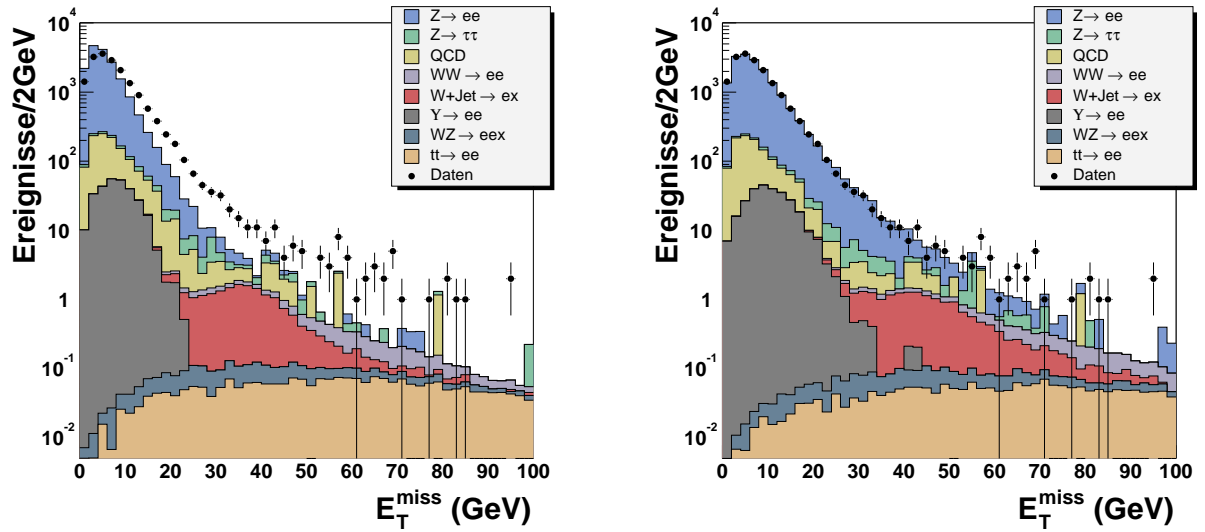


Abbildung 5.8: Verteilung der fehlenden transversalen Energie in Daten und Monte-Carlo vor (links) und nach Verschmierung der \cancel{E}_T -Verteilung (rechts).

auch noch Verschmierungen der Jetimpulse vorgenommen und bei der \cancel{E}_T -Berechnung berücksichtigt. Dabei wird der Transversalimpuls p_T^{Jet} eines Jets ersetzt durch

$$p_T^{\text{Jet}} \rightarrow p_T^{\text{Jet}} \cdot (1 + \text{Gauss}(0, 0.2)) . \quad (5.14)$$

Die Berücksichtigung der Jetverschmierungen liefert eine bessere Beschreibung der \cancel{E}_T -Verteilung besonders im Bereich hoher fehlender transversaler Energien. Abbildung 5.8 (rechts) zeigt die Verteilung der fehlenden transversalen Energie in den Daten und im Monte-Carlo nach Anbringung aller oben beschriebenen Korrekturen. Es ist eine deutlich verbesserte Übereinstimmung zu erkennen, aber auch hier sind noch leichte Abweichungen im Bereich hoher fehlender transversaler Energien festzustellen.

Kapitel 6

Suche nach dem Higgs–Boson

Bei der Suche nach neuen Teilchen oder um Prozesse mit kleinen Wirkungsquerschnitten zu vermessen, ist es notwendig, Verfahren zu entwickeln, die die Untergrundprozesse so stark unterdrücken, daß eine Entdeckung der neuen Teilchen oder eine Vermessung der interessanten Prozesse möglich ist. Da die Selektion des Signals unabhängig von dem betrachteten Datensatz erfolgen muß, wird mit Hilfe der Monte–Carlo–Simulation eine Optimierung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund vorgenommen. Diese Selektionen für die verschiedenen Endzustände und Signaltopologien werden in diesem und den folgenden Kapiteln vorgestellt und die Ergebnisse präsentiert.

6.1 Selektion

Die Produktion eines Higgs–Bosons mit anschließendem Zerfall in $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ hat charakteristische Signaturen, die ausgenutzt werden können, um eine Anreicherung des Signals zu erhalten. Eine dieser Eigenschaften ist die Antikorrelation der Spins der beiden W –Vektorbosonen aus dem Zerfall des skalaren Higgs–Bosons [Dit97]. Da das W^+ – und W^- –Boson entgegengesetzte Spinprojektionen haben, werden die beiden geladenen Leptonen bevorzugt in gleicher Richtung emittiert. Dadurch haben die beiden Leptonen einen kleinen Öffnungswinkel $\Delta\phi_{\ell\ell}$ in der transversalen Ebene. Abbildung 6.1 zeigt den Öffnungswinkel $\Delta\phi_{ee}$ für den Endzustand mit zwei Elektronen für sechs verschiedene Higgs–Massen. Darüberhinaus werden im Ruhesystem des Higgs–Bosons das $\ell^+\ell^-$ –System der geladenen Leptonen und das $\nu\bar{\nu}$ –System der Neutrinos mit einem Öffnungswinkel von nahezu 180° und fast gleicher Energie emittiert. Dadurch wird die invariante Masse $m_{\ell\ell}$ der geladenen Leptonen auf die Hälfte der Higgs–Masse limitiert. Bevor die Selektionskriterien genauer diskutiert werden, wird zunächst die Vorselektion der Daten erläutert und die Bestimmung des Multijetuntergrundes aus den Daten beschrieben.

6.1.1 Die Vorselektionskriterien

Die Selektion der Ereignisse richtet sich nach dem betrachteten Endzustand. Für den e^+e^- –Endzustand werden Ereignisse vorselektiert, die mindestens zwei Elektronen enthalten, die die in Kapitel 4.2.1 beschriebenen Identifikationskriterien erfüllen. Das führende

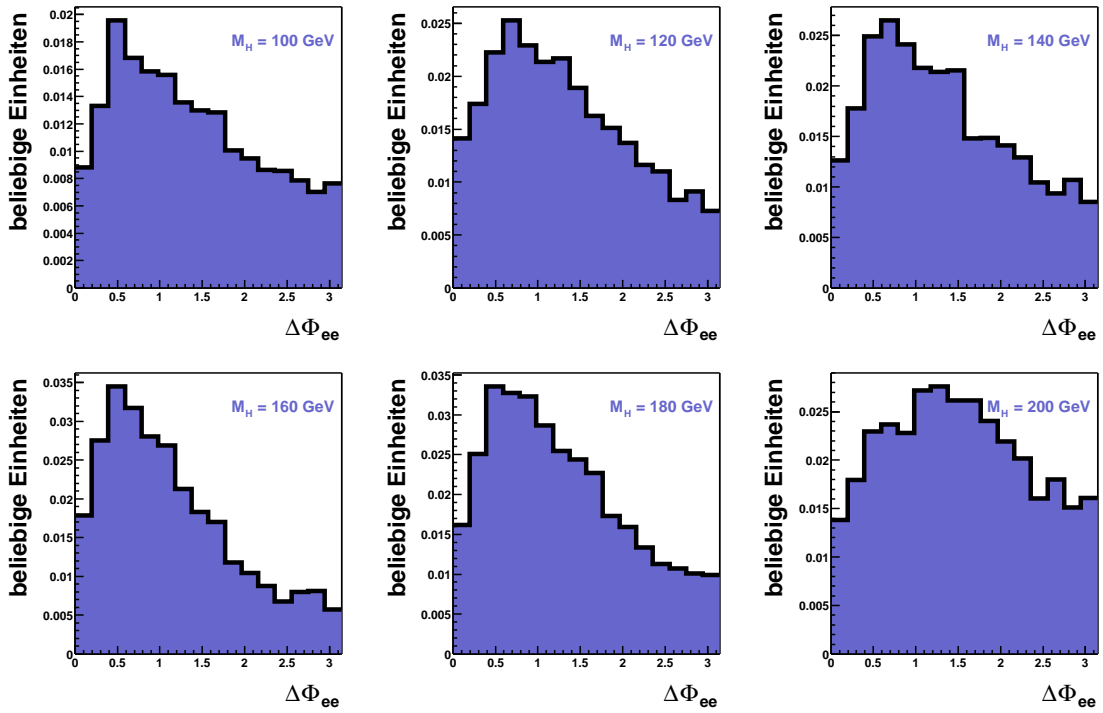


Abbildung 6.1: Öffnungswinkel $\Delta\phi_{ee}$ zwischen den beiden Leptonen für $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu e\nu$ -Zerfälle im Monte-Carlo für sechs verschiedene Higgs-Massen.

Elektron muß einen Transversalimpuls von $p_T > 12$ GeV/c besitzen, das zweite Elektron muß einen Transversalimpuls von $p_T > 8$ GeV/c haben. Die Ereignisse für den $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand werden mit den folgenden Kriterien vorselektiert. In dem Ereignis muß ein Elektron mit einem Transversalimpuls von $p_T > 12$ GeV/c gefunden werden, zusätzlich wird ein Myon mit einem Transversalimpuls von $p_T > 8$ GeV/c verlangt. Beide Leptonen müssen wiederum die in Kapitel 4.2.1 und 4.2.2 geschilderten Identifikationsschnitte passieren. Diese so vorselektierten Ereignisse werden im folgenden als Signaldatensatz bezeichnet.

6.1.2 Bestimmung des Multijetuntergrundes aus den Daten

Wie bereits erwähnt, wird der Multijetuntergrund aus QCD-Produktion direkt aus den Daten bestimmt. Dazu wird eine dem Signaldatensatz ähnliche Vorselektion durchgeführt. Ziel bei der Selektion dieses Untergrunddatensatzes ist es, eine Ereignismenge von Objekten zu erhalten, die trotz einiger elektronähnlicher Eigenschaften ihren Ursprung in Jets haben. Um dies zu bewerkstelligen, werden Qualitätskriterien der Elektronen invertiert. Um als elektronähnliches Objekt bezeichnet zu werden, müssen die Kalorimetercluster den Elektronen identische Schnitte für die Isolation und den elektromagnetischen Anteil erfüllen, also $Isolation < 0.15$ und $EMAnteil > 0.9$. Zusätzlich wird verlangt, daß der χ^2 -Wert der HMatrix größer als 50 und der Wert der Elektron-Likelihood kleiner als 0.3 ist. Durch die beiden invertierten Schnitte wird sichergestellt, daß es sich nicht um wahre Elektronen handelt.

Um eine Abschätzung des Multijetanteils im Signaldatensatz zu erhalten, wird eine Region des Phasenraums gewählt, in dem der Multijetuntergrund relativ zu den anderen Untergründen dominant ist. Dies muß gewährleistet sein, da eine Unter- oder Überschätzung von Effizienzen die Normierung beeinflusst und somit der QCD-Untergrund falsch abgeschätzt wird. Es bietet sich an, die Normierung des Multijetuntergrundes in Ereignissen mit gleichgeladenen Leptonen vorzunehmen. Unter Vernachlässigung von Ladungskorrelationen sollte 50% des Multijetuntergrundes aus QCD-Produktion gleichgeladene Leptonen haben, da die Ladung der elektronähnlichen Objekte willkürlich ist. Für alle anderen Untergrundprozesse mit Ausnahme von $W+\text{Jet}/\gamma$ -Ereignissen erwartet man zwei gegensätzlich geladene Leptonen im Endzustand. Somit tragen von diesen Prozessen nur Ereignisse mit fehlvermessener Ladung zu dem Datensatz mit gleichgeladenen Leptonen bei.

Zur absoluten Normierung des Multijetuntergrundes wird die Anzahl $N_{\text{Sig}}^{\pm\pm}$ an Ereignissen mit gleichgeladenen Leptonen im Signaldatensatz bestimmt. Die Erwartung $N_{\text{MC}}^{\pm\pm}$ an Ereignissen aller Untergrundprozesse mit Ausnahme des Multijetuntergrundes wird aus den Untergrund-Monte-Carlos bestimmt. Der Überschuß

$$N_{\text{QCD}}^{\pm\pm} = N_{\text{Sig}}^{\pm\pm} - N_{\text{MC}}^{\pm\pm} \quad (6.1)$$

an Ereignissen entspricht der Beimischung von Multijetereignissen im Signaldatensatz. Somit ergibt sich ein absoluter Normierungsfaktor

$$f_{\text{Norm}}^{\text{QCD}} = \frac{N_{\text{Sig}}^{\pm\pm} - N_{\text{MC}}^{\pm\pm}}{N_{\text{Ug}}^{\pm\pm}} = \frac{N_{\text{QCD}}^{\pm\pm}}{N_{\text{Ug}}^{\pm\pm}} \quad (6.2)$$

für den Multijetuntergrund, wobei $N_{\text{Ug}}^{\pm\pm}$ die Anzahl an Ereignissen mit gleichgeladenen Leptonen im Untergrunddatensatz ist. Die Anzahl N_{QCD} von Multijetereignissen im gesamten Signaldatensatz berechnet sich dann aus der Anzahl N_{Ug} von Ereignissen im kompletten Untergrunddatensatz nach

$$N_{\text{QCD}} = f_{\text{Norm}}^{\text{QCD}} \cdot N_{\text{Ug}} \cdot \quad (6.3)$$

Zur Bestimmung des Multijetanteils nach jedem Selektionsschritt wird der Normierungsfaktor $f_{\text{Norm}}^{\text{QCD}}$ nach der Vorselektion wie oben beschrieben einmal festgelegt und dann konstant gehalten. Die Unterdrückungsfaktoren η_{QCD}^i der Selektionskriterien, wobei der Index i das i -te Selektionskriterium bezeichnet, werden auf dem Untergrunddatensatz bestimmt. Der Unterdrückungsfaktor η_{QCD}^i ist gegeben durch

$$\eta_{\text{QCD}}^i = \frac{\text{Anzahl der Multijetereignisse nach Selektionskriterium } i}{\text{Anzahl aller Multijetereignisse}} = \frac{N_{\text{Ug}}^i}{N_{\text{Ug}}} \cdot \quad (6.4)$$

Entsprechend berechnet sich die Anzahl an Multijetereignissen N_{QCD}^i nach dem i -ten Selektionskriterium im Signaldatensatz nach

$$N_{\text{QCD}}^i = f_{\text{Norm}}^{\text{QCD}} \cdot \eta_{\text{QCD}}^i \cdot N_{\text{Ug}} \cdot \quad (6.5)$$

Abbildung 6.2 zeigt die $\Delta\phi_{ee}$ -Verteilung (links) und die invariante Zweielektronenmasse (rechts) für Ereignisse mit gleichgeladenen Leptonen für Daten und Monte-Carlo. Ebenso

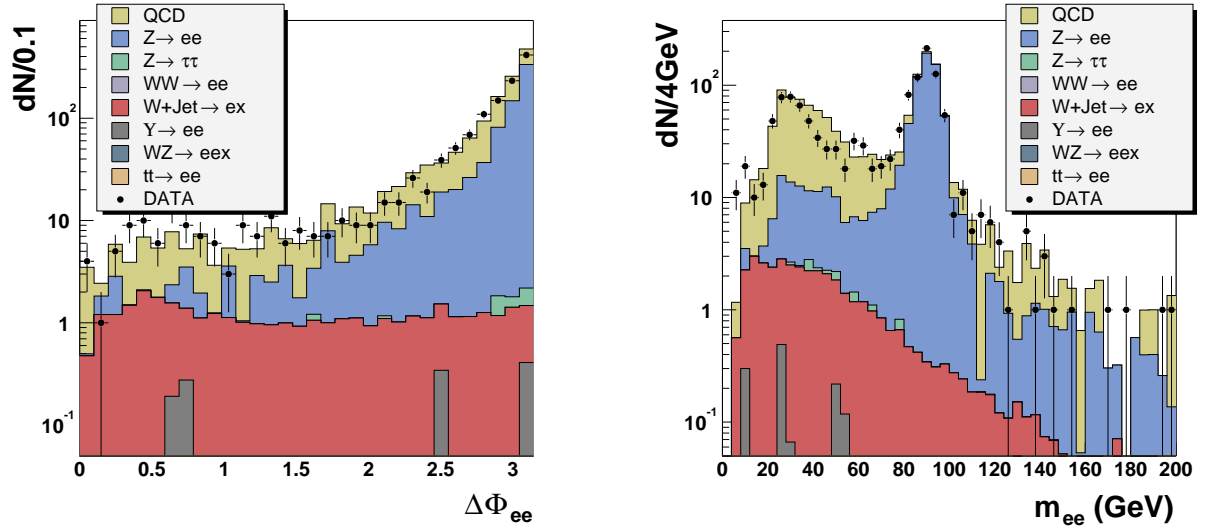


Abbildung 6.2: $\Delta\phi_{ee}$ -Verteilung (links) und invariante Zweielektronenmasse (rechts) für gleichgeladene Leptonen nach Normierung des Multijetuntergrundes aus QCD-Produktion.

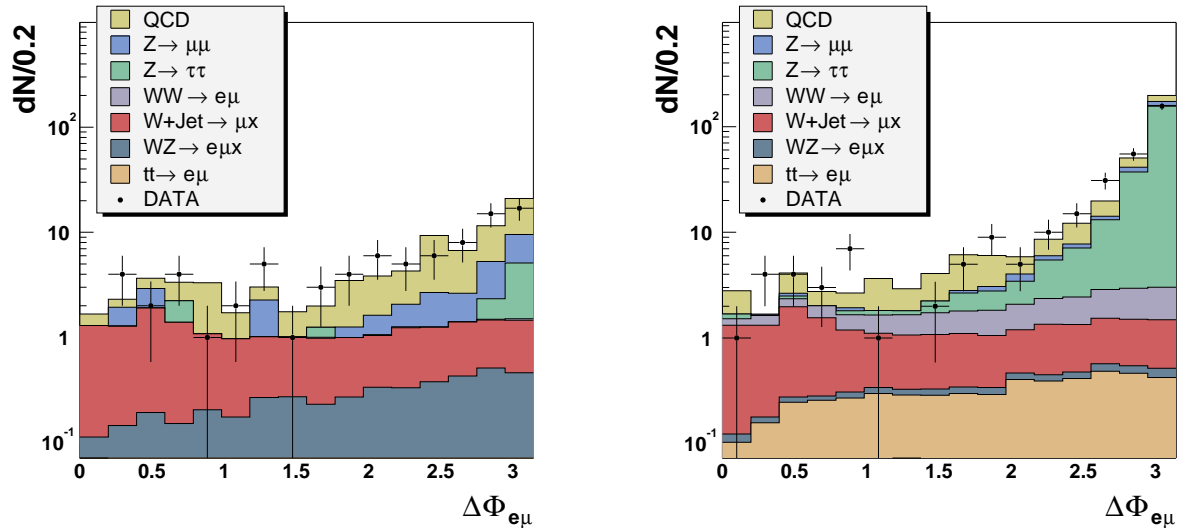


Abbildung 6.3: $\Delta\phi_{e\mu}$ -Verteilung für Ereignisse mit gleichgeladenen Elektronen und Myonen (links) und für Ereignisse mit entgegengesetzt geladenen Leptonen (rechts). Für beide Verteilungen wurde der aus der linken Abbildung bestimmte Normierungsfaktor für den Multijetuntergrund verwendet.

ist der mit der oben beschriebenen Methode bestimmte Multijetuntergrund aus QCD-Produktion abgebildet. In der Verteilung der invarianten Zweielektronenmasse ist eine leichte Abweichung zwischen Daten und dem Multijetuntergrund im Bereich zwischen 40 und 60 GeV/c² festzustellen. Dies kann daran liegen, daß die mit der oben beschriebenen Methode bestimmten elektronähnlichen Objekte nicht exakt den fehlidentifizierten Elektronen aus Jets im Signaldatensatz entsprechen. Zusätzlich ist im Untergrunddatensatz keine Triggerselektion durchgeführt worden, um eine Verbesserung der Statistik zu erzielen.

Die $\Delta\phi_{e\mu}$ -Verteilung für gleichgeladene Elektronen und Myonen ist in Abb. 6.3 (links) zu sehen. Auch hier ist der ermittelte Multijetuntergrund eingetragen. Mit dem Normierungsfaktor, der in den Ereignissen mit gleichgeladenen Leptonen bestimmt wurde, wird auch der Multijetuntergrund in den Ereignissen mit entgegengesetzt geladenen Leptonen gewichtet. Es ergibt sich die in Abb. 6.3 (rechts) zu sehende $\Delta\phi_{e\mu}$ -Verteilung. Für beide Untergruppen ist eine gute Übereinstimmung von Daten mit Monte-Carlo-Vorhersage und Multijetuntergrund festzustellen.

6.1.3 Der e^+e^- -Endzustand

Der Signaldatensatz enthält nach der Vorselektion etwa 22000 Ereignisse. Der Hauptanteil stammt von $Z/\gamma \rightarrow ee$ -Zerfällen. Ein weiterer wichtiger Untergrund sind Multijetereignisse aus QCD-Produktion. Verlangt man zwei Leptonen unterschiedlicher Ladung, kann der Anteil der Multijetereignisse schon deutlich reduziert werden. Ebenso wird dadurch ein Teil der $W+\text{Jet}$ - und $W+\gamma$ -Ereignisse unterdrückt.

Ein Großteil der $W+\gamma$ -Ereignisse stammt von W -Zerfällen, bei denen das W -Boson ein Photon abstrahlt, das anschließend in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert. Dies ist deutlich an den transversalen Massenverteilungen und den Transversalimpulsverteilungen der Leptonen aus dem W -Zerfall zu erkennen. Abbildung 6.4 (links) zeigt die transversale Massenverteilung m_T berechnet aus dem geladenen Lepton aus dem W -Zerfall und der fehlenden transversalen Energie und die Verteilung des transversalen Impulses dieses Leptons. Die transversale Masse ist dabei gegeben durch

$$m_T = \sqrt{2 \cdot p_T^\ell \cdot E_T \cdot (1 - \cos \Delta\phi(\ell, E_T))}. \quad (6.6)$$

Addiert man vektoriell den Transversalimpuls des Photons zu dem des Leptons aus dem W -Zerfall, ergeben sich die entsprechenden Verteilungen in Abb. 6.4 (rechts), die wesentlich besser mit der Erwartung aus W -Zerfällen übereinstimmen. Da die Konversion des Photons mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht in den inneren Lagen des SMT stattfindet, ist die Anzahl der Treffer im SMT von zu diesen Konversionen gehörenden Spuren geringer im Vergleich zu den Spuren des Signals, da diese Elektronen direkt am Wechselwirkungspunkt entstehen und deswegen den gesamten Spurdetektor durchqueren. In Abb. 6.5 ist die Anzahl der Treffer der zu den Elektronenkandidaten gehörenden Spuren für Signalergebnisse (links) und $W+\text{Jet}/\gamma$ -Monte-Carlo (rechts) zu sehen. Verlangt man mindestens drei Treffer im SMT, kann ein Großteil der $W+\gamma$ -Ereignisse verworfen werden. Nach Anwendung all dieser Kriterien verbleiben 17274 Ereignisse in den Daten. Diese Selektion wird als $S1ee^1$ bezeichnet.

¹Die Selektionskriterien werden zur besseren Übersicht durchnummeriert und enthalten als zusätzliche

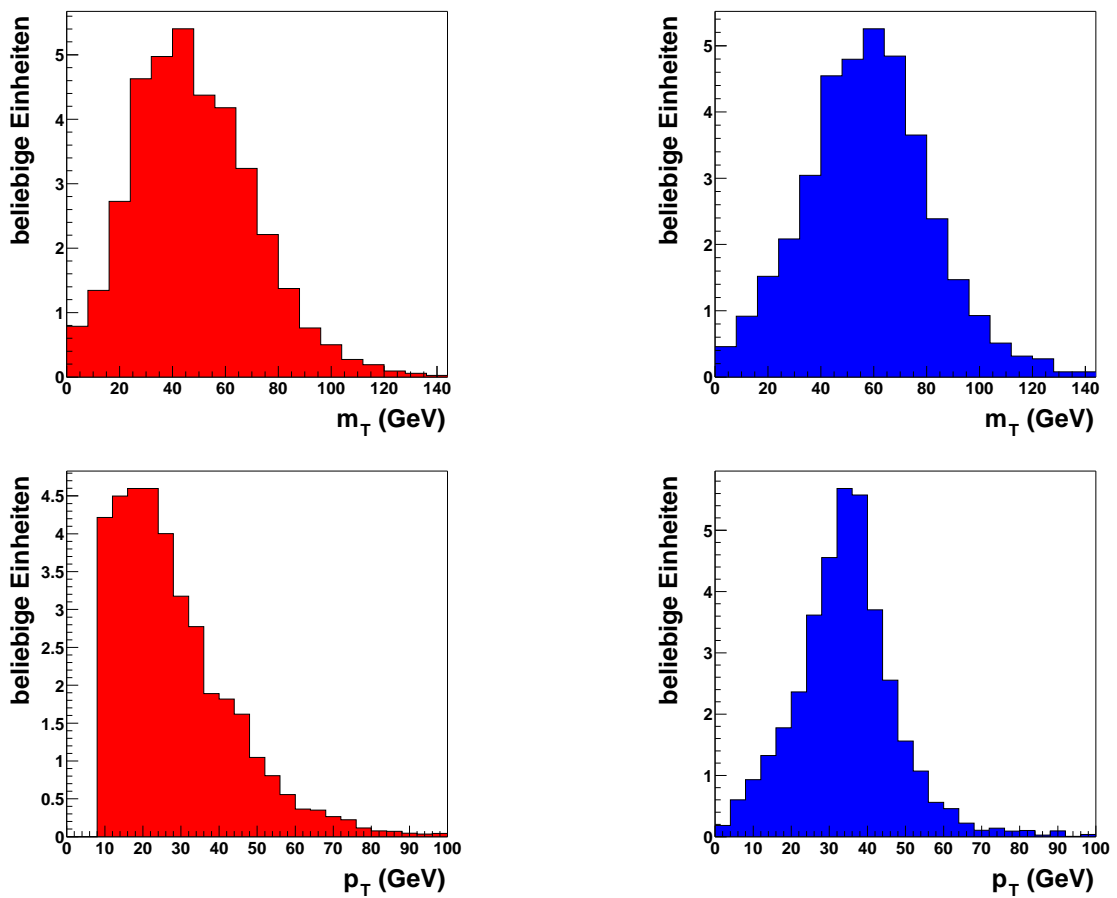


Abbildung 6.4: Transversale Massenverteilung (oben) und Verteilung des Transversalimpulses (unten) für $W+\text{Jet}/\gamma$ -Monte-Carlo. Für die Berechnung der linken Verteilungen ist das Lepton aus dem W -Zerfall benutzt, für die rechten Verteilungen sind die Transversalimpulse der Photonen bzw. Jets, welche als Elektronen identifiziert werden, vektoriell addiert.

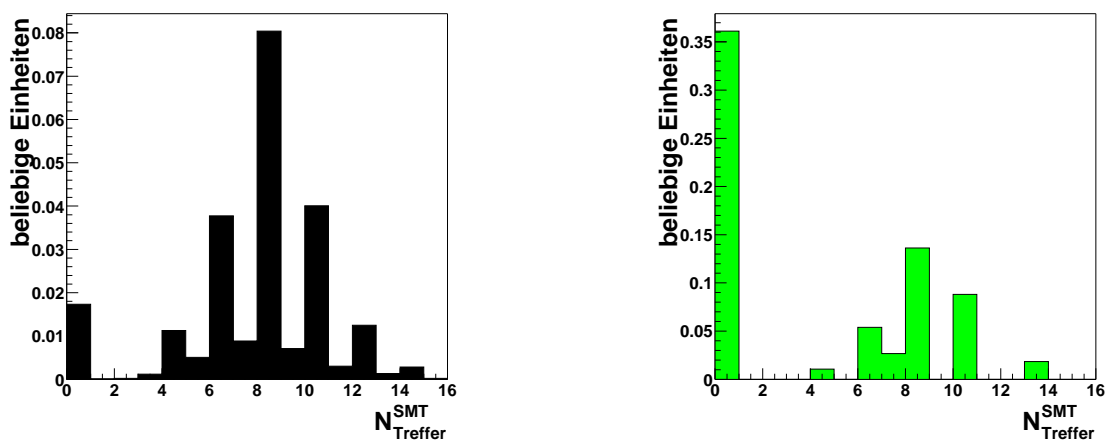


Abbildung 6.5: Anzahl der Treffer im SMT für die Spur des Elektronkandidaten für Signalereignisse (links) und $W+\text{Jet}/\gamma$ -Monte-Carlo (rechts) im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand.

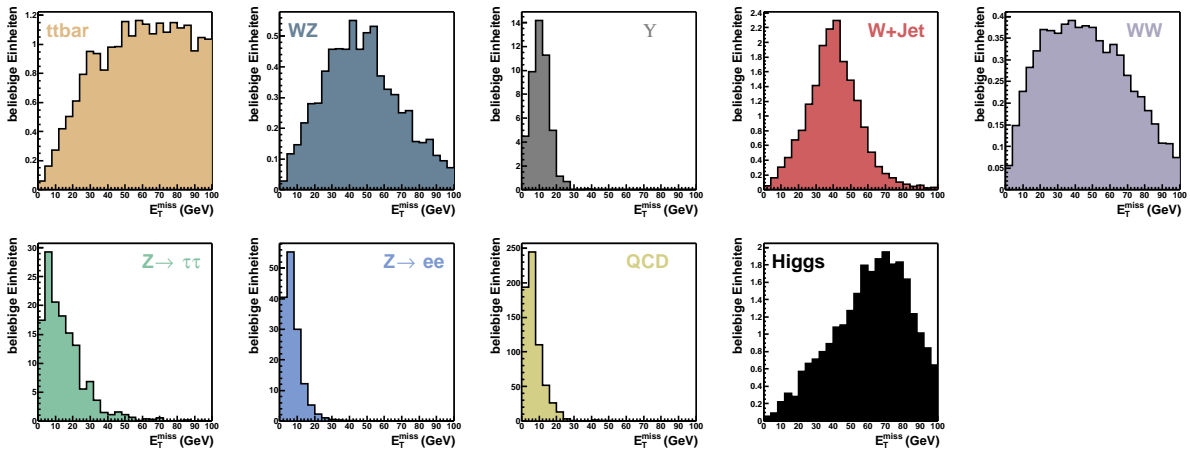


Abbildung 6.6: Verteilung der fehlenden transversalen Energie nach Selektion S1ee für alle Untergrundprozesse und ein Higgs-Boson der Masse $M_H = 160 \text{ GeV}/c^2$.

Aufgrund der zwei im Endzustand enthaltenen Neutrinos wird eine große fehlende transversale Energie für das Signal erwartet. Für viele der Untergrundprozesse, insbesondere $Z/\gamma \rightarrow ee^-$, $\Upsilon \rightarrow ee^-$ und Multijetereignisse, kann die fehlende transversale Energie nur durch Fehlvermessung von Objekten und instrumentelle Effekte zustande kommen. Deswegen wird erwartet, daß durch die Forderung

$$\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV} \quad (\text{S2ee}) \quad (6.7)$$

ein großer Anteil dieser Ereignisse unterdrückt werden kann. Abbildung 6.6 zeigt die Verteilung der fehlenden transversalen Energie für alle Untergrundprozesse und ein Higgs-Signal mit einer Higgs-Masse von $M_H = 160 \text{ GeV}/c^2$.

Wie schon erwähnt, ist die invariante Masse des Systems der geladenen Leptonen auf etwa die Hälfte der Higgs-Masse beschränkt. Um den Anteil von Zerfällen der Z - und Υ -Resonanzen weiter zu unterdrücken, werden nur Ereignisse akzeptiert, deren invariante Masse im Bereich

$$12 \text{ GeV}/c^2 < m_{ee} < 80 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{S3ee}) \quad (6.8)$$

liegt. Nach dieser Selektion verbleiben 188 Ereignisse in den Daten. Die Hauptuntergrundkomponenten an dieser Stelle der Selektion sind $Z/\gamma \rightarrow ee^-$, $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau^-$, $W+\text{Jet}/\gamma^-$ und Multijetereignisse. Für all diese Zerfälle wird eine kleine skalare Summe der transversalen Impulse und der fehlenden transversalen Energie erwartet. Die Verteilungen für die einzelnen Untergrundprozesse und ein Higgs-Boson der Masse $M_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ ist in Abb. 6.7 zu sehen. Um eine weitere relative Anreicherung des Signals zu erhalten, wird verlangt, daß die Summe die Bedingung

$$p_T^{e1} + p_T^{e2} + \cancel{E}_T > 100 \text{ GeV} \quad (\text{S4ee}) \quad (6.9)$$

erfüllt. Für viele Zerfälle des Higgs-Bosons wird ein kleiner Öffnungswinkel zwischen den beiden Elektronen bevorzugt, wohingegen für $Z/\gamma \rightarrow ee^-$, $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau^-$ und Multijetereignisse ein großer Öffnungswinkel zwischen den Leptonen bevorzugt ist. Deswegen werden

Kennung noch den Endzustand, in diesem Falle „ee“ für den Zweielektronenzustand.

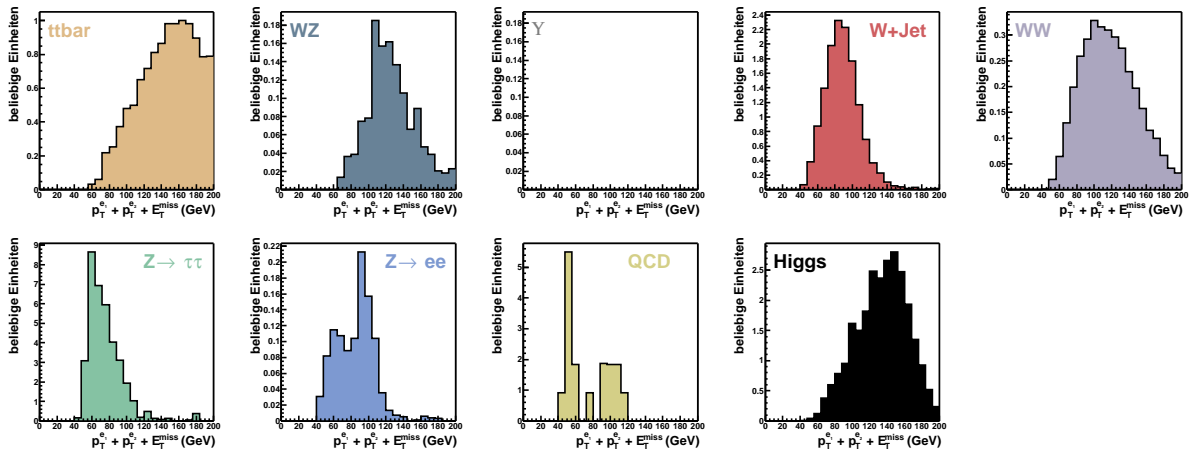


Abbildung 6.7: Verteilung der Summe der Transversalimpulse und der fehlenden transversalen Energie nach Selektion S3ee für alle Untergrundprozesse und ein Higgs-Boson der Masse $M_H = 160 \text{ GeV}/c^2$.

im weiteren Verlauf der Analyse nur Ereignisse berücksichtigt, die das Selektionskriterium

$$\Delta\phi_{ee} < 1.5 \quad (\text{S5ee}) \quad (6.10)$$

passieren. Die verbleibenden $Z/\gamma \rightarrow ee$ - und $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse sind dementsprechend durch einen kleinen Öffnungswinkel zwischen den Elektronen und große fehlende transversale Energie gekennzeichnet, die insbesondere nicht von $Z/\gamma \rightarrow ee$ -Zerfällen erwartet wird. Der kleine Öffnungswinkel wird durch einen starken Boost des Z -Bosons verursacht, der durch ein oder mehrere Jets im Ereignis verursacht wird. Aufgrund einer Fehlvermessung dieser Jets kann ebenfalls die fehlende transversale Energie erzeugt werden. Durch Berechnung einer Signifikanz der fehlenden transversalen Energie E_T^{Sig} kann überprüft werden, ob die im Ereignis gemessene fehlende transversale Energie tatsächlich durch die Jets verursacht wird. Die Signifikanz ist definiert als

$$E_T^{\text{Sig}} = \frac{E_T}{\sqrt{E_{\text{Jet}}} \cdot \sin \theta_{\text{Jet}} \cdot |\cos \Delta\phi(\text{Jet}, E_T)|} \quad (6.11)$$

und macht eine Aussage darüber, wie wahrscheinlich die fehlende transversale Energie durch eine Fluktuation der Jets generiert wird. Abbildung 6.8 zeigt die Verteilung für die Signifikanz der fehlenden transversalen Energie für Untergrund- und Signalereignisse, die mindestens einen rekonstruierten Jet besitzen. Für Ereignisse mit tatsächlicher fehlender transversaler Energie wird ein großer Wert von E_T^{Sig} erwartet, weswegen als Kriterium

$$E_T^{\text{Sig}} > 15 \sqrt{\text{GeV}} \quad (\text{S6ee}) \quad (6.12)$$

verlangt wird.

Verbleibende Ereignisse aus $t\bar{t}$ -Paarproduktion können durch ein Jet-Veto (S7ee) unterdrückt werden, da neben den zwei Leptonen auch noch zwei b -Jets aus den Zerfällen der top-Quarks vorhanden sind. Um weiterhin berücksichtigt zu werden, muß ein Ereignis eines der folgenden drei Kriterien erfüllen. Entweder wird kein Jet im Ereignis gefunden

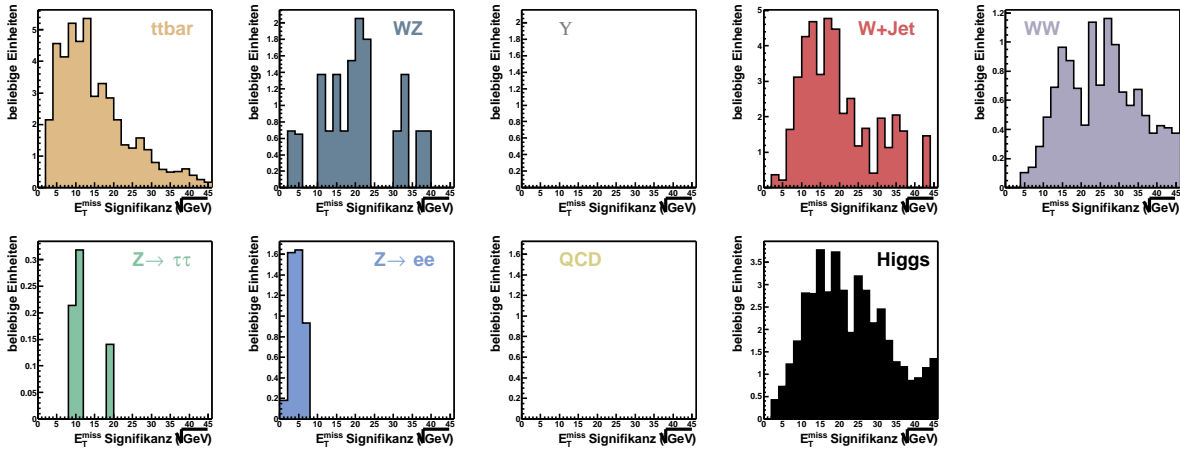


Abbildung 6.8: Verteilung der Signifikanz der fehlenden transversalen Energie nach Selektion S5ee für alle Untergrundprozesse und ein Higgs-Boson der Masse $M_H = 160 \text{ GeV}/c^2$. Es sind nur Ereignisse mit mindestens einem Jet gezeigt.

oder der Jet hat einen Transversalimpuls von $p_T^{\text{Jet}} < 90 \text{ GeV}/c$. Bei mehr als einem Jet im Ereignis darf der Transversalimpuls des führenden Jets $50 \text{ GeV}/c$, der des zweiten Jets $30 \text{ GeV}/c$ nicht übersteigen. Nach dieser finalen Selektion verbleiben zwei Ereignisse in den Daten. In Abb. 6.9 ist das übrigbleibende Ereignis mit dem kleineren Öffnungswinkel zwischen den Elektronen in drei verschiedenen Ansichten zu sehen. Tabelle 6.1 faßt noch einmal alle Selektionskriterien für die Higgs-Analyse im e^+e^- -Endzustand zusammen.

6.1.4 Der $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand

Die Analyse im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand erfolgt analog der Selektion mit zwei Elektronen. Ausgehend von der Vorselektion werden zwei Leptonen unterschiedlicher Ladung verlangt. Um wiederum Elektronen aus Konversionen zu unterdrücken, werden mindestens drei Treffer im SMT für die Spur des Elektrons verlangt. Zusätzlich werden Ereignisse verworfen, wenn ein drittes Lepton rekonstruiert wird und die invariante Masse der zwei Elektronen bzw. Myonen im Bereich der Z-Resonanz ($70 \text{ GeV}/c^2 < m_{\ell\ell} < 110 \text{ GeV}/c^2$) liegt. Nach diesen Selektionskriterien (S1e μ) verbleiben 218 Ereignisse in den Daten. Hauptuntergrundprozesse sind $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$ - und Multijetereignisse.

Um Beiträge von Multijetereignissen zu unterdrücken, wird eine fehlende transversale Energie von

$$\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV} \quad (\text{S2e}\mu) \quad (6.13)$$

verlangt. Trotz der tatsächlichen fehlenden Transversalenergie in $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$ -Zerfällen wird auch diese Komponente mit dem Schnitt stark reduziert.

Ungleich dem e^+e^- -Endzustand tragen keine Zerfälle von Resonanzen zu diesem Endzustand bei, weswegen kein Schnitt auf die invariante Masse der Leptonen gemacht wird. Stattdessen wird ein Schnitt auf die minimale transversale Masse $m_T^{\text{min}} = \min(m_T^e, m_T^\mu)$ angewendet, denn für $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$, $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ - und Multijetereignisse wird für diese Variable ein kleiner Wert erwartet, was nicht der Fall für das Higgs-Signal ist. In Abb. 6.10

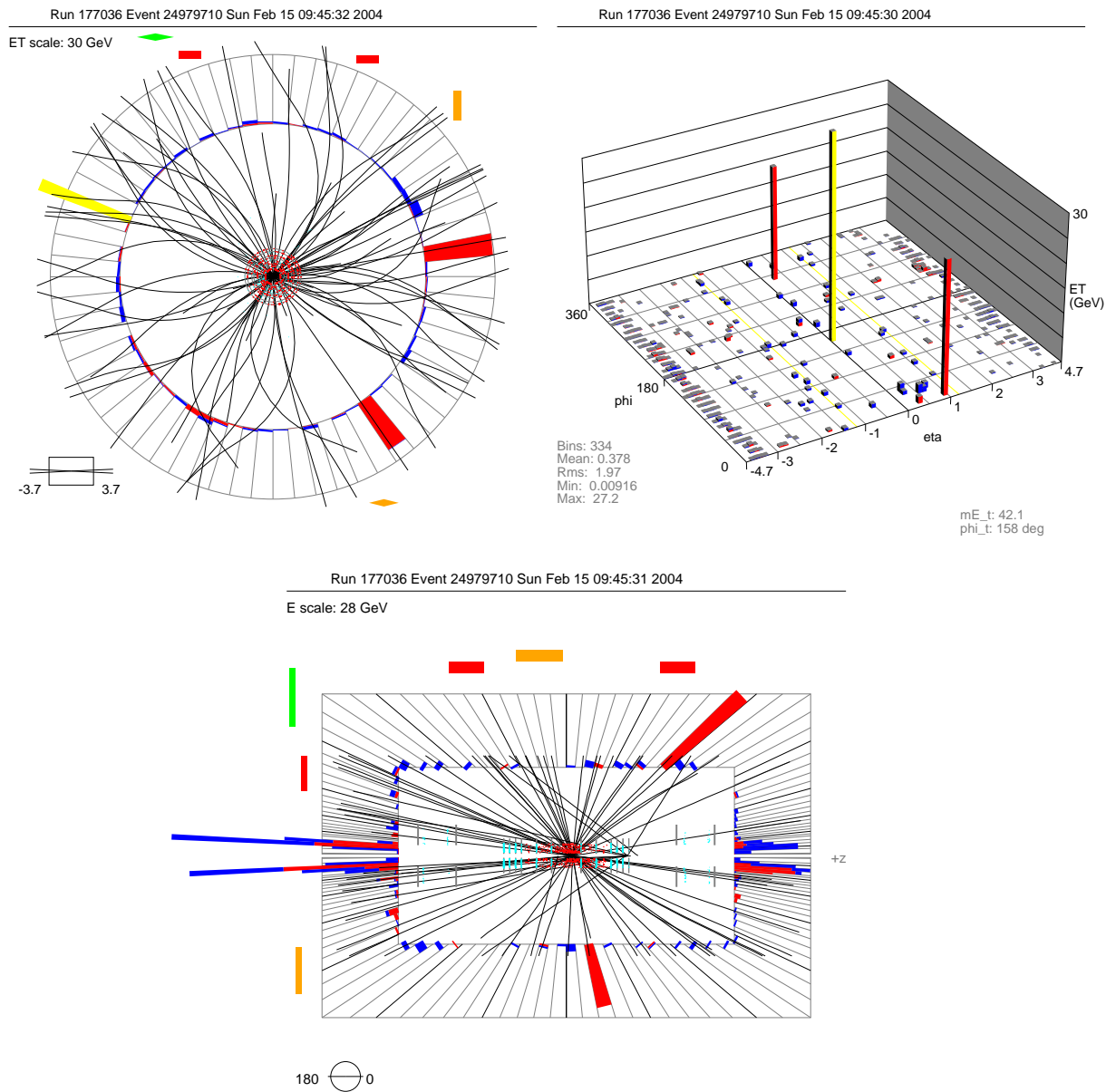


Abbildung 6.9: Eines der zwei verbleibenden Ereignisse im e^+e^- -Endzustand in xy - (links oben), $\eta\phi$ - (rechts oben) und rz -Projektion (unten).

Schnitt	Kriterium
S1ee Vorselektion	$p_T^{e1} > 12 \text{ GeV}/c$ und $p_T^{e2} > 8 \text{ GeV}/c$ und unterschiedlich geladene Leptonen und $N_{\text{Treffer}}^{\text{SMT}} \geq 3$
S2ee Fehl. transv. Energie	$\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$
S3ee Invariante Masse	$12 \text{ GeV}/c^2 < m_{ee} < 80 \text{ GeV}/c^2$
S4ee Summe p_T und \cancel{E}_T	$p_T^{e1} + p_T^{e2} + \cancel{E}_T > 100 \text{ GeV}$
S5ee Öffnungswinkel	$\Delta\phi_{ee} < 1.5$
S6ee Signifikanz von \cancel{E}_T	$\cancel{E}_T^{\text{Sig}} > 15 \sqrt{\text{GeV}}$
S7ee Jet-Veto	$N_{\text{Jet}} = 0$ oder $N_{\text{Jet}} = 1$ und $p_T^{\text{Jet}} < 90 \text{ GeV}/c$ oder $N_{\text{Jet}} \geq 2$ und $p_T^{\text{Jet}1} < 50 \text{ GeV}/c$ und $p_T^{\text{Jet}2} < 30 \text{ GeV}/c$

 Tabelle 6.1: Selektionskriterien der Higgs-Analyse für den e^+e^- -Endzustand.

sind entsprechende Verteilungen für die verschiedenen Untergrundprozesse und ein Higgs-Boson mit Masse $M_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ nach Selektion S2e μ gezeigt. Es werden Ereignisse selektiert, die die Bedingung

$$\min(m_T^e, m_T^\mu) > 20 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{S3e}\mu) \quad (6.14)$$

erfüllen. Danach verbleiben noch 21 Ereignisse in den Daten.

Die restlichen Kriterien sind ähnlich der e^+e^- -Selektion. Es wird verlangt, daß die skalare Summe der transversalen Impulse und der fehlenden transversalen Energie die Bedingung

$$p_T^e + p_T^\mu + \cancel{E}_T > 90 \text{ GeV} \quad (\text{S4e}\mu) \quad (6.15)$$

erfüllt. Weiterhin wird für den Öffnungswinkel der beiden Leptonen in der Transversalebene

$$\Delta\phi_{e\mu} < 2.0 \quad (\text{S5e}\mu) \quad (6.16)$$

gefordert. Zum Abschluß wird zur Unterdrückung von $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau^-$ und $t\bar{t}$ -Untergrund eine Signifikanz der fehlenden transversalen Energie

$$\cancel{E}_T^{\text{Sig}} > 15 \sqrt{\text{GeV}} \quad (\text{S6e}\mu) \quad (6.17)$$

und ein Jet-Veto (S7e μ) analog der e^+e^- -Selektion verlangt. Am Ende dieser Selektion bleiben ebenfalls zwei Ereignisse in den Daten übrig. Abbildung 6.11 zeigt die xy^- , $\eta\phi^-$ und rz^- -Ansicht eines der verbleibenden Kandidaten. Alle Selektionskriterien der $e^\pm\mu^\mp$ -Analyse sind noch einmal in Tab. 6.2 zusammengefaßt.

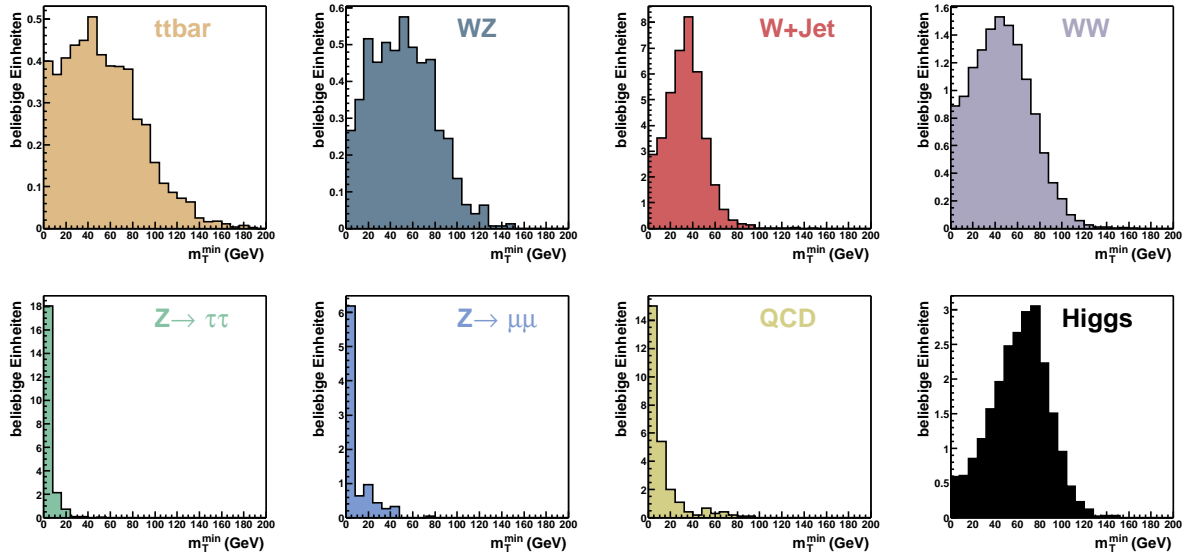


Abbildung 6.10: Verteilung der minimalen transversalen Masse nach Selektion $S2e\mu$ für alle Untergrundprozesse und ein Higgs-Boson der Masse $M_H = 160 \text{ GeV}/c^2$.

Schnitt	Kriterium
$S1e\mu$ Vorselektion	$p_T^e > 12 \text{ GeV}/c$ und $p_T^\mu > 8 \text{ GeV}/c$ und unterschiedlich geladene Leptonen und $N_{\text{Treffer}}^{\text{SMT}} \geq 3$
$S2e\mu$ Fehl. transv. Energie	$\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$
$S3e\mu$ Min. transv. Masse	$\min(m_T^e, m_T^\mu) > 20 \text{ GeV}/c^2$
$S4e\mu$ Summe p_T und \cancel{E}_T	$p_T^e + p_T^\mu + \cancel{E}_T > 90 \text{ GeV}$
$S5e\mu$ Öffnungswinkel	$\Delta\phi_{e\mu} < 2.0$
$S6e\mu$ Signifikanz von \cancel{E}_T	$\cancel{E}_T^{\text{Sig}} > 15 \sqrt{\text{GeV}}$
$S7e\mu$ Jet-Veto	$N_{\text{Jet}} = 0$ oder $N_{\text{Jet}} = 1$ und $p_T^{\text{Jet}} < 90 \text{ GeV}/c$ oder $N_{\text{Jet}} \geq 2$ und $p_T^{\text{Jet}1} < 50 \text{ GeV}/c$ und $p_T^{\text{Jet}2} < 30 \text{ GeV}/c$

Tabelle 6.2: Selektionskriterien der Higgs-Analyse für den $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand.

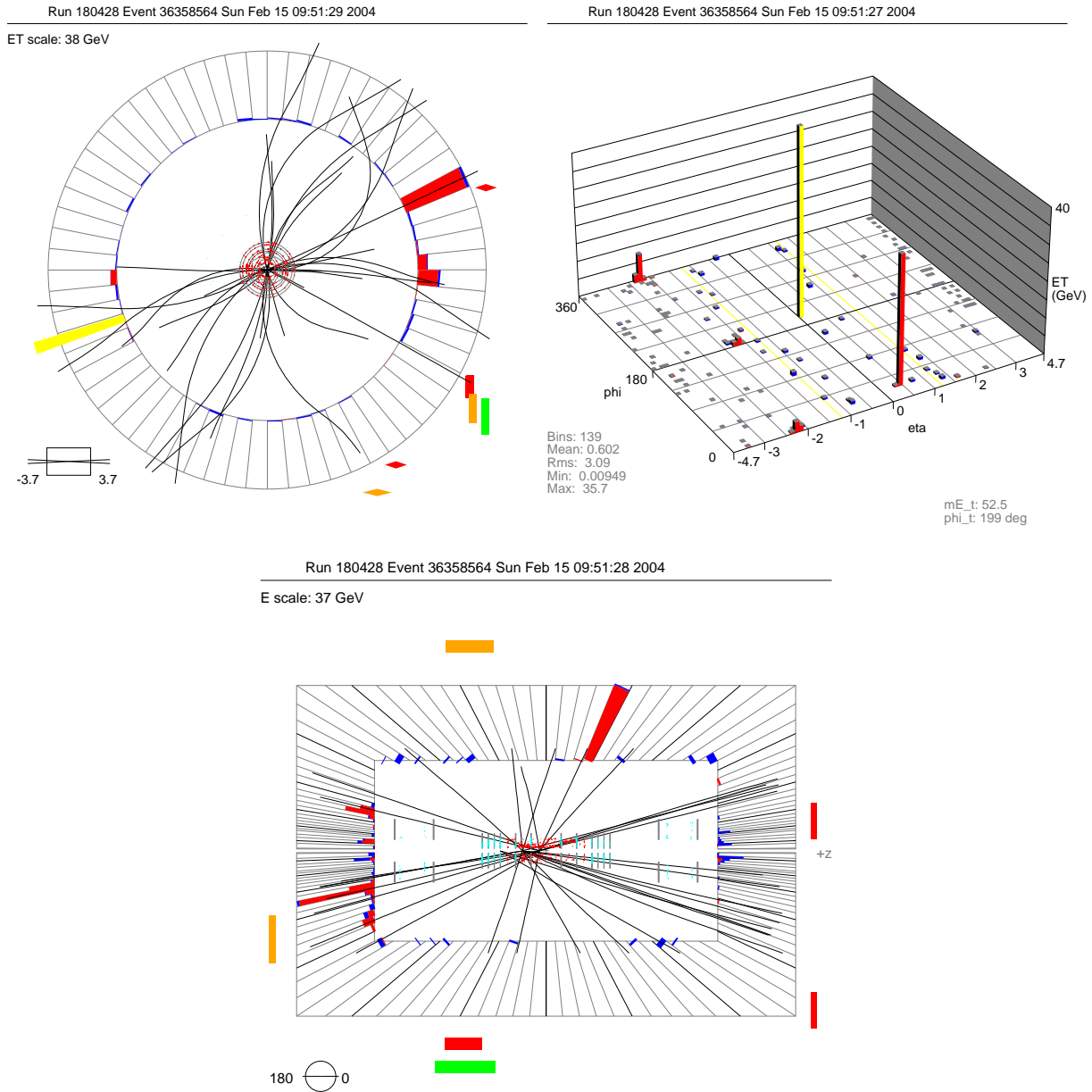


Abbildung 6.11: Eines der zwei verbleibenden Ereignisse im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand in xy - (links oben), $\eta\phi$ - (rechts oben) und rz -Projektion (unten).

6.1.5 Der $\mu^+\mu^-$ -Endzustand

Eine Suche des Higgs-Bosons im Zerfallskanal $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \mu\nu\mu\nu$ wurde in [Elm04a] durchgeführt. Die Selektion und Ergebnisse im Endzustand mit zwei Myonen sind daraus entnommen und werden hier nur kurz zusammengefasst. Durch die Kombination der e^+e^- - und $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustände mit der $\mu^+\mu^-$ -Selektion wird eine Verbesserung der Sensitivität erreicht. Die Selektionskriterien im $\mu^+\mu^-$ -Endzustand sind in Tab. 6.3 zusammengestellt. Fünf Ereignisse in den Daten passieren alle Schnitte.

Schnitt	Kriterium
S1 $\mu\mu$ Vorselektion	$p_T^{\mu_1} > 20 \text{ GeV}/c$ und $p_T^{\mu_2} > 10 \text{ GeV}/c$ und unterschiedlich geladene Leptonen und $N_{\text{Treffer}}^{\text{SMT}} \geq 3$ und $m_{\mu\mu} > 20 \text{ GeV}/c^2$
S2 $\mu\mu$ Fehl. transv. Energie	$\cancel{E}_T > 30 \text{ GeV}$ und $\cancel{E}_T > 0.75 \cdot p_T^{\mu_1} + 10 \text{ GeV}$
S3 $\mu\mu$ Invariante Masse	$ m_{\mu\mu} - M_Z > 15 \text{ GeV}/c^2$
S4 $\mu\mu$ Öffnungswinkel	$\Delta\phi_{\mu\mu} < 2.0$
S5 $\mu\mu$ Jet-Veto	$N_{\text{Jet}} = 0$ oder $N_{\text{Jet}} = 1$ und $p_T^{\text{Jet}} < 60 \text{ GeV}/c$ oder $N_{\text{Jet}} \geq 2$ und $p_T^{\text{Jet}_1} < 60 \text{ GeV}/c$ und $p_T^{\text{Jet}_2} < 30 \text{ GeV}/c$

Tabelle 6.3: Selektionskriterien der Higgs-Analyse für den $\mu^+\mu^-$ -Endzustand.

6.2 Effizienzen des Higgs-Signals

Die Effizienzen für das Higgs-Signal werden mit Hilfe des Monte-Carlo bestimmt. Da die Effizienz abhängig von der Masse des Higgs-Bosons ist, werden die Effizienzen für sechs verschiedene Massenhypothesen untersucht. Es stehen Signalereignisse für Higgs-Massen im Bereich zwischen 100 und 200 GeV/c^2 im Abstand von 20 GeV/c^2 zur Verfügung.

Für Higgs-Bosonen mit Massen unterhalb 160 GeV/c^2 erfolgt der Zerfall über W-Bosonen, von denen eines nicht auf der Massenschale liegt. Da der Großteil der Energie des Higgs-Bosons zur Generierung der Massen der W-Bosonen benötigt wird, erhalten die W-Bosonen nur geringe transversale Impulse, weswegen auch die Leptonen aus dem W-Zerfall nur kleine transversale Impulse besitzen. Aufgrund dieser niedrigen Transversalimpulse führen die Selektionskriterien S4ee und S4e μ der e^+e^- - bzw. $e^\pm\mu^\mp$ -Analyse zu größeren Ineffizienzen bei kleinen Higgs-Massen. Im Gegensatz dazu sind die Spinkorrelationen, die im Ruhesystem der W-Bosonen vorhanden sind, bei kleinen Higgs-Massen im Laborsystem stärker ausgeprägt, da wegen der geringen Transversalimpulse der W-Bosonen der Boost zwischen Labor- und Ruhesystem klein ist. Da mit steigender Higgs-Masse die mittleren Transversalimpulse der W-Bosonen zunehmen, kommt es zu einer Abschwächung der Spinkorrelationen im Laborsystem, weswegen für große Higgs-Massen die Selektionskriterien S5ee bzw. S5e μ stärkere Verluste in der Effizienz mit sich bringen.

Aufgrund der im Mittel kleineren Transversalimpulse ergeben sich niedrigere Effizienzen für leichte Higgs-Bosonen. Die Effizienzen für ein Higgs-Boson der Masse $M_H = 100 \text{ GeV}/c^2$ liegen im Bereich von 1.4–4.5%. Für Higgs-Bosonen im Massenbereich um $M_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ liegen die Effizienzen zwischen 13% und 21%. Die Effizienzen im $\mu^+\mu^-$ -Endzustand sind im Vergleich zu den zwei anderen Endzuständen höher. Dies hat mehrere Ursachen. Zum einen ist im $\mu^+\mu^-$ -Endzustand der W+Jet/ γ -Untergrund nicht so relevant wie in den e^+e^- - und $e^\pm\mu^\mp$ -Kanälen. Somit müssen keine harten Schnitte

eingeführt werden, um eine ausreichende Unterdrückung zu erhalten. Zum anderen sind bei der $\mu^+\mu^-$ -Selektion sowohl die Myonidentifikation als auch die weiteren Selektionskriterien lockerer gewählt, was allerdings in einer höheren Untergrunderwartung resultiert. Im Vergleich von e^+e^- - und $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand zeigt sich, daß aufgrund der schlechteren Myonauflösung im $e^\pm\mu^\mp$ -Kanal identische Selektionskriterien eine größere Ineffizienz als bei der e^+e^- -Selektion liefern.

Die Erwartung für ein Standardmodell Higgs-Boson der Masse $M_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ liegt bei 0.073 Ereignissen im e^+e^- -Endzustand und für eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L}dt = 177 \text{ pb}^{-1}$. Im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand beträgt die Erwartung 0.11 Ereignisse bei einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L}dt = 158 \text{ pb}^{-1}$. Die erwarteten Ereignisse am Ende der Selektion für alle Endzustände sind in Tab. 6.4 sowohl für ein Standardmodell Higgs-Boson als auch für das Modell der vierten Generation zusammengestellt. In den Tab. 6.5–6.7 sind die Effizienzen des Higgs-Signals für alle sechs Higgs-Massen nach den einzelnen Selektionskriterien aufgelistet.

6.3 Vergleich von Daten und Monte-Carlo

6.3.1 Der e^+e^- -Endzustand

Die Selektion im e^+e^- -Endzustand startet mit 17274 Ereignissen (S1ee). Der größte Anteil stammt von $Z/\gamma \rightarrow ee$ -Ereignissen, für die das Monte-Carlo 15894 ± 47 Ereignisse vorher-sagt. Multijetereignisse aus QCD-Produktion tragen etwa 1000 Ereignisse bei. Abbildung 6.12 (links) zeigt einen Vergleich der Verteilung der fehlenden transversalen Energie zwischen allen Untergrundkomponenten und den Daten. Außerdem ist die Verteilung für ein Higgs-Boson der Masse $M_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ zu sehen. In Abb. 6.12 (rechts) ist die invariante Zweielektronenmasse nach Anwendung des Selektionskriteriums S2ee dargestellt.

In Tab. 6.8 ist eine Zusammenstellung der einzelnen Untergrundkomponenten und der in den Daten beobachteten Ereignisse nach den einzelnen Selektionskriterien S1ee–S7ee zu

		$M_H \text{ (GeV}/c^2)$	100	120	140	160	180	200
SM Higgs	e^+e^-		0.0005	0.013	0.041	0.073	0.051	0.021
	$e^\pm\mu^\mp$		0.0006	0.018	0.065	0.111	0.118	0.042
	$\mu^+\mu^-$		0.0007	0.015	0.048	0.085	0.050	0.023
4. Gen. Modell	e^+e^-		0.004	0.11	0.34	0.62	0.43	0.18
	$e^\pm\mu^\mp$		0.005	0.15	0.55	0.94	0.70	0.36
	$\mu^+\mu^-$		0.007	0.13	0.41	0.73	0.42	0.20

Tabelle 6.4: Anzahl der erwarteten Standardmodell Higgs-Ereignisse für eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L}dt = 177 \text{ pb}^{-1}$ im e^+e^- -Endzustand, $\int \mathcal{L}dt = 158 \text{ pb}^{-1}$ im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand und $\int \mathcal{L}dt = 147 \text{ pb}^{-1}$ im $\mu^+\mu^-$ -Endzustand. Für die Ereigniszahlen der unteren drei Reihen ist ein Faktor von 8.5 für das Modell mit vier Generationen berücksichtigt.

6.3. VERGLEICH VON DATEN UND MONTE-CARLO

M_H	100GeV/ c^2	120GeV/ c^2	140GeV/ c^2	160GeV/ c^2	180GeV/ c^2	200GeV/ c^2
S1ee	0.189±0.004	0.256±0.005	0.266±0.005	0.283±0.005	0.329±0.006	0.340±0.006
S2ee	0.166±0.004	0.239±0.005	0.252±0.005	0.272±0.005	0.317±0.006	0.326±0.006
S3ee	0.154±0.004	0.231±0.005	0.242±0.005	0.261±0.005	0.272±0.005	0.218±0.004
S4ee	0.037±0.002	0.123±0.004	0.168±0.004	0.216±0.005	0.222±0.005	0.181±0.004
S5ee	0.027±0.002	0.086±0.003	0.117±0.003	0.172±0.004	0.175±0.004	0.138±0.004
S6ee	0.024±0.002	0.079±0.003	0.108±0.003	0.161±0.004	0.161±0.004	0.126±0.004
S7ee	0.023±0.002	0.077±0.003	0.104±0.003	0.155±0.004	0.151±0.004	0.118±0.003

Tabelle 6.5: Higgs-Effizienzen nach den einzelnen Selektionskriterien S1ee–S7ee im e^+e^- -Endzustand. Die angegebenen Fehler entsprechen den statistischen Unsicherheiten.

M_H	100GeV/ c^2	120GeV/ c^2	140GeV/ c^2	160GeV/ c^2	180GeV/ c^2	200GeV/ c^2
S1e μ	0.129±0.004	0.182±0.004	0.220±0.005	0.235±0.005	0.246±0.005	0.268±0.005
S2e μ	0.096±0.003	0.154±0.004	0.195±0.004	0.213±0.005	0.224±0.005	0.244±0.005
S3e μ	0.078±0.003	0.134±0.004	0.177±0.004	0.203±0.005	0.211±0.005	0.228±0.005
S4e μ	0.024±0.002	0.083±0.003	0.138±0.004	0.180±0.004	0.196±0.004	0.218±0.005
S5e μ	0.021±0.001	0.074±0.003	0.120±0.003	0.165±0.004	0.171±0.004	0.168±0.004
S6e μ	0.015±0.001	0.061±0.003	0.098±0.003	0.136±0.004	0.143±0.004	0.138±0.004
S7e μ	0.014±0.001	0.059±0.002	0.094±0.003	0.131±0.004	0.137±0.004	0.130±0.004

Tabelle 6.6: Higgs-Effizienzen nach den einzelnen Selektionskriterien S1e μ –S7e μ im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand. Die angegebenen Fehler entsprechen den statistischen Unsicherheiten.

M_H	100GeV/ c^2	120GeV/ c^2	140GeV/ c^2	160GeV/ c^2	180GeV/ c^2	200GeV/ c^2
S1 $\mu\mu$	0.150±0.004	0.253±0.006	0.318±0.006	0.370±0.007	0.375±0.007	0.410±0.008
S2 $\mu\mu$	0.064±0.003	0.153±0.004	0.208±0.005	0.281±0.006	0.274±0.006	0.274±0.006
S3 $\mu\mu$	0.064±0.003	0.153±0.004	0.202±0.005	0.274±0.006	0.238±0.005	0.212±0.005
S4 $\mu\mu$	0.053±0.002	0.131±0.003	0.177±0.005	0.257±0.006	0.221±0.005	0.190±0.005
S5 $\mu\mu$	0.045±0.002	0.110±0.003	0.150±0.004	0.216±0.005	0.179±0.005	0.151±0.004

Tabelle 6.7: Higgs-Effizienzen nach den einzelnen Selektionskriterien S1 $\mu\mu$ –S5 $\mu\mu$ im $\mu^+\mu^-$ -Endzustand. Die angegebenen Fehler entsprechen den statistischen Unsicherheiten.

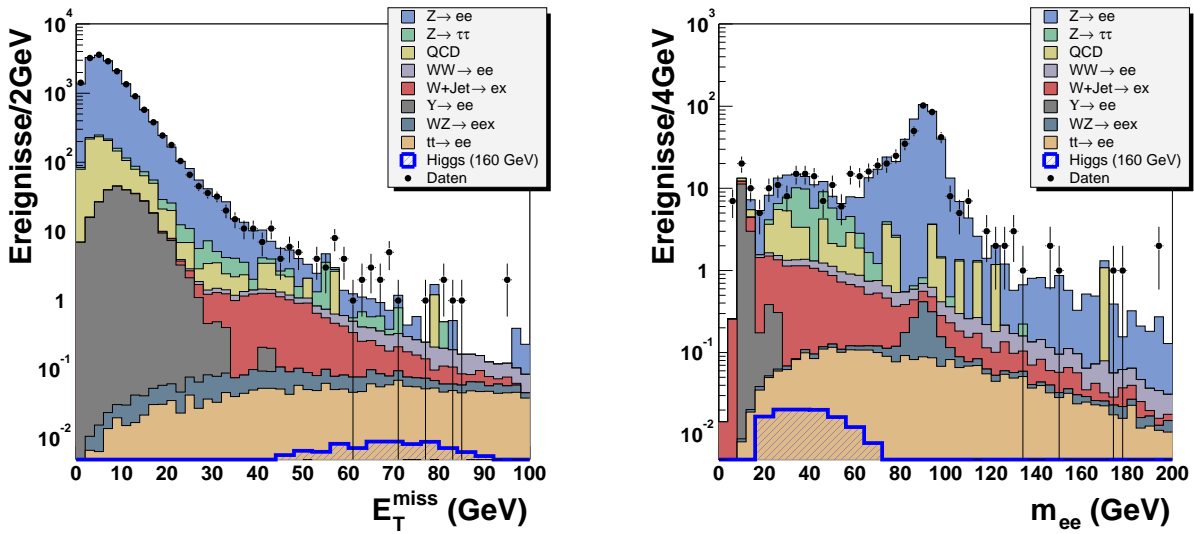


Abbildung 6.12: Vergleich von fehlender transversaler Energie nach Selektion S1ee (links) und invarianter Zweielektronenmasse nach Selektion S2ee (rechts) zwischen Daten und Monte-Carlo im e^+e^- -Endzustand.

	$t\bar{t}$	WZ	Υ	W+Jet/ γ	WW
S1ee	3.05 ± 0.05	1.48 ± 0.03	280.1 ± 6.2	18.3 ± 0.3	6.84 ± 0.06
S2ee	2.89 ± 0.05	1.33 ± 0.03	11.2 ± 1.3	16.6 ± 0.2	5.82 ± 0.05
S3ee	1.31 ± 0.03	0.14 ± 0.01	2.4 ± 0.5	13.3 ± 0.2	3.19 ± 0.04
S4ee	0.84 ± 0.03	0.10 ± 0.01	0.0 ± 0.01	3.18 ± 0.11	2.03 ± 0.03
S5ee	0.51 ± 0.02	0.05 ± 0.01	0.0 ± 0.01	1.43 ± 0.07	1.20 ± 0.02
S6ee	0.36 ± 0.02	0.05 ± 0.01	0.0 ± 0.01	1.33 ± 0.07	1.19 ± 0.02
S7ee	0.06 ± 0.01	0.04 ± 0.01	0.0 ± 0.01	1.24 ± 0.07	1.17 ± 0.02

	$Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$	$Z/\gamma \rightarrow ee$	QCD	Summe	Daten
S1ee	133.6 ± 4.4	15895 ± 47	972 ± 31	$17310 \pm 57 \pm 1125$	17274
S2ee	36.4 ± 2.3	488 ± 8	38.0 ± 6.2	$600 \pm 11 \pm 39$	602
S3ee	35.6 ± 2.3	93.0 ± 3.6	26.0 ± 5.1	$175.0 \pm 6.7 \pm 11.4$	188
S4ee	2.9 ± 0.6	14.7 ± 1.5	4.0 ± 2.0	$27.8 \pm 2.6 \pm 1.8$	23
S5ee	0.6 ± 0.3	4.3 ± 0.8	1.0 ± 1.0	$9.10 \pm 1.3 \pm 0.6$	8
S6ee	0.0 ± 0.3	0.3 ± 0.1	0.0 ± 1.0	$3.2 \pm 1.1 \pm 0.2$	3
S7ee	0.0 ± 0.1	0.1 ± 0.1	0.0 ± 0.5	$2.6 \pm 0.5 \pm 0.2$	2

Tabelle 6.8: Anzahl der erwarteten Ereignisse im Monte-Carlo nach den einzelnen Selektionsschritten im e^+e^- -Endzustand und Vergleich mit den Daten. Die angegebenen Fehler spiegeln die statistischen Unsicherheiten wider, für die Summe aller Ereignisse ist zusätzlich der Fehler aufgrund der Unsicherheit der integrierten Luminosität angegeben.

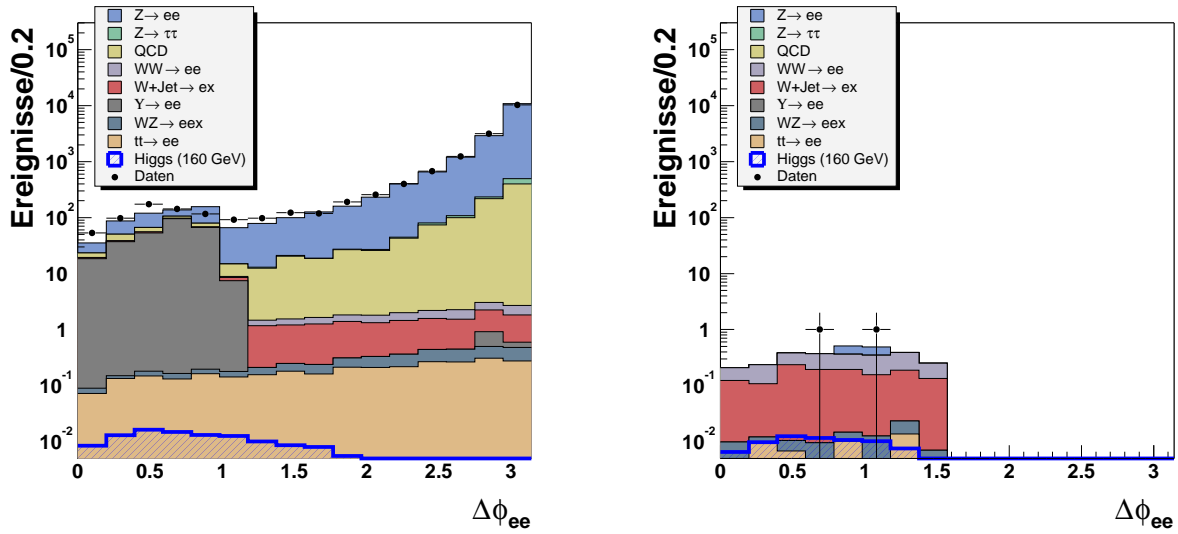


Abbildung 6.13: Vergleich des Öffnungswinkels der Leptonen in der Transversalebene nach Selektion S1ee (links) und S7ee (rechts) zwischen Daten und Monte-Carlo im e^+e^- -Endzustand.

sehen. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen der Vorhersage des Monte-Carlos und den Daten nach den einzelnen Schritten der Selektion festzustellen. Nach Implementierung aller Schnitte werden aufgrund des Monte-Carlos 2.6 ± 0.5 Ereignisse erwartet, was in guter Übereinstimmung mit den zwei in den Daten gefundenen Ereignissen ist. In Abb. 6.13 ist der Öffnungswinkel zwischen den Elektronen in der Transversalebene zu Beginn der Selektion (S1ee, links) und nach Anwendung aller Kriterien (S7ee, rechts) zu sehen. Neben allen Untergrundkomponenten ist auch die Erwartung für ein Standardmodell Higgs-Boson mit Masse $M_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ gezeigt.

6.3.2 Der $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand

Im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand verbleiben zu Beginn der Analyse (S1e μ) 218 Ereignisse in der Selektion. Am meisten tragen dazu $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$ -Zerfälle bei, für die aufgrund der Monte-Carlo-Vorhersage 168.5 ± 4.7 Ereignisse erwartet werden. Andere wichtige Beiträge liefern die W -Paarproduktion und Multijetereignisse aus QCD-Produktion. Insgesamt werden 221 ± 5 Ereignisse erwartet. Ein Vergleich von Daten und Monte-Carlo zu Beginn der Selektion (S1e μ) ist in Abb. 6.14 (links) für die fehlende transversale Energie gezeigt. Die Abb. 6.14 (rechts) zeigt die minimale transversale Masse nach dem Schnitt auf die fehlende transversale Energie (S2e μ).

Eine Übersicht über die Erwartungen aufgrund des Monte-Carlos für die verschiedenen Untergrundkomponenten nach den einzelnen Selektionskriterien S1e μ –S7e μ zeigt Tab. 6.9. Es ist zu beobachten, daß die Vorhersagen des Monte-Carlos nach den jeweiligen Schnitten gut zu den beobachteten Ereignissen in den Daten passen. Am Ende der Selektion werden 3.1 ± 0.3 Ereignisse erwartet, der Großteil davon ist W -Paarproduktion. In den Daten passieren zwei Ereignisse sämtliche Selektionskriterien. Ebenso wie im e^+e^- -Endzustand zeigt Abb. 6.15 einen Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo für den Öffnungswinkel

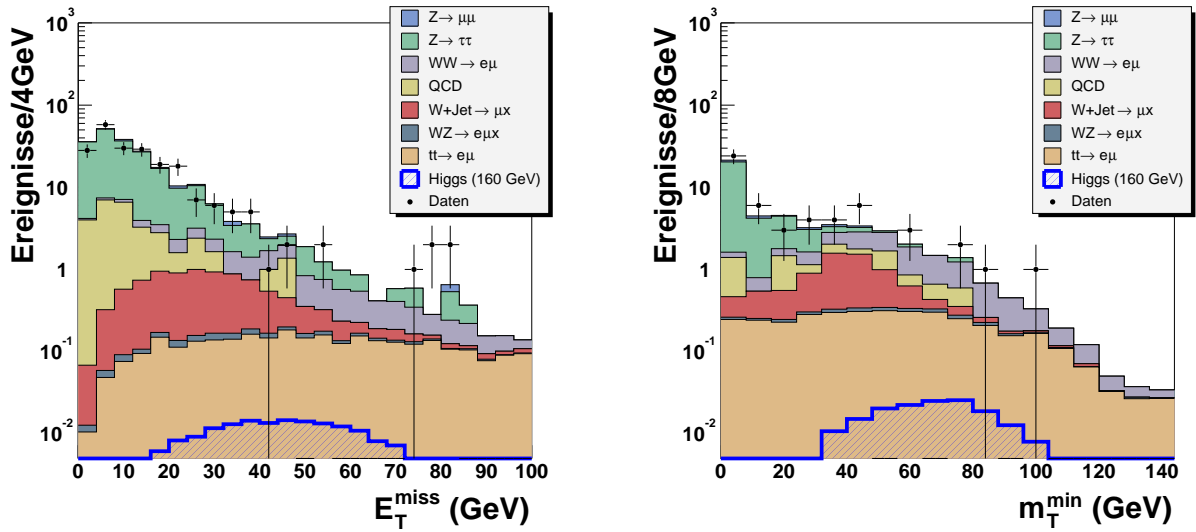


Abbildung 6.14: Vergleich von fehlender transversaler Energie nach Selektion $S1e\mu$ (links) und minimaler transversaler Masse nach Selektion $S2e\mu$ (rechts) zwischen Daten und Monte-Carlo im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand.

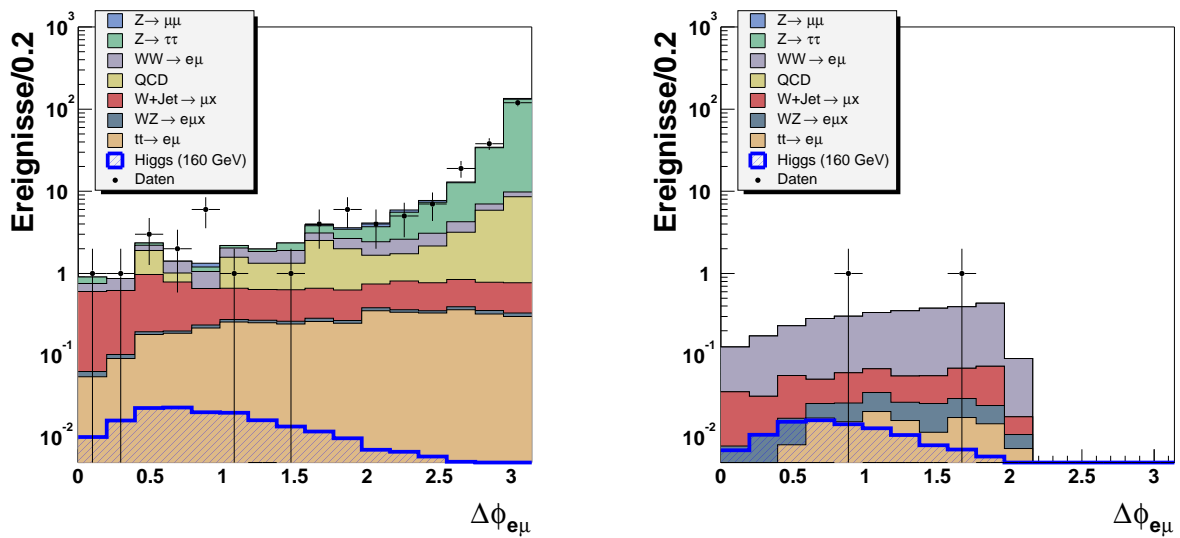


Abbildung 6.15: Vergleich des Öffnungswinkels der Leptonen in der Transversalebene nach Selektion $S1e\mu$ (links) und $S7e\mu$ (rechts) zwischen Daten und Monte-Carlo im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand.

zwischen den Leptonen in der Transversalebene zu Beginn der Selektion ($S1e\mu$, links) und nach Anwendung aller Kriterien ($S7e\mu$, rechts). Zusätzlich zu allen Untergrundprozessen ist auch erneut die Erwartung für ein Standardmodell Higgs-Boson mit Masse $M_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ eingezeichnet.

	$t\bar{t}$	WZ	W+Jet/ γ	WW	$Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$
S1 $e\mu$	3.98±0.08	0.34±0.01	7.24±0.13	10.3±0.09	168.5±4.7
S2 $e\mu$	3.61±0.07	0.28±0.01	5.02±0.11	7.79±0.08	27.5±1.8
S3 $e\mu$	2.86±0.06	0.23±0.01	4.15±0.10	6.96±0.08	2.43±0.54
S4 $e\mu$	2.80±0.06	0.21±0.01	1.41±0.06	5.85±0.07	1.31±0.38
S5 $e\mu$	1.55±0.05	0.13±0.01	0.94±0.05	3.31±0.05	0.57±0.29
S6 $e\mu$	0.64±0.03	0.11±0.01	0.35±0.02	2.52±0.05	0.27±0.19
S7 $e\mu$	0.13±0.01	0.11±0.01	0.34±0.02	2.51±0.05	0.00±0.14

	$Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$	QCD	Summe	Daten
S1 $e\mu$	5.21±0.79	25.2±2.4	220.8± 5.3 ±14.4	218
S2 $e\mu$	1.91±0.46	4.17±0.98	50.3± 2.1 ±3.3	54
S3 $e\mu$	0.49±0.22	2.32±0.73	19.4± 1.0 ±1.3	21
S4 $e\mu$	0.21±0.12	1.62±0.61	13.4± 0.8 ±0.9	12
S5 $e\mu$	0.05±0.05	0.92±0.46	7.47±0.55±0.5	6
S6 $e\mu$	0.0±0.05	0.0±0.23	3.89±0.31±0.3	4
S7 $e\mu$	0.0±0.05	0.0±0.23	3.09±0.28±0.2	2

Tabelle 6.9: Anzahl der erwarteten Ereignisse im Monte-Carlo nach den einzelnen Selektionsschritten im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand und Vergleich mit den Daten. Die angegebenen Fehler spiegeln die statistischen Unsicherheiten wider, für die Summe aller Ereignisse ist zusätzlich der Fehler aufgrund der Unsicherheit der integrierten Luminosität angegeben.

6.3.3 Der $\mu^+\mu^-$ -Endzustand

Die Zahlen für den $\mu^+\mu^-$ -Endzustand sind wiederum aus [Elm04a] übernommen. Am Anfang der Selektion (S1 $\mu\mu$) werden 8509 Ereignisse in den Daten beobachtet, wohingegen das Monte-Carlo 8497±27 Ereignisse vorhersagt, die fast ausschließlich von $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ -Zerfällen stammen. Nach Anwendung aller Kriterien (S5 $\mu\mu$) bleiben 5.3±0.6 Ereignisse übrig, in den Daten werden fünf Ereignisse selektiert. Die Aufteilung auf die einzelnen Untergrundkomponenten bei jedem Schritt der Selektion ist in Tab. 6.10 zusammengestellt.

6.4 Ausschlußgrenzen

Da kein Überschuß an Daten gegenüber der Erwartung von Prozessen im Rahmen des Standardmodells gefunden wird, kann keine Evidenz für die Produktion von Higgs-Boson gefunden werden. Ebenso gibt es keine Anzeichen für über das Standardmodell hinausgehende Produktionsprozesse, die einen identischen Endzustand mit zwei Leptonen und fehlender transversaler Energie liefern. Da kein Signal gefunden wird, können die Ergebnisse in eine obere Grenze für den Produktionswirkungsquerschnitt der Higgs-Bosonen

	$Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$	QCD	$Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$	WW
S1 $\mu\mu$	8426±27	5.4±0.6	57.7±2.2	4.64±0.05
S2 $\mu\mu$	97.8±2.8	1.1±0.2	0.5±0.2	1.98±0.03
S3 $\mu\mu$	38.8±1.7	1.0±0.2	0.5±0.2	1.65±0.03
S4 $\mu\mu$	12.8±1.0	0.2±0.1	0.1±0.1	1.33±0.03
S5 $\mu\mu$	3.9±0.6	0.02±0.02	0±0	1.28±0.03

	$t\bar{t}$	Summe	Daten
S1 $\mu\mu$	3.15±0.03	8497±27±552	8509
S2 $\mu\mu$	1.72±0.02	103±3±7	98
S3 $\mu\mu$	1.34±0.02	43.3±1.7±2.8	53
S4 $\mu\mu$	0.88±0.01	15.3±1.4±1.0	10
S5 $\mu\mu$	0.03±0.003	5.3±0.6±0.3	5

Tabelle 6.10: Anzahl der erwarteten Ereignisse im Monte-Carlo nach den einzelnen Selektionsschritten im $\mu^+\mu^-$ -Endzustand und Vergleich mit den Daten. Die angegebenen Fehler spiegeln die statistischen Unsicherheiten wider, für die Summe aller Ereignisse ist zusätzlich der Fehler aufgrund der Unsicherheit der integrierten Luminosität angegeben.

übersetzt werden. Zur Berechnung der Ausschlußgrenzen wird die in [DØ99b] beschriebene Methode verwendet, die im folgenden Unterkapitel kurz erklärt wird.

6.4.1 Berechnung von Ausschlußgrenzen

Der in [DØ99b] benutzte Ansatz verwendet eine Bayesische Technik. Für ein Zählexperiment ist die Anzahl μ der erwarteten Ereignisse gegeben durch

$$\mu = N_{\text{Ug}} + \int \mathcal{L} dt \cdot \sigma \cdot \varepsilon, \quad (6.18)$$

wobei N_{Ug} der erwartete Untergrund, $\int \mathcal{L} dt$ die integrierte Luminosität, σ der Wirkungsquerschnitt des Signals und ε die Signaleffizienz ist. Als Likelihood-Funktion wird die Poisson-Verteilung verwendet. Für einen gegebenen Erwartungswert μ ist die Wahrscheinlichkeit, k Ereignisse zu beobachten, gegeben durch

$$P(k|\mu, I) = \frac{e^{-\mu} \cdot \mu^k}{k!}. \quad (6.19)$$

Dabei beschreibt I alle Information, die zur Bestimmung von μ verwendet wird. Man erhält somit eine Likelihood-Funktion

$$\mathcal{L} \equiv P(k|\sigma, \int \mathcal{L} dt, \varepsilon, N_{\text{Ug}}, I) = \frac{e^{-(N_{\text{Ug}} + \int \mathcal{L} dt \cdot \sigma \cdot \varepsilon)} \cdot (N_{\text{Ug}} + \int \mathcal{L} dt \cdot \sigma \cdot \varepsilon)^k}{k!}. \quad (6.20)$$

Den einzelnen Parametern werden dann Verteilungsfunktionen zugeordnet, die bei Vernachlässigung von Korrelationen in $P(\sigma|I)$ und $P(\theta|I)$ faktorisiert werden können, wobei θ alle Parameter außer σ beinhaltet. Unter Anwendung des Satz von Bayes erhält man

$$P(\sigma, \int \mathcal{L}dt, \varepsilon, N_{Ug}|k, I) \propto \frac{e^{-(N_{Ug} + \int \mathcal{L}dt \cdot \sigma \cdot \varepsilon)} (N_{Ug} + \int \mathcal{L}dt \cdot \sigma \cdot \varepsilon)^k}{k!} P(\sigma|I) P(\int \mathcal{L}dt, \varepsilon, N_{Ug}|I) . \quad (6.21)$$

Der Proportionalitätsfaktor ist durch die Bedingung

$$\int_0^\infty d\sigma \int_0^\infty d\int \mathcal{L}dt \int_0^1 d\varepsilon \int_0^\infty dN_{Ug} \rho(\sigma, \int \mathcal{L}dt, \varepsilon, N_{Ug}|k, I) = 1 \quad (6.22)$$

festgelegt. Durch Integration von Gl. (6.22) über die Parameter $\int \mathcal{L}dt$, ε und N_{Ug} erhält man für den Wirkungsquerschnitt die Verteilung

$$\rho(\sigma|k, I) = \int_0^\infty d\int \mathcal{L}dt \int_0^1 d\varepsilon \int_0^\infty dN_{Ug} \rho(\sigma, \int \mathcal{L}dt, \varepsilon, N_{Ug}|k, I) . \quad (6.23)$$

Die obere Grenze σ_{OG} auf den Wirkungsquerschnitt σ eines Prozesses läßt sich somit aus der Gleichung

$$\kappa = \int_0^{\sigma_{OG}} d\sigma \rho(\sigma|k, I) \quad (6.24)$$

berechnen. $(100 \cdot \kappa)\%$ entspricht dabei dem Vertrauensniveau, mit dem die Aussage

$$\sigma < \sigma_{OG} \quad (6.25)$$

behauptet ist. Bei einer Verteilung für σ , deren Maximum weit genug von Null entfernt ist, erhält man anstatt der Angabe einer oberen Grenze auf den Wirkungsquerschnitt eine Evidenz oder Entdeckung für einen entsprechenden Prozeß.

6.4.2 Grenzen auf den Higgs–Wirkungsquerschnitt

Zur Berechnung der im folgenden vorgestellten Ausschlußgrenzen wird die Implementati-on der oben beschriebenen Methode in [Hob04] verwendet. Die Ausschlußgrenzen werden mit einem Vertrauensniveau von 95% berechnet. Als Eingangsparameter werden die in Tab. 6.8–6.10 angegebenen erwarteten Untergrundereignisse und die entsprechend in den Daten beobachteten Ereignisse, die Effizienzen aus Tab. 6.5–6.7 und die integrierten Luminositäten aus Tab. 4.1 verwendet. Ebenso werden systematische Unsicherheiten bei der Berechnung der Ausschlußgrenzen berücksichtigt. Dies beinhaltet neben Unsicherheiten der Untergrunderwartung und der Signaleffizienzen auch den Fehler der Luminositätsbestimmung.

Die oberen Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungs-verhältnis $\sigma \times BR(H \rightarrow WW^{(*)})$ im e^+e^- -Endzustand liegen zwischen 14.8 pb für ein Higgs–Boson der Masse $M_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ und 102.2 pb für ein Masse von $M_H = 100 \text{ GeV}/c^2$. Im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand ergeben sich Ausschlußgrenzen zwischen 9.17 pb für eine Higgs–Masse von $M_H = 180 \text{ GeV}/c^2$ und 90.0 pb für $M_H = 100 \text{ GeV}/c^2$. Die Grenzen im $\mu^+\mu^-$ -Endzustand liegen zwischen 17.9 pb und 86.4 pb für Higgs–Massen von

	M_H (GeV/ c^2)	100	120	140	160	180	200
Ausgeschlossener Wirkungsquer-	e^+e^-	102.2	29.7	21.8	14.8	15.2	19.2
schnitt mal Verzweigungsverhältnis	$e^\pm\mu^\mp$	90.0	21.0	13.1	9.6	9.2	9.6
$\sigma \times \text{BR}(H \rightarrow \text{WW}^{(*)})$ (pb)	$\mu^+\mu^-$	86.4	35.2	25.8	17.9	21.6	25.7
Kombination aller Kanäle		40.3	12.1	8.2	5.7	5.9	6.6

Tabelle 6.11: Ausschlußgrenzen für den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(H \rightarrow \text{WW}^{(*)})$. Alle Grenzen sind mit 95% CL angegeben.

$M_H = 160$ GeV/ c^2 bzw. 100 GeV/ c^2 . In Tab. 6.11 sind die Ausschlußgrenzen für alle sechs Higgs-Massen und die verschiedenen Endzustände noch einmal zusammengefaßt. Abbildung 6.16 stellt die oberen Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis als Funktion der Higgs-Masse für den e^+e^- (links) und $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand (rechts) graphisch dar. Zum Vergleich sind die Erwartungen für ein Standardmodell Higgs-Boson und für das Modell mit vier Generationen angegeben.

Die Ergebnisse der e^+e^- - und $e^\pm\mu^\mp$ -Analyse können mit der $\mu^+\mu^-$ -Analyse aus [Elm04a] kombiniert werden. Dazu werden die Likelihood-Funktionen der einzelnen Analysen multipliziert und aus den so neu gewonnenen Verteilungen wiederum die Ausschlußgrenzen für die sechs verschiedenen Higgs-Massen bestimmt. Es ergeben sich obere Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(H \rightarrow \text{WW}^{(*)})$ von 5.7 pb für eine Higgs-Masse von $M_H = 160$ GeV/ c^2 und 40.1 pb für $M_H = 100$ GeV/ c^2 . Die Ausschlußgrenzen für alle Higgs-Massen sind ebenfalls in Tab. 6.11 aufgelistet und in Abb. 6.17 bildlich dargestellt.

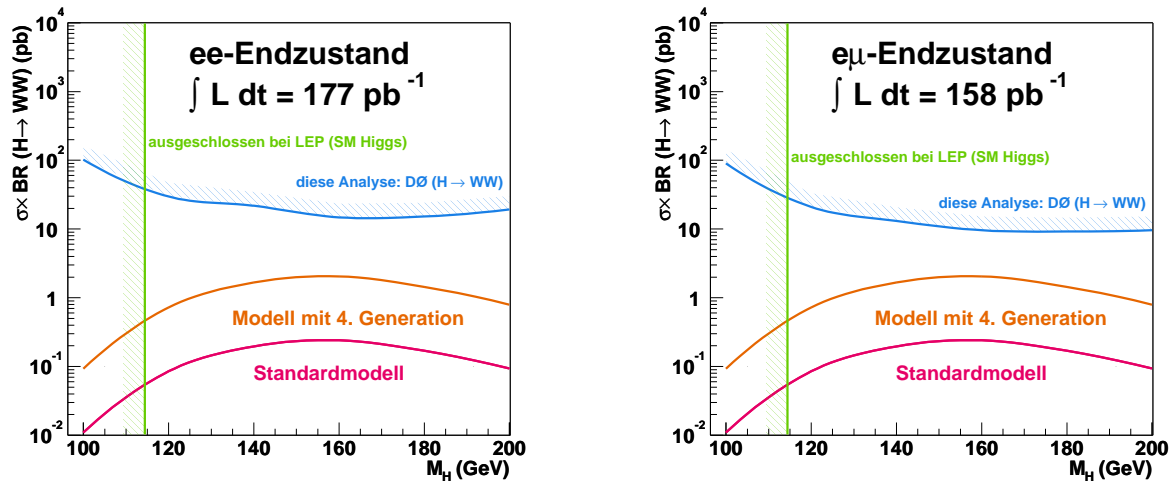


Abbildung 6.16: Ausschlußgrenzen mit 95% CL für den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(H \rightarrow \text{WW}^{(*)})$ im e^+e^- (links) und $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand (rechts). Zum Vergleich sind die Erwartungen für ein Standardmodell Higgs-Boson und für das Modell mit vier Generationen angegeben. Außerdem ist die untere Massengrenze aus Suchen bei LEP eingezeichnet [LEP02a].

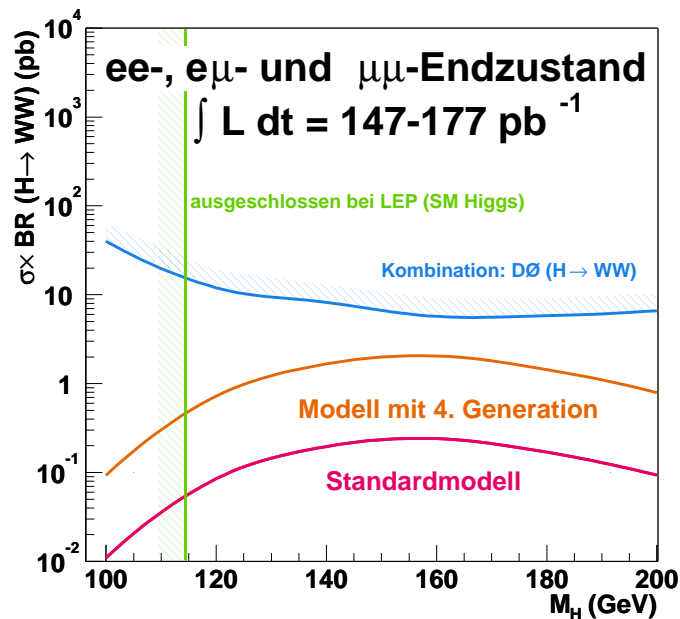


Abbildung 6.17: Ausschlußgrenzen mit 95% CL für den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(H \rightarrow \text{WW}^{(*)})$ durch Kombination aller Endzustände. Zum Vergleich sind die Erwartungen für ein Standardmodell Higgs-Boson und für das Modell mit vier Generationen angegeben. Außerdem ist die untere Massengrenze aus Suchen bei LEP eingezeichnet [LEP02a].

Kapitel 7

Suche nach assoziierter Chargino- und Neutralino-Produktion

Der Endzustand mit zwei geladenen Leptonen und fehlender transversaler Energie tritt nicht nur beim Zerfall des Higgs-Bosons auf, sondern kann auch verwendet werden, um nach supersymmetrischen Teilchen zu suchen. Die Selektion wird dazu den hierbei auftretenden charakteristischen Merkmalen angepaßt. Im Rahmen dieser Arbeit wird nur der Endzustand mit einem Elektron, einem Myon und einem beliebigen dritten Lepton ($e\mu + \ell$) betrachtet.

7.1 Selektion

Die assoziierte Produktion von Charginos und Neutralinos mit dem anschließenden Zerfall in drei Leptonen ist der *goldene Kanal* am Tevatron für die Suche nach schwach wechselwirkenden supersymmetrischen Teilchen, da aufgrund der drei im Zerfall enthaltenen Leptonen ($\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell\ell\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \ell\nu\tilde{\chi}_1^0$) die Untergrunderwartungen im Rahmen des Standardmodells sehr niedrig sind. Der Endzustand des Zerfalls ist gekennzeichnet durch drei geladene Leptonen, wobei die zwei Leptonen aus dem Zerfall des Neutralinos aus der gleichen Familie stammen. Um einen Endzustand mit einem Elektron und einem Myon zu erhalten, muß das eine Lepton also aus dem Zerfall des Charginos, das andere aus dem des Neutralinos stammen. Eine andere Möglichkeit ist der Zerfall des Neutralinos über zwei leptonisch zerfallende τ -Leptonen. Weiterhin ist der Endzustand charakterisiert durch fehlende Energie, da sowohl das Neutrino aus dem Chargino-Zerfall als auch die beiden entstehenden leichtesten Neutralinos (LSP) nicht im Detektor wechselwirken.

Bei der Selektion werden zwei verschiedene Ansätze verfolgt. Der erste Ansatz, später als $e\mu$ -Selektion bezeichnet, versucht, nicht auf die Information des dritten Leptons zurückzugreifen. Aufgrund dieses Ansatzes ist man unabhängig vom Typ dieses Leptons, was den Vorteil hat, daß auch hadronisch zerfallende τ -Leptonen von der Analyse abgedeckt werden. Zusätzlich wird dadurch auch der Überlapp bei der Kombination mit anderen Analysen (siehe Kapitel 7.4) minimiert. Der zweite Ansatz, die $e\mu + \ell$ -Selektion, verwendet die Signatur des dritten Leptons, wodurch eine bessere Unterdrückung des Untergrundes erreicht wird.

Die Selektion startet mit dem in 6.1.1 beschriebenen Signaldatensatz für den Elektron–Myon–Endzustand. Da das Elektron und das Myon sowohl gleiche als auch entgegengesetzte Ladung haben können, wird im Gegensatz zur Higgs–Analyse keine Einschränkung auf den Datensatz mit unterschiedlich geladenen Leptonen vorgenommen. Die hier verwendete Vorselektion (S1) enthält 391 Ereignisse in den Daten.

Zur Unterdrückung von $Z/\gamma \rightarrow ee$, $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ und WZ–Zerfällen werden Ereignisse verworfen, bei denen zwei Elektronen oder zwei Myonen mit einer invarianten Masse im Bereich zwischen 70 und 110 GeV/c^2 gefunden werden. Zusätzlich werden Ereignisse nicht berücksichtigt, wenn das Elektron und das Myon einen großen Öffnungswinkel ($\Delta\phi_{e\mu} > 2.5$) haben und ein zweites Myon, das in der Nähe des Elektrons liegt, rekonstruiert wird (S2).

Zur weiteren Anreicherung des Signals wird ein Schnitt auf die fehlende transversale Energie angewendet. Das Selektionskriterium ist

$$\cancel{E}_T > 15 \text{ GeV} \quad (\text{S3}) . \quad (7.1)$$

Analog zur Higgs–Selektion wird zur Unterdrückung des $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$ –Untergrundes ein Schnitt auf die minimale transversale Masse verwendet. Durch eine obere Schranke kann auch ein Teil der WW–Zerfälle verworfen werden. Somit werden Ereignisse selektiert, die die Bedingung

$$15 \text{ GeV}/c^2 < \min(m_T^e, m_T^\mu) < 80 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{S4}) \quad (7.2)$$

erfüllen. Zur Unterdrückung des $t\bar{t}$ –Untergrundes wird ebenfalls ein Jet–Veto (S5) benutzt. Die Schnitte auf die Transversalimpulse der Jets sind 60 GeV/c , falls nur ein Jet rekonstruiert wird, 40 GeV/c für den führenden Jet und 30 GeV/c für den zweiten Jet, falls mehr als ein Jet im Ereignis gefunden wird.

Dominante Untergründe an dieser Stelle der Selektion sind W– und WW–Ereignisse. $W \rightarrow \mu\nu$ –Zerfälle, bei denen das Elektron aus der Konversion eines vom W–Boson abgestrahlten Photons stammt, können wiederum durch ein Kriterium auf die Anzahl der Treffer der Elektronspur im SMT unterdrückt werden (S6). Um die Effizienz dieses Schnittes für das Signal zu erhöhen, wird das Kriterium nur angewendet, falls sich die z –Position des Vertex innerhalb der Akzeptanz des SMT befindet und die transversale Masse, die aus Myon, Elektron und \cancel{E}_T berechnet wird, konsistent mit der transversalen Masse des W–Bosons ist ($40 \text{ GeV}/c^2 < m_T < 100 \text{ GeV}/c^2$). Durch einen Schnitt auf die invariante Zweileptonenmasse,

$$15 \text{ GeV}/c^2 < m_{e\mu} < 100 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{S7}) , \quad (7.3)$$

können sowohl der Anteil der Paarproduktion als auch der einzelnen Produktion von W–Bosonen weiter verringert werden. Der $W+\text{Jet}/\gamma$ –Untergrund ist weiterhin dadurch gekennzeichnet, daß das Elektron, das entweder aus einer Konversion oder von einem falsch identifizierten Jet stammt, einen kleinen Transversalimpuls hat, da für beide Fälle exponentiell abfallende Spektren erwartet werden. Für Ereignisse, deren transversale Masse wiederum konsistent mit der transversalen Masse des W–Bosons ist, wird deswegen verlangt, daß der Elektronimpuls die Bedingung $p_T > 22 \text{ GeV}/c$ erfüllt (S8). Jets aus QCD–Produktion oder aus $W+\text{Jet}$ –Ereignissen haben in der Regel mehr als eine Spur im Bereich des Kalorimeterclusters. Deswegen wird zur Unterscheidung von Elektronen

und falsch identifizierten Jets verlangt, daß die skalare Summe der Transversalimpulse von Spuren in einem Bereich $\Delta\mathcal{R} < 0.4$ um die Elektronspur kleiner als $2.5 \text{ GeV}/c$ ist. Analog zur Higgs–Selektion wird auch hier wieder ein Schnitt auf die skalare Summe der Transversalimpulse und der fehlenden transversalen Energie angewendet. Das Kriterium ist

$$p_T^e + p_T^\mu + \cancel{E}_T > 60 \text{ GeV}/c \quad (\text{S9}) .$$

Restliche $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$ –Ereignisse, bei denen wiederum die fehlende transversale Energie durch Jetfluktuationen verursacht wird, werden durch einen Schnitt auf die Signifikanz der fehlenden transversalen Energie von

$$\cancel{E}_T^{\text{Sig}} > 25 \sqrt{\text{GeV}} \quad (\text{S10})$$

verworfen. Der absolut dominierende Untergrund zu diesem Zeitpunkt der Selektion ist die Paarproduktion von W –Bosonen. Der Endzustand dieser Ereignisse besteht aus zwei Leptonen und zwei Neutrinos, die über die fehlende transversale Energie nachgewiesen werden. Da dies alle Zerfallsprodukte sind, sollte für die Summe unter Vernachlässigung von Auflösungseffekten die Beziehung

$$|\vec{p}_T^e + \vec{p}_T^\mu + \vec{\cancel{E}}_T| = 0 \quad (\text{7.6})$$

gelten. Für die Zerfälle der Charginos und Neutralinos gilt dies nicht, da noch ein drittes Lepton im Endzustand vorhanden ist. Somit erhält man die Beziehung

$$|\vec{p}_T^e + \vec{p}_T^\mu + \vec{\cancel{E}}_T| = |p_T^b| . \quad (\text{7.7})$$

Die Verteilungen des Betrages der vektoriellen Summe ist in Abb. 7.1 für die verschiedenen Untergrundkomponenten und ein SUSY–Signal gezeigt. Durch die Bedingung

$$|\vec{p}_T^e + \vec{p}_T^\mu + \vec{\cancel{E}}_T| > 6 \text{ GeV}/c \quad (\text{S11a}) \quad (\text{7.8})$$

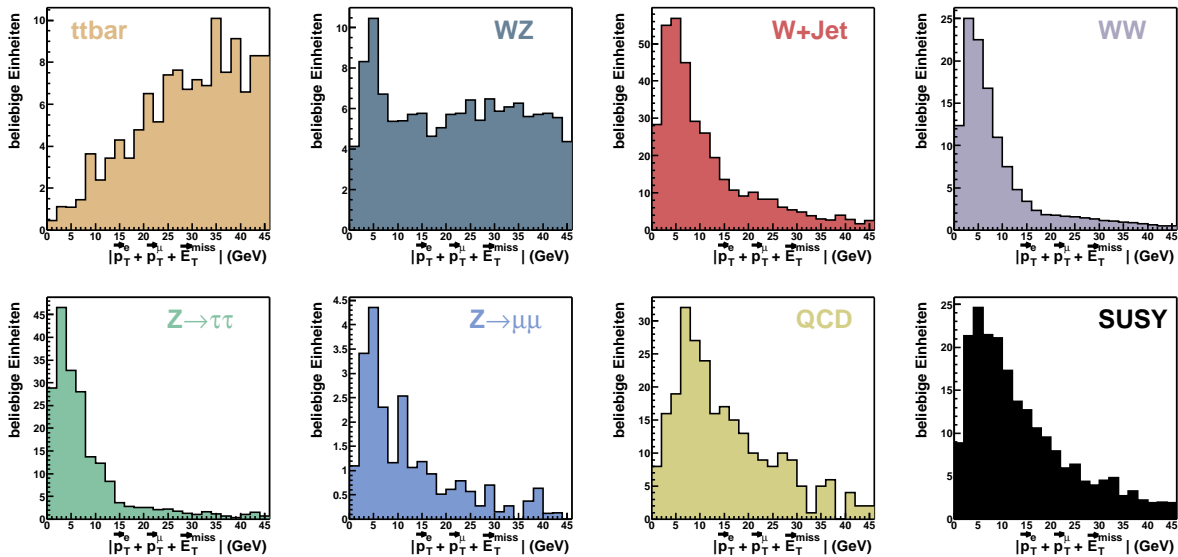


Abbildung 7.1: Verteilung des Betrages der vektoriellen Summe der Transversalimpulse und der fehlenden transversalen Energie nach Selektion S1 für alle Untergrundprozesse und ein SUSY–Signal.

Schnitt		Kriterium
S1	Vorselektion	$p_T^e > 12 \text{ GeV}/c$ und $p_T^\mu > 8 \text{ GeV}/c$
S2	Anti-Z-Schnitt	Verwerfe Ereignisse mit $70 \text{ GeV}/c^2 < m_{ee}, m_{\mu\mu} < 110 \text{ GeV}/c^2$
S3	Fehl. transv. Energie	$\cancel{E}_T > 15 \text{ GeV}$
S4	Min. transv. Masse	$15 \text{ GeV}/c^2 < \min(m_T^e, m_T^\mu) < 80 \text{ GeV}/c^2$
S5	Jet-Veto	$N_{\text{Jet}} = 0$ oder $N_{\text{Jet}} = 1$ und $p_T^{\text{Jet}} < 60 \text{ GeV}/c$ oder $N_{\text{Jet}} \geq 2$ und $p_T^{\text{Jet}_1} < 40 \text{ GeV}/c$ und $p_T^{\text{Jet}_2} < 30 \text{ GeV}/c$
S6	Anti-Konversion	$N_{\text{Treffer}}^{\text{SMT}} \geq 3$ falls $40 \text{ GeV}/c^2 < m_T < 100 \text{ GeV}/c^2$
S7	Invariante Masse	$15 \text{ GeV}/c^2 < m_{e\mu} < 100 \text{ GeV}/c^2$
S8	Anti-W-Schnitt	$p_T^e > 22 \text{ GeV}/c$ falls $40 \text{ GeV}/c^2 < m_T < 100 \text{ GeV}/c^2$
S9	Summe p_T und \cancel{E}_T	$p_T^e + p_T^\mu + \cancel{E}_T > 60 \text{ GeV}/c$
S10	Signifikanz von \cancel{E}_T	$\cancel{E}_T^{\text{Sig}} > 25 \sqrt{\text{GeV}}$
S11a	$e\mu$ -Selektion	$ \vec{p}_T^e + \vec{p}_T^\mu + \vec{\cancel{E}}_T > 6 \text{ GeV}/c$
S11b	$e\mu + \ell$ -Selektion	Isolierte Spur, $p_T^{3.\text{Spur}} > 3 \text{ GeV}/c$

Tabelle 7.1: Selektionskriterien der SUSY-Analyse für den $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand.

kann ein großer Anteil des WW-Untergrundes verworfen werden. Am Ende dieser $e\mu$ -Selektion verbleibt ein Ereignis in den Daten. Tabelle 7.1 bietet noch einmal eine Übersicht über die zuvor beschriebenen Selektionskriterien.

Bei der bisherigen Selektion wurde noch nicht verwendet, daß beim Zerfall der Charginos und Neutralinos drei Leptonen entstehen. Da für die meisten Untergründe kein drittes Lepton im Endzustand erwartet wird, kann es dazu benutzt werden, um den Untergrund weiter zu unterdrücken. Um durch die Selektion dieses zusätzlichen Leptons die Signaleffizienz nicht zu sehr zu reduzieren, wird anstelle der kompletten Leptonidentifikation, wie sie für Elektronen und Myonen in Kapitel 4.2 beschrieben ist, nur die Existenz einer dritten isolierten Spur verlangt. Um nicht zufällig rekonstruierte Spuren oder Spuren aus Jets und Minimum Bias-Ereignissen zu selektieren, muß die Spur besondere Qualitätskriterien erfüllen. Um als isoliert zu gelten, muß die skalare Summe der Transversalimpulse von Spuren im Bereich $0.1 < \Delta\mathcal{R} < 0.4$ um die betrachtete Spur kleiner als $1 \text{ GeV}/c$ sein. Zusätzlich muß die Spur vom selben Vertex stammen und mindestens einen Treffer im

CFT haben. Für Spuren, die nur im CFT rekonstruiert werden, muß die Anzahl der Treffer mindestens 12 sein. Bei der Selektion der dritten Spur wird das Kriterium S11a nicht angewendet. Stattdessen wird verlangt, daß der Transversalimpuls der selektierten Spur die Bedingung

$$p_T^{3.\text{Spur}} > 3 \text{ GeV}/c \quad (\text{S11b}) \quad (7.9)$$

erfüllt. Nach der Anwendung dieses Selektionskriteriums ($e\mu + \ell$ -Selektion) verbleibt kein Ereignis in den Daten.

7.2 Effizienzen des Signals

Wie bereits in Kapitel 5.1 erwähnt, lassen sich die verschiedenen SUSY-Monte-Carlos in drei Kategorien einteilen. Aufgrund der unterschiedlichen Zerfallsketten ergeben sich auch abweichende Charakteristika der Zerfallsprodukte. So ist der Anteil der Elektron-Myon-Endzustände für die bei $\tan\beta = 5$ generierten Ereignisse an der Gesamtmenge aufgrund des erhöhten Anteils an τ -Leptonen im Endzustand reduziert. Für die SUSY-Punkte, bei denen der Zerfall über Sleptonen stattfindet, findet man im Mittel kleinere Transversalimpulse der Leptonen, was sich auch in den Effizienzen bemerkbar macht.

Aufgrund dieser Unterschiede ist es notwendig, die Effizienzen für die verschiedenen Punkte im SUSY-Parameterraum gesondert zu betrachten. Tabellen 7.2 bis 7.5 stellen die Effizienzen für die einzelnen SUSY-Punkte nach den verschiedenen Selektionskriterien zusammen. Die Effizienzen sind dabei auf die Anzahl der Ereignisse bezogen, bei denen auf Generatorebene mindestens ein Elektron und ein Myon aus dem Zerfall des Charginos bzw. Neutralinos vorhanden sind.

Die höchsten Effizienzen ergeben sich für die SUSY-Punkte, bei denen die Charginos und Neutralinos über Vektorbosonen zerfallen (Punkte 12–17). Zu Beginn der Selektion liegen die Effizienzen im Bereich von 25%, nach Anwendung aller Selektionskriterien erhält man Effizienzen von 4–6%. Die niedrigsten Effizienzen liegen für die Punkte 5–7 vor. Aufgrund des Zerfalls über τ -Leptonen und den dadurch kleineren Transversalimpulsen ergeben sich schon nach der Vorselektion nur Effizienzen von 9–12%, die sich durch die Anwendung der Schnitte auf 1.8–2.6% reduzieren. Auch für die Punkte 8–11 erhält man niedrige Effizienzen, da hier wegen der geringen Massendifferenzen der Gauginos und Sleptonen die Leptonen ebenfalls geringere Transversalimpulse besitzen. Der Überlapp am Ende der Analysen zwischen der $e\mu$ - und $e\mu + \ell$ -Selektion liegt im Bereich von 30–60%.

Die Anzahl der erwarteten Ereignisse für alle SUSY-Punkte am Ende der Selektion ist in Tab. 7.6 zusammengefaßt. Die höchsten Signalerwartungen ergeben sich ebenfalls für die Punkte 12–17. Hier liegen die aufgrund des Monte-Carlos erwarteten Ereigniszahlen zwischen 0.65 und 0.95 für die $e\mu$ -Selektion und 0.63 und 0.93 für die $e\mu + \ell$ -Selektion. Die angegebenen Zahlen entsprechen einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 158 \text{ pb}^{-1}$. Ein K-Faktor von 1.25 (vergl. Kapitel 3.4.1) ist in der Berechnung berücksichtigt.

	Punkt 1	Punkt 2	Punkt 3	Punkt 4
S1	0.125±0.004	0.154±0.004	0.169±0.004	0.163±0.004
S2	0.117±0.003	0.144±0.004	0.159±0.004	0.154±0.004
S3	0.093±0.003	0.115±0.003	0.128±0.004	0.128±0.004
S4	0.070±0.003	0.091±0.003	0.098±0.003	0.093±0.003
S5	0.068±0.003	0.087±0.003	0.093±0.003	0.090±0.003
S6	0.066±0.003	0.082±0.003	0.090±0.003	0.087±0.003
S7	0.060±0.002	0.073±0.003	0.080±0.003	0.076±0.003
S8	0.043±0.002	0.051±0.002	0.052±0.002	0.054±0.002
S9	0.041±0.002	0.049±0.002	0.050±0.002	0.052±0.002
S10	0.037±0.003	0.040±0.002	0.043±0.002	0.043±0.002
S11a	0.029±0.003	0.031±0.002	0.031±0.002	0.032±0.002
S11b	0.027±0.002	0.030±0.002	0.033±0.002	0.031±0.002

Tabelle 7.2: Effizienzen nach den Selektionskriterien S1–S11 für die SUSY–Punkte 1–4. Die Effizienzen sind bezogen auf Ereignisse, bei denen auf Generatorebene mindestens ein Elektron und ein Myon aus dem Zerfall des Charginos bzw. Neutralinos gefunden wird. Die vorletzte Zeile entspricht der $e\mu$ –Selektion, die letzte der $e\mu + \ell$ –Selektion.

	Punkt 5	Punkt 6	Punkt 7	Punkt 18	Punkt 19	Punkt 20
S1	0.090±0.003	0.102±0.003	0.128±0.004	0.210±0.005	0.178±0.004	0.193±0.004
S2	0.086±0.003	0.098±0.003	0.122±0.004	0.200±0.004	0.169±0.004	0.182±0.004
S3	0.071±0.003	0.083±0.003	0.107±0.004	0.163±0.004	0.150±0.004	0.158±0.004
S4	0.054±0.002	0.066±0.003	0.081±0.003	0.132±0.004	0.120±0.003	0.122±0.003
S5	0.053±0.002	0.063±0.003	0.078±0.003	0.131±0.004	0.115±0.003	0.116±0.003
S6	0.052±0.002	0.061±0.002	0.074±0.003	0.126±0.004	0.111±0.003	0.112±0.003
S7	0.048±0.002	0.052±0.002	0.062±0.003	0.114±0.003	0.098±0.003	0.095±0.003
S8	0.032±0.002	0.039±0.002	0.043±0.003	0.080±0.003	0.073±0.003	0.072±0.003
S9	0.031±0.002	0.038±0.002	0.042±0.003	0.078±0.003	0.069±0.003	0.070±0.003
S10	0.027±0.002	0.033±0.002	0.038±0.003	0.067±0.003	0.061±0.002	0.056±0.002
S11a	0.016±0.001	0.019±0.001	0.023±0.002	0.049±0.002	0.038±0.002	0.017±0.001
S11b	0.019±0.001	0.018±0.001	0.026±0.001	0.047±0.002	0.036±0.002	0.030±0.002

Tabelle 7.3: Effizienzen nach den Selektionskriterien S1–S11 für die SUSY–Punkte 5–7 und 18–20. Die Effizienzen sind bezogen auf Ereignisse, bei denen auf Generatorebene mindestens ein Elektron und ein Myon aus dem Zerfall des Charginos bzw. Neutralinos gefunden wird. Die vorletzte Zeile entspricht der $e\mu$ –Selektion, die letzte der $e\mu + \ell$ –Selektion.

	Punkt 8	Punkt 9	Punkt 10	Punkt 11
S1	0.151±0.004	0.164±0.004	0.179±0.004	0.177±0.004
S2	0.141±0.004	0.156±0.004	0.169±0.004	0.171±0.004
S3	0.120±0.003	0.133±0.004	0.146±0.004	0.150±0.004
S4	0.098±0.003	0.110±0.003	0.120±0.003	0.120±0.003
S5	0.094±0.003	0.105±0.003	0.118±0.003	0.114±0.003
S6	0.090±0.003	0.100±0.003	0.114±0.003	0.110±0.003
S7	0.079±0.003	0.087±0.003	0.102±0.003	0.095±0.003
S8	0.057±0.002	0.063±0.003	0.076±0.003	0.072±0.003
S9	0.055±0.002	0.060±0.002	0.073±0.003	0.069±0.003
S10	0.049±0.002	0.051±0.002	0.064±0.003	0.062±0.002
S11a	0.028±0.002	0.027±0.002	0.031±0.002	0.034±0.002
S11b	0.021±0.001	0.018±0.001	0.016±0.001	0.012±0.001

Tabelle 7.4: Effizienzen nach den Selektionskriterien S1–S11 für die SUSY–Punkte 8–11. Die Effizienzen sind bezogen auf Ereignisse, bei denen auf Generatorebene mindestens ein Elektron und ein Myon aus dem Zerfall des Charginos bzw. Neutralinos gefunden wird. Die vorletzte Zeile entspricht der $e\mu$ -Selektion, die letzte der $e\mu + \ell$ -Selektion.

	Punkt 12	Punkt 13	Punkt 14	Punkt 15	Punkt 16	Punkt 17
S1	0.230±0.005	0.226±0.005	0.234±0.005	0.246±0.005	0.254±0.005	0.263±0.005
S2	0.218±0.005	0.216±0.005	0.222±0.005	0.234±0.005	0.243±0.005	0.248±0.005
S3	0.173±0.004	0.178±0.005	0.181±0.004	0.192±0.004	0.196±0.004	0.208±0.005
S4	0.134±0.004	0.144±0.004	0.146±0.004	0.159±0.004	0.158±0.004	0.169±0.004
S5	0.127±0.004	0.137±0.004	0.141±0.004	0.152±0.004	0.150±0.004	0.162±0.004
S6	0.122±0.004	0.131±0.004	0.135±0.004	0.146±0.004	0.145±0.004	0.156±0.004
S7	0.109±0.003	0.118±0.003	0.122±0.003	0.130±0.004	0.129±0.004	0.141±0.004
S8	0.074±0.003	0.079±0.003	0.085±0.003	0.088±0.003	0.095±0.003	0.102±0.003
S9	0.071±0.003	0.077±0.003	0.082±0.003	0.083±0.003	0.091±0.003	0.098±0.003
S10	0.060±0.003	0.066±0.003	0.068±0.003	0.071±0.003	0.078±0.003	0.085±0.003
S11a	0.031±0.002	0.044±0.002	0.050±0.002	0.052±0.002	0.055±0.002	0.061±0.002
S11b	0.041±0.002	0.043±0.002	0.046±0.002	0.051±0.002	0.053±0.002	0.059±0.002

Tabelle 7.5: Effizienzen nach den Selektionskriterien S1–S11 für die SUSY–Punkte 12–17. Die Effizienzen sind bezogen auf Ereignisse, bei denen auf Generatorebene mindestens ein Elektron und ein Myon aus dem Zerfall des Charginos bzw. Neutralinos gefunden wird. Die vorletzte Zeile entspricht der $e\mu$ -Selektion, die letzte der $e\mu + \ell$ -Selektion.

	Punkt 1	Punkt 2	Punkt 3	Punkt 4			
S11a	0.41	0.66	0.57	0.48			
S11b	0.38	0.64	0.60	0.46			
	Punkt 5	Punkt 6	Punkt 7	Punkt 18	Punkt 19	Punkt 20	
S11a	0.38	0.23	0.10	0.54	0.43	0.18	
S11b	0.44	0.23	0.12	0.52	0.40	0.32	
	Punkt 8	Punkt 9	Punkt 10	Punkt 11			
S11a	0.70	0.52	0.52	0.44			
S11b	0.53	0.34	0.26	0.16			
	Punkt 12	Punkt 13	Punkt 14	Punkt 15	Punkt 16	Punkt 17	
S11a	0.70	0.91	0.95	0.82	0.69	0.65	
S11b	0.93	0.89	0.87	0.81	0.66	0.63	

Tabelle 7.6: Erwartete Ereigniszahlen für die SUSY-Punkte am Ende der $e\mu^-$ (S11a) und $e\mu + \ell$ -Selektion (S11b). Die Zahlen entsprechen einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 158 \text{ pb}^{-1}$. Ein K-Faktor von 1.25 ist berücksichtigt.

7.3 Vergleich von Daten und Monte-Carlo

Nach der Vorselektion (S1) werden 391 Ereignisse in den Daten selektiert. Die Erwartung aufgrund der Monte-Carlo-Vorhersage und der Bestimmung der Multijetereignisse aus den Daten liegt bei 394 ± 9 Ereignissen. Der dominante Anteil sind $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$ -Zerfälle, für die das Monte-Carlo 213 ± 6 Ereignisse erwarten läßt. Für Multijetereignisse aus QCD-Produktion liegt die Erwartung bei 106 ± 6 Ereignissen. In Abb. 7.2 (links) ist die Verteilung der fehlenden transversalen Energie für alle Untergründe und die Daten zu Beginn der Selektion (S1) gezeigt. In dieser wie in den folgenden Abbildungen in diesem Unterkapitel ist auch jeweils die Erwartung für den SUSY-Punkt 12 eingezeichnet. Die Abb. 7.2 (rechts) zeigt die minimale transversale Masse, bevor das Selektionskriterium S4 angewendet wird. Der Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Erwartung für die skalare Summe der Transversalimpulse und der fehlenden transversalen Energie, ebenfalls vor Anwendung des Schnittes S4, ist in Abb. 7.3 (links) zu sehen, wohingegen die invariante Zweileptonenmasse nach Selektionskriterium S5 in Abb. 7.3 (rechts) verglichen wird. Für alle Verteilungen ist eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Vorhersage des Monte-Carlos festzustellen. Tabelle 7.7 zeigt eine detaillierte Auflistung der Erwartung für die einzelnen Untergrundprozesse und die Daten nach Anwendung der entsprechenden Selektionskriterien.

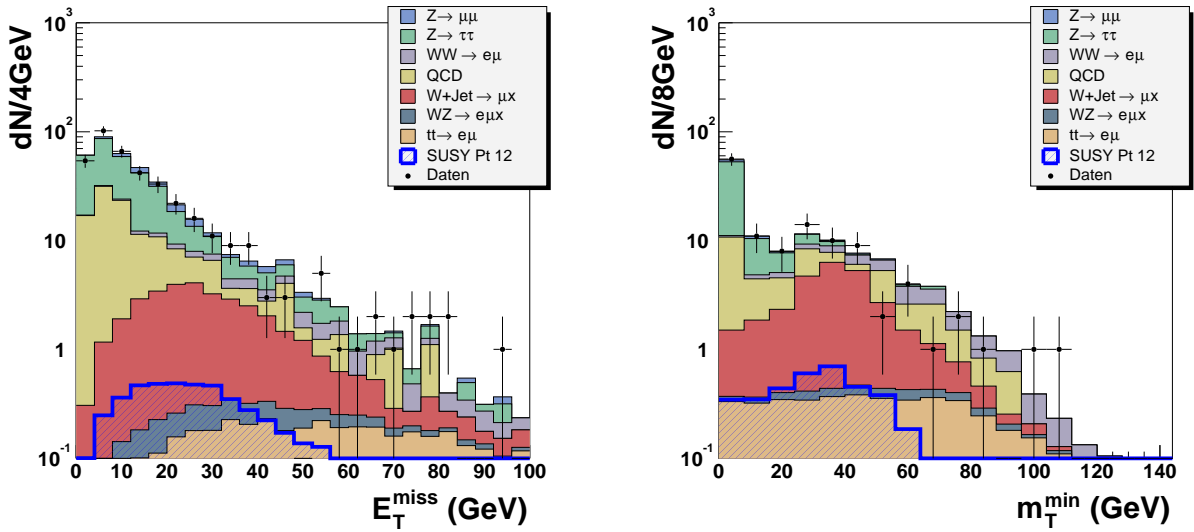


Abbildung 7.2: Vergleich von fehlender transversaler Energie nach Selektion S1 (links) und minimaler transversaler Masse nach Selektion S3 (rechts) zwischen Daten und Monte-Carlo. Ebenso ist die Signalerwartung des SUSY-Punktes 12 gezeigt.

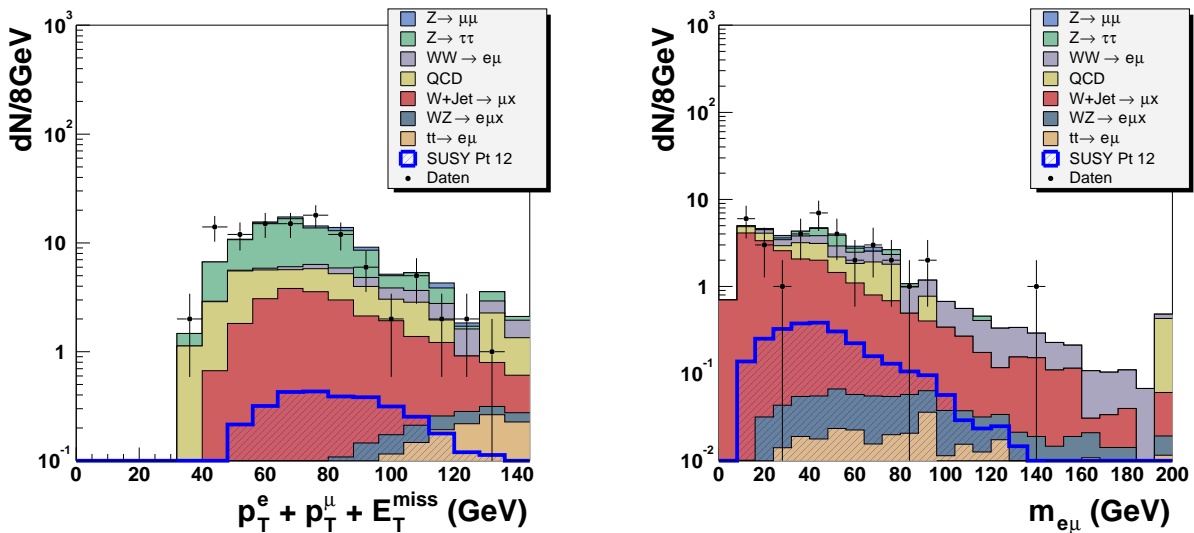


Abbildung 7.3: Vergleich des Transversalimpulses der skalaren Summe der Transversalimpulse und der fehlenden transversalen Energie nach Selektion S3 (links) und invariante Zweileptonenmasse nach Selektion S5 (rechts) zwischen Daten und Monte-Carlo. Die Signalerwartung für SUSY-Punkt 12 ist ebenfalls eingezeichnet.

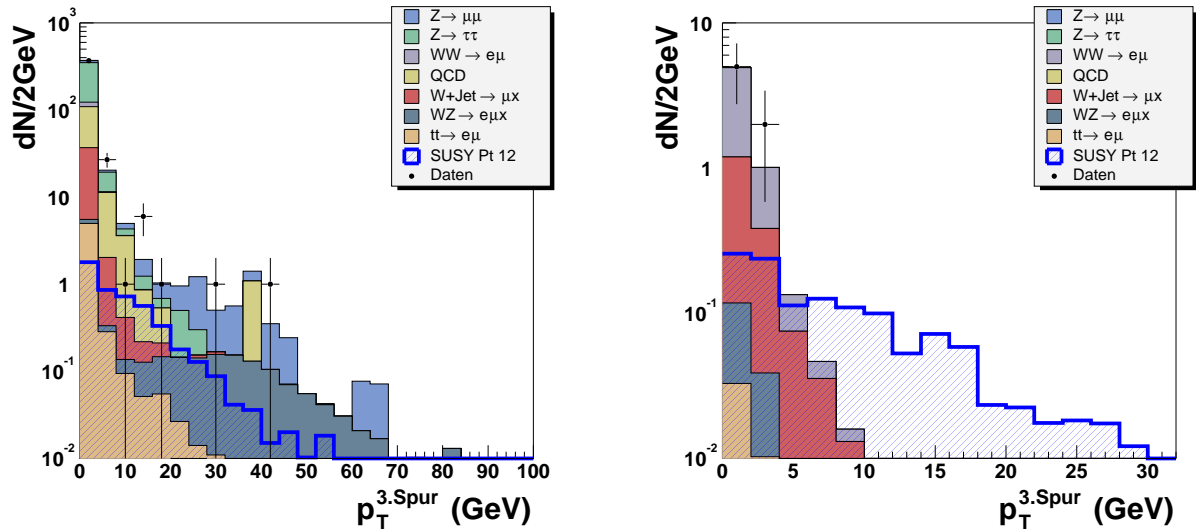


Abbildung 7.4: Vergleich des Transversalimpulses der dritten Spur nach Selektion S1 (links) und nach Selektion S10 (rechts) zwischen Daten und Monte-Carlo.

Am Ende der $e\mu$ -Selektion wird aufgrund des Monte-Carlos ein Untergrund von 2.88 ± 0.36 Ereignissen erwartet, was gut verträglich mit einem in den Daten beobachteten Ereignis ist. Der dominierende Untergrundprozeß ist Paarproduktion von W-Bosonen, für die 1.82 ± 0.04 Ereignisse erwartet werden. Ein weiterer Beitrag stammt von W+Jet/ γ -Zerfällen mit einer Erwartung von 0.71 ± 0.04 Ereignissen. Für die $e\mu + \ell$ -Selektion beträgt die Vorhersage 0.54 ± 0.24 Ereignisse. Die größten Anteile liefern die Vektorboson-Paarproduktion (sowohl WW- als auch WZ-Zerfälle) und wiederum W+Jet/ γ -Ereignisse. In den Daten passiert kein Ereignis das letzte Selektionskriterium. Abbildung 7.4 zeigt die Verteilung des Transversalimpulses der dritten Spur in Daten und Monte-Carlo zu Anfang der Selektion (S1, links) und vor dem Schnitt auf diesen Transversalimpuls (S10, rechts).

7.4 Ausschlußgrenzen

Wegen der niedrigen integrierten Luminosität besitzt diese Analyse alleine noch keine Sensitivität für die Entdeckung von assoziierter Chargino- und Neutralino-Produktion. Zur Verbesserung der Sensitivität wird eine Kombination mit Analysen durchgeführt, die ebenfalls nach diesen supersymmetrischen Teilchen suchen, allerdings in anderen Endzuständen. Es wird eine Kombination mit zwei Analysen vorgenommen, die nach Charginos und Neutralinos im Endzustand mit zwei Elektronen und einem dritten Lepton ($ee + \ell$ -Analyse) [Blu04] bzw. mit zwei gleichgeladenen Myonen ($\mu\mu$ -Analyse) [Yur04] suchen.

Die Kombination der Analysen wird im mSUGRA-Modell interpretiert. Das Ergebnis kann allerdings auch verwendet werden, um allgemeinere SUSY-Modelle einzuschränken, für die die Beziehung $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \approx m_{\tilde{\chi}_2^0} \approx 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$ zwischen den Chargino- und Neutralino-Massen gilt. Zur Kombination werden vom Signal-Monte-Carlo die Punkte 12–17 verwendet, die

	$t\bar{t}$	WZ	W+Jet/ γ	WW	Z/ $\gamma \rightarrow \tau\tau$
S1	5.11 ± 0.09	1.65 ± 0.03	30.6 ± 0.5	12.4 ± 0.1	213.1 ± 5.5
S2	4.68 ± 0.09	0.85 ± 0.02	29.0 ± 0.5	11.9 ± 0.1	196.7 ± 5.3
S3	4.43 ± 0.08	0.77 ± 0.02	24.4 ± 0.5	10.1 ± 0.1	49.9 ± 2.6
S4	2.78 ± 0.07	0.57 ± 0.02	21.3 ± 0.5	8.14 ± 0.09	4.94 ± 0.82
S5	0.35 ± 0.02	0.55 ± 0.02	20.8 ± 0.4	8.08 ± 0.08	3.59 ± 0.70
S6	0.34 ± 0.02	0.53 ± 0.02	12.2 ± 0.3	7.82 ± 0.08	3.58 ± 0.70
S7	0.21 ± 0.02	0.34 ± 0.01	8.95 ± 0.22	5.69 ± 0.07	3.42 ± 0.68
S8	0.14 ± 0.01	0.27 ± 0.01	3.78 ± 0.16	4.72 ± 0.06	2.91 ± 0.64
S9	0.12 ± 0.01	0.26 ± 0.01	1.64 ± 0.07	4.52 ± 0.06	2.91 ± 0.64
S10	0.04 ± 0.01	0.22 ± 0.01	1.38 ± 0.06	4.14 ± 0.06	0.0 ± 0.15
S11a	0.04 ± 0.01	0.16 ± 0.01	0.71 ± 0.04	1.82 ± 0.04	0.0 ± 0.15
S11b	0.01 ± 0.01	0.14 ± 0.01	0.19 ± 0.02	0.20 ± 0.01	0.0 ± 0.04

	Z/ $\gamma \rightarrow \mu\mu$	QCD	Summe	Daten
S1	24.8 ± 1.8	105.8 ± 6.3	$393.5 \pm 8.6 \pm 25.6$	391
S2	7.73 ± 0.98	96.2 ± 6.0	$347.1 \pm 8.1 \pm 22.6$	343
S3	3.79 ± 0.67	26.6 ± 3.1	$120.0 \pm 4.1 \pm 7.80$	120
S4	1.18 ± 0.36	13.0 ± 2.2	$51.9 \pm 2.4 \pm 3.37$	45
S5	1.13 ± 0.36	8.88 ± 1.81	$43.4 \pm 2.0 \pm 2.82$	36
S6	0.67 ± 0.27	7.40 ± 1.65	$32.5 \pm 1.8 \pm 2.11$	30
S7	0.67 ± 0.27	6.29 ± 1.53	$25.6 \pm 1.7 \pm 1.66$	26
S8	0.67 ± 0.27	2.59 ± 0.98	$15.1 \pm 1.2 \pm 0.98$	11
S9	0.67 ± 0.27	0.0 ± 0.37	$10.1 \pm 0.79 \pm 0.66$	9
S10	0.41 ± 0.15	0.0 ± 0.28	$6.19 \pm 0.36 \pm 0.40$	7
S11a	0.15 ± 0.15	0.0 ± 0.28	$2.88 \pm 0.36 \pm 0.19$	1
S11b	0.0 ± 0.15	0.0 ± 0.18	$0.54 \pm 0.24 \pm 0.04$	0

Tabelle 7.7: Anzahl der erwarteten Ereignisse im Monte-Carlo nach den einzelnen Selektionsschritten und Vergleich mit den Daten für die SUSY-Selektion. Es wird eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 158 \text{ pb}^{-1}$ verwendet. Die angegebenen Fehler spiegeln die statistischen Unsicherheiten wider, für die Summe aller Ereignisse ist zusätzlich der Fehler aufgrund der Unsicherheit der integrierten Luminosität angegeben.

Massen für das Chargino im Bereich der LEP II–Massengrenze ($m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \geq 103 \text{ GeV}/c^2$ [LEP01c]) und darüberhinausgehend liefern.

In Tab. 7.8 sind die erwarteten Signalereignisse am Ende der Selektionen für die $ee+\ell^-$ – und $\mu\mu$ –Selektion für diese Punkte zusammengestellt. Die Signalerwartungen liegen für die $ee+\ell^-$ –Selektion zwischen 0.84 und 1.60 Ereignissen bei einer Untergrunderwartung von 0.27 ± 0.42 Ereignissen. Es wird ein Ereignis in den Daten beobachtet [Blu04]. Bei der $\mu\mu$ –Analyse werden zwischen 0.24 und 0.39 Ereignisse aus der assoziierten Chargino– und Neutralino–Produktion vorhergesagt, die Untergrunderwartung liegt bei 0.13 ± 0.07 Ereignissen. Auch in diesem Kanal wird nach Anwendung aller Selektionskriterien ein Ereignis in den Daten selektiert [Yur04].

Da keine Evidenz für ein SUSY–Signal gefunden wird, werden die Ergebnisse kombiniert, um eine obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt zu setzen. Zur Kombination der Ergebnisse wird eine Likelihoodverhältnismethode verwendet (LEP CLS–Methode [Jun99]). Zur Berechnung der Grenzen werden die statistischen und systematischen Fehler sowie deren Korrelation berücksichtigt. Zusätzlich muß bei der Kombination der einzelnen Analysen darauf geachtet werden, daß Signalereignisse, die von mehreren Analysen selektiert werden, nicht doppelt gezählt werden. Dazu wird der Überlapp der einzelnen Analysen bestimmt und der Analyse mit dem besten Verhältnis von Signal zu Untergrund zugerechnet. Entsprechend werden diese Ereignisse aus den anderen Analysen entfernt. Es wird ein Überlapp von 15% zwischen der $e\mu + \ell^-$ – und $ee+\ell^-$ –Analyse gefunden. Der Anteil von Ereignissen, die sowohl von der $e\mu^-$ – als auch von $ee+\ell^-$ –Analyse selektiert werden, beträgt 5%. Die Menge der Ereignisse, die sowohl von der $\mu\mu^-$ – als auch von den anderen Analysen selektiert werden, ist vernachlässigbar.

Es ergeben sich Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell)$ zwischen 0.46 pb für eine Chargino–Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 110 \text{ GeV}/c^2$ und 0.63 pb für $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 100 \text{ GeV}/c^2$. Die Ausschlußgrenzen für alle sechs Chargino–Massen sind in Tab. 7.9 zusammengestellt. Eine graphische Veranschaulichung ist in Abb. 7.5 gezeigt. Neben der Vorhersage des mSUGRA–Modells sind auch die Massengrenze durch Chargino–Suchen bei LEP [LEP01c] und die obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt der DØ Run I–Analyse [DØ98a] gezeigt. Ebenso ist die Grenze auf den Wirkungsquerschnitt gezeigt, wie man sie aufgrund der Monte–Carlo–Studien erwarten würde. Da in den Daten mehr Ereignisse selektiert werden, als aufgrund der Untergrundsimulation erwartet wird, ist die tatsächliche obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt schlechter als die erwartete Ausschlußgrenze.

Es ist klar zu erkennen, daß das Ergebnis der Run II–Analysen eine deutliche Verbesserung gegenüber des Run I–Ergebnisses darstellt. Die Ausschlußgrenzen werden um etwa

Selektion	Punkt 12	Punkt13	Punkt 14	Punkt 15	Punkt 16	Punkt 17
$ee+\ell^-$	1.60 ± 0.08	1.29 ± 0.07	1.39 ± 0.05	1.20 ± 0.05	1.01 ± 0.04	0.84 ± 0.03
$\mu\mu$	0.39 ± 0.03	0.36 ± 0.03	0.36 ± 0.03	0.37 ± 0.03	0.25 ± 0.03	0.24 ± 0.03

Tabelle 7.8: Anzahl der erwarteten Ereignisse für die $ee+\ell^-$ – und $\mu\mu$ –Selektion.

$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (GeV/c ²)	97	100	101	105	110	114
Grenze auf $\sigma \times \text{BR}(3\ell)$ (pb)	0.62	0.63	0.54	0.49	0.46	0.47

Tabelle 7.9: Ausschlußgrenzen für den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell)$ durch Kombination aller Endzustände in Abhängigkeit der Chargino-Masse.

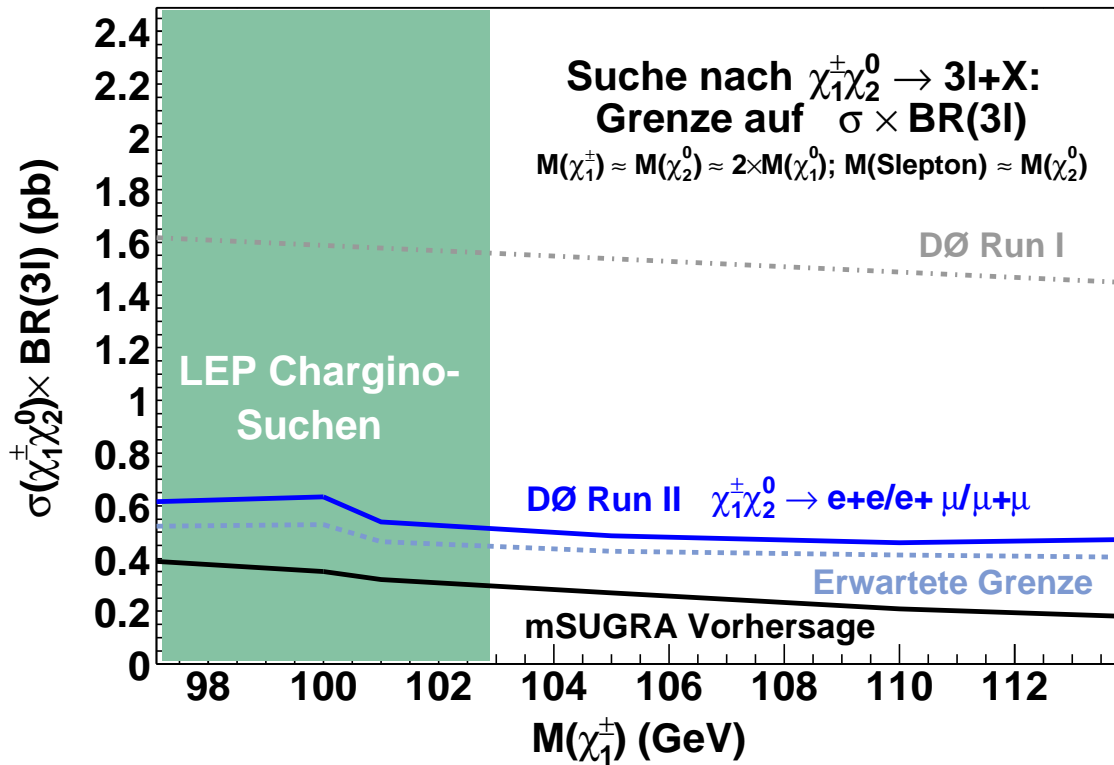


Abbildung 7.5: Ausschlußgrenzen mit 95% CL für den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell)$ durch Kombination aller Endzustände. Ebenso ist die aufgrund der Simulation erwartete Ausschlußgrenze dargestellt. Zum Vergleich ist die Erwartung des mSUGRA-Modells eingezeichnet. Außerdem ist die Chargino-Massengrenze von Suchen bei LEP [LEP01c] und das DØ Run I-Resultat [DØ98a] gezeigt.

einen Faktor drei verbessert. Allerdings können im Rahmen der mSUGRA–Theorie noch keine Parameterpunkte jenseits der LEP Grenzen ausgeschlossen werden, da die Grenzen auf den Produktionswirkungsquerschnitt noch oberhalb der mSUGRA–Vorhersage liegen. Mit einem vergrößerten Datensatz ist es aber in naher Zukunft möglich, in diesen Bereich vorzudringen. Ebenso kann eine Verbesserung durch Hinzunahme weiterer Zerfallskanäle erreicht werden. So können z.B. Analysen, die nach zwei unterschiedlich geladenen Myonen suchen oder hadronisch zerfallende τ –Leptonen im Endzustand selektieren, zu einer zusätzlichen Erhöhung der Sensitivität beitragen.

Kapitel 8

Messung des WW–Wirkungsquerschnittes

Der wichtigste Untergrund in der Higgs–Analyse und bei der Suche nach Charginos und Neutralinos ist die Paarproduktion von W–Bosonen. Daher ist eine Messung des Wirkungsquerschnittes und somit eine Überprüfung der theoretischen Rechnungen ebenfalls von Bedeutung. Die W–Paarproduktion ist zudem sensitiv auf WW γ – und WWZ–Kopplungen und kann somit zu einem weiteren Test des Standardmodells verwendet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird allerdings nicht auf die Untersuchungen dieser trilinearen Kopplungen eingegangen, da diese Messungen aufgrund des begrenzten Datensatzes noch nicht zufriedenstellend durchgeführt werden können. Um einen kleineren statistischen Fehler zu erhalten, werden noch die von November 2003 bis März 2004 aufgezeichneten Daten bei der Analyse berücksichtigt.

8.1 Selektion

Die Selektion der WW–Ereignisse orientiert sich an der Higgs–Analyse, wobei ausgenutzt wird, daß die Leptonen aus den W–Zerfällen im Mittel einen höheren transversalen Impuls besitzen, als dies für Leptonen aus Zerfällen von Higgs–Bosonen mit Massen unterhalb $M_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ der Fall ist. Somit wird wiederum der in Kapitel 6.1.1 beschriebene Datensatz verwendet, allerdings werden die Kriterien für die Transversalimpulse auf $p_T^{e1} > 20 \text{ GeV}/c$ und $p_T^{e2} > 12 \text{ GeV}/c$ im Zweielektronenendzustand bzw. $p_T^e > 20 \text{ GeV}/c$ und $p_T^\mu > 12 \text{ GeV}/c$ im Elektron–Myon–Endzustand angezogen.

8.1.1 Die e^+e^- –Selektion

Ausgehend von der Vorselektion wird zusätzlich verlangt, daß die beiden Elektronen unterschiedliche Ladungen haben (WW1ee). Der Großteil der $Z/\gamma \rightarrow ee$ –Ereignisse wird wiederum durch einen Schnitt auf die fehlende transversale Energie unterdrückt. Das Selektionskriterium ist

$$\cancel{E}_T > 30 \text{ GeV} \quad (\text{WW2ee}) . \quad (8.1)$$

Weiterhin können die Zerfälle des Z-Bosons durch einen Schnitt auf die invariante Zweielektronenmasse verworfen werden. Ereignisse mit einer invarianten Masse im Bereich von $\pm 15 \text{ GeV}/c^2$ um die Z-Masse werden nicht selektiert (WW3ee). Der Öffnungswinkel der Elektronen in der Transversalebene bietet ebenfalls die Möglichkeit, verbleibende $Z/\gamma \rightarrow ee$, $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$ und auch QCD-Ereignisse zu unterdrücken, da die meisten dieser Ereignisse einen großen Öffnungswinkel besitzen. Als Kriterium wird

$$\Delta\phi_{ee} < 2.2 \quad (\text{WW4ee}) \quad (8.2)$$

gewählt. Da die Ereignisse mit kleinem Öffnungswinkel durch Jets und damit auch oft durch künstlich erzeugte fehlende transversale Energie gekennzeichnet sind, wird erneut die Signifikanz der fehlenden transversalen Energie benutzt, um diese Ereignisse zu verwerfen. Es wird gefordert, daß die Bedingung

$$E_T^{\text{Sig}} > 20 \sqrt{\text{GeV}} \quad (\text{WW5ee}) \quad (8.3)$$

erfüllt ist.

Weiterhin können Ereignisse mit Jets, wie sie z.B. bei der Paarproduktion von top-Quarks auftreten, durch einen Schnitt auf die skalare Summe der transversalen Jetimpulse, die als H_T bezeichnet wird, unterdrückt werden. Das Selektionskriterium ist

$$H_T < 50 \text{ GeV}/c \quad (\text{WW6ee}) . \quad (8.4)$$

Der verbleibende Untergrund besteht hauptsächlich aus W+Jet/ γ -Ereignissen. Im Vergleich zu WW-Ereignissen zeichnen sich diese Ereignisse durch eine im Mittel kleinere minimale transversale Masse aus, da die als Elektronen fehlidentifizierten Jets bzw. konvertierten Photonen kleinere transversale Impulse besitzen. Abbildung 8.1 zeigt die minimale transversale Masse sowohl für WW- als auch W+Jet/ γ -Ereignisse. Für die Selektion wird eine minimale transversale Masse von

$$\min(m_T^e, m_T^\mu) > 50 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{WW7ee}) \quad (8.5)$$

gefordert. Zur weiteren Unterdrückung der W+Jet/ γ -Ereignisse wird eine Fisher-Diskriminante [Fis36] berechnet. Bei der Fisher-Diskriminanten-Methode wird entlang einer Hyperebene im n-dimensionalen Raum der Eingangsgrößen $\vec{\kappa}$ geschnitten, wobei die Hyperebene die bestmögliche Trennung von Signal und Untergrund in diesem n-dimensionalen Raum liefert. Die Fisher-Diskriminante ξ wird aus dem Richtungsvektor $\vec{\lambda}$ der besten Separation für die Signal- und Untergrundpopulationen und dem Vektor der Eingangsgrößen $\vec{\kappa}$ nach

$$\xi = \vec{\lambda} \cdot \vec{\kappa} \quad (8.6)$$

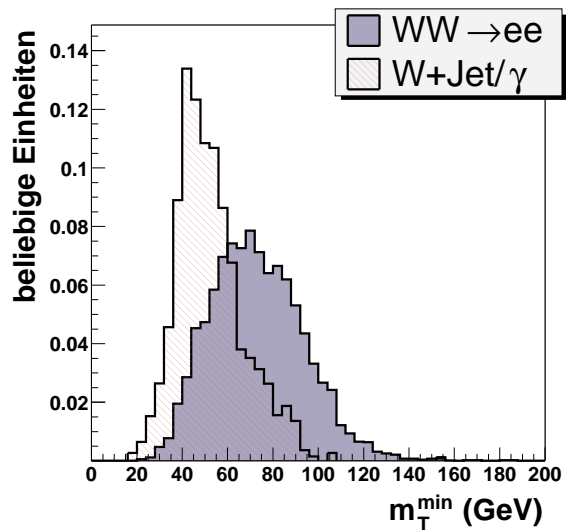


Abbildung 8.1: Minimale transversale Masse für WW- und W+Jet/ γ -Ereignisse.

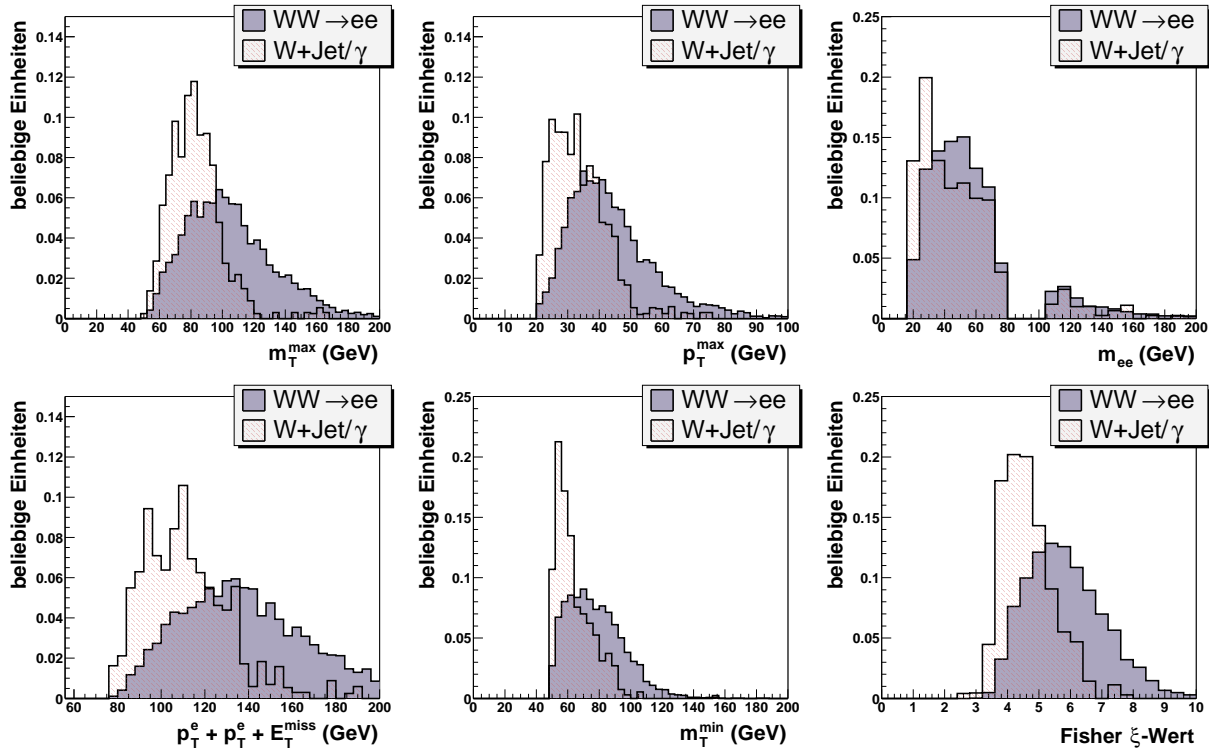


Abbildung 8.2: Verteilungen der Eingangsgrößen der Fisher-Diskriminante (maximale transversale Masse (oben links), maximaler Transversalimpuls (oben Mitte), invariante Masse (oben rechts), Summe der Transversalimpulse und der fehlenden transversalen Energie (unten links) und minimale transversale Masse (unten Mitte)) und der Fisher-Diskriminante (unten rechts) für WW- und W+Jet/ γ -Ereignisse.

berechnet, wobei der Richtungsvektor $\vec{\lambda}$ aus den Vektoren der Mittelwerte der Eingangsgrößen von Signal und Untergrund ($\vec{\mu}_{\text{Sig}}$ und $\vec{\mu}_{\text{Ug}}$) und den Kovarianzmatrizen (\mathbf{C}_{Sig} und \mathbf{C}_{Ug}) bestimmt wird:

$$\vec{\lambda} = \left(\frac{\mathbf{C}_{\text{Sig}} + \mathbf{C}_{\text{Ug}}}{2} \right)^{-1} (\vec{\mu}_{\text{Sig}} - \vec{\mu}_{\text{Ug}}) \quad (8.7)$$

Als Eingangsgrößen werden die fünf Variablen maximale transversale Masse $\max(m_T^e, m_T^\mu)$, Transversalimpuls des führenden Elektrons p_T^{e1} , invariante Masse m_{ee} , skalare Summe der Transversalimpulse und der fehlenden transversalen Energie ($p_T^{e1} + p_T^{e2} + \cancel{E}_T$) und minimale transversale Masse $\min(m_T^e, m_T^\mu)$ verwendet. Die Verteilungen der fünf Größen für WW- und W+Jet/ γ -Ereignisse sind in Abb. 8.2 zusammen mit der Verteilung der Fisher-Variablen gezeigt. Die beste Signifikanz für die Messung des Wirkungsquerschnittes wird für einen Schnitt auf den Fisher ξ -Wert von

$$\xi > 5.6 \quad (\text{WW8ee}) \quad (8.8)$$

erreicht. Alle Selektionskriterien sind zur Übersicht noch einmal in Tab. 8.1 zusammengestellt.

	Schnitt	Kriterium
WW1ee	Vorselektion	$p_T^{e1} > 20 \text{ GeV}/c$ und $p_T^{e2} > 12 \text{ GeV}/c$ und unterschiedlich geladene Leptonen
WW2ee	Fehlende transv. Energie	$\cancel{E}_T > 30 \text{ GeV}$
WW3ee	Invariante Masse	$ m_{ee} - M_Z > 15 \text{ GeV}/c^2$
WW4ee	Öffnungswinkel	$\Delta\phi_{ee} < 2.2$
WW5ee	Signifikanz von \cancel{E}_T	$\cancel{E}_T^{\text{Sig}} > 20 \sqrt{\text{GeV}}$
WW6ee	Jet-Veto	$H_T < 50 \text{ GeV}/c$
WW7ee	Minimale transv. Masse	$\min(m_T^e, m_T^\mu) > 50 \text{ GeV}/c^2$
WW8ee	Fisher-Diskriminante	Fisher ξ -Wert > 5.6

Tabelle 8.1: Selektionskriterien der WW-Analyse für den e^+e^- -Endzustand.

8.1.2 Die $e^\pm\mu^\mp$ -Selektion

Analog zur e^+e^- -Analyse wird nach der Vorselektion verlangt, daß beide Leptonen unterschiedliche Ladung besitzen. Zusätzlich werden Ereignisse verworfen, wenn ein drittes Lepton (Elektron oder Myon) gefunden wird und die invariante Masse, die für dieses Lepton mit dem anderen Lepton der gleichen Familie berechnet wird, im Bereich von $\pm 30 \text{ GeV}/c^2$ um die Z -Masse liegt (WW1e μ). Durch dieses Selektionskriterium werden sowohl WZ- als auch $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse unterdrückt.

Die Anzahl der Multijet-Ereignisse aus QCD-Produktion und von $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen kann durch einen Schnitt auf die fehlende transversale Energie von

$$\cancel{E}_T > 10 \text{ GeV} \quad (\text{WW2e}\mu) \quad (8.9)$$

reduziert werden. Es wird kein härteres Kriterium angewendet, da dadurch keine Verbesserung der Signifikanz der Messung erzielt wird. Wie bereits in den vorher beschriebenen $e^\pm\mu^\mp$ -Analysen gezeigt, wird durch einen Schnitt auf die minimale transversale Masse eine Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund erreicht, da für viele der $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse ein kleiner Wert für $\min(m_T^e, m_T^\mu)$ erwartet wird. Der optimale Schnitt liegt bei

$$\min(m_T^e, m_T^\mu) > 20 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{WW3e}\mu) . \quad (8.10)$$

Zur Unterdrückung von W+Jet/ γ -Ereignissen wird ein Schnitt analog zur SUSY-Analyse verwendet. Falls die transversale Masse konsistent mit der transversalen W-Masse ist, wird gefordert, daß die dem Elektron zugeordnete Spur mindestens drei Treffer im SMT besitzt. Dadurch wird eine Reduzierung der W+ γ -Ereignisse mit Konversionen erreicht. Zusätzlich wird das Transversalimpulskriterium des Elektrons von 20 auf 25 GeV/c ange-

Schnitt	Kriterium
WW1e μ Vorselektion	$p_T^e > 20 \text{ GeV}/c$ und $p_T^\mu > 12 \text{ GeV}/c$ und unterschiedlich geladene Leptonen und $ m_{e\bar{e}} - M_Z $ bzw. $ m_{\mu\bar{\mu}} - M_Z > 30 \text{ GeV}/c^2$
WW2e μ Fehlende transv. Energie	$\cancel{E}_T > 10 \text{ GeV}$
WW3e μ Minimale transv. Masse	$\min(m_T^e, m_T^\mu) > 20 \text{ GeV}/c^2$
WW4e μ Anti-W–Schnitt	$N_{\text{Treff}}^{\text{SMT}} \geq 3$ und $p_T^e > 25 \text{ GeV}/c$ falls $40 \text{ GeV}/c^2 < m_T < 100 \text{ GeV}/c^2$
WW5e μ Jet–Veto	$H_T < 30 \text{ GeV}/c$
WW6e μ Signifikanz von \cancel{E}_T	$\cancel{E}_T^{\text{Sig}} > 10 \sqrt{\text{GeV}}$

 Tabelle 8.2: Selektionskriterien der WW–Analyse für den $e^\pm\mu^\mp$ –Endzustand.

zogen (WW4e μ), wodurch sowohl $W+\gamma^-$ als auch $W+\text{Jet}$ –Ereignisse unterdrückt werden (vergl. Schnitt S8 in Kapitel 7.1).

Der Anteil der $t\bar{t}$ –Ereignisse wird wiederum durch ein Jet–Veto verringert. Dazu wird die skalare Summe der transversalen Jetimpulse berechnet und als Kriterium

$$H_T < 30 \text{ GeV}/c \quad (\text{WW5e}\mu) \quad (8.11)$$

verwendet. Verbleibende $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$ –Ereignisse werden analog den anderen Analysen durch einen Schnitt auf die Signifikanz der fehlenden transversalen Energie verworfen:

$$\cancel{E}_T^{\text{Sig}} > 10 \sqrt{\text{GeV}} \quad (\text{WW6e}\mu) \quad (8.12)$$

Tabelle 8.2 zeigt noch einmal eine Zusammenstellung aller Selektionskriterien der $e^\pm\mu^\mp$ –Analyse.

8.1.3 Die $\mu^+\mu^-$ –Selektion

Die Selektion im $\mu^+\mu^-$ –Endzustand wird von [Elm04b] übernommen. Im Gegensatz zur e^+e^- – und $e^\pm\mu^\mp$ –Analyse wird nur der Datensatz von April 2002 bis November 2003 verwendet. Die Selektionskriterien der $\mu^+\mu^-$ –Analyse sind in Tab. 8.3 zusammengestellt.

8.2 Effizienzen der WW–Selektion

Die Effizienzen der WW–Selektion werden wie vorher aus dem Monte–Carlo bestimmt. Die größten Effizienzverluste treten auf, um den $W+\text{Jet}/\gamma$ –Untergrund bei der e^+e^- –

Schnitt		Kriterium
WW1 $\mu\mu$	Vorselektion	$p_T^{\mu_1} > 20 \text{ GeV}/c$ und $p_T^{\mu_2} > 10 \text{ GeV}/c$ und unterschiedlich geladene Leptonen
WW2 $\mu\mu$	Invariante Masse	$20 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu\mu} < 75 \text{ GeV}/c^2$
WW3 $\mu\mu$	Öffnungswinkel Jet-Veto	$\Delta\phi_{\mu\mu} < 2.4$ $p_T^{\text{Jet1}} < 60 \text{ GeV}/c$
WW4 $\mu\mu$	Fehlende transv. Energie (1)	$\cancel{E}_T > 0.75 \cdot p_T^{\mu_1} + 10 \text{ GeV}$
WW5 $\mu\mu$	Fehlende transv. Energie (2)	$\cancel{E}_T > 40 \text{ GeV}$

 Tabelle 8.3: Selektionskriterien der WW-Analyse für den $\mu^+\mu^-$ -Endzustand.

Schnitt	e^+e^-	$e^\pm\mu^\mp$	$\mu^+\mu^-$
1	0.278 ± 0.002	0.224 ± 0.002	0.310 ± 0.004
2	0.201 ± 0.002	0.206 ± 0.002	0.158 ± 0.002
3	0.156 ± 0.002	0.179 ± 0.002	0.117 ± 0.002
4	0.098 ± 0.001	0.159 ± 0.002	0.086 ± 0.002
5	0.095 ± 0.001	0.149 ± 0.002	0.074 ± 0.002
6	0.093 ± 0.001	0.147 ± 0.002	
7	0.081 ± 0.001		
8	0.044 ± 0.001		

 Tabelle 8.4: Effizienzen der WW-Selektionen für die e^+e^- , $e^\pm\mu^\mp$ - und $\mu^+\mu^-$ -Kanäle.

und $e^\pm\mu^\mp$ -Selektion zu unterdrücken. Ebenso muß bei der e^+e^- - und $\mu^+\mu^-$ -Analyse eine Reduzierung der Effizienz hingenommen werden, um die große Anzahl an $Z/\gamma \rightarrow ee^-$ bzw. $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen zu verwerfen.

Die Effizienz zu Beginn der e^+e^- -Selektion beträgt $(27.8 \pm 0.2)\%$, am Ende der Selektion erhält man eine Effizienz von $(4.35 \pm 0.08)\%$. Für die $e^\pm\mu^\mp$ -Analyse ergibt sich nach der Vorselektion eine Effizienz von $(22.4 \pm 0.2)\%$. Aufgrund des nicht vorhandenen $Z/\gamma \rightarrow ee^-$ bzw. $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ -Untergrundes kann eine sehr effiziente Selektion durchgeführt werden, so daß nach Anwendung aller Schnitte eine Effizienz von $(14.7 \pm 0.2)\%$ verbleibt. Im $\mu^+\mu^-$ -Kanal startet die Analyse mit einer Effizienz von $(31.0 \pm 0.4)\%$. Wendet man alle Selektionskriterien an, reduziert sich die Effizienz auf $(7.40 \pm 0.18)\%$. Die Effizienzen nach den einzelnen Schnitten für die drei Analysen sind in Tab. 8.4 zusammengestellt.

8.3 Vergleich von Daten und Monte-Carlo

8.3.1 Der e^+e^- -Kanal

Nach der Vorselektion (WW1ee) im e^+e^- -Endzustand werden 22574 Ereignisse in den Daten beobachtet. Die Erwartung aufgrund der Monte-Carlo-Simulation beträgt 22138 ± 70 Ereignisse. Der Hauptanteil stammt von $Z/\gamma \rightarrow ee$ -Zerfällen mit einer Vorhersage von 21711 ± 69 Ereignissen. Weiterhin tragen $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse mit 116 ± 5 und Multijetereignisse mit 252 ± 11 Ereignissen bei. Unter der Annahme eines Wirkungsquerschnittes von 13 pb für die Paarproduktion von W-Bosonen werden für diesen Prozeß 10.4 ± 0.1 Ereignisse erwartet.

In Tab. 8.5 ist eine Übersicht der einzelnen Untergrundkomponenten nach den Selektionskriterien WW1ee–WW8ee ist gezeigt. Es ist eine gute Übereinstimmung der Daten mit den Monte-Carlo-Vorhersagen zu beobachten. Am Ende der Selektion werden drei Ereignisse in den Daten beobachtet bei einer Erwartung aus allen Untergrund- und Signalprozessen von 2.65 ± 0.41 Ereignissen. Die erwartete Anzahl an WW-Zerfällen beträgt 1.66 ± 0.03

	$t\bar{t}$	WZ	Υ	W+Jet/ γ	WW
WW1ee	5.75 ± 0.09	2.46 ± 0.05	13.6 ± 2.0	24.3 ± 0.5	10.4 ± 0.1
WW2ee	5.10 ± 0.09	1.94 ± 0.04	0.0 ± 0.4	18.8 ± 0.5	7.52 ± 0.07
WW3ee	3.89 ± 0.08	0.45 ± 0.02	0.0 ± 0.0	13.6 ± 0.4	5.84 ± 0.06
WW4ee	2.18 ± 0.06	0.23 ± 0.02	0.0 ± 0.0	9.35 ± 0.31	3.69 ± 0.05
WW5ee	1.30 ± 0.04	0.21 ± 0.01	0.0 ± 0.0	8.19 ± 0.29	3.55 ± 0.05
WW6ee	0.14 ± 0.01	0.20 ± 0.01	0.0 ± 0.0	7.99 ± 0.29	3.50 ± 0.05
WW7ee	0.12 ± 0.01	0.16 ± 0.01	0.0 ± 0.0	4.14 ± 0.21	3.05 ± 0.05
WW8ee	0.10 ± 0.01	0.10 ± 0.01	0.0 ± 0.0	0.49 ± 0.07	1.66 ± 0.03

	$Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$	$Z/\gamma \rightarrow ee$	QCD	Summe	Daten
WW1ee	116 ± 5	21711 ± 69	252 ± 11	$22136 \pm 70 \pm 1422$	22574
WW2ee	12.2 ± 1.6	157 ± 6	4.35 ± 1.45	$207 \pm 6 \pm 13$	207
WW3ee	11.8 ± 1.6	30.1 ± 2.0	3.38 ± 1.28	$69.1 \pm 2.9 \pm 4.3$	76
WW4ee	2.19 ± 0.73	10.6 ± 1.4	0.97 ± 0.68	$29.2 \pm 1.7 \pm 1.8$	30
WW5ee	0.43 ± 0.30	2.81 ± 0.72	0.0 ± 0.48	$16.5 \pm 1.0 \pm 1.1$	19
WW6ee	0.0 ± 0.20	1.55 ± 0.55	0.0 ± 0.0	$13.4 \pm 0.7 \pm 0.9$	11
WW7ee	0.0 ± 0.0	0.73 ± 0.37	0.0 ± 0.0	$8.20 \pm 0.43 \pm 0.53$	8
WW8ee	0.0 ± 0.0	0.30 ± 0.21	0.0 ± 0.0	$2.65 \pm 0.22 \pm 0.17$	3

Tabelle 8.5: Anzahl der erwarteten Ereignisse im Monte-Carlo nach den einzelnen Selektionsschritten im e^+e^- -Endzustand und Vergleich mit den Daten. Die angegebenen Fehler spiegeln die statistischen Unsicherheiten wider, für die Summe aller Ereignisse ist zusätzlich der Fehler aufgrund der Unsicherheit der integrierten Luminosität angegeben.

Ereignisse. Daraus ergibt sich eine Untergrunderwartung von 0.99 ± 0.22 Ereignissen. Der Anteil von $W+\text{Jet}/\gamma$ -Ereignissen am Untergrund beträgt 50%, $Z/\gamma \rightarrow ee$ -Zerfälle tragen zu etwa 30% bei, der Rest teilt sich auf $t\bar{t}$ - und WZ -Produktion auf. Abbildung 8.3 (links) zeigt den Fisher ξ -Wert für Daten und Monte-Carlo vor der Anwendung dieses Kriteriums.

8.3.2 Der $e^\pm\mu^\mp$ -Kanal

Im Endzustand mit einem Elektron und einem Myon passieren 183 Ereignisse die Vorselektion in den Daten. Die größte Untergrundkomponente stellen $Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$ -Zerfälle dar, für die 124 ± 5 Ereignisse erwartet werden. Zusätzlich tragen $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ - und Multijeterereignisse aus QCD-Produktion jeweils mehr als 10 Ereignisse bei. Die Erwartung für das WW -Signal liegt bei 15.5 ± 0.1 Ereignissen. Dabei ist wiederum ein Wirkungsquerschnitt von 13 pb verwendet worden. In der Summe aller Prozesse werden 182 ± 5 Ereignisse erwartet.

In Tab. 8.6 ist zu erkennen, daß nach jedem einzelnen Selektionskriterium $WW1e\mu$ - $WW6e\mu$ eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der Monte-Carlo-Vorhersage gefunden wird. Nach Implementierung aller Kriterien werden 14 Ereignisse in den Daten selektiert. Die Vorhersage des Monte-Carlos für das WW -Signal und die Summe aller Untergrundprozesse beträgt 14.1 ± 0.5 Ereignisse, wobei der Großteil von W -Paarproduktion stammt. Die Erwartung beträgt 10.2 ± 0.1 Ereignisse. Der Untergrund von 3.9 ± 0.5 Ereignissen wird dominiert von $W+\text{Jet}/\gamma$ -Zerfällen, die etwa einen Anteil von 60% ausmachen. Der Öffnungswinkel zwischen den beiden Leptonen in der Transversalebene nach Anwendung aller Schnitte ist für Daten und Monte-Carlo in Abb. 8.3 (rechts) gezeigt.

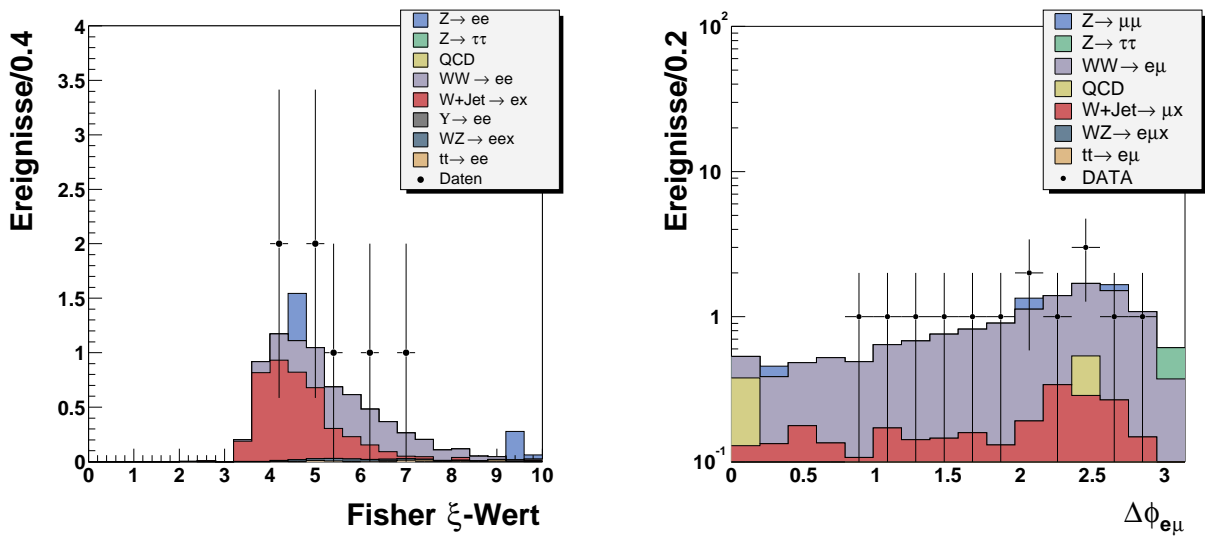


Abbildung 8.3: Vergleich des Fisher ξ -Wertes im e^+e^- -Kanal (links) und des transversalen Öffnungswinkels im $e^\pm\mu^\mp$ -Kanal (rechts) zwischen Daten und Monte-Carlo.

	$t\bar{t}$	WZ	W+Jet/ γ	WW	Z/ $\gamma \rightarrow \tau\tau$
WW1e μ	7.75 \pm 0.14	0.56 \pm 0.02	7.83 \pm 0.24	15.5 \pm 0.1	124 \pm 5
WW2e μ	7.61 \pm 0.14	0.54 \pm 0.02	7.31 \pm 0.23	14.3 \pm 0.1	55.3 \pm 3.2
WW3e μ	6.21 \pm 0.13	0.46 \pm 0.02	6.25 \pm 0.21	12.4 \pm 0.1	4.29 \pm 0.88
WW4e μ	5.87 \pm 0.12	0.41 \pm 0.02	2.71 \pm 0.12	11.0 \pm 0.1	3.56 \pm 0.78
WW5e μ	0.17 \pm 0.02	0.35 \pm 0.02	2.30 \pm 0.11	10.3 \pm 0.1	1.60 \pm 0.51
WW6e μ	0.15 \pm 0.02	0.34 \pm 0.02	2.23 \pm 0.10	10.2 \pm 0.1	0.24 \pm 0.24

	Z/ $\gamma \rightarrow \mu\mu$	QCD	Summe	Daten
WW1e μ	12.9 \pm 1.5	13.8 \pm 1.9	182 \pm 6 \pm 12	183
WW2e μ	9.67 \pm 1.24	9.25 \pm 1.52	104 \pm 4 \pm 7	113
WW3e μ	0.58 \pm 0.26	4.75 \pm 1.09	34.9 \pm 1.5 \pm 2.3	34
WW4e μ	0.58 \pm 0.26	3.75 \pm 0.97	27.9 \pm 1.3 \pm 1.8	26
WW5e μ	0.51 \pm 0.25	0.50 \pm 0.35	15.7 \pm 0.7 \pm 1.0	16
WW6e μ	0.44 \pm 0.25	0.50 \pm 0.35	14.1 \pm 0.5 \pm 0.9	14

Tabelle 8.6: Anzahl der erwarteten Ereignisse im Monte-Carlo nach den einzelnen Selektionsschritten im $e^{\pm}\mu^{\mp}$ -Endzustand und Vergleich mit den Daten. Die angegebenen Fehler spiegeln die statistischen Unsicherheiten wider, für die Summe aller Ereignisse ist zusätzlich der Fehler aufgrund der Unsicherheit der integrierten Luminosität angegeben.

8.3.3 Der $\mu^+\mu^-$ -Kanal

Bei der Selektion im $\mu^+\mu^-$ -Kanal passieren 7496 Ereignisse die Vorselektion (WW1 $\mu\mu$). Der Hauptanteil stammt von Z/ $\gamma \rightarrow \mu\mu$ -Zerfällen, für die das Monte-Carlo 7460 \pm 25 Ereignisse vorhersagt. Insgesamt werden 7528 \pm 25 Ereignisse erwartet. Unter der Annahme eines Wirkungsquerschnittes von 13 pb erhält man eine Vorhersage von 6.79 \pm 0.08 Ereignissen für die WW-Produktion.

Ein Vergleich der Monte-Carlo-Erwartungen mit den in den Daten beobachteten Ereignissen nach den einzelnen Schnitten WW1 $\mu\mu$ -WW5 $\mu\mu$ ist in Tab. 8.7 zusammengestellt. Es verbleiben nach Anwendung aller Schnitte drei Ereignisse in den Daten, was in guter Übereinstimmung mit den 2.9 \pm 0.3 Ereignissen der Monte-Carlo-Vorhersage ist. Der dominierende Anteil stammt von der W-Paarproduktion, für die 1.62 \pm 0.04 Ereignisse erwartet werden. Der Hauptuntergrund stammt von Z/ $\gamma \rightarrow \mu\mu$ -Zerfällen, deren Vorhersage bei 1.2 \pm 0.3 Ereignissen liegt.

8.4 Systematische Studien

Zu den Unsicherheiten aufgrund der begrenzten Statistik müssen noch zusätzlich systematische Einflüsse betrachtet werden. Dabei ist zwischen Einflüssen zu unterscheiden, die

	$t\bar{t}$	QCD/W+Jet	WW	
WW1 $\mu\mu$	3.06 ± 0.03	5.0 ± 0.5	6.79 ± 0.08	
WW2 $\mu\mu$	1.36 ± 0.02	4.9 ± 0.5	3.46 ± 0.05	
WW3 $\mu\mu$	0.11 ± 0.01	0.2 ± 0.1	2.57 ± 0.04	
WW4 $\mu\mu$	0.07 ± 0.00	0.02 ± 0.02	1.88 ± 0.04	
WW5 $\mu\mu$	0.07 ± 0.00	0.01 ± 0.01	1.62 ± 0.04	

	$Z/\gamma \rightarrow \tau\tau$	$Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$	Summe	Daten
WW1 $\mu\mu$	53.2 ± 2.1	7460 ± 25	$7528\pm 25 \pm 489$	7496
WW2 $\mu\mu$	50.8 ± 2.1	1065 ± 10	$1126\pm 10 \pm 73$	1149
WW3 $\mu\mu$	0.9 ± 0.3	109 ± 3	$112\pm 3 \pm 7$	129
WW4 $\mu\mu$	0.0 ± 0.0	3.9 ± 0.6	$5.87\pm 0.60\pm 0.38$	6
WW5 $\mu\mu$	0.0 ± 0.0	1.2 ± 0.3	$2.90\pm 0.30\pm 0.19$	3

Tabelle 8.7: Anzahl der erwarteten Ereignisse im Monte–Carlo nach den einzelnen Selektionsschritten im $\mu^+\mu^-$ –Endzustand und Vergleich mit den Daten. Die angegebenen Fehler spiegeln die statistischen Unsicherheiten wider, für die Summe aller Ereignisse ist zusätzlich der Fehler aufgrund der Unsicherheit der integrierten Luminosität angegeben.

zwischen Signal und Untergrund korreliert bzw. unkorreliert sind. Eine der größten Unsicherheiten stellt die Energiekorrektur der Jets dar. Um den Einfluß dieser Korrekturen zu untersuchen, werden die Korrekturfaktoren um $\pm 1\sigma$ variiert, wobei der Fehler σ aus den statistischen und systematischen Unsicherheiten der Jetenergieskala zusammengesetzt ist.

Weiterhin werden die Einflüsse der Leptonauflösungen untersucht. Dazu werden die Parameter, die zu einer künstlichen Verschlechterung der Impulsaufösungen der Leptonen verwendet werden (vergl. Kapitel 5.3.3) ebenfalls um $\pm 1\sigma$ variiert. Dies wird separat für Elektronen und Myonen durchgeführt.

Wie bereits in Kapitel 2.2.6 erwähnt, beträgt der Fehler der Luminosität 6.5%. Allerdings wird dieser Fehler nicht mit den anderen systematischen Fehlern kombiniert, sondern gesondert betrachtet.

Darüberhinaus werden verschiedene Einflüsse untersucht, bei denen keine Korrelation zwischen Signal und Untergrund besteht. Die Masse des top–Quarks ist mit einer Unsicherheit von etwa $5 \text{ GeV}/c^2$ bekannt. Eine Änderung der Masse bewirkt zum einen eine Variation im $t\bar{t}$ –Wirkungsquerschnitt, zum anderen ändern sich z.B. auch die Spektren der Transversalimpulse der Jets, wodurch wiederum die Effizienzen der Schnitte, insbesondere des H_T –Kriteriums, variieren. Die hier verwendeten Massen des top–Quarks von $m_t = 160 \text{ GeV}/c^2$ bzw. $190 \text{ GeV}/c^2$ liefern eine sehr konservative Abschätzung des Fehlers, da dadurch jeweils eine Variation von $\pm 3\sigma$ der Masse vorgenommen wird.

Da die Beschreibung des Detektormaterials im Monte–Carlo nicht exakt dem realen Detektor entspricht, ist in den Daten im Vergleich zum Monte–Carlo eine höhere Konversi-

Systematik		e ⁺ e ⁻ -Kanal	e [±] μ [∓] -Kanal
Jetenergieskala	+1σ	+1.9%	+2.9%
	-1σ	-1.4%	-6.6%
Elektronenauflösung	+1σ	+2.5%	-0.3%
	-1σ	+0.9%	+2.1%
Myonenauflösung	+1σ		+0.5%
	-1σ		-1.1%
Myonenkalibrierung	+1σ		+2.4%
	-1σ		-4.0%
m _t = 160 GeV/c ²	-3σ	-8.0%	-2.5%
m _t = 190 GeV/c ²	+3σ	+3.0%	+0.8%
Konversionen	+10%	-2.5%	-2.2%
	-10%	+2.5%	+2.2%
Verzweigungsverhältnis	+1σ	-2.9%	-3.5%
	-1σ	+3.1%	+3.6%
Summe		+6.0% -9.0%	+6.1% -9.2%

Tabelle 8.8: Übersicht über die systematischen Untersuchungen und Auswirkungen auf die Messung des Wirkungsquerschnittes im e⁺e⁻- und e[±]μ[∓]-Kanal.

onswahrscheinlichkeit für Photonen festzustellen. Um dies zu berücksichtigen, wird eine zusätzliche systematische Unsicherheit des W+γ-Untergrundes von 10% angenommen.

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes $\sigma(\text{WW})$ müssen die gemessenen Verzweigungsverhältnisse des W-Bosons in Elektronen und Myonen verwendet werden. Die Verzweigungsverhältnisse sind auf $\pm 1.5\%$ (Elektronen) bzw. $\pm 2.1\%$ (Myonen) bekannt [PDG02]. Diese Unsicherheit wird auch bei der Berechnung der Fehler berücksichtigt. Tabelle 8.8 stellt alle untersuchten systematischen Unsicherheiten und ihre Auswirkungen auf die Messung des Wirkungsquerschnittes für den e⁺e⁻- und e[±]μ[∓]-Kanal zusammen.

Im $\mu^+\mu^-$ -Kanal ergeben sich systematische Unsicherheiten von +32.6% und -27.7% [Elm04b]. Zur Abschätzung der Fehler sind sehr konservative Annahmen gemacht, besonders für die Variation der Jetenergieskala und der Impulsauflösung der Myonen wird eine sehr große Unsicherheit angenommen. Diese Fehler dominieren die systematische Unsicherheit der $\mu^+\mu^-$ -Analyse.

8.5 Berechnung des Wirkungsquerschnittes

Zur Berechnung des WW-Wirkungsquerschnittes $\sigma(\text{WW})$ wird die Likelihood-Funktion \mathcal{L} aus Gl. (6.20) verwendet. Die Eingangsparameter sind die beobachteten Ereignisse in den Daten N_{Daten} , die Untergrunderwartung N_{Ug} , die integrierte Luminosität $\int \mathcal{L} dt$ und die Signaleffizienz ε . Der Wirkungsquerschnitt σ wird durch eine Minimierung von $-2\ln\mathcal{L}$

bestimmt. Der Fehler auf den Wirkungsquerschnitt kann direkt aus der Likelihood-Funktion abgelesen werden, indem man die Lösungen σ^\pm bestimmt, für die gilt:

$$-2\ln\mathcal{L}(\sigma^\pm) = -2\ln(\sigma(WW)) + 1 \quad (8.13)$$

Eine Kombination der verschiedenen Kanäle kann einfach durch eine Multiplikation der Likelihood-Funktionen der individuellen Kanäle vorgenommen werden. Die kombinierte Likelihood-Funktion $\mathcal{L}_{\text{komb}}$ ist also gegeben durch

$$\mathcal{L}_{\text{komb}} = \prod_{i=1}^n \mathcal{L}_i, \quad (8.14)$$

wobei n die Anzahl der Kanäle ist. Die Likelihood-Funktionen sind in Abb. 8.4 für den e^+e^- (links), $e^\pm\mu^\mp$ (Mitte) und $\mu^+\mu^-$ -Kanal (rechts) gezeigt. Für den e^+e^- -Endzustand ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt für die Paarproduktion von W -Bosonen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96$ TeV von

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WW) = 15.85^{+16.40}_{-11.17}(\text{stat.})^{+0.95}_{-1.43}(\text{syst.}) \pm 1.03(\text{Lum.}) \text{ pb}. \quad (8.15)$$

Für den $e^\pm\mu^\mp$ -Kanal erhält man einen Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WW) = 12.92^{+5.22}_{-4.37}(\text{stat.})^{+0.79}_{-1.19}(\text{syst.}) \pm 0.84(\text{Lum.}) \text{ pb}. \quad (8.16)$$

Die Analyse im Endzustand mit zwei Myonen liefert einen Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WW) = 14.07^{+17.01}_{-11.58}(\text{stat.})^{+4.60}_{-3.90}(\text{syst.}) \pm 0.91(\text{Lum.}) \text{ pb}. \quad (8.17)$$

Die Likelihood-Funktion für die Kombination aller drei Endzustände ist in Abb. 8.5 dargestellt. Es ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt für die W -Paarproduktion von

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WW) = 13.35^{+4.65}_{-3.99}(\text{stat.})^{+0.77}_{-1.05}(\text{syst.}) \pm 0.87(\text{Lum.}) \text{ pb}. \quad (8.18)$$

Der Fehler ist unter Berücksichtigung der Korrelationen der Fehler der einzelnen Messungen berechnet. Durch die Kombination der drei Kanäle erhält man eine Messung des WW -Wirkungsquerschnittes mit einer Signifikanz von $> 3\sigma$. Es zeigt sich, daß mit dem momentan vorhandenen Datensatz die Messung statistisch limitiert ist. Sowohl die Messung

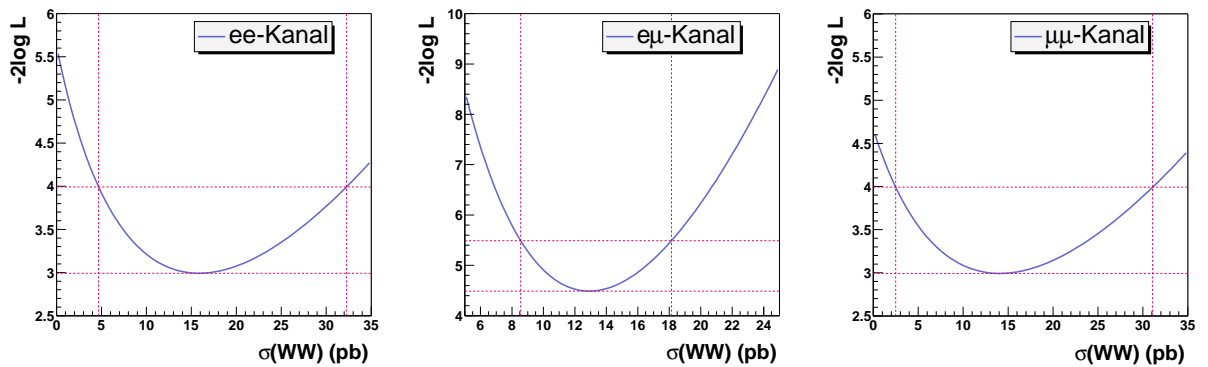


Abbildung 8.4: Likelihood-Funktion zur Bestimmung des WW -Wirkungsquerschnittes im e^+e^- (links), $e^\pm\mu^\mp$ (Mitte) und $\mu^+\mu^-$ -Kanal (rechts).

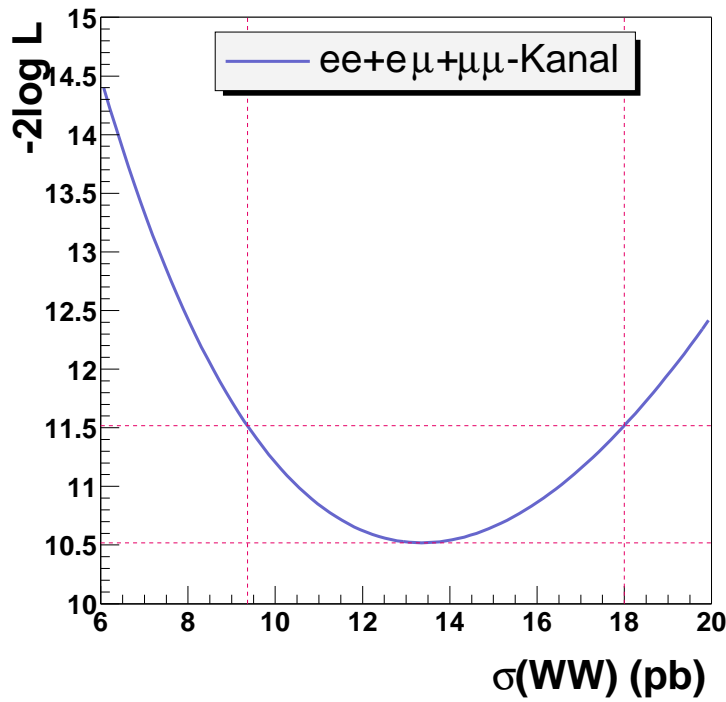


Abbildung 8.5: Likelihood-Funktion zur Bestimmung des WW-Wirkungsquerschnittes durch Kombination aller drei Kanäle.

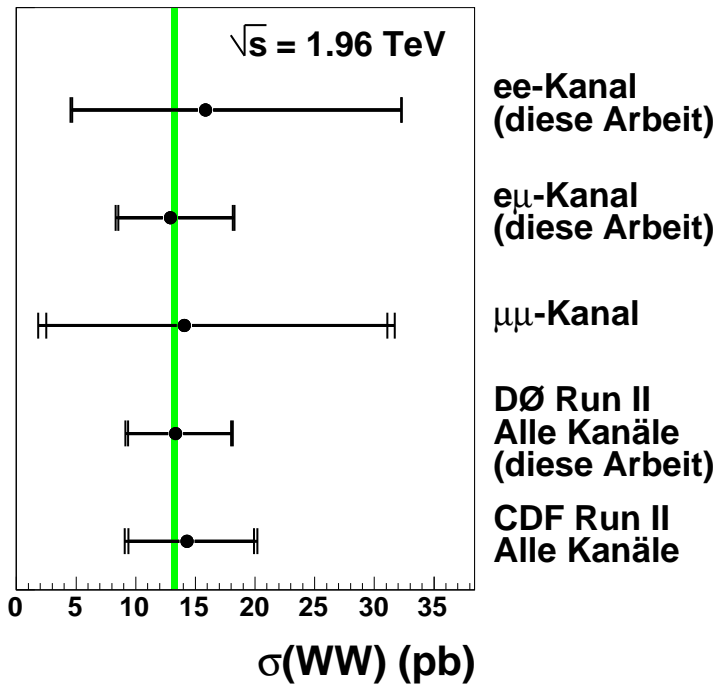


Abbildung 8.6: Vergleich der Messungen des WW-Wirkungsquerschnittes in den einzelnen Kanälen und der Kombination der e^+e^- , $e^\pm\mu^\mp$ und $\mu^+\mu^-$ -Kanäle mit der Theorie [Cam99] und der Messung von CDF [CDF04].

des Wirkungsquerschnittes der einzelnen Kanäle als auch die Kombination aller Kanäle ist in guter Übereinstimmung mit der theoretischen NLO-Vorhersage von 13.25 ± 0.25 pb. Abbildung 8.6 zeigt einen Überblick über die WW-Wirkungsquerschnittsmessungen in allen Kanälen im Vergleich mit der Theorie [Cam99] und der Messung von CDF [CDF04].

Im Rahmen dieser Arbeit ist es zum ersten Mal gelungen, den Wirkungsquerschnitt der Paarproduktion von W-Bosonen mit einer Signifikanz von 3σ am DØ-Experiment nachzuweisen. Aufgrund der statistischen Limitierung ist momentan eine Messung des WW-Wirkungsquerschnittes mit einer Signifikanz von 5σ nicht möglich. Mit einer Verdreifachung der integrierten Luminosität und der damit vorhandenen größeren Datenmenge sollte eine Entdeckung mit einer Signifikanz von 5σ möglich sein. Durch eine Verbesserung des Detektorverständnisses, insbesondere der Impulsaufösungen der Leptonen und einer verbesserten Jetenergieskala, kann der systematische Fehler reduziert werden. Ebenso trägt eine verbesserte Messung der Masse des top-Quarks zur Reduzierung des systematischen Fehlers bei.

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden Daten aus $p\bar{p}$ -Kollisionen analysiert, die im Zeitraum von April 2002 bis März 2004 mit dem DØ-Detektor bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96$ TeV am Tevatron-Beschleuniger am Fermi National Accelerator Laboratory aufgezeichnet wurden. Je nach Analyse entsprechen die verwendeten Datensätze einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 158\text{--}252$ pb $^{-1}$. Die Ereignisse wurden auf die Existenz von Higgs-Bosonen und Charginos und Neutralinos untersucht. Außerdem wurde eine Messung des Wirkungsquerschnittes der Paarproduktion von W-Bosonen durchgeführt.

Für die Suchen nach Higgs-Bosonen wurden leptonische Endzustände mit zwei Elektronen bzw. einem Elektron und einem Myon untersucht, wie sie bei Zerfällen von Higgs-Bosonen über zwei W-Bosonen ($H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$) erwartet werden. Eine Sensitivität für Higgs-Bosonen im Rahmen des Standardmodells kann nur mit dem kompletten Run II Datensatz erreicht werden. Deswegen ist es mit dem momentan zur Verfügung stehenden geringen Datensatz nur möglich, die Daten auf die Existenz von Higgs-Bosonen zu untersuchen, wie sie innerhalb alternativer Modelle vorhergesagt werden. Aufgrund größerer Produktionswirkungsquerschnitte werden die Higgs-Bosonen mit erhöhter Rate erzeugt und werden somit schon bei niedrigen integrierten Luminositäten zugänglich. Bei der durchgeführten Analyse wurde eine gute Übereinstimmung der beobachteten Ereignisse mit der Erwartung aus Prozessen des Standardmodells gefunden. Da keine Evidenz für die Existenz von Higgs-Bosonen beobachtet wurde, wurden die Ergebnisse verwendet, um mit einem Vertrauensniveau von 95% eine obere Grenze auf den Produktionswirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(H \rightarrow WW^{(*)})$ anzugeben. Durch eine Kombination der e^+e^- , $e^\pm\mu^\mp$ - und $\mu^+\mu^-$ -Endzustände erhält man eine obere Grenze zwischen 5.7 und 40.3 pb im Higgs-Massenbereich von 100–200 GeV/c 2 . Die Ergebnisse zeigen, daß auch der hier verwendete Datensatz noch zu klein ist, um auch Higgs-Bosonen im Rahmen der alternativen Modelle zu entdecken bzw. auszuschließen.

Um die assoziierte Produktion von Charginos und Neutralinos nachzuweisen, wurden ebenfalls Endzustände mit einem Elektron und einem Myon untersucht. Zur Verbesserung der Sensitivität wurde eine Kombination mit Analysen in e^+e^- und $\mu^\pm\mu^\pm$ -Endzuständen durchgeführt. Da auch hier eine gute Konsistenz mit der Erwartung der Untergrundprozesse innerhalb des Standardmodells gefunden wurde, wurden ebenso obere Grenzen auf den Produktionswirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell)$ gesetzt. Die Ergebnisse werden im Rahmen des mSUGRA-Modells interpretiert. Es ergeben sich obere Grenzen zwischen 0.46 und 0.63 pb für Charginomassen im Bereich von $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 97$ GeV/c 2 bis $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 114$ GeV/c 2 . Dies stellt eine deutliche Verbesserung der in Run I erhaltenen Ausschlußgrenzen dar. Allerdings ist es wiederum aufgrund des geringen Datensatzes nicht möglich, Punkte im mSUGRA-Parameterraum

oberhalb der bei LEP gefundenen Grenzen auszuschließen. Die Ergebnisse können auch verwendet werden, um allgemeinere SUSY-Modelle einzuschränken, die ebenfalls die Beziehung $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \approx m_{\tilde{\chi}_2^0} \approx 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$ zwischen den Chargino- und Neutralino-Massen erfüllen.

Den Hauptuntergrund bei diesen Suchen stellt die Paarproduktion von W-Bosonen dar. Es wurde zum ersten Mal im Rahmen des DØ-Experimentes eine Messung des Wirkungsquerschnittes der W-Paarproduktion mit einer Signifikanz von mehr als 3σ durchgeführt. Es wird eine gute Übereinstimmung mit der Next-to-leading-order-Vorhersage der Theorie gefunden. Kombiniert man die e^+e^- , $e^\pm\mu^\mp$ und $\mu^+\mu^-$ -Endzustände, ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WW) = 13.35_{-3.99}^{+4.65}(\text{stat.})_{-1.05}^{+0.77}(\text{syst.}) \pm 0.87(\text{Lum.}) \text{ pb} .$$

Im Laufe des Sommers 2004 wird sich die Datenmenge der bei DØ aufgezeichneten Ereignisse etwa verdoppelt haben. So wird es schon in naher Zukunft möglich sein, sensitiv auf Higgs-Bosonen zu sein, wie sie im Rahmen alternativer Modelle erwartet werden. Bis zum Ende der Datennahme im Jahr 2009 wird ein um einen Faktor 20–40 größerer Datensatz prognostiziert. Dadurch wird es möglich sein, im Vergleich zu LEP verbesserte Ausschlußgrenzen für das Higgs-Boson des Standardmodells anzugeben oder sogar Evidenz für die Existenz dieses Teilchens zu finden.

Ebenso kann schon während des Jahres 2004 erwartet werden, daß die Suchen nach supersymmetrischen Teilchen neue Einschränkungen im Parameterraum der SUSY-Modelle jenseits der LEP Grenzen liefern oder sogar erste Anzeichen für die Existenz der entsprechenden Teilchen entdecken. Auch die Wirkungsquerschnittsmessung der Paarproduktion von W-Bosonen wird dann mit einer Signifikanz von mehr als 5σ möglich sein. Zusätzlich wird man mit dem größeren Datensatz auch eine Untersuchung der WWZ- und WW γ -Kopplungen durchführen können.

Sollten nach Abschluß der Datennahme am Tevatron alle Analysen nur Verbesserungen der Ausschlußgrenzen sowohl im Higgs- als auch im SUSY-Sektor ergeben und somit keine Evidenz für die Existenz neuer Teilchen gefunden werden, steht mit dem LHC Beschleuniger am CERN eine neue Maschine zur Verfügung, die diese Fragen nahezu endgültig beantworten wird. Existiert ein Standardmodell Higgs-Boson, wird es am LHC gefunden. Sollte Supersymmetrie im niedrigen Energiebereich ($\mathcal{O}(3 \text{ TeV})$) in der Natur tatsächlich realisiert sein, ist eine Entdeckung am LHC möglich. Bei einer Entdeckung wäre es dann die Aufgabe von einem neuem Hochenergie-Leptonbeschleuniger, wie er z.B. am DESY in Hamburg mit dem e^+e^- -Linearbeschleuniger TESLA geplant wird, eine genaue Vermessung der Eigenschaften dieser neuen Teilchen vorzunehmen. Die vielleicht sogar spannendere Alternative besteht in der Möglichkeit, daß weder Higgs-Bosonen noch supersymmetrische Teilchen an heutigen oder zukünftigen Beschleunigern gefunden werden. Die sich daraus ergebenden Schlußfolgerungen würden die nächsten Jahre in der Physik noch interessanter machen, als sie jetzt ohnehin schon sind.

Anhang A

Triggernamen

Die Triggernamen setzen sich meistens aus einem Teil zusammen, der die Level 1 Triggerbedingung beschreibt und einem zweiten Teil, der die Level 3 Filterbedingungen charakterisiert. Die Namensgebung wurde für die meisten Trigger zwischen den Triggerlisten v8–v11 und der Triggerliste v12 geändert. Aufgrund der Vielzahl von Triggern kann hier nur eine kleine Auswahl diskutiert und beschrieben werden.

A.1 Trigger für Elektronen

Die Triggernamen der Elektronen der Triggerlisten v8–v11 setzen sich aus zwei Teilen zusammen. Der prinzipielle Aufbau hat die Form EM_L1.L3. L1 bezeichnet dabei die Triggerbedingung für Level 1, wohingegen L3 entsprechend die Level 3 Bedingung angibt. Für L1 werden die Abkürzungen HI, MX und HI_2EM5 verwendet. EM_HI bezeichnet einen Level 1 Elektronentrigger mit einer Schwelle von 10 GeV/c für einen elektromagnetischen Triggerturm. Entsprechend haben die EM_MX–Trigger eine Schwelle von 15 GeV/c. Trigger mit der Bezeichnung EM_HI_2EM5 verlangen zwei elektromagnetische Triggertürme mit $p_T > 5$ GeV/c.

Für Level 3 können zusätzliche Kriterien angewendet werden. Trigger mit der Bezeichnung SH stellen Kriterien an die Schauerform der Elektronobjekte. Wird eine rekonstruierte Spur verlangt, erhalten die Trigger die Bezeichnung TR. Die Kriterien können auch kombiniert werden und erhalten dann dementsprechend den Namen SH.TR.

Trigger, die zwei Elektronenkandidaten verlangen, tragen die Bezeichnung 2EM_2MDX. Diese Trigger verlangen zwei elektromagnetische Triggertürme mit $p_T > 5$ GeV/c auf Level 1 Ebene. Das X im Triggernamen gibt die p_T Schwelle des Level 3 Filters für die Elektronobjekte an. Es stehen die Möglichkeiten X=7 bzw. X=12 zur Verfügung.

Wie bereits erwähnt, wurde für die Version 12 der Triggerliste die Namensgebung geändert. Die Triggernamen haben den Aufbau EX.L3. X kann die Werte 1–8 annehmen und charakterisiert die entsprechende Level 1 Triggerbedingung. E1 bezeichnet z.B. einen Trigger mit einem elektromagnetischen Triggerturm mit $p_T > 11$ GeV/c. Für Trigger mit der Bezeichnung E2 liegt die Triggerschwelle bei 6 GeV/c. Der Rest des Namens (L3) bezeichnet die Level 3 Kriterien. SH30 bezeichnet einen Filter, der ein Elektronobjekt mit p_T

$> 30 \text{ GeV}/c$ und einem lockeren Schauerformkriterium verlangt. Für Trigger mit der Bezeichnung SHT20 wird die p_T -Schwelle auf $20 \text{ GeV}/c$ gesenkt, allerdings wird ein härterer Schnitt auf die Schauerform angewendet. Der Name 2SH8 bezeichnet einen Trigger, der zwei Elektronobjekte mit $p_T > 8 \text{ GeV}/c$ und lockeren Schauerformkriterien verlangt. Filter, die zwei lockere Elektronkandidaten verlangen, wobei für einen der Kandidaten eine Spur mit $p_T > 8 \text{ GeV}/c$ verlangt wird, tragen die Bezeichnung 2L8_T8L8.

A.2 Trigger für Elektronen und Myonen

Der Elektron–Myon–Trigger der Triggerlisten v8–v11 hat den Namen MU_A_EM10. Dabei bezeichnet MU_A allgemein einen Level 1 Myontrigger, der Myonen in allen Regionen des Detektors selektiert, falls diese die Szintillatorkriterien erfüllen. EM10 charakterisiert die Elektrontriggerbedingung, wobei hier Elektronen mit $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ auf Level 3 Ebene selektiert werden.

Die Namensgebung wurde für Triggerliste v12 ebenfalls geändert. Die Elektron–Myon–Trigger haben die allgemeine Bezeichnung MATX_L1_L3. MATX bezeichnet wiederum die Level 1 Myonbedingung, die identisch der Bedingung der MU_A–Trigger der älteren Triggerlisten ist. Für den Namensteil L1 stehen EM6 bzw. 2EM3 zur Auswahl. EM6 bezeichnet einen Level 1 Kalorimetertrigger, der einen elektromagnetischen Triggerturm mit $p_T > 6 \text{ GeV}/c$ verlangt. Die 2EM3–Trigger selektieren Ereignisse mit zwei elektromagnetischen Triggertürmen oberhalb $3 \text{ GeV}/c$. Auf Level 3 Ebene werden lockere Elektronobjekte mit $p_T > 12 \text{ GeV}/c$ (L12) oder mit $p_T > 7 \text{ GeV}/c$ und zusätzlichen harten Schauerformkriterien (SHT7) selektiert.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Higgs-Potential eines einkomponentigen skalaren Feldes	8
1.2	Diagramm zur Strahlungskorrektur der W-Masse durch in Schleifen auftretenden Higgs-Bosonen	12
1.3	Einschränkungen auf die Higgs-Masse aufgrund von elektroschwachen Präzisionsmessungen	13
1.4	Untere Grenze auf die Masse des Higgs-Bosons von direkten Suchen bei LEP	14
1.5	Obere Grenze auf das Verzweigungsverhältnis des Higgs-Bosons in den Zerfallskanälen $H \rightarrow \gamma\gamma$ und $H \rightarrow WW^{(*)}+H \rightarrow ZZ^{(*)}$ als Funktion der Higgs-Masse	14
1.6	Strahlungskorrekturen zur Higgs-Masse	16
1.7	Skalenabhängigkeit der Kopplungskonstanten im Standardmodell und im MSSM	17
1.8	Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow 3\ell)$ von Suchen bei DØ und CDF	22
1.9	Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt und die Charginomasse von Suchen bei LEP	23
1.10	Ausschlußgrenzen in der $m_0 - m_{1/2}$ -Ebene und untere Grenze auf die Masse des LSP als Funktion von $\tan\beta$ bei LEP	23
2.1	Schematischer Aufbau der Beschleunigeranlagen am FNAL	26
2.2	Schematischer Aufbau des DØ-Detektors	28
2.3	Invariante Massenverteilungen für die Zerfälle $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$ und $\Lambda^0 \rightarrow p^+\pi^-$ und Impaktparameterauflösung des Spurdetektors	30
2.4	Querschnitt durch einen Quadranten des DØ-Kalorimeters	31
2.5	Jetenergieauflösung für vier verschiedene Pseudorapiditätsregionen	33
2.6	Invariante Zweimyonenmasse im Myonsystem gemessen	34
3.1	Schematische Darstellung einer Proton-Antiproton-Wechselwirkung	39
3.2	LO- und NLO-Feynman-Diagramme für den Prozess $\gamma \rightarrow q\bar{q}$	42

3.3	Wirkungsquerschnitte für einige ausgewählte Prozesse in Proton-(Anti-) Proton-Wechselwirkungen	43
3.4	Feynman-Diagramme für die Higgs-Produktionsprozesse in $p\bar{p}$ -Kollisionen	46
3.5	K-Faktoren und Wirkungsquerschnitte für die Higgs-Produktion in LO, NLO und NNLO	47
3.6	Produktionswirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis des Higgs-Bosons als Funktion der Higgs-Masse M_H	48
3.7	Erhöhung des Higgs-Wirkungsquerschnittes im Modell mit vier Generationen	49
3.8	Verzweigungsverhältnis des Higgs-Bosons als Funktion der Higgs-Masse M_{H^0} in fermiophobischen 2HDM	50
3.9	Feynman-Diagramme für die assoziierte Produktion von Charginos und Neutralinos in $p\bar{p}$ -Kollisionen	51
3.10	Wirkungsquerschnitt und K-Faktor für assoziierte Produktion von Charginos und Neutralinos in $p\bar{p}$ -Kollisionen	51
3.11	Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis für die assoziierte Produktion von Charginos und Neutralinos als Funktion von $\tan\beta$	53
3.12	Feynman-Diagramme für Untergrundprozesse mit wahren Elektronen und Myonen	55
3.13	Wirkungsquerschnitt und Skalenabhängigkeit der Vektorbosen-Paarproduktion	56
3.14	W- und Z-Boson Wirkungsquerschnitte als Funktion der Schwerpunktsenergie	57
3.15	Feynman-Diagramme für instrumentelle Untergrundprozesse	58
4.1	Vom Tevatron gelieferte und von $D\bar{O}$ aufgezeichnete integrierte Luminosität	59
4.2	Isolation, elektromagnetischer Anteil und HMatrix für Elektronenkandidaten aus $Z/\gamma \rightarrow ee$ und QCD-Monte-Carlo	62
4.3	Invariante Massenverteilungen der Υ - und Z-Resonanz vor und nach elektromagnetischen Korrekturen	63
4.4	Kalorimeter- und Spurisolation für Myonen aus $Z/\gamma \rightarrow \mu\mu$ und QCD-Monte-Carlo	64
4.5	Verhältnis der Energieantworten für Elektronen und Pionen des $D\bar{O}$ -Kalorimeters aus Teststrahlungsmessungen	65
4.6	Jetkorrekturfaktoren als Funktion der Energie und Pseudorapidität	66
4.7	Differenz zwischen der rekonstruierten und tatsächlichen fehlenden transversalen Energie	67
4.8	Triggereffizienz als Funktion von p_T für eine Kombination aller Einzelelektronentrigger	68
4.9	Triggerturnon für die Kombination aller Einzel- und Zweielektronentrigger	69

4.10	Effizienz für das Myon des Elektron–Myon–Triggers als Funktion von p_T und η	70
4.11	Effizienz für das Elektron der Elektron–Myon–Trigger auf Level 1 und Level 3 Ebene	71
4.12	Elektronrekonstruktionseffizienz für Daten in Zentral– und Vorwärtsregion	72
4.13	Invariante Zweielektronenmassenverteilungen zur Bestimmung der Spurfindungseffizienz für Elektronen	73
4.14	Effizienz der Likelihood–Methode im Zentral– und Vorwärtsbereich	74
4.15	Invariante Zweielektronenmassenverteilungen zur Bestimmung der Effizienz der Likelihood–Methode	75
4.16	Elektronfehlidentifikationswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der fehlenden transversalen Energie für vier verschiedene Pseudorapiditätsbereiche	76
4.17	Elektronfehlidentifikationswahrscheinlichkeit gegen Signaleffizienz im Zentral– und Vorwärtsbereich	77
4.18	Invariante Massenverteilungen zur Bestimmung der Myonrekonstruktionseffizienz und Rekonstruktionseffizienz als Funktion von ϕ	79
4.19	Isolationseffizienz für Myonen als Funktion von η und Anzahl der Jets	79
4.20	Invariante Zweimyonenmassenverteilungen im Bereich der Z–Resonanz zur Bestimmung der Spurfindungseffizienz für Myonen	80
4.21	Abhängigkeit der Spurfindungseffizienz für Myonen von der Pseudorapidität η	80
4.22	Invariante Zweimyonenmassenverteilungen im Bereich der J/ ψ –Resonanz zur Bestimmung der Spurfindungseffizienz für Myonen	81
4.23	Invariante Zweielektronenmasse für alle Z/ γ \rightarrow ee–Ereignisse und Ereignisse mit gleichgeladenen Elektronen	82
5.1	Vergleich der Likelihood–Effizienz in Daten und Monte–Carlo	90
5.2	Isolationseffizienz und Korrekturfaktor als Funktion der Pseudorapidität für Myonen im Monte–Carlo	92
5.3	Spurfindungseffizienz und Korrekturfaktor als Funktion der Pseudorapidität für Myonen im Monte–Carlo	93
5.4	Zweielektronenmasse für Daten und Monte–Carlo ohne und mit Verschmierung der Elektronenimpulse im Monte–Carlo	94
5.5	Vergleich der Transversalimpulse der Elektronen in Daten und Monte–Carlo	94
5.6	Abhängigkeit der Breite und des Mittelwertes in Z/ γ \rightarrow $\mu\mu$ –Monte–Carlo als Funktion der Verschmierungsparameter	96
5.7	Invariante Zweimyonenmasse in Daten und Z/ γ \rightarrow $\mu\mu$ –Monte–Carlo vor und nach Verschmierung der Myonenimpulse im Monte–Carlo	96

5.8	Verteilung der fehlenden transversalen Energie in Daten und Monte-Carlo vor und nach Verschmierung von \cancel{E}_T	97
6.1	Öffnungswinkel $\Delta\phi_{ee}$ zwischen den Elektronen für $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu e\nu$ -Zerfälle im Monte-Carlo	99
6.2	$\Delta\phi_{ee}$ -Verteilung und invariante Zweielektronenmasse für Ereignisse mit gleichgeladenen Leptonen	101
6.3	$\Delta\phi_{e\mu}$ -Verteilung für Ereignisse mit gleich und entgegengesetzt geladenen Elektronen und Myonen	101
6.4	Verteilung von transversaler Masse und transversalem Impuls in $W+\text{Jet}/\gamma$ -Monte-Carlo	103
6.5	Anzahl der Treffer im SMT für die Spur des Elektronkandidaten für Signalevents und $W+\text{Jet}/\gamma$ -Monte-Carlo	103
6.6	Verteilung der fehlenden transversalen Energie für alle Untergrundprozesse und ein Higgs-Signal	104
6.7	Verteilung der Summe der Transversalimpulse und der fehlenden transversalen Energie für alle Untergrundprozesse und ein Higgs-Signal	105
6.8	Verteilung der Signifikanz der fehlenden transversalen Energie für alle Untergrundprozesse und ein Higgs-Signal	106
6.9	Eines der verbleibenden Ereignisse im e^+e^- -Endzustand in xy -, $\eta\phi$ - und rz -Projektion	107
6.10	Verteilung der minimalen transversalen Masse für alle Untergrundprozesse und ein Higgs-Signal	109
6.11	Eines der verbleibenden Ereignisse im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand in xy -, $\eta\phi$ - und rz -Projektion	110
6.12	Vergleich von fehlender transversaler Energie und invarianter Zweielektronenmasse zwischen Daten und Monte-Carlo im e^+e^- -Endzustand	114
6.13	Vergleich des Öffnungswinkels der Leptonen in der Transversalebene zwischen Daten und Monte-Carlo im e^+e^- -Endzustand	115
6.14	Vergleich von fehlender transversaler Energie und minimaler transversaler Masse zwischen Daten und Monte-Carlo im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand	116
6.15	Vergleich des Öffnungswinkels der Leptonen in der Transversalebene zwischen Daten und Monte-Carlo im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand	116
6.16	Ausschlußgrenzen für den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(H \rightarrow WW^{(*)})$ im e^+e^- und $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand	121
6.17	Ausschlußgrenzen für den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(H \rightarrow WW^{(*)})$ durch Kombination aller Endzustände	121

7.1	Verteilung des Betrages der vektoriellen Summe der Transversalimpulse und der fehlenden transversalen Energie für alle Untergrundprozesse und ein SUSY-Signal	124
7.2	Vergleich von fehlender transversaler Energie und minimaler transversaler Masse zwischen Daten und Monte-Carlo	130
7.3	Vergleich von skalarer Summe der Transversalimpulse und \cancel{E}_T und invariante Zweileptonenmasse zwischen Daten und Monte-Carlo	130
7.4	Vergleich des Transversalimpulses der dritten Spur zwischen Daten und Monte-Carlo	131
7.5	Ausschlußgrenzen für den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell)$ durch Kombination aller Endzustände	134
8.1	Minimale transversale Masse für WW- und W+Jet/ γ -Ereignisse	137
8.2	Verteilungen der Eingangsgrößen der Fisher-Diskriminante und des Fisher ξ -Wertes für WW- und W+Jet/ γ -Ereignisse	138
8.3	Vergleich des Fisher ξ -Wertes im e^+e^- -Kanal und des transversalen Öffnungswinkels im $e^\pm\mu^\mp$ -Kanal zwischen Daten und Monte-Carlo	143
8.4	Likelihood-Funktionen zur Bestimmung des WW-Wirkungsquerschnittes .	147
8.5	Kombinierte Likelihood-Funktion zur Bestimmung des WW-Wirkungsquerschnittes	148
8.6	Vergleich der Messungen des WW-Wirkungsquerschnittes	148

Tabellenverzeichnis

1.1	Fermionen des Standardmodells	4
1.2	Bosonen des Standardmodells	5
1.3	Kopplungen des Higgs-Bosons	10
1.4	Übersicht über alle Teilchen im MSSM	19
2.1	Parameter des Main Injectors und des Tevatrons	27
4.1	Integrierte Luminosität für einige ausgewählte Trigger	61
4.2	Zusammenfassung der Effizienzen für Elektronen und Myonen	83
5.1	Liste der generierten Higgs-Ereignisse mit Wirkungsquerschnitt und Ereignisanzahl	85
5.2	Liste der generierten SUSY-Ereignisse mit zugehörigen SUSY-Parametern	86
5.3	Liste der generierten SUSY-Ereignisse mit zugehörigen Massen der SUSY-Teilchen	87
5.4	Liste der generierten Untergrundprozesse mit Wirkungsquerschnitt und Ereignisanzahl	89
5.5	Zusammenfassung der Effizienzen für Elektronen im Monte-Carlo und sich daraus ergebende Korrekturfaktoren	91
5.6	Zusammenfassung der Effizienzen für Myonen im Monte-Carlo und sich daraus ergebende Korrekturfaktoren	93
6.1	Selektionskriterien der Higgs-Analyse für den e^+e^- -Endzustand	108
6.2	Selektionskriterien der Higgs-Analyse für den $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand	109
6.3	Selektionskriterien der Higgs-Analyse für den $\mu^+\mu^-$ -Endzustand	111
6.4	Anzahl der erwarteten Higgs-Ereignisse im Standardmodell und im Modell mit vier Generationen	112
6.5	Higgs-Effizienzen für sechs verschiedene Higgs-Massen im e^+e^- -Endzustand	113
6.6	Higgs-Effizienzen für sechs verschiedene Higgs-Massen im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand	113
6.7	Higgs-Effizienzen für sechs verschiedene Higgs-Massen im $\mu^+\mu^-$ -Endzustand	113

6.8	Anzahl der erwarteten Ereignisse im Monte–Carlo nach den einzelnen Selektionsschritten im e^+e^- -Endzustand und Vergleich mit den Daten	114
6.9	Anzahl der erwarteten Ereignisse im Monte–Carlo nach den einzelnen Selektionsschritten im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand und Vergleich mit den Daten	117
6.10	Anzahl der erwarteten Ereignisse im Monte–Carlo nach den einzelnen Selektionsschritten im $\mu^+\mu^-$ -Endzustand und Vergleich mit den Daten	118
6.11	Ausschlußgrenzen für den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(\text{H} \rightarrow \text{WW}^{(*)})$	120
7.1	Selektionskriterien der SUSY–Analyse für den $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand	125
7.2	Effizienzen nach den Selektionskriterien für SUSY–Punkte 1–4	127
7.3	Effizienzen nach den Selektionskriterien für SUSY–Punkte 5–7 und 18–20 .	127
7.4	Effizienzen nach den Selektionskriterien für SUSY–Punkte 8–11	128
7.5	Effizienzen nach den Selektionskriterien für SUSY–Punkte 12–17	128
7.6	Erwartete Ereigniszahlen für die SUSY–Punkte am Ende der Selektion . .	129
7.7	Anzahl der erwarteten Ereignisse im Monte–Carlo nach den einzelnen Selektionsschritten und Vergleich mit den Daten für die SUSY–Selektion . . .	132
7.8	Anzahl der erwarteten Ereignisse für die $ee+\ell$ und $\mu\mu$ -Selektion	133
7.9	Ausschlußgrenzen für den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $\sigma \times \text{BR}(\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell)$ durch Kombination aller Endzustände	134
8.1	Selektionskriterien der WW–Analyse für den e^+e^- -Endzustand	139
8.2	Selektionskriterien der WW–Analyse für den $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand	140
8.3	Selektionskriterien der WW–Analyse für den $\mu^+\mu^-$ -Endzustand	141
8.4	Effizienzen der WW–Selektionen für die e^+e^- , $e^\pm\mu^\mp$ - und $\mu^+\mu^-$ -Kanäle .	141
8.5	Anzahl der erwarteten Ereignisse im Monte–Carlo nach den einzelnen Selektionsschritten im e^+e^- -Endzustand und Vergleich mit den Daten	142
8.6	Anzahl der erwarteten Ereignisse im Monte–Carlo nach den einzelnen Selektionsschritten im $e^\pm\mu^\mp$ -Endzustand und Vergleich mit den Daten	144
8.7	Anzahl der erwarteten Ereignisse im Monte–Carlo nach den einzelnen Selektionsschritten im $\mu^+\mu^-$ -Endzustand und Vergleich mit den Daten	145
8.8	Übersicht über die systematischen Untersuchungen und Auswirkungen auf die Messung des Wirkungsquerschnittes	146

Literaturverzeichnis

- [Abe00] S. Abel *et al.*, *Report of SUGRA Working Group for Run II of the Tevatron*, hep-ph/0003154 (2000).
- [Amo90] N. Amos *et al.*, Phys. Lett. **B 243**, 158 (1990).
- [Ana02] C. Anastasiou und K. Melnikov, Nucl. Phys. **B646** (2002) 220–256.
- [Ari02a] E. Arik *et al.*, Eur. Phys. J. **C 26** (2002) 9–11.
- [Ari02b] E. Arik *et al.*, Phys. Rev. **D 66** (2002) 033003.
- [Bar99] A. Barroso, L. Brücher und R. Santos, Phys. Rev. **D 60** (1999) 035005.
- [Bee99] W. Beenakker *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3780–3783.
- [Bee03] W. Beenakker *et al.*, Nucl. Phys. **B 653** (2003) 151–203.
- [Bil03] S. M. Bilenky *et al.*, Phys. Rept. **379** (2003) 69–148.
- [Blu04] U. Blumenschein und V. Büscher, *Search for the Associated Production of Chargino and Neutralino in Final States with Two Electrons and an Additional Lepton*, DØ Note 4405 (2004).
- [Bra85] G. C. Branco und M. N. Rebelo, Phys. Lett. **B160** (1985) 117.
- [Bru78] R. Brun *et al.*, *Simulation program for particle physics experiments, GEANT: user guide and reference manual*, CERN DD 78–2, (1978).
- [Brü00] L. Brücher und R. Santos, Eur. Phys. J. **C 12** (2000) 87–98.
- [Cam99] J. M. Campbell und R. K. Ellis, Phys. Rev. **D 60** (1999) 113006.
- [CDF94] CDF Collaboration, Phys. Rev. **D 50** (1994) 5518;
CDF Collaboration, Phys. Rev. **D 50** (1994) 5535;
CDF Collaboration, Phys. Rev. **D 50** (1994) 5550.
- [CDF95] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626–2631.
- [CDF97] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 4536–4540.
- [CDF98] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **80**, (1998) 5275.

- [CDF03] M. Coca *et al.*, *W* → *eν* Cross Section Analysis with Run II Data, **cdf6300**, (2003);
G. Manca und Y.-K. Kim, *Z* Cross Section Measurement using Run II Electrons, **cdf6281**, (2003).
- [CDF04] S. Cabrera *et al.*, *WW* → dilepton Cross-Section analysis for Winter 2004, <http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/2004/ww/>.
- [Col67] S. Coleman und J. Mandula, Phys. Rev. **159** (1967) 1251.
- [CTE99] CTEQ Collaboration, Eur. Phys. J. **C 12** (2000) 375–392.
- [DØ86] DØ Collaboration, *DØSIM User Manual*, DØ Note 407 (1986).
- [DØ94a] DØ Collaboration, Nucl. Instr. and Methods **A 338** (1994) 185.
- [DØ94b] DØ Collaboration, *The Silicon Tracker Technical Design Report*, DØ Note 2169 (1994).
- [DØ95] DØ Collaboration, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632–2637.
- [DØ96a] DØ Collaboration, *The DØ Upgrade, The Detector and Its Physics*, FERMILAB–Pub–96/357–E (1996).
- [DØ96b] D. Adams *et al.*, *Design Report of the Central Preshower Detector for the DØ Upgrade*, DØ Note 3014 (1996).
- [DØ96c] DØ Collaboration, *The DØ Upgrade - Forward Preshower, Muon System, Level 2 Trigger*, DØ Note 2894 (1996).
- [DØ97a] K. De *et al.*, *Technical Design Report for the Upgrade of the ICD for DØ Run II*, DØ Note 2686 (1997).
- [DØ97b] A. Lo, C. C. Miao und R. Partridge, *Luminosity Monitor Technical Design Report*, DØ Note 3320 (1997).
- [DØ97c] Y. Fisyak und J. Womersley, *DØGSTSAR DØ GEANT Simulation of the Total Apparatus Response*, DØ Note 3191 (1997).
- [DØ98a] DØ Collaboration, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 1591.
- [DØ98b] K. Gordeev *et al.*, *Technical Design Report for the Forward Preshower Detector for the DØ Upgrade*, DØ Note 3445 (1998).
- [DØ99a] DØ Collaboration, Nucl. Instr. and Methods **A 424** (1999) 352.
- [DØ99b] I. Bertram *et al.*, *A Recipe for the Construction of Confidence Limits*, DØ Note 3476 (1999).
- [DØ00] D. Denisov *et al.*, *DØ detector magnets for Run II: geometry, currents and B–H curves*, DØ Note 3792 (2000).
- [DØ02] D. Whiteson und M. Kado, *Muon Isolation Studies*, DØ Note 4070 (2002).

- [DØ03a] D. Adams *et al.*, *The DØ Upgrade: Central Fiber Tracker, Technical Design Report*, DØ Note 4164 (2003).
- [DØ03b] S. Fatakia *et al.*, *Jet Energy Scale and Resolution for p13 Data and Monte Carlo*, DØ Note (2003).
- [DØ03c] M. Begel *et al.*, *D0 Luminosity in Run 2: Delivered*, DØ Note 3970 (2003);
M. Begel *et al.*, *D0 Luminosity in Run 2: Triggered*, DØ Note 3971 (2003);
M. Begel, *D0 Luminosity in Run 2: Recorded*, DØ Note 3972 (2003).
- [DØ03d] D. Alton *et al.*, *Measurement of $Z \rightarrow e^+e^-$ and $W \rightarrow e^\pm \nu$ Production Cross Sections at the Tevatron With the DZero Detector*, DØ Note 4131 (2003);
E. Nurse und P. Telford, *Measurement of cross section times branching ratio for $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ in $p\bar{p}$ collisions at 1.96 TeV*, DØ Note 4284 (2003).
- [DØ03e] DØ Collaboration, *Phys. Rev.* **D 67** (2003) 012004.
- [DØ04a] DØ Collaboration, in Vorbereitung.
- [DØ04b] DØ Collaboration, *The Updated DØ Luminosity Determination*, DØ Note 4328 (2004).
- [DØ04c] J. Kozminski *et al.*, *Electron Likelihood in p14*, DØ Note 4449 (2004).
- [DØ04d] S. Söldner–Rembold und M. Zdrzil, *Search for Doubly-charged Higgs Boson Production in the Decay $H^{++}H^{--} \rightarrow \mu^+\mu^+\mu^-\mu^-$* , DØ Note 4217 (2004)
- [DON01] DONUT Collaboration, *Phys. Lett.* **B 504** (2001) 218–224.
- [Del86] J. R. Dell’Aquila und C. A. Nelson, *Phys. Rev.* **D 33** (1986) 80–92.
- [Djo98] A. Djouadi *et al.*, *Comp. Phys. Commun.* **108** (1998) 56.
- [Dim95] S. Dimopoulos und S. Sutter, *Nucl. Phys.* **B 1452** (1995) 496.
- [Dit97] M. Dittmar und H. Dreiner, *Phys. Rev.* **D 55** (1997) 167–172.
- [Elm04a] J. Elmsheuser, *Search for the Higgs boson in $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \mu\nu\mu\nu$ decays at DØ in Run II*, DØ Note 4386 (2004).
- [Elm04b] J. Elmsheuser, private Mitteilungen.
- [Fis36] R. A. Fisher, *Annals of Eugenics* **7** (1936) 179.
- [Gla61] S. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579;
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264;
A. Salam, in *Elementary Particle Theory*, W. Svartholm, ed., Almquist and Wiksell, Stockholm, 1968;
- [Gol00] P. Golonka, E. Richter–Was und Z. Was, *The tauola–photos_F environment for versioning the TAUOLA and PHOTOS packages*, hep-ph/0009302 (2000).

- [Gro72] D. J. Gross und R. Jackiw, Phys. Rev. **D6** (1972) 477;
C. Bouchiat, J. Iliopoulos und Ph. Meyer, Phys. Lett. **38B** (1972) 519;
H. Georgi und S. Glashow, Phys. Rev. **D6** (1972) 429;
L. Alvarez–Gaume und E. Witten, Nucl. Phys. **B234** (1983) 269.
- [Gro89] K. Grotz, H. V. Klapdor, *Die schwache Wechselwirkung in Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, Teubner, Stuttgart (1989).
- [Gun90] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. Kane und S. Dawson, *The Higgs Hunter’s Guide*, Addison Wesley, Reading, MA (1990).
- [Haa75] R. Haag, J. Lopuszanski M. Sohnius, Nucl. Phys. **B 88** (1975) 257.
- [Ham91] R. Hamberg, W. L. van Neerven, Nucl. Phys. **B 359** (1991) 343–405, Erratum-
ibid. **B 644** (2002) 403–404.
- [Han91] T. Han und S. Willenbrock, Phys. Lett. **B 273** (1991) 167.
- [Har02] R. V. Harlander und W. B. Kilgore, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 201801.
- [Hig64] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508–509.
- [Hil03] M. Hildreth, private Mitteilungen (2003).
- [Hob04] J. Hobbs, *Simple Limit Calculator*,
http://www-d0.fnal.gov/~hobbs/limit_calc.html (2004).
- [Hof98] C. Hoffmann, *Bestimmung einer unteren Masse des leichtesten Neutralinos mit dem ALEPH Detektor in e^+e^- -Kollisionen bei Schwerpunktsenergien bis 172 GeV*, Dissertation, Johannes Gutenberg–Universität Mainz, (1998), Shaker, Aachen (1998).
- [Jun99] T. Junk, Nucl. Instr. and Methods, **A 434** (1999) 435.
- [KAM98] Super–Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562–1567.
- [KAM02] Super–Kamiokande Collaboration, Phys. Lett. **B 539** (2002) 179–187.
- [Kha03] A. Khanov, private Mitteilungen (2003).
- [Kid01] N. Kidonakis, Phys. Rev. **D 64** (2001) 014009.
- [Kid03] N. Kidonakis und R. Vogt, Phys. Rev. **D 68** (2003) 114014.
- [Klu03] M. Klute, *Measurement of the $t\bar{t}$ cross section at $\sqrt{s}=1.96$ TeV in muon–plus–jets channel*, DØ Note 4185 (2003).
- [L302] L3 Collaboration, *Search for a Higgs Boson Decaying to Weak Boson Pairs at LEP*, CERN–EP/2002–080 (2002).
- [LEP01a] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL collaborations, and the LEP Higgs Working Group, LHWGNote/2001–04 (2001).

- [LEP01b] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL collaborations, and the LEP Higgs Working Group, LHWGNote/2001-05 (2001).
- [LEP01c] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/01-03.1 (2001),
<http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html>.
- [LEP02a] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL collaborations, and the LEP Higgs Working Group, LHWGNote/2002-01 (2002).
- [LEP02b] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL collaborations, and the LEP Higgs Working Group, LHWGNote/2002-02 (2002).
- [LEP02c] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/02-06.2 (2002),
<http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html>.
- [LEP03a] LEPS Collaboration, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 012002.
- [LEP03b] LEP Collaboration, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, LEPEWWG/2003-01 (2003).
- [LEP04] LEP Collaboration, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>, (2004).
- [Mar97] S. P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, hep-ph/9709356 (1997).
- [Nel88] C. A. Nelson, Phys. Rev. **D 37** (1988) 1220.
- [Nov02] V. A. Novikov *et al.*, JETP Lett. **76** (2002) 127-130.
- [OPA96] OPAL Collaboration, Phys. Lett **B 389** (1996) 616.
- [PDG02] K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. **D 66** (2002) 010001.
- [Pol73] H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346;
D. J. Gross and F. E. Wilcek, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343.
- [SAP03] SAPHIR Collaboration, Phys. Lett. **B 572** (2003) 127-132.
- [Sjö01] T. Sjöstrand *et al.*, Computer Physics Comm. **153** (2001) 238.
- [SNO01] SNO Collaboration, Astrophys. **J 539** (2000), 317-324.
- [Spi95a] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz und P. M. Zerwas, Nucl. Phys. **B 453** (1995) 17.
- [Spi95b] M. Spira, Report DESY T-95-05 (1995), hep-ph/9510347 (1995).
- [Spi98a] M. Spira, *Higgs Boson Production And Decay At The Tevatron*, hep-ph/9810289 (1998).
- [Spi98b] M. Spira, Fortschr. Phys. **46** (1998) 203.

- [TEV98] Fermilab Beams Division, *Run II Handbook*,
<http://www-bd.fnal.gov/runII/index.html>, (1998).
- [Vel94] J. Velhino, R. Santos und A. Barroso, Phys. Lett. **B 322** (1994) 213–218.
- [Yur04] A. Yurkewicz, R. Hauser, J. Linnemann und R. Moore, *Search for $mSUGRA$ $SUSY$ in the Like-Sign Dimuon Channel*, DØ Note 4408 (2004).

Danksagung

Zum Abschluß möchte ich all denen Danke sagen, die mich während der ganzen Zeit unterstützt haben.

Zuallererst muß ich mich bei meinem Doktorvater dafür bedanken, daß er die deutsche Beteiligung bei DØ initiiert hat und mir es dadurch ermöglichte, meine Promotion an meinem „Wunschexperiment“ am Fermilab durchzuführen. Seine Betreuung und das Interesse an meiner Arbeit haben mich immer weiter motiviert und so dazu beigetragen, daß daraus etwas geworden ist, mit dem ich selbst zufrieden bin.

Ich danke meinem Arbeitsgruppenleiter für die optimalen Arbeitsbedingungen in seiner Arbeitsgruppe und daß er mir ermöglichte, meine Arbeit in Mainz fortzuführen, auch nachdem fast der ganze 3. Stock nach Freiburg gezogen ist.

Unserem Professor im 3. Stock danke ich für die Übernahme der Mainzer DØ-Gruppe, die ohne Komplikationen ablief. Dadurch war ein reibungsloses Weiterarbeiten ohne irgendwelche störenden Einflüsse möglich.

Meinem Betreuer in Chicago gebührt ebenfalls ein großer Dank für seine Betreuung. Er hatte auf jede meiner Fragen eine Antwort und schaffte es immer wieder, mich voranzubringen, wenn ich nicht mehr weiter wußte.

Ebenso standen unsere festangestellten Mitarbeiter immer mit Rat und Tat zur Seite. Vielen Dank dafür.

Weiterhin möchte ich mich bei allen Leuten am Fermilab bedanken, besonders für ihre Betreuung während meiner Zeit in Chicago, außerdem bei den Convenern der Higgs- und NP-Physics Groups und allen anderen, die ich hier nicht aufzählen kann.

Ich danke meinen Mitdoktoranden aus Freiburg und München für die gute Zusammenarbeit bei unseren SUSY- und Higgs-Analysen und für unser Projekt `tsm`.

Allen hier nicht explizit genannten ETAP-Mitgliedern danke ich für das sehr angenehme Arbeitsklima, für die gemeinsamen Mittagessen, die Kaffeepausen, daß ich meistens Gesellschaft im Büro hatte, unabhängig von Wochentag und Uhrzeit, die Kinoabende und, und, und...

Für das Korrekturlesen möchte ich mich bei allen bedanken, die sich durch diese Arbeit mehr oderweniger gequält haben.

Unserer Frau im 3. Stock danke ich für die Adventskalender, das Baseball-Spielen, die Katzen und für viele andere Dinge, die ich hier nicht erwähnen brauche. . .

Den Seeheimern danke ich für die seit vielen Jahren andauernde Freundschaft, die auch

DANKSAGUNG

überlebt, obwohl ich nie Zeit habe und ständig unterwegs bin, für die immer noch stattfindenden DoKo-Runden und so viele Dinge mehr. Auf viele schöne Sommerabende im Schuldorf. . .

Ich danke allen, die immer ein Plätzchen zum Schlafen für mich frei hatten.

Dem Dresdner Mainzelmännchen sage ich Danke für die Attacken auf meine Klingel, die Wiederbelebung des Uni-Kinos und überhaupt. . .

Allen Volleyballern danke ich dafür, daß es sie auch in jeder freien Minute in den Sand zieht. Ein Tag ohne Volleyball ist kein verlorener Tag, aber irgendwie fehlt etwas. . .

Ich danke dem Trainer von Werder Bremen für die beste Saison, die ich je erlebt habe, und dem Trainer von Mainz 05 dafür, daß es im dritten Anlauf endlich geklappt hat. Bei *Eurotrash* möchte ich mich für unseren ersten richtigen Sieg bedanken . . . Let's go, Cubbies!

Meinen Eltern sage ich ein ganz, ganz großes Danke dafür, daß sie mich meinen eigenen Weg haben gehen lassen und mich dabei immer unterstützt haben, auch wenn manchmal Ozeane zwischen uns lagen. DANKE. Was soll ich noch mehr sagen. . .

NEVER QUITE SAID WHAT I WANTED TO SAY TO YOU
NEVER QUITE MANAGED THE WORDS TO EXPLAIN TO YOU
NEVER QUITE KNEW HOW TO MAKE THEM BELIEVABLE
AND NOW THE TIME HAS GONE

Robert Smith, The Cure