Nachweis einzelner W-Bosonen mit dem L3-Detektor bei LEP im Energiebereich von 192 GeV bis 208 GeV

von

Daniela Käfer

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im
Februar 2002

angefertigt im

III. Physikalischen Institut A

bei

Prof. Dr. A. Böhm

Abstract

In this diploma thesis the production of single W bosons is studied using the L3-detector at the electron-positron-collider LEP. The Data taken in the years 1999 and 2000 at average centre-of-mass energies from 192 GeV to 207 GeV are analysed. This corresponds to an integrated luminosity of 450.1 pb^{-1}. The hadronic cross section of single W bosons in the reaction $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{W\,e}\,\nu_\mathrm{e} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}'}\,\mathrm{e}\nu_\mathrm{e}$ is measured and in a second part limits on anomalous contributions of the parameters κ_γ and λ_γ of the triple gauge boson coupling $\gamma\mathrm{WW}$ are set.

Alltogether 542 candidates of hadronically decaying W bosons are selected with an efficiency of about 50% and a purity between 20% and 24% depending on the centre-of-mass energy. With the help of a neural network, a discriminating variable is built to distinguish the signal of single W production from the dominating $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ background. For the cross section measurement the following results are obtained:

$$\begin{aligned}
\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'\,e}\nu_\mathrm{e}}\ (192\ \mathrm{GeV}) &= 0.77\ ^{+0.39}_{-0.34}\ (\mathrm{stat.}) \pm 0.04\ (\mathrm{syst.})\ \mathrm{pb}\\
\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'\,e}\nu_\mathrm{e}}\ (196\ \mathrm{GeV}) &= 0.49\ ^{+0.19}_{-0.17}\ (\mathrm{stat.}) \pm 0.03\ (\mathrm{syst.})\ \mathrm{pb}\\
\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'\,e}\nu_\mathrm{e}}\ (200\ \mathrm{GeV}) &= 0.43\ ^{+0.20}_{-0.18}\ (\mathrm{stat.}) \pm 0.04\ (\mathrm{syst.})\ \mathrm{pb}\\
\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'\,e}\nu_\mathrm{e}}\ (202\ \mathrm{GeV}) &= 0.76\ ^{+0.33}_{-0.29}\ (\mathrm{stat.}) \pm 0.04\ (\mathrm{syst.})\ \mathrm{pb}\\
\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'\,e}\nu_\mathrm{e}}\ (205\ \mathrm{GeV}) &= 0.36\ ^{+0.18}_{-0.16}\ (\mathrm{stat.}) \pm 0.04\ (\mathrm{syst.})\ \mathrm{pb}\\
\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'\,e}\nu_\mathrm{e}}\ (207\ \mathrm{GeV}) &= 0.53\ ^{+0.15}_{-0.13}\ (\mathrm{stat.}) \pm 0.04\ (\mathrm{syst.})\ \mathrm{pb}
\end{aligned}$$

Taking into account the statistical precision, all measured values are in good agreement with the Standard Model predictions.

The production of single W bosons is dominated by the t-channel process of the so called γW-fusion, containing the $\gamma\mathrm{WW}$-vertex. This dependence on the gauge boson self-coupling allows to measure the coupling parameters κ_γ and λ_γ and hence to test the structure of the $\mathsf{SU}(2)_\mathsf{L} \times \mathsf{U}(1)_\mathsf{Y}$ gauge group. Despite the limited statistics of this rare Standard Model process the results achieved are nevertheless comparable to those obtained by $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$-analysis. These different measurements of the gauge couplings of the

γWW vertex are not only completely independent from each other, but also complementary due to different sensitivities. The production of single W bosons is even more sensitiv to the coupling κ_γ, while the analysis of W pair production allows to measure the parameter λ_γ with higher accuracy. If both gauge couplings are varied freely, the following results at a confidence level of 68% are obtained:

$W \to q\bar{q}'$	$W \to q\bar{q}'$ and W pair production
$\kappa_\gamma = 1.13 \, ^{+0.17}_{-0.27}$ (stat.)	$\kappa_\gamma = 0.97 \, ^{+0.16}_{-0.18}$ (stat.) ± 0.09 (syst.)
$\lambda_\gamma = -0.35 \, ^{+1.05}_{-0.54}$ (stat.)	$\lambda_\gamma = 0.46 \, ^{+0.09}_{-0.12}$ (stat.) ± 0.13 (syst.)

For the results in the left column only the properties of hadronically decaying single W bosons are varied, while for the right column the variation of the properties of the W^+W^--production, that also depends on the couplings, is considered, too.

Fixing one coupling to its Standard Model value ($\kappa_\gamma = 1$ or $\lambda_\gamma = 0$), one can set limits on the anomalous contributions of the other one. The limits (at 95% confidence level) obtained in these 1-parameter fits are:

$W \to q\bar{q}'$	$W \to q\bar{q}'$ and W pair production	fixed
$0.91 < \kappa_\gamma < 1.39$	$0.82 < \kappa_\gamma < 1.37$	$\lambda_\gamma = 0$
$-1.06 < \lambda_\gamma < 1.00$	$-0.39 < \lambda_\gamma < 0.61$	$\kappa_\gamma = 1$

For both gauge couplings of the γWW-vertex, these results agree well with the Standard Model expectation.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Produktion einzelner W-Bosonen mit dem L3-Experiment am $\mathrm{e^+e^-}$-Speicherring LEP untersucht. Der Analyse liegen Daten zugrunde, die in den Jahren 1999 und 2000 bei sechs verschiedenen, mittleren Schwerpunktsenergien von 192 GeV bis 207 GeV aufgezeichnet wurden, was einer integrierten Luminosität von 450.1 $\mathrm{pb^{-1}}$ entspricht. Zum einen wird der hadronische Wirkungsquerschnitt einzeln produzierter W-Bosonen in der Reaktion $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{W\,e}\,\nu_\mathrm{e} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}'}\,\mathrm{e}\nu_\mathrm{e}$ gemessen, zum anderen werden Grenzen auf anomale Beiträge zu den Eichkopplungen κ_γ und λ_γ des γWW-Vertex bestimmt.

Insgesamt werden 542 Kandidaten hadronisch zerfallender, einzelner W-Bosonen mit einer Effizienz von etwa 50% und einer Reinheit von etwa 20% bis 24% selektiert. Aus einer Anpassungsrechnung an die Antwort des zur Analyse verwendeten neuronalen Netzes ergeben sich die folgenden Resultate:

$$\begin{aligned}
\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'\,e}\nu_\mathrm{e}}\,(192\ \mathrm{GeV}) &= 0.77\ {}^{+0.39}_{-0.34}\ (\mathrm{stat.}) \pm 0.04\ (\mathrm{syst.})\ \mathrm{pb}\\
\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'\,e}\nu_\mathrm{e}}\,(196\ \mathrm{GeV}) &= 0.49\ {}^{+0.19}_{-0.17}\ (\mathrm{stat.}) \pm 0.03\ (\mathrm{syst.})\ \mathrm{pb}\\
\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'\,e}\nu_\mathrm{e}}\,(200\ \mathrm{GeV}) &= 0.43\ {}^{+0.20}_{-0.18}\ (\mathrm{stat.}) \pm 0.04\ (\mathrm{syst.})\ \mathrm{pb}\\
\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'\,e}\nu_\mathrm{e}}\,(202\ \mathrm{GeV}) &= 0.76\ {}^{+0.33}_{-0.29}\ (\mathrm{stat.}) \pm 0.04\ (\mathrm{syst.})\ \mathrm{pb}\\
\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'\,e}\nu_\mathrm{e}}\,(205\ \mathrm{GeV}) &= 0.36\ {}^{+0.18}_{-0.16}\ (\mathrm{stat.}) \pm 0.04\ (\mathrm{syst.})\ \mathrm{pb}\\
\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'\,e}\nu_\mathrm{e}}\,(207\ \mathrm{GeV}) &= 0.53\ {}^{+0.15}_{-0.13}\ (\mathrm{stat.}) \pm 0.04\ (\mathrm{syst.})\ \mathrm{pb}
\end{aligned}$$

Die Messungen sind innerhalb der Fehler in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Standardmodells.

Da die Produktion einzelner W-Bosonen durch den t-Kanal-Prozess der γW-Fusion, die den γWW-Vertex enthält, dominiert wird, lassen sich die Eichkopplungen κ_γ und λ_γ messen und somit auch die Eichstruktur der $\mathsf{SU(2)_L \times U(1)_Y}$ testen. Trotz der geringen Statistik werden Ergebnisse erzielt, die denen aus der Untersuchung der W-Paarproduktion vergleichbar sind. Die beiden unterschiedlichen Messungen der Kopplungen des γWW-Vertex sind folglich nicht nur unabhängig voneinander, sondern ergänzen sich sogar komplementär, weil die Sensitivität auf den Kopplungsparameter κ_γ bei der Produktion einzelner

W-Bosonen höher ist, während eine Untersuchung der W^+W^--Produktion eine genauere Messung von λ_γ erlaubt. Werden beide Eichkopplungen als freie Parameter aufgefasst, so erhält man aus Anpassungsrechnungen die folgenden Resultate (68%-Vertrauensniveau):

$W \rightarrow q\bar{q}'$	$W \rightarrow q\bar{q}'$ und W-Paarproduktion
$\kappa_\gamma = 1.13\,^{+0.17}_{-0.27}$ (stat.)	$\kappa_\gamma = 0.97\,^{+0.16}_{-0.18}$ (stat.) ± 0.09 (syst.)
$\lambda_\gamma = -0.35\,^{+1.05}_{-0.54}$ (stat.)	$\lambda_\gamma = 0.46\,^{+0.09}_{-0.12}$ (stat.) ± 0.13 (syst.)

In der linken Spalte werden nur die Eigenschaften hadronisch zerfallender einzelner W-Bosonen variiert, während in der rechten Spalte zusätzlich die Variation der von den Kopplungen abhängigen Eigenschaften der W^+W^--Produktion berücksichtigt ist.

Fixiert man eine der Kopplungen auf den im Rahmen des Standardmodells vorhergesagten Wert ($\kappa_\gamma = 1$ oder $\lambda_\gamma = 0$), so kann die andere Eichkopplung mittels 1-Parameter-Anpassungsrechnungen eingegrenzt werden (95%-Vertrauensniveau):

$W \rightarrow q\bar{q}'$	$W \rightarrow q\bar{q}'$ und W-Paarproduktion	fixiert
$0.91 < \kappa_\gamma < 1.39$	$0.82 < \kappa_\gamma < 1.37$	$\lambda_\gamma = 0$
$-1.06 < \lambda_\gamma < 1.00$	$-0.39 < \lambda_\gamma < 0.61$	$\kappa_\gamma = 1$

Die Ergebnisse stehen in Übereinstimmung mit den im Standardmodell erwarteten Werten für die beiden Kopplungsparameter des γWW-Vertex.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**

1 Theoretische Grundlagen **3**

1.1 Das Standardmodell 3
1.2 Die elektroschwache Theorie $\mathsf{SU(2)_L} \times \mathsf{U(1)_Y}$ 4
1.3 Die Produktion einzelner W-Bosonen 8
  1.3.1 Einfluss der QED-Bremsstrahlung auf die γW-Fusion 12
  1.3.2 Das Problem der Eichinvarianz 14
1.4 Künstliche Neuronale Netze 16

2 Das Experiment **23**

2.1 Der Speicherring LEP 24
2.2 Der L3-Detektor 26
  2.2.1 Der Mikro-Vertex-Detektor und die zentrale Spurkammer 27
  2.2.2 Das elektromagnetische Kalorimeter – ECAL 28
  2.2.3 Die Szintillationszähler 29
  2.2.4 Das Hadronkalorimeter – HCAL 30
  2.2.5 Die Myonkammern 30
  2.2.6 Die Luminositätsmonitore 32
2.3 Trigger und Datennahme 32
2.4 Rekonstruktion und Detektorsimulation 33

3 Ereignisselektion einzelner W-Bosonen **35**

3.1 Die Signaldefinition 35

3.2 Die Präselektion 39

3.3 Die Selektion 41

3.3.1 Reduktion semileptonischen Untergrundes 41

3.3.2 Reduktion hadronischen Untergrundes 46

4 Der hadronische Wirkungsquerschnitt einzelner W-Bosonen 55

4.1 Datenanalyse mit Neuronalem Netz 55

4.1.1 Topologie und Parameter 55

4.1.2 Die Eingangsgrößen 57

4.2 Der Wirkungsquerschnitt 63

4.3 Systematische Fehler 69

4.3.1 Einfluß des Binnings auf die Anpassungsrechnung 69

4.3.2 Monte-Carlo-Erwartung 69

4.3.3 Einfluß des Neuronalen Netzes - Topologie und Parameter 72

4.3.4 Signalmodellierung mit EXCALIBUR und GRC4F 74

5 Die Kopplungen des γWW -Vertex 77

5.1 Zwei Methoden zur Bestimmung von $\boldsymbol{\kappa}_\gamma$ und $\boldsymbol{\lambda}_\gamma$ 79

5.1.1 Die Methode des Wirkungsquerschnitts $\sigma(\kappa_\gamma, \lambda_\gamma)$ 79

5.1.2 Die Umgewichtungsmethode 80

A Energiebereiche und Luminosität (1999-2000) 89

B Die reskalierte Masse M_{resk} 91

C Rekonstruktion der Neutrinoenergie E_ν^{rek} in der Einzel-W-Produktion 93

Literaturverzeichnis 95

Danksagung 99

Einleitung

Seit jeher bemüht sich die Physik um ein tieferes Verständnis der Natur, immer geleitet von dem Gedanken, die physikalische Welt durch möglichst wenige Prinzipien zu erklären. Das hochgesteckte Ziel aller Forschung im Bereich der Teilchenphysik ist die Entwicklung *einer* Theorie der Materie. Auf dem Weg zu dieser ,,Theory for Everything" – oder sogenannten **G**rand-**U**nified-**T**heories (GUTs) – stellt das Standardmodell der Teilchenphysik einen Meilenstein dar. In ihm sind drei der vier bekannten fundamentalen Kräfte der Natur vereint, und zudem werden elektromagnetische und schwache Wechselwirkungen aus *einem* Ursprung erklärt. Wie alle Theorien und Modelle wird auch das Standardmodell genauen experimentellen Tests unterzogen. Bislang stimmen die theoretischen Vorhersagen gut mit den experimentellen Resultaten überein. Dies ist umso erstaunlicher, als bekannt ist, dass die Theorie bei höhere Energieskalen von einer allgemeineren Theorie abgelöst werden muss; denn spätestens an der Planck-Skala ($\approx 10^{19}$ GeV) muss die Gravitation berücksichtigt werden.

In der vorliegenden Arbeit wird die Produktion und der hadronische Zerfall einzelner W-Bosonen untersucht. Alle hier analysierten Daten wurden in den beiden Jahren 1999 und 2000 vom L3-Experiment am e^+e^--Speicherring LEP bei Schwerpunktsenergien von 192 GeV bis 207 GeV aufgezeichnet. Da sich die Reaktionen an e^+e^--Beschleunigern aufgrund der ,,punktförmigen" Strahlteilchen ($R_e < 4.0 \cdot 10^{-19}$m [1]) durch klare Signaturen auszeichnen, kann eine Vielzahl der vom Standardmodell vorhergesagten Parameter und Teilchen äußerst präzise vermessen werden. Obwohl die Produktion einzelner W-Bosonen viel seltener als die Erzeugung von W^+W^--Paaren ist, lassen sich durch eine Analyse dieses Prozesses dennoch wertvolle Informationen, insbesondere im Hinblick auf die Kopplungsparameter κ_γ und λ_γ der Eichboson-Selbstkopplung γWW , gewinnen.

In Kapitel 1 werden nach einer kurzen Einführung in das theoretische Konzept des Standardmodells die elektroschwache Theorie als Grundlage des untersuchten Prozesses und die Produktion einzelner W-Bosonen behandelt. Danach folgt in Kapitel 2 der experimentelle Aufbau: der Speicherring LEP , das L3-Experiment, und die Rekonstruktion der Ereignisse werden erläutert. Kapitel 3 und 4 beschreiben die Ereignisselektion, sowie die anschließende Analyse des ausgewählten Datensatzes unter Zuhilfenahme eines Neuronalen Netzes. Schließlich erfolgt in Kapitel 5 die Untersuchung des γWW -Vertex und die Diskussion der Resultate.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

1.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik beruht auf zwei eigenständigen Theorien: der Quantenchromodynamik (`QCD`) als Beschreibung der starken Wechselwirkungen und der elektroschwachen Theorie, die im folgenden Unterkapitel eingehender behandelt wird. Im Standardmodell sind drei der vier bekannten, fundamentalen Naturkräfte zusammengefasst: der Elektromagnetismus, die schwache und die starke Wechselwirkung. Einzig die Gravitation konnte bis heute nicht mit den Prinzipien der Quantenphysik in Einklang gebracht und als Quantenfeldtheorie formuliert werden, was ihre Integration in das Modell verhindert. Gravitationswechselwirkungen sind im Bereich der Elementarteilchen aber ohnehin vernachlässigbar, da sie verglichen mit den elektroschwachen und starken Wechselwirkungen um Größenordnungen kleiner sind. [1]

Generell unterscheidet man zwei Arten von Teilchen: die Fermionen mit Spin $1/2$ und die (Eich-)Bosonen mit Spin 1. Erstere sind die Grundbausteine der Materie und letztere die Vermittler der auf die Fermionen wirkenden Kräfte. Die Bosonen sind also nichts anderes als die Quanten der Eichfelder mit deren Hilfe *alle* im Standardmodell enthaltenen Wechselwirkungen beschrieben werden. Die `QCD` ist allerdings beschränkt auf die farbtragenden Quarks, während alle Fermionen – Quarks und Leptonen – an den elektroschwachen Wechselwirkungen teilnehmen. Heute sind drei Generationen von Elementarteilchen bekannt, wobei jedes Fermion noch einen Partner, ein so genanntes *Anti*fermion besitzt, das sich von jenem nur durch umgekehrte Vorzeichen aller internen Quantenzahlen unterscheidet.

---

[1] Die kleinsten Abstände, die in der heutigen Elementarteilchenphysik getestet werden können, liegen etwa bei 10^{-19}m, während die Gravitationskonstante – nach Setzen von $c = \hbar = 1$ – einen Wert von $G = (1.6 \cdot 10^{-33} cm)^2$ hat.

In jeder Quantenfeldtheorie ist die Anzahl der Eichbosonen oder, anders ausgedrückt, der Feldquanten, durch die kleinstmögliche Dimension der zugrundeliegenden Symmetriegruppe bestimmt. Die QCD basiert auf der Eichgruppe $\mathsf{SU(3)_C}$, deren irreduzible Darstellung acht Elemente, die Gell-Mann-Matrizen λ_i, mit i =1,...8, enthält. Folglich werden für die zugehörigen Eichfelder acht Eichbosonen – die Gluonen g – benötigt. Entsprechend ergeben sich für die auf der Gruppe $\mathsf{SU(2)_L \times U(1)_Y}$ gründende elektroschwache Theorie vier Bosonen: die drei massiven Austauschteilchen $W^{\pm}$- und Z-Boson und das masselose Photon γ als Quant des elektromagnetischen Feldes. Alle bisher bekannten Eichbosonen tragen Spin 1 (Vektorbosonen) und sind in Tabelle 1.1 mit einigen ihrer charakteristischen Eigenschaften zusammengefasst.

	Masse der Eichbosonen		Q	Symmetrie
	gemessen	theoretisch		
Gluonen g	< 1.3 MeV [2]	0	0	$\mathsf{SU(3)_C}$
Photon γ	$< 2 \cdot 10^{-16}$ eV	0	0	
$W^{\pm}$-Bosonen	80.419 ± 0.056 GeV	?	± 1	$\mathsf{SU(2)_L \times U(1)_Y}$
Z^0-Boson	91.1882 ± 0.0022 GeV	?	0	

Tabelle 1.1: Die Vektorbosonen im Standardmodell.Theoretisch ist nur eine Beziehung zwischen den Massen von W- und Z-Bosonen vorhersagbar: $\frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_W$.

1.2 Die elektroschwache Theorie $\mathsf{SU(2)_L \times U(1)_Y}$

Bereits seit 1957, als C. S. Wu [3] ihr berühmtes Experiment zur Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung durchführte, ist bekannt, dass geladene schwache Ströme (**C**harged **C**urrents) ausschließlich an linkshändige Fermionen koppeln. Also gruppiert man die Fermionen mit linkshändiger Wellenfunktion zu Dubletts eines schwachen Isospins T_a – ganz analog zum aus der Kernphysik bekannten Isospindublett der Nukleonen, wo Proton und Neutron als zwei Zustände eines Teilchens aufgefasst werden. Die linkshändigen Fermionfelder ergeben sich damit zu:

$$\psi^L_{l_i} = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i^- \end{pmatrix}_L \qquad \psi^L_{q_i} = \begin{pmatrix} u_i \\ d'_i \end{pmatrix}_L \qquad \text{mit } i = 1,2,3 \text{ Fermiongenerationen,}$$

wobei die Felder der „down-type"-Quarks d'_i unter Anwendung der **C**abbibo-**K**obayashi-**M**askawa-Matrix V_{CKM} aus den Masseneigenzuständen d_i hervorgehen: $d'_i = \sum_j V_{ij} d_j$. Neben den linkshändigen gibt es auch rechtshändige Fermionfelder ψ^R_f, die jedoch $\mathsf{SU(2)_L \times U(1)_Y}$-Singuletts bilden. In Tabelle 1.2 sind alle Fermionen mit den zugehörigen Werten der durch die Gell-Mann-Nishijima-Relation

$$Q = T_3 + \frac{Y_w}{2}$$

verknüpften Erhaltungsgrößen – der elektrischen Ladung Q, der schwachen Hyperladung Y_w und der dritten Komponente des schwachen Isospins T_3 – aufgeführt.

	Fermionen			Quantenzahlen		
	1. Familie	2. Familie	3. Familie	Q	Y_w	T_3
Leptonen	$\begin{pmatrix}\nu_e\\e^-\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\mu\\\mu^-\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\tau\\\tau^-\end{pmatrix}_L$	0 −1	−1 −1	$^1/_2$ $-^1/_2$
	e^-_R	μ^-_R	τ^-_R	-1	-2	0
Quarks	$\begin{pmatrix}u\\d'\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}c\\s'\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}t\\b'\end{pmatrix}_L$	$^2/_3$ $-^1/_3$	$^1/_3$ $^1/_3$	$^1/_2$ $-^1/_2$
	u_R	c_R	t_R	$^2/_3$	$^4/_3$	0
	d_R	s_R	b_R	$-^1/_3$	$-^2/_3$	0

Tabelle 1.2: Alle Fermionen mitsamt drei ihrer Quantenzahlen. Die schwachen Isospin-Dubletts sind mit Klammern zusammengefasst.

Trotz einer Fülle von Erkenntnissen über die grundlegenden Eigenschaften der schwachen Wechselwirkung, die in den 50er und 60er Jahren aus verschiedenen Experimenten zum β-Zerfall gewonnen wurden, entwickelten erst Glashow, Salam und Weinberg in den 60er Jahren eine umfassende Theorie der elektroschwachen Wechselwirkungen [5]. Diese beschreibt die Reaktionen der vier Vektorbosonen W^+, W^-, Z und γ mit allen Fermionen sowie die Selbstwechselwirkung der Bosonen, die in der nicht-abelschen Struktur der Symmetriegruppe $\mathsf{SU(2)_L}$ begründet ist. Das Fundament der elektroschwachen Quantenfeldtheorie, die erstmalig schwache und elektromagnetische Reaktionen als Manifestationen *einer* fundamentalen Wechselwirkung auffasst, bildet die Eichgruppe $\mathsf{SU(2)_L \times U(1)_Y}$, die von den Operatoren des schwachen Isospins T_a (a=1,2,3) und der schwachen Hyperladung Y_w erzeugt wird. Die Generatoren selbst sind über die Kommutatorrelationen:

$$\begin{aligned}[T_a, T_b] &= \frac{1}{2}\, i\, \varepsilon_{abc}\, T_c \\ [T_a, Y_w] &= 0\end{aligned}$$

miteinander verknüpft. Die korrespondierenden Eichfelder, die mit unterschiedlichen Kopplungsstärken g und g' an die Fermionen koppeln, sind zum einen das $\mathsf{SU(2)_L}$-Triplett W^a_μ (a=1,2,3) und zum anderen das einzelne Eichboson B_μ der Symmetriegruppe $\mathsf{U(1)_Y}$. Die in der Natur beobachteten Felder der geladenen schwachen Eichbosonen $\mathrm{W}^\pm$ werden durch Linearkombinationen von W^1_μ und W^2_μ beschrieben, während die neutralen Bosonfelder (A_μ und Z_μ) durch eine Drehung um den schwachen Mischungswinkel θ_w aus den Eichfeldern hervorgehen:

$$\begin{aligned}W^\pm_\mu &= \frac{1}{\sqrt{2}}\,(W^1_\mu \mp i\, W^2_\mu) \\ A_\mu &= B_\mu \cos\theta_w + W^3_\mu \sin\theta_w \\ Z_\mu &= -B_\mu \sin\theta_w + W^3_\mu \cos\theta_w\,.\end{aligned}$$

Diese Wahl der Linearkombination der Eichfelder berücksichtigt, dass das elektromagnetische Feld A_μ in Gestalt des Photons nicht an Neutrinos koppelt, und legt zusätzlich noch den Zusammenhang zwischen den schwachen Kopplungen g, g' und der elektrischen Ladung e, bzw. der elektromagnetischen Kopplungskonstanten $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ fest:

$$e = g\,\sin\theta_w = g'\,\cos\theta_w.$$

Da im Standardmodell alle Beschreibungen der Wechselwirkungen dem Prinzip der lokalen Eichinvarianz unterliegen, muss diese Invarianz unter lokalen Eichtransformationen der Wellenfunktion ψ_f:

$$\psi_f \longrightarrow \psi'_f = exp\left(-ig\vec{T}\vec{\beta}(x) - ig'\frac{Y_w}{2}\chi(x)\right)\psi_f$$

auch für die Dirac-Gleichung gelten. Diese stellt als Wellengleichung für Fermionen mit Spin $^1\!/_2$, also Quarks und Leptonen, die grundlegendste Wellengleichung der Materie dar. Durch einen Übergang von der einfachen Ableitung ∂_μ zur kovarianten Form D_μ:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\vec{T}\vec{W}_\mu + ig'\frac{Y_w}{2}B_\mu$$

wird die geforderte Invarianz erreicht. Nun kann die Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung geschrieben werden als:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}(\vec{W_{\mu\nu}}\vec{W^{\mu\nu}}) - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \sum_f i\bar{\psi_f}\gamma^\mu D_\mu\psi_f$$

Die beiden ersten Terme charakterisieren die freien Felder der vier Vektorbosonen und ihre Selbstwechselwirkung untereinander, während der letzte Term die Beschreibung der Bewegungsgleichung freier Fermionen (Dirac-Gleichung) und die Kopplung der Fermionen an die Bosonfelder enthält. Zur besseren Verdeutlichung der Wechselwirkungen, wird der letzte Term nochmals in vier Teile, entsprechend der Kopplung der Fermionen an die physikalischen Vektorbosonen γ, Z, W^+ und W^- aufgespalten:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{WW} = & - e\sum_f Q_f\bar{\psi_f}\gamma^\mu\psi_f A_\mu && \text{Photon } \gamma \\
& - \frac{e}{2\cos\theta_w\sin\theta_w}\cdot\sum_f\bar{\psi_f}\gamma^\mu(g_V^f - g_A^f\gamma^5)\psi_f Z_\mu && \text{Z-Boson} \\
& - \frac{e}{2\sqrt{2}\sin\theta_w}\cdot\sum_f\bar{\psi_f}\gamma^\mu(1-\gamma^5)(T^+W_\mu^+ + T^-W_\mu^-)\psi_f && \text{W}^\pm\text{-Bosonen}
\end{aligned}$$

Dabei bezeichnen $T^+ = (T_1 + iT_2)$ und $T^- = (T_1 - iT_2)$ die Leiteroperatoren des schwachen Isospins, während die Stärke der Vektor- (g_V^f) beziehungsweise Axialvektorkopplung (g_A^f) der Fermionen an das Z-Boson durch:

$$\begin{aligned}
g_V^f &= T_3^f - 2Q_f\sin^2\theta_w \\
g_A^f &= T_3^f.
\end{aligned}$$

gegeben ist. Nun gibt es allerdings noch das Problem der Teilchenmassen: denn obwohl die Massen der Fermionen, wie die der W$^{\pm}$- und Z-Bosonen nachgewiesen sind, beschreibt die elektroschwache Theorie – so wie sie bis hierher dargestellt ist – nur masselose Teilchen. Bei dem Versuch, diese experimentell beobachteten Massen ,,von Hand" in die Lagrangedichte einzufügen, stößt man jedoch auf ein weiteres Problem, das der Eichinvarianz. Die expliziten Massenterme der Bosonen verletzen diese Eichinvarianz und auch links- und rechtshändige Fermionfelder werden unterschiedlich transformiert, was zur Folge hat, dass bei höheren Energien keine sinnvollen Vorhersagen mehr getroffen werden können, die Theorie also nicht renormierbar ist.

Den einzigen Ausweg aus diesem Dilemma – zumindest, wenn man das bis dahin recht erfolgreiche Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung beibehalten möchte – bildet die Einführung eines weiteren Feldes, des so genannten Higgs-Hintergrundfeldes zusammen mit einer spontanen Brechung der $\mathsf{SU(2)_L} \times \mathsf{U(1)_Y}$-Symmetrie. Das skalare Higgsfeld, dessen Lagrangedichte durch:

$$\mathcal{L} = (D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi - V(\phi)$$

gegeben ist, besteht aus einem Feld ϕ mit zwei komplexen Komponenten, die in ein Dublett des schwachen Isospins mit Hyperladung $Y_w = 1$ zusammengefasst werden können:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \varphi_1 + i\varphi_2 \\ \varphi_3 + i\varphi_4 \end{pmatrix}$$

Aufgrund der Gell-Mann-Nishijima-Relation muss das obere Feld ϕ^+ einfach positiv geladen und das untere Feld ϕ^0 neutral sein. Wesentlich wichtiger für das gesamte Verhalten des Standardmodells ist jedoch die Form des Higgs-Potenzials (Abb. 1.1):

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

Dieses Potenzial hat sein Minimum nicht bei $|\phi^0| = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\varphi_3^2 + \varphi_4^2} = 0$, sondern bei einem von Null verschiedenen Feld. An dieser Stelle tritt nun auch die *spontane* Brechung der $\mathsf{SU(2)_L} \times \mathsf{U(1)_Y}$-Rotationssymmetie auf; denn wegen der Eichinvarianz kann man die beiden Feldkomponenten ϕ^+ und ϕ^0 stets so wählen, dass die obere, geladene Komponente im Grundzustand des Feldes wegfällt. Somit ergibt sich der Vakuumerwartungswert zu:

$$\langle 0 | \phi | 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} v = \frac{\mu}{\sqrt{2\,\lambda}} .$$

Darüberhinaus bleibt durch die globale Eichung die Renormierbarkeit der Theorie erhalten. Drei der ursprünglichen vier Freiheitsgrade des Higgsfeldes werden durch die Ankopplung der W$^{\pm}$- und Z-Bosonen zu deren longitudinalen Polarisationszuständen und verhelfen den drei Vektorbosonen damit gleichzeitig zu ihren Massen:

$$M_W = \frac{g\,v}{2} \qquad\qquad M_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2}\, v\, .$$

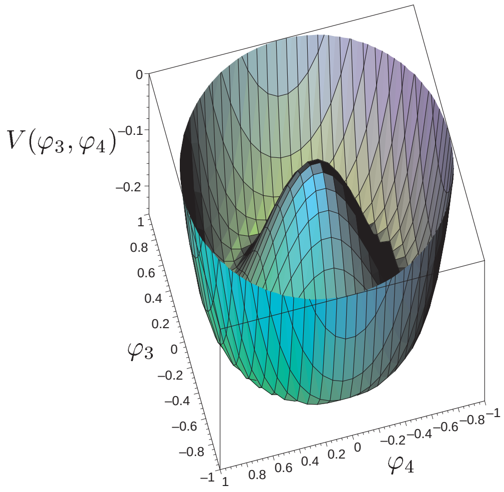


Abbildung 1.1: Die Potenzialfunktion $V(\varphi_3,\varphi_4)$ des Higgsfeldes.

Das Photon koppelt nicht an das Higgsfeld, weshalb es weiterhin masselos bleibt. Der übriggebliebene vierte Freiheitsgrad beschreibt das neutrale Higgsboson mit der Masse $M_H = \sqrt{2\lambda}v = \sqrt{2}\mu$ selbst. Die Masse des Higgsteilchens lässt sich jedoch nicht vorhersagen, da die Parameter λ und μ des Potenzials nicht bekannt sind. Durch Einführung des Higgsfeldes werden aber nicht nur die Massen der schwachen Eichbosonen erzeugt, sondern es können auch Massenterme für die Fermionen – mit Ausnahme der nur linkshändig existierenden Neutrinos – generiert werden:

$$\begin{array}{lcll} \text{Yukawa-Kopplung (Fermionen} \leftrightarrow \text{Higgs):} & & c_f & (\bar{\psi}_f^R\,\phi\,\psi_f^L + \bar{\psi}_f^L\,\phi_c\,\psi_f^R) \\ \text{resultierende Fermionmasse} & \Longrightarrow & M_f & = \dfrac{c_f}{\sqrt{2}}v \end{array}$$

Da die Konstanten c_f weder von der Theorie vorhergesagt werden, noch in irgendeinem festen Bezug zueinander stehen, können sie für jedes Fermion einen anderen Wert annehmen. Die Fermionmassen sind also, genau wie die Masse des Higgsbosons selber, freie Parameter im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung.

1.3 Die Produktion einzelner W-Bosonen

Ein Grund für das zunehmende Interesse an der Produktion einzelner schwacher Eichbosonen ist das Verhalten der Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen. Während die Wirkungsquerschnitte der Paarproduktionen (WW oder ZZ) mit steigender Schwerpunktsenergie wie $^1\!/_s$ abfallen, steigt die Produktion einzelner Eichbosonen in e^+e^--Wechselwirkungen logarithmisch mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ an. Obwohl diese sogenannten „t-Kanal"-Reaktionen, die sich durch den Austausch eines raumartigen Photons auszeichnen, nur in einem kleinen Phasenraumabschnitt der e^+e^--Reaktionen überwiegen, dominieren sie oberhalb von etwa 600 GeV die Gesamtproduktion schwacher Eichbosonen (Abb. 1.2).

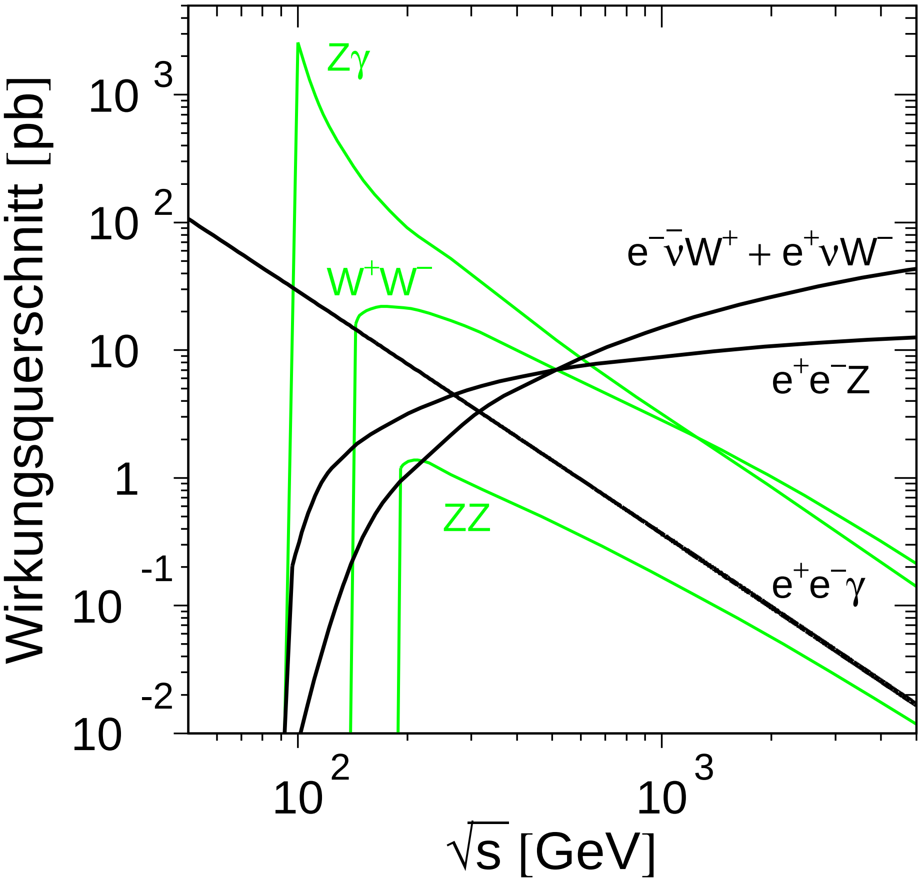


Abbildung 1.2: Gezeigt ist das Verhalten der Wirkungsquerschnitte für die Produktion schwacher Eichbosonen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$. Deutlich zu erkennen ist die Dominanz der Produktion einzelner Bosonen über t-Kanal-Reaktionen ab einer Energieschwelle von etwa 600 GeV.

Im Hinblick auf den Bau eines neuen e^+e^--Linearbeschleunigers [6], dessen Schwerpunktsenergie ungefähr bei 800 GeV, eventuell bei 1 TeV, liegen wird, ist diese Tatsache Grund genug für ausführliche Untersuchungen dieser Reaktionen auch bei niedrigeren Schwerpunktsenergien. Neben diesem gibt es aber noch mindestens zwei weitere wichtige Gründe, die für eine umfassende Analyse dieser durch t-Kanal-Prozesse dominierten Wechselwirkungen im Allgemeinen sprechen. Zum einen besitzen diese Prozesse eine hohe Empfindlichkeit gegenüber kleinen Effekten: z.B. ist die Produktion einzelner W-Bosonen sehr sensitiv auf Anomalien der – vom Standardmodell vorhergesagten – Eichbosonkopplung γWW [7]. Eine Produktion über den ZWW-Vertex (siehe auch den ersten Graphen in Abb. 1.3) tritt wegen der hohen Z-Masse zu selten auf. Zum anderen sind t-Kanal-Prozesse auch aus theoretischer Sicht von besonderem Interesse, da ihre theoretische Berechnung kompliziert ist und sehr oft eine einfache Aufspaltung der gesamten Reaktion in die Abstrahlung des Photons und die spätere $e\gamma$-Wechselwirkung nicht zur vollständigen Beschreibung der beobachteten Vorgänge ausreicht [9, 10].

In der vorliegenden Arbeit wird die Produktion einzelner W-Bosonen und ihr anschließender hadronischer Zerfall $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{W\,e}\,\nu_\mathrm{e} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}'}\,\mathrm{e}\nu_\mathrm{e}$ untersucht. Dominiert wird diese Reaktion von der W-Bremsstrahlung und der γW-Fusion. Letztere stellt jedoch aufgrund des Drei-Boson-Vertex γWW den interessanteren Produktionskanal dar, auf den die Analyse, auch hinsichtlich einer Messung der Kopplungsparameter κ_γ und λ_γ, optimiert ist. An dieser Stelle soll nur ein kurzer Überblick über die Theorie der Bosonselbstkopplungen gegeben werden, eine detaillierter Behandlung findet zu Beginn von Kapitel 5 statt.

Laut Standardmodell gibt es Vertizes, an denen drei (γWW und ZWW) oder sogar vier (VVWW mit V$= \gamma, \mathrm{Z}$) Eichbosonen miteinander wechselwirken. Setzt man lediglich die Invarianz unter Lorentztransformationen voraus und für die schwachen Kopplungen ihre Standardmodellwerte $g_{\gamma\mathrm{WW}} = -e$, sowie $g_{\mathrm{ZWW}} = -e\cot\theta_w$ ein, so sind sieben Formfaktoren nötig, um den Übergang V$\rightarrow$ W$^+$W$^-$ zu beschreiben. Geht man zusätzlich von der C- und P-Invarianz und der Invarianz unter kombinierten Ladungs-, wie Paritätstransformationen des Übergangs aus, so lassen sich beide Eichkopplungen VWW mit Hilfe der Kopplungen κ_V und λ_V parametrisieren. Für γWW besteht zudem ein direkter Zusammenhang zwischen diesen beiden Kopplungparametern und den Multipolmomenten des W-Bosons:

$$\begin{aligned} \mu_W &= \frac{e}{2\,M_W}(1+\kappa_\gamma+\lambda_\gamma) \\ Q_W &= -\frac{e}{M_W^2}(\kappa_\gamma-\lambda_\gamma) \end{aligned}$$

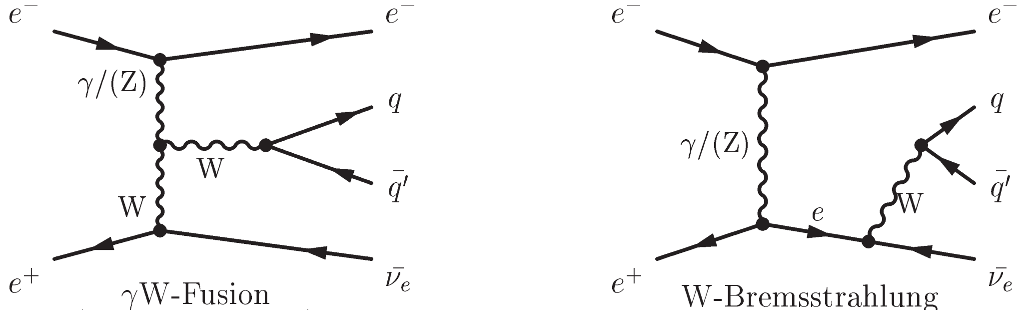
Das bedeutet aber auch, dass mit einer Messung der Kopplungsparameter κ_γ und λ_γ gleichzeitig die statischen Eigenschaften der W-Bosonen bestimmt werden. Im Standardmodell sind die Kopplungsparameter und damit das magnetische Dipolmoment sowie das elektrische Quadrupolmoment folgendermaßen definiert:

$$\begin{aligned} {\kappa_\gamma}^{SM} &= 1 & \qquad \mu_W^{SM} &= \frac{e}{M_W} \\ {\lambda_\gamma}^{SM} &= 0 & \qquad Q_W^{SM} &= -\frac{e}{M_W^2}. \end{aligned}$$

Die oben genannten Invarianzen des V $\rightarrow$ W$^+$W$^-$-Übergangs sind modellabhängig, was im Gegenzug bedeutet, dass andere Multipolmomente wie etwa ein elektrisches Dipolmoment oder ein magnetisches Quadrupolmoment auftreten können, wenn die Gültigkeit der elektroschwachen Eichtheorie nicht vorausgesetzt wird.

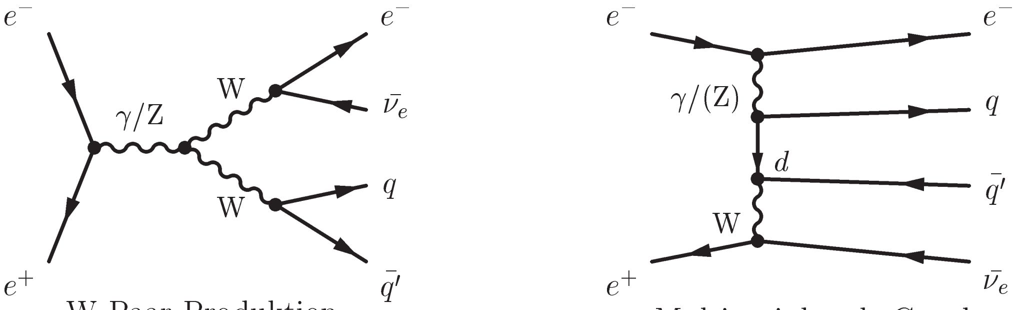
Die in der Verteilung der invarianten Massen der Zerfallsprodukte auftretenden Resonanzen weisen auf die Massen der erzeugten Eichbosonen hin und erlauben so eine

Einteilung der zum betrachteten Endzustand beitragenden Feynmangraphen in nicht-resonante, einfach-resonante und doppelt-resonante Produktionsprozesse. Leider ist der Beitrag durch die Produktion einzelner W-Bosonen zum Endzustand $q\bar{q}'\,e\nu_e$ bei Schwerpunktsenergien von 200 GeV bis 210 GeV noch äußerst gering. Neben diesem einfach-resonanten Prozess gibt es auch nicht-resonante Reaktionen (ohne W-Zerfall) und doppelt-resonante Prozesse (W-Paar-Produktion), die auf den gleichen 4-Fermion-Endzustand führen (Abb. 1.3). Den größten Anteil tragen die W^+W^--Zerfälle bei, die die gesamte 4-Fermion-Produktion dominieren. Um dennoch eine Analyse der Produktion einzelner W-Bosonen vornehmen zu können, muss der Phasenraum definiert werden, in dem die gesuchte Signalreaktion gegenüber den anderen Beiträgen zu diesem 4-Fermionendzustand dominiert (Kapitel 3.1).



γW-Fusion
(einfach-resonant)

W-Bremsstrahlung
(einfach-resonant)



W-Paar-Produktion
(doppelt-resonant)

Multiperipherale Graphen
(nicht-resonant)

Abbildung 1.3: Die vier wichtigsten Feynmandiagramme, die Beiträge zur Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}'e^-\bar{\nu}_e$ liefern. Dominant sind in der Produktion einzelner W-Bosonen die t-Kanal-Reaktionen, ganz besonders die γW-Fusion. Den größten Untergrundbeitrag liefert die doppelt-resonante W^+W^--Produktion.

Neben der Schwierigkeit der Signaldefinition und des experimentellen Nachweises einzeln produzierter W-Bosonen, gibt es auch theoretische Unsicherheiten, weil bis jetzt keine einheitliche Beschreibung der Produktion einzelner W-Bosonen existiert. Die verwendeten Monte-Carlo-Simulationsprogramme arbeiten mit verschiedenen Ansätzen zur Berechnung des Matrixelementes, mit dessen Hilfe dann schließlich der Wirkungsquerschnitt der betrachteten Reaktion ermittelt wird. Desweiteren sind in den Generatoren unterschiedliche Strahlungskorrekturen implementiert. Hier sollen nun, mit Blick auf die verwendeten Simulationsprogramme, einige der theoretischen Unsicherheiten erläutert werden.

1.3.1 Einfluss der QED-Bremsstrahlung auf die γW-Fusion

Wie bei jeder Beschleunigung elektrischer Ladung tritt auch bei den Elektron- und Positronstrahlen des LEP-Speicherrings Photonabstrahlung auf. Diese äußert sich in der Bremsstrahlung reeller Photonen sowohl im Anfangszustand (**I**nitial **S**tate **R**adiation) wie auch im Endzustand (**F**inal **S**tate **R**adiation) einer Kollision. Jedoch ist es wenig sinnvoll, diese beiden Abstrahlungen zu trennen, da der Wirkungsquerschnitt als Quadrat der Summe über alle Matrixelemente, die zum jeweiligen Endzustand einen Beitrag liefern, ohnehin auch die Interferenzen zwischen den beiden Prozessen enthält. Eine physikalisch weitaus sinnvollere Trennung unterschiedlicher Abstrahlungsprozesse bietet der an die Photonen übertragene Energieanteil. Da man sehr niederenergetische Photonen gar nicht detektieren kann und sie die Kinematik der emittierenden Fermionen zudem kaum beeinflussen, absorbiert man diese so genannte ,,weiche" Bremsstrahlung in einem Korrekturfaktor an den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma^0/d\Omega$ des untersuchten Prozesses. Da durch die Wahl eines Abschneideparameters (Energieschwelle ΔE) im auf das Photon übertragenen Energieanteil der harte Streuprozess gut von der weichen Photonabstrahlung getrennt werden kann, lässt sich mittels einer unendlichen Summe gleich die Abstrahlung beliebig vieler weicher Photonen im so genannten Exponentierungs-Schema beschreiben:

$$\frac{d\sigma^\infty}{d\Omega} = \frac{d\sigma^0}{d\Omega} \cdot \Big[\sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \Big(\beta \log \frac{2\Delta E}{\sqrt{s}})^k + \ldots\Big] = \frac{d\sigma^0}{d\Omega} \cdot \Big[\Big(\frac{1\Delta E}{\sqrt{s}}\Big)^\beta + \ldots\Big],$$

wobei die effektive Kopplung des Photons an das abstrahlende Fermion durch:

$$\beta = \frac{4\alpha}{\pi}\Big(\log\frac{\sqrt{s}}{m_e} - \frac{1}{2}\Big)$$

gegeben ist. Die erforderliche Energieschwelle ΔE, die eine Separation in ,,weiche" und ,,harte" (höherenergetische) Photonen ermöglicht, wird meist weit unterhalb der für den untersuchten Prozesses relevanten Energieskala gewählt: $\Delta E \ll \sqrt{s}/2$, wobei die weichen Bremsstrahlungsphotonen dann Energien $E_\gamma < \Delta E$ aufweisen.

Hingegen kann man die Abstrahlung höherenergetischer Photonen, also $E_\gamma > \Delta E$, nicht mittels eines einfachen Korrekturfaktors beschreiben, da diese nun in einem Detektor nachweisbar sind und somit auch die Kinematik des untersuchten harten Streuprozesses verändern. Demzufolge müssen die ,,harten" Bremsstrahlungsphotonen in der Berechnung des Wirkungsquerschnittes berücksichtigt werden. An dieser Stelle wird nun auch die Winkelverteilung der harten Bremsstrahlung wichtig; denn aufgrund der kleinen Elektronmasse m_e tritt bevorzugt eine Abstrahlung kollinear zum emittierenden Strahlteilchen (Elektron oder Positron) auf. Dabei wird die Abhängigkeit des differenziellen Wirkungsquerschnittes der harten QED-Bremsstrahlung vom Emissionswinkel des Photons durch den Ausdruck:

$$\frac{dn_\gamma}{d\theta} \sim \frac{\theta^2}{\left(\theta^2 + \frac{m_e^2}{E_e^2}\right)^2}$$

beschrieben. Solange man die Masse des emittierenden Leptons berücksichtigt, tritt auch für sehr kleine Streuwinkel keine Divergenz auf (*finite mass effect*), denn im Limes $\theta \to 0$ ergibt sich – nach L'Hospital – für den Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{dn_\gamma}{d\theta} \sim \frac{2\theta}{2\left(\theta^2 + \frac{m_e^2}{E_e^2}\right) \cdot 2\theta} \xrightarrow{\theta \to 0} \frac{E_e^2}{m_e^2} \,.$$

Der auf das Photon übertragene Impulsbruchteil Q^2 wird im massiven Fall zwar auch sehr klein, aber nicht gleich null. Q^2 ist in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ_s zwischen dem einlaufenden p^μ und dem auslaufenden Elektron p'^μ gegeben durch:

$$\begin{aligned}
Q^2 &= (p-p')^2 = 2EE' - 2m_e^2 - 2|\vec{p}||\vec{p}'|\cos\theta_s \\
&= 2EE' - 2m_e^2 - 2\sqrt{E^2 - m_e^2}\sqrt{E'^2 - m_e^2}\cos\theta_s \\
&\approx 2EE' - 2m_e^2 - 2EE'\left(1 - \frac{1}{2}\left(\frac{m_e}{E}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{m_e}{E'}\right)^2 + \mathcal{O}\left(\frac{m_e^4}{EE'}\right)\right)\cos\theta_s \\
&\approx 2EE'(1-\cos\theta_s) - 2m_e^2 + m_e^2 \cdot \frac{E^2 + E'^2}{EE'}\cos\theta_s \,.
\end{aligned}$$

Macht man anschließend noch den Grenzübergang $\theta_s \to 0$, so lässt sich der minimal mögliche Impulsübertrag Q^2_{min} auf das abgestrahlte Photon zu:

$$Q^2_{min} = m_e^2 \frac{(E-E')^2}{EE'} \,, \qquad \text{für} \quad \theta_s \to 0$$

berechnen. Im Fall der durch t-Kanal-Reaktionen dominierten Produktion einzelner W-Bosonen überwiegt die kollineare Abstrahlung mit einem sehr kleinen Impulsübertrag an das Photon. Diese, auch *quasireell* genannten Photonen koppeln im interessanteren Produktionskanal, der γW-Fusion, direkt an das W-Boson, was zu Problemen mit der Eichinvarianz und auch zu divergenten Termen bei der Berechnung des Matrixelementes führt. Das hängt damit zusammen, dass es sich beim W-Boson um ein instabiles Teilchen handelt und somit auch sein Zerfall W→ $f\bar{f}'$ von der Theorie beschrieben werden sollte. Eine konsistente theoretische Behandlung von Produktion und Zerfall instabiler Teilchen ist aber aus verschiedenen Gründen bisher nicht möglich.

1.3.2 Das Problem der Eichinvarianz

Der Propagator des W-Bosons $1/(p^2 - M_W^2)$ weist an der Stelle der W-Masse eine Singularität auf, die aber durch die Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen und die Zerfallsbreite des W-Bosons, also die Einführung einer – im Allgemeinen – komplexen Selbstenergie $\Sigma_W(s)$ des W-Bosons, behoben werden kann. Der Realteil sorgt dabei für eine Verschiebung des Propagatorpols auf der reellen Achse, also eine Veränderung der Bosonmasse, während der Imaginärteil der Selbstenergie mit der Zerfallsbreite Γ_W des Bosons identifiziert werden kann. Schreiben lässt sich die unendliche Reihe der Selbstenergie wohl am einfachsten als *Dyson-Summation*, was einer störungstheoretischen Entwicklung nach der elektromagnetischen Kopplung α gleichkommt:

$\Sigma_W(s) \;=$

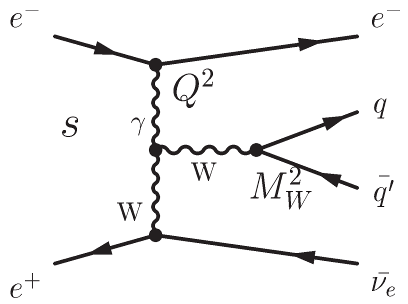
Im Summanden $iM_W\Gamma_W$ werden letztlich aber nur die ersten Glieder dieser Entwicklung zusammengefasst, womit der W-Propagator folgende Gestalt annimmt:

$$\frac{1}{p^2 - M_W^2} \;\longrightarrow\; \frac{1}{p^2 - M_W^2 + iM_W\Gamma_W}\,.$$

Ein Nachteil dieser Vorgehensweise ist, dass der Abbruch der unendlichen Reihe, also die Betrachtung nur einiger weniger Ordnungen der Störungstheorie, eine Verletzung der Eichinvarianz nach sich zieht. Die Terme, die nun nicht mehr durch später in der Entwicklung auftretende Schleifenterme aufgehoben werden, können bei der Berechnung des Matrixelements divergieren, da die gesamte Formulierung der Selbstenergie nicht mehr invariant unter Eichtransformationen ist. Bei der γW-Fusion, die die Produktion einzelner W-Bosonen dominiert, koppelt das W-Boson direkt an ein Bremsstrahlungsphoton, dessen große effektive Kopplung ($\sim E^2/m_e^2$) den eigentlich vernachlässigbar kleinen eichverletzenden Term im W-Propagator divergieren lässt. Besonders nachteilig wirkt sich zusätzlich noch die tendenziell dominierende Abstrahlung quasireeller Photonen aus, da in diesem Fall die Kopplung immer größer wird und der so ,,aufgeblasene" Term Größenordnungen von $O(10^{11}) \approx \frac{(100\ GeV)^2}{(0.5\ MeV)^2}$ annehmen kann [4].

Die zwei Monte-Carlo-Generatoren, die zur Erzeugung des speziellen 4-Fermion-Endzustandes $q\bar{q}'e\nu_e$ verwendet werden (GRC4F und EXCALIBUR), umgehen das Problem der Eichinvarianz auf unterschiedliche Arten. Beide liefern – bis hin zu deutlich höheren Energieskalen – physikalisch sinnvolle Resultate. Oft wird durch Hinzufügen und Abziehen geeigneter Terme in der Lagrangedichte wieder Eichinvarianz erreicht, allerdings wird dazu die Energieskala eingefroren, womit auch die eigentlich energieabhängigen (laufenden) Kopplungen festgelegt werden. Ein weiteres Problem stellt dann noch die Wahl der ,,richtigen" Energieskala dar, vor allem, wenn – wie bei der Produktion einzelner W-Bosonen – drei verschiedene Skalen für den Prozess von Bedeutung sind.

e^+e^--Anfangszustand	↔	Schwerpunktsenergie s
$e\gamma$-Wechselwirkung	↔	Impulsübertrag Q^2
W-Zerfall	↔	Masse M_W^2



Eine Möglichkeit bietet die Aufteilung der Reaktion $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{W}^+ e^- \bar{\nu}_e$ in Teilprozesse mit unterschiedlichen Energieskalen. Beispielsweise nimmt eine recht einfache Abschätzung die Kopplung für den Zerfall des W-Bosons und seine Kopplung an das Strahlelektron zu $\alpha(M_W^2) \approx 1/128$ an, während für die Kopplung der Photonabstrahlung und die darauffolgende Wechselwirkung des γ-Quants das Thomson-Limit, also $\alpha(0) \approx 1/137$ gewählt wird. Somit ergibt sich die effektive Kopplungsstärke dann zu $\alpha^4 = (1/128)^2 \cdot (1/137)^2$. Da die Photonen aber nur beinahe reell sind, ist es nicht ganz korrekt die elektromagnetische Kopplung als $\alpha(0) = 1/137$ zu wählen; denn wenn schon ein mittlerer Impulsübertrag von $\langle Q^2 \rangle \approx 10\ GeV^2$ angesetzt wird, hat das aufgrund der veränderten Kopplung bereits eine etwa 3%ige Änderung des Wirkungsquerschnittes zur Folge. Dies erfordert entsprechend äußerste Vorsicht bei allen diesbezüglichen theoretischen Vorhersagen.

In den beiden Ereignis-Generatoren GRC4F und EXCALIBUR sind zwei unterschiedliche Methoden zur Vermeidung der oben diskutierten t-Kanal-Divergenzen implementiert. Der Generator GRC4F enthält das komplette Matrixmodell, einschließlich endlicher Fermionmassen, ist aber aus diesem Grund sehr langsam bei der Simulation von Ereignissen. EXCALIBUR hingegen berechnet das Matrixelement im Limit verschwindender Fermionmassen, was dazu führt, dass die bei kollinearer Abstrahlung auftretenden Divergenzen im Wirkungsquerschnitt durch einen Schnitt auf den Streuwinkel des Elektrons vermieden werden müssen. Der Streuwinkel θ_s darf also nur für Winkel, die größer als ein gewisser Vetowinkel sind, in die obige Rechnung einfließen:

$$\theta_s > \theta_0 = m_e \cdot \frac{E - E'}{EE'} \,.$$

Dieser explizite Schnitt führt auch für masselose Elektronen auf das gleiche Limit Q^2_{min} wie im massiven Fall. Allerdings wird nur der führende Logarithmus des exakt, massiv berechneten Wirkungsquerschnittes reproduziert, andererseits liegen solch kleine Winkel typischerweise weit unterhalb der Akzeptanz eines Detektors, weshalb diese Art der theoretischen Beschreibung – zumindest für alle praktischen Zwecke – mit der massiven Rechnung übereinstimmt. In dieser Analyse werden Monte-Carlo-Simulationen des Generators EXCALIBUR verwendet und der Unterschied zu einem mittels GRC4F erzeugten Signal-Monte-Carlo wird für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 206.6$ GeVuntersucht.

1.4 Künstliche Neuronale Netze

Künstliche Neuronale Netze (KNN oder einfach NN) stellen in der Informatik einen Ansatz dar, wichtige Eigenschaften des menschlichen Gehirns – wie die Erkennung charakteristischer Muster oder auch seine Lernfähigkeit – nachzuahmen. Wird ein Neuronales Netz beispielsweise auf die Klassifizierung einer bestimmten Ereignisgruppe trainiert, so ist es danach in der Lage, das ,,Erlernte” auch auf neue Datensätze anzuwenden. Diese Fähigkeit zur Verallgemeinerung macht Neuronale Netze gerade auch für die Hochenergiephysik interessant, da hier eine Vielzahl von Aufgaben als Klassifizierungsprobleme formuliert werden kann. Der Einsatzbereich Neuronaler Netze ist groß und reicht vom ,,Triggern” oder der ,,on-line” Erkennung von Teilchen über die spezifische ,,off-line” Analyse bestimmter Ereignisklassen bis hin zur Strahlkontrolle in Beschleunigern [12]. Insbesondere stellen Neuronale Netze bei der Suche nach seltenen Prozessen, also der Auffindung eines kleinen Signals – wie z.B. der Suche nach dem Higgs-Boson [13] oder dem Top-Quark [14] – ein mächtiges Werkzeug dar. Konventionelle Methoden, wie Wahrscheinlichkeitsdiskriminanten, sind demgegenüber zumeist beschränkt auf lineare Abhängigkeiten. Neuronale Netze erlauben hingegen auch die Untersuchung und Analyse nicht-linearer Klassifizierungsprobleme. Letztere zeichnen sich dadurch aus, dass verschiedene Ereignisklassen nicht mehr durch *eine* Hyperebene im mehrdimensionalen Parameterraum, die dem einfachen Schnitt in einer eindimensionalen Verteilung entspricht, getrennt werden können (siehe auch [11], Kapitel 3).

Die meisten in der Praxis verwendeten Neuronalen Netze haben nur Verbindungen in eine Richtung, von den Eingangs- zu den Ausgangsknoten hin. Aus diesem Grund wird dieser Netzwerktyp auch als Feedforward-Netz bezeichnet.

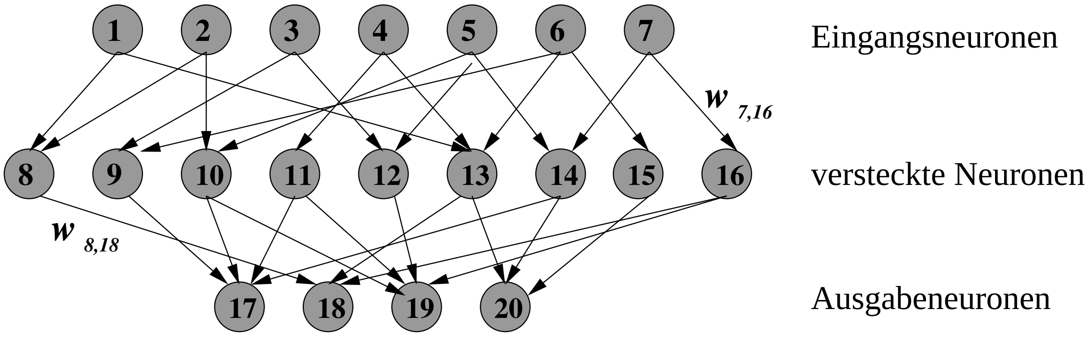


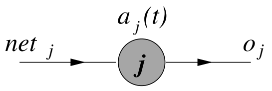
Abbildung 1.4: Gezeigt ist ein 2-stufiges Feedforward-Netz. Es enthält zwei Schichten trainierbarer Verbindungen und drei Ebenen von Neuronen oder Knoten.

Im Allgemeinen lassen sich Neuronale Netze in die folgenden Bestandteile gliedern:

1. Knoten (oder Neuronen)
   Diese übernehmen die Rolle stark idealisierter Nervenzellen (Neuronen), in denen die Informationsverarbeitung geschieht. Die Aktivierungsfunktion f_{act} als wichtigste

Komponente eines Knotens gibt an, wie aus der Eingabe $\mathrm{net}_j(t)$, dem alten Aktivierungszustand $a_j(t)$ und dem Schwellenwert $\theta_j(t)$ die neue Aktivierung $a_j(t+1)$ berechnet wird:

$$a_j(t+1) = f_{act}(a_j(t), \mathrm{net}_j(t), \theta_j(t))$$



In der gebräuchlichen logistischen Aktivierungsfunktion wird der alte Aktivierungszustand $a_j(t)$ eines Knotens j allerdings nicht bei der Berechnung der neuen Aktivierung $a_j(t+1)$ berücksichtigt. Die Ausgabe $o_j(t)$ eines Knotens wird hier mit der Aktivierung $a_j(t)$ dieses Knotens gleichgesetzt, kann jedoch auch eine Funktion der $a_j(t)$ sein. Dementsprechend berechnet sich die Ausgabe $o_j(t+1)$ des Lernschrittes $t+1$ aus der Knoteneingabe $\mathrm{net}_j(t)$ und dem Schwellenwert $\theta_j(t)$ des letzten Lernschrittes t, also: $o_j(t+1) = f_{act}(\mathrm{net}_j(t), \theta_j(t))$.

2. Verbindungsnetzwerk zwischen den Knoten
   Diese auch als Gewichte w_{ij} bezeichneten Verbindungen bestimmen die eigentliche Leistungsfähigkeit eines Netzes, da sie (neben den Schwellenwerten θ_j) in der Trainingsphase verändert und dem Datensatz angepaßt werden.

3. Propagierungsfunktion
   Sie gibt an, wie sich aus den Ausgaben der vorangehenden Knoten $o_i(t)$ und den Verbindungsgewichten $w_{ij}(t)$ die Knoteneingabe $\mathrm{net}_j(t)$ des betrachteten Knotens j berechnet:
   $$\mathrm{net}_j(t) = \sum_i o_i(t) w_{ij}(t). \tag{1.1}$$

4. Lernregel (supervised learning)
   Diese ist gleichzusetzen mit dem Algorithmus nach dem ein Netz ,,lernt”, für eine bestimmte Eingabe die gewünschte Ausgabe zu produzieren. Theoretisch gibt es viele unterschiedliche Möglichkeiten, wie das Netz lernen kann; die meistbenutzte Methode ist jedoch die der Gewichts- und Schwellenmodifikation.

Da in der vorliegenden Arbeit zur Analyse der selektierten Daten ein mit dem SNNS (**S**tuttgart **N**eural **N**etwork **S**imulator [19]) erstelltes Feedforward-Netz mit konjugiertem Gradientenabstieg als Lernregel verwendet wird, sollen an dieser Stelle kurz die wesentlichen Merkmale des – auch unter dem Namen ,,Backpropagation” bekannten – Lernverfahrens erläutert werden.
Das Prinzip jedes Gradientenverfahrens besteht darin, den Gradienten einer Zielfunktion zu berechnen und dann in seiner Richtung zum Maximum auf- bzw. in umgekehrter Richtung dazu ins Minimum abzusteigen. Im Fall der ,,Backpropagation” wird versucht, den Fehler zwischen dem Zielwert (*teaching input*) t und der aktuellen Ausgabe (*output*) o durch eine Änderung der Gewichte, zu minimieren. Die Backpropagation-Lernregel ist eine spezielle Variante der bereits 1949 von D.O. Hebb [20] formulierten Hebbschen Regel,

wonach das Gewicht (*weight*) w_{ij} – also die Stärke der Verbindung von Knoten i nach j – erhöht wird, wenn ein Neuron j eine Eingabe von Neuron i erhält und beide gleichzeitig aktiv sind.

$$\Delta w_{ij} = \eta \sum_{p=1}^{N_p} o_i^{(p)}\, a_j^{(p)}\,, \qquad N_p : \text{Anzahl der Trainingsmuster}$$

wobei mit Δw_{ij} die Gewichtsänderung, mit η die konstante Lernrate, mit $o_i^{(p)}$ die Ausgabe des vorangehenden Knotens i und mit $a_j^{(p)}$ die Aktivierung des aktuellen Knotens j bezeichnet ist. Beim Lernverfahren Backpropagation ist diese Modifikation der Gewichte allerdings nicht mehr proportional zur Aktivierung $a_j^{(p)}$ des Knotens j, sondern zum negativen Gradienten der Fehlerfunktion an der momentanen Stelle:

$$\Delta w_{ij} = -\eta \frac{\partial}{\partial w_{ij}} E(W)\,, \qquad \text{mit } W : \text{Gewichts- und Schwellenmatrix.}$$

Als Fehlerfunktion $E(W)$ wird dabei meist der quadratische Abstand zwischen vorgegebener $t_j^{(p)}$ und tatsächlicher Ausgabe $o_j^{(p)}$ jedes Knotens j pro Trainingsmuster p verwendet. Der Gesamtfehler E ergibt sich dann als Summe der Fehler über alle Muster N_p zu:

$$E = \sum_{p=1}^{N_p} E^{(p)} \qquad \text{mit} \qquad E^{(p)} = \frac{1}{2} \sum_j (t_j^{(p)} - o_j^{(p)})^2\,. \tag{1.2}$$

Besitzt ein Netz nun jedoch mehr als eine Lage trainierbarer Verbindungsgewichte – also mindestens eine Lage versteckter Knoten – so tritt ein Problem auf: die Zielwerte für die versteckten Knoten sind nämlich unbekannt und können nur indirekt bestimmt werden. Die Anpassung der Schwellenwerte und Gewichte nach Durchlaufen eines Trainingsmusters p wird folgendermaßen berechnet:

$$\Delta w_{ij} = -\eta \sum_{p=1}^{N_p} \frac{\partial}{\partial w_{ij}} E^{(p)} = \eta \sum_{p=1}^{N_p} \Big(-\frac{\partial E^{(p)}}{\partial \mathrm{net}_j^{(p)}} \Big) \frac{\partial \mathrm{net}_j^{(p)}}{\partial w_{ij}} \tag{1.3}$$

$$= \eta \sum_{p=1}^{N_p} \delta_j^{(p)} o_i^{(p)}\,, \tag{1.4}$$

wobei sich unter Verwendung der Propagierungsfunktion (1.1) für den zweiten Faktor der Ableitung in Gleichung (1.3) der Ausdruck

$$\frac{\partial \mathrm{net}_j^{(p)}}{\partial w_{ij}} = \frac{\partial}{\partial w_{ij}} \sum_i o_i^{(p)} w_{ij} = o_i^{(p)}$$

ergibt. Der erste Faktor, also die negative Ableitung der Fehlerfunktion nach der Knoteneingabe $\mathrm{net}_j^{(p)}$, wird schließlich als Fehlersignal des Knotens j definiert:

$$\delta_j^{(p)} = -\frac{\partial E^{(p)}}{\partial \mathrm{net}_j^{(p)}} = -\frac{\partial E^{(p)}}{\partial o_j^{(p)}} \cdot \frac{\partial o_j^{(p)}}{\partial \mathrm{net}_j^{(p)}}\,. \tag{1.5}$$

Setzt man weiterhin noch die Verwendung einer semilinearen Aktivierungsfunktion, also $o_j = f_{act}(\mathrm{net})_j$ voraus, so ergibt sich für den zweiten Faktor in Gleichung (1.5) die Ableitung der Aktivierungsfunktion nach der Knoteneingabe $f'_{act}(\mathrm{net})_j^{(p)}$. Die Berechnung des ersten Faktors von Gleichung (1.5) ist einfach, solange man ein Ausgangsneuron betrachtet. Dann lässt sich die Fehlerfunktion $E^{(p)}$ gemäß Gleichung (1.2) nämlich sofort nach $o_j^{(p)}$ differenzieren und man erhält $(t_j^{(p)} - o_j^{(p)})$. Etwas aufwändiger ist die gleiche Betrachtung für den Fall eines versteckten Knotens j:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial E^{(p)}}{\partial o_j^{(p)}} &= -\sum_k \frac{\partial E^{(p)}}{\partial \mathrm{net}_k^{(p)}} \cdot \frac{\partial \mathrm{net}_k^{(p)}}{\partial o_j^{(p)}} = \sum_k \Big(\delta_k^{(p)} \frac{\partial}{\partial o_j^{(p)}} \sum_i o_i^{(p)} w_{ik}\Big) \\ &= \sum_k \delta_k^{(p)} w_{jk}\,. \end{aligned} \tag{1.6}$$

Für den Gesamtfehler eines versteckten Knotens j werden also die Fehler $\delta_k^{(p)}$ aller Nachfolgeknoten k des betrachteten Neurons j jeweils gewichtet mit ihrer Verbindung w_{jk} aufsummiert, da der Knoten j bei allen seinen direkten Nachfolgeknoten einen Fehler verursacht. Somit ergibt sich für die Anpassung der Gewichte und Schwellen insgesamt folgende Gleichung:

$$\begin{aligned} \Delta w_{ij} &= \eta \sum_{p=1}^{N_p} \delta_j^{(p)} o_i^{(p)} \qquad \text{mit} \\ \delta_j^{(p)} &= f'_{act} \cdot \begin{cases} (t_j^{(p)} - o_j^{(p)}), & j \text{ ist Ausgabeknoten,} \\ \sum_k \delta_k^{(p)} w_{jk}, & j \text{ ist versteckter Knoten} \end{cases} \end{aligned}$$

Wie üblich wird auch hier die logistische Aktivierungsfunktion $f_{act} = \frac{1}{(1+e^{-x})} = o_j$, mit $x = (\sum_i w_{ij} o_j(t) - \theta_j(t))$ verwendet. Diese gehört zu den Sigmoiden (S-förmige Funktionen) und ist dementsprechend sowohl stetig wie differenzierbar. Abgeleitet wird die logistische Funktion mit Hilfe der Kettenregel $f'_{act} = \frac{e^{-x}}{(1-e^{-x})^2} = o_j(1 - o_j)$ einmal nach den Gewichten w_{ij} und zur Anpassung der Schwellenwerte auch nach den θ_j. Das führt zu folgender Vereinfachung des Fehlersignals $\delta_j^{(p)}$:

$$\delta_j^{(p)} = \Big[o_j^{(p)}(1 - o_j^{(p)}) + c\Big] \cdot \begin{cases} (t_j^{(p)} - o_j^{(p)}) & j \text{ ist Ausgangsknoten,} \\ \sum_k \delta_{pk} w_{jk} & j \text{ ist versteckter Knoten} \end{cases}$$

Die Addition einer Konstanten c zur Ableitung der Aktivierungsfunktion dient der Elimination so genannter ,,flat-spots”. Dies sind Bereiche, in denen die Ableitung der sigmoiden Aktivierungsfunktion fast null ist, also dort, wo Neuronen operieren, die ,,stark” aktiviert (Wert nahe 1), bzw. gehemmt (Wert nahe 0) sind (Abb. 1.5).

Um bei diesem Lernverfahren Oszillationen in zerklüfteten Bereichen und Stagnation (der Gradient entspricht dem Nullvektor) auf flachen Plateaus der Fehlerfläche zu verhindern,

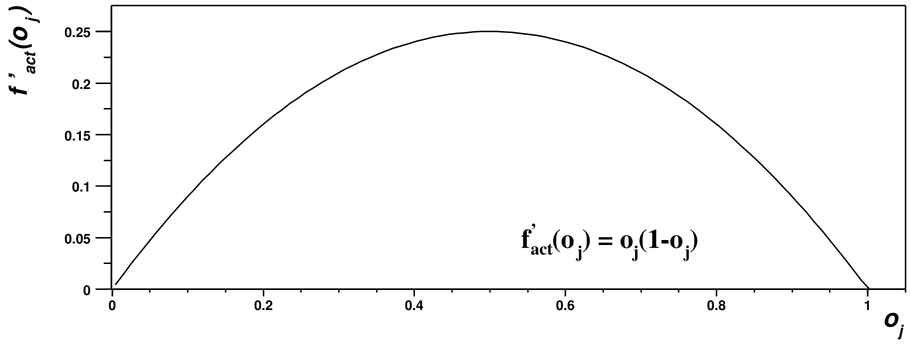


Abbildung 1.5: Die Ableitung der Aktivierungsfunktion $f'_{act}(o_j)$.

wird das Verfahren weiter modifiziert und im Fehlersignal $\delta_j^{(p)}$ zusätzlich ein „Momentum-Term" [15] eingeführt. Dieses auch als konjugierter Gradientenabstieg bezeichnete Verfahren beruht darauf, die bereits durchgeführte Gewichtsänderung zum Zeitpunkt t bei der Berechnung der neuen Modifikation zum Zeitpunkt $(t+1)$ ebenfalls zu berücksichtigen:

$$\Delta_p w_{ij}(t+1) = \eta \; o_j^{(p)} \, \delta_j^{(p)} + \; \alpha \cdot \underbrace{\Delta_p \; w_{ij} \; (t)}_{\text{alte Änderung}} \quad .$$

Dadurch wird nicht nur eine Beschleunigung, also eine Erhöhung der Änderung $\Delta_p w_{ij}$ in weiten Flächen, sondern auch ein Abbremsen in steilen Tälern der Fehlerfläche erreicht.

Trainiert wird das Netz – wie in der Hochenergiephysik üblich – nach der Methode des überwachten Lernens (*supervised learning*). Das bedeutet, ihm werden in der Trainingsphase nacheinander die einzelnen Muster zur Verfügung gestellt, die entsprechend ihrer Klassenzugehörigkeit gekennzeichnet sind (z.B. mit dem Ausgabewert 1 für Signal- und dem Wert 0 für Untergrundereignisse). Für jedes präsentierte Muster werden dann die Fehlerfunktion berechnet und mit Hilfe der Lernregel (hier: Backpropagation) dementsprechend die Gewichte angepasst. Dieser Algorithmus wird solange wiederholt, bis das Netz „gelernt" hat, die Ereignisse zu trennen, ohne auf spezifische Besonderheiten des Trainingssets zu achten. Ein wichtiger Punkt besteht nun darin, zu entscheiden, wann das Neuronale Netz ausreichend für seine Aufgabe trainiert und trotzdem noch in der Lage ist, auch die Ereignisse neuer, unbekannter Datensätze bestmöglich zu klassifizieren. Wird das Netz nämlich zu lange trainiert, so verliert es zunehmend seine Fähigkeit zur Verallgemeinerung, weil es sich auch Details und Besonderheiten des Trainingssets zu merken beginnt. Oft wird daher ein Kontrollset (*validation set*) mit der gleichen Zusammensetzung wie die des Trainingsset verwendet, um den Zustand des Netzes zu überprüfen. Dazu wird dem Netz nach jedem Trainingsmuster ein Kontrollmuster präsentiert, wobei die Fehlersumme, die bei der Klassifizierung aller Kontrollmuster (N_v) auftritt, als Entscheidungskriterium für den Trainingsabbruch dient. Dieser Gesamtfehler auf das Validierungsset (auch „Mean Squared Error” genannt), ist gegeben durch:

$$MSE = \frac{\sum_{v=1}^{N_v} \sum_j (o_j^{(v)} - t_j^{(v)})^2}{N_v - N_W},$$

wobei N_v die Gesamtzahl der Kontrollmuster beschreibt und N_W die Zahl der im Netz veränderbaren Parameter, also der Verbindungsgewichte w_{ij}. Lernt das Netz bezüglich seiner allgemeinen Klassifizierungsfähigkeit noch dazu, so verbessert sich auch die Trennung der Ereignisklassen im Kontrollset; ist dies jedoch nicht der Fall, und das Netz beginnt bereits auf Besonderheiten im Trainingsset zu achten, so wächst der Fehler bei der Klassifizierung von Kontrollereignissen wieder an (Abb. 1.6). Somit ist also das Fehlerminimum des Kontrollsets gut geeignet, den Trainingsabbruch für das Netz zu definieren.

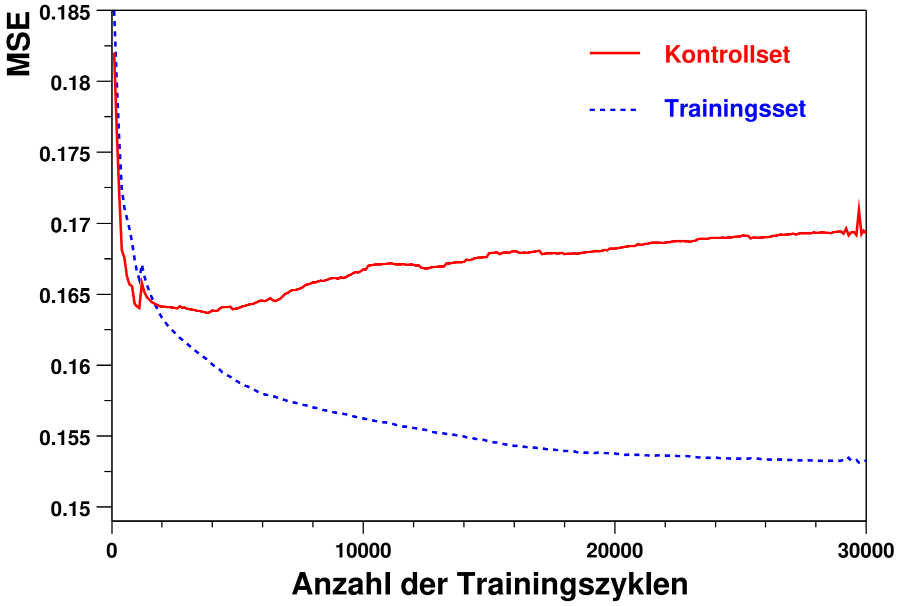


Abbildung 1.6: Gezeigt ist die zeitliche Entwicklung der Fehler auf ein Trainingsset (gestrichelte Kurve) und ein Kontrollset (durchgezogene Kurve).

Das Kontrollset steht zur Datenanalyse dann jedoch, genau wie das Trainingsset, nicht mehr zur Verfügung, da es bereits implizit zum Training verwendet wurde. Als Konsequenz muss also jedes im Training eingesetzte Muster dreigeteilt werden: in ein Trainings-, ein Validierungs- und schließlich ein zur weiteren Analyse verwendetes Testset.
Die Ausgabe eines optimierten Netzes, für das sämtliche Parameter und Funktionen festgelegt wurden, stellt nach dem Training nur noch eine einzige Variable für die Analyse dar. Allerdings hat die Verwendung eines neuronalen Netzes den Nachteil, dass systematische

Effekte aufgrund der Nichtlinearität und der Korrelationen zwischen den benutzten Eingangsgrößen schwer abschätzbar sind. Auch der Einfluss der Signalmodellierung auf die Berechnung des Wirkungsquerschnitts kann nur durch das Trainieren und Vergleichen unterschiedlicher Monte-Carlos der beiden bereits erwähnten Generatoren EXCALIBUR und GRC4F untersucht werden (Kapitel 4). Andererseits hilft das neuronale Netz besonders in der Analyse des hadronischen Zerfalls einzeln produzierter W-Bosonen, die Anreicherung des Signals bei dominierendem Untergrund aus der W-Paarproduktion zu optimieren.

Kapitel 2

Das Experiment

Das L3-Experiment befand sich, neben den drei anderen großen Vielzweckdetektoren ALEPH, DELPHI und OPAL, am Elektron-Positron-Speicherring LEP (**L**arge **E**lektron **P**ositron Collider), der von 1989 bis 2000 am europäischen Forschungszentrum für Teilchenphysik, CERN betrieben wurde. Im Herbst 2000 wurde LEP – nach einem einmonatigen Aufschub – am 8. November stillgelegt. Nachdem bis zum März 2001 die vier Experimente abgebaut und die gesamte LEP-Maschine aus dem 26.7 km langen Tunnel im Grenzgebiet zwischen der Schweiz und Frankreich entfernt worden war, begann der Einbau des Nachfolgeprojektes LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider), in den ehemaligen LEP-Tunnel. Bis zum Jahr 2006 soll der neue Proton-Proton-Beschleuniger LHC fertiggestellt sein und in Betrieb gehen.

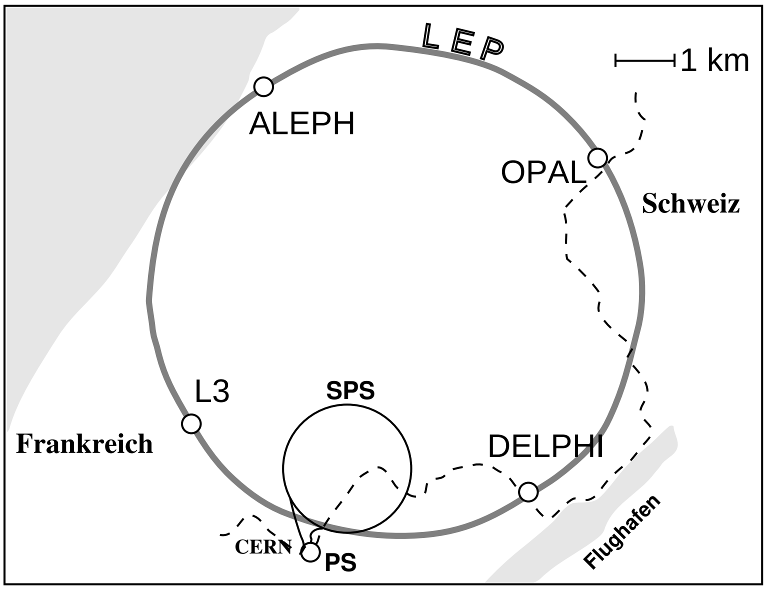


Abbildung 2.1: Das CERN mit seinem größten Beschleuniger LEP liegt in der Grenzregion zwischen Frankreich und der Schweiz.

2.1 Der Speicherring LEP

Der „Ring” besteht genaugenommen aus acht geraden Teilstücken, von denen vier für die Experimente und die übrigen vier zur Beschleunigung der Elektronen bzw. Positronen genutzt werden. In den Bogenstücken – ebenfalls acht an der Zahl – sind die Dipolmagnete untergebracht, die die Teilchen auf ihre Bahn zwingen. Wie schon der Name Speicherring suggeriert, sollen die Teilchen über längere Zeiträume (einige Stunden) auf einer stabilen, nahezu kreisförmigen Bahn gehalten werden. Obwohl der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung durch die Wahl des großen Krümmungsradius der Bogenstücke von 3096 m in Grenzen gehalten wird, muss bereits bei einer Strahlenergie von etwa 100 GeV ein durch Synchrotronabstrahlung bedingter Energieverlust von etwa 2.8 GeV vom Beschleunigungssystem ausgeglichen werden. Zu diesem Zweck sind auf den geraden Teilstücken Hohlraumresonatoren („cavities”) installiert. Da jedoch die Synchrotronverluste mit steigender Strahlenergie stark zunehmen, nämlich $\propto E^4$, ist die erreichbare Schwerpunktsenergie somit durch den Beschleunigungsgradienten der Resonatoren begrenzt. Im letzten Betriebsjahr (2000) lief LEP mit nur einem Ersatzresonator, der nach einer gewissen Zeit pro Messlauf ebenfalls zugeschaltet wurde und so bis zum Verlust des Strahls weitergemessen wurde. In seiner Endphase wurde LEP also am tatsächlichen Limit betrieben, so dass Schwerpunktsenergien von bis zu 209 GeV (Anhang A) erreicht werden konnten. Für Experimente bei e^+e^--Kollisionen im TeV-Bereich wird man daher nicht mehr auf das Konzept des Speicherrings zurückgreifen, da ein noch größerer Ring und überaus aufwändige Beschleunigungsstrukturen erforderlich wären um die großen Synchrotronverluste auszugleichen. Die Zukunft der e^+e^--Physik liegt in Linearbeschleunigern, wie z.B. dem Projekt TESLA [6] am DESY (**D**eutsches **E**lektronen **Sy**nchrotron) in Hamburg.

Für die Präzisionsmessungen der Eigenschaften der massiven Eichbosonen $W^\pm$ und Z ist eine genaue Kenntnis der Strahlenergie von besonderer Wichtigkeit. In der LEP 1-Phase, die die Jahre 1989 bis 1995 umfaßt, konnte die Strahlenergie mit der Methode der „resonanten Spindepolarisation” auf weniger als 1MeV genau bestimmt werden. Diese Methode beruht auf dem Sokolov-Ternov-Effekt, nach dem sich die Spins der Elektronen im Feld der Dipolmagnete ausrichten und der Strahl schließlich transversal polarisiert ist. Dabei steht die Zahl der Spinpräzessionen pro Umlauf ν_s in einem festen Verhältnis zur Strahlenergie E_{Strahl}:

$$\nu_s = \frac{g-2}{2}\,\frac{E_{Strahl}}{m_e} = \frac{E_{Strahl}}{440.6486(1)\,\mathrm{MeV}}.$$

Bestimmt wird die Strahlenergie dann, indem mittels eines äußeren Wechselfeldes genau definierter Frequenz die Polarisation des Strahls zerstört wird, was mittels eines Compton-Laserspektrometers überprüft wird. Aus der Messung der zur Zerstörung benötigten Frequenz des Wechselfeldes erhält man die Präzessionsfrequenz der Elektronen und damit auch die Strahlenergie.

Bei den in der LEP 2 – Phase erreichten Energien von knapp 105 GeV pro Strahl ist die bei LEP 1 erfolgreich angewandte Methode der resonanten Spindepolarisation aber nicht mehr einsetzbar, da die erreichbare Strahlpolarisation stark abnimmt. Man versucht daher die bei kleineren Energien gewonnenen Ergebnisse zu höheren Strahlenergien zu extrapolieren indem man die Beziehung zwischen der Strahlenergie und der Stärke des magnetischen Dipolfeldes, integriert über den gesamten Beschleuniger, ausnutzt.

$$E_{Strahl} \propto \oint B\,dl$$

Zur kontinuierlichen Messung der Magnetfeldstärke sind 16 Kernspinresonanzproben im Inneren einiger Dipolmagnete installiert. Als Referenz wird die durch das magnetische Feld induzierte Spannung von Magnetflußschleifen gemessen. Auf diese Art und Weise konnte eine Genauigkeit von ungefähr $0.5 \cdot 10^{-4}$ erreicht werden. Eine weitere Methode ist die Strahlenergiemessung mit Hilfe eines eigens dafür eingebauten Spektrometers. Dieses misst präzise die Ablenkung des Strahls beim Durchgang durch ein magnetisches Dipolfeld. Über eine feste Beziehung zwischen dem Ablenkwinkel $\Delta\theta$ und der Strahlenergie kann diese schließlich ermittelt werden.

Für die Untersuchung seltener Prozesse, wie beispielsweise einzeln produzierte, hadronisch zerfallende W-Bosonen, die in dieser Arbeit untersucht werden, ist eine hohe Luminosität von besonderer Wichtigkeit. Die Luminosität legt die Beobachtungsrate für einen bestimmten Prozess mit Wirkungsquerschnitt σ fest:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot \mathcal{L}$$

Will man die Anzahl beobachtbarer Ereignisse steigern, so liegt die einzige Möglichkeit in einer Erhöhung der Luminosität. Diese kann auf mehrere Arten erreicht werden, da die Luminosität neben einer Proportionalität zur Umlauffrequenz f der Teilchenpakete, sowie zu den Anzahlen der Elektronen N_e und Positronen N_p in einem der n_b Strahlpakete, auch eine umgekehrte Abhängigkeit vom vertikalen Strahlquerschnitt $\sigma_x\sigma_y$ aufweist:

$$\mathcal{L} = \frac{N_e\,N_p\,n}{4\pi\,\sigma_x\sigma_y} f\,.$$

Einerseits läst sich nun eine Luminositätserhöhung durch eine Verkleinerung des Strahlprofils $\sigma_x\sigma_y$ erreichen, andererseits auch durch eine Vervielfachung der Strahlpakete n_b, bzw. der in den Paketen enthaltenen Teilchenzahlen. Zur Fokussierung des Strahls, speziell vor den vier Kollisionspunkten, werden verschiedene Multipolmagnete (Quadrupol- und Sextupolmagnete) in geeigneten Anordnungen verwendet. Dieses System, auch als magnetische Linsen bezeichnet, erzeugt ein Strahlprofil mit 10 µm in der vertikalen und 250 µm in der horizontalen Ebene.

Zudem wurde der Beschleuniger während LEP 2, also von 1995 bis 2000, im sogenannten „Bunch-Train-Schema" betrieben. Dabei werden 4 × 4 Züge („trains"), die einen zeitlichen Abstand von 22 µs haben und bis zu vier kleinere Pakete – so genannte „bunchletts" – enthalten, beschleunigt. Innerhalb eines Zuges kollidieren diese dann in einem zeitlichen Abstand von etwa 300 ns. Im Gegensatz zum vorherigen Betrieb nach dem

„Pretzel-Schema", bei dem es jeweils 8 Züge, allerdings ohne eine weitere Unterteilung gab, konnte die Luminosität um einen Faktor 4 erhöht werden, da die Anzahl der Pakete (bzw. Unterpakete) pro Strahl um jeweils den Faktor 2 anstieg.

2.2 Der L3-Detektor

Der L3-Detektor [8] (Abb. 2.2) wurde konstruiert, um die bei e^+e^--Annihilationen entstehenden Teilchen nachzuweisen. Besonderes Gewicht legte man auf eine möglichst genaue Energiemessung von Elektronen, Photonen, Myonen und hadronischen Jets. Aus diesem Grund befindet sich der gesamte Detektor, einschließlich des Myonsystems, innerhalb eines Solenoid-Magneten mit einem inneren Durchmesser von knapp 12 m. Dieser, mit eisernem Rückflußjoch ausgestattete, 7800 t schwere Koloss erzeugt parallel zur Strahlachse ein nahezu homogenes Magnetfeld von 0.5 T.

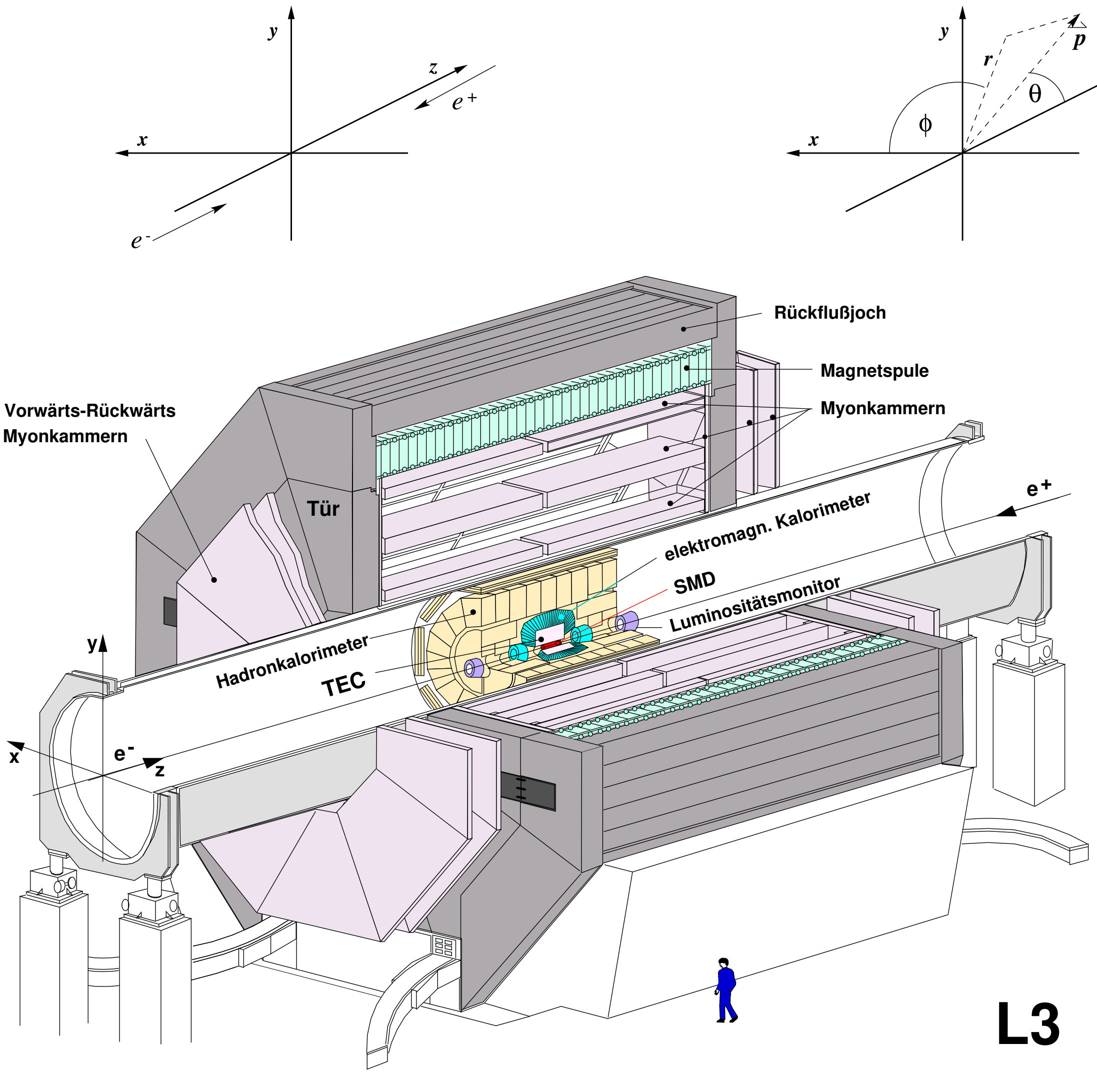


Abbildung 2.2: Eine perspektivische Ansicht des L3-Detektors. Darüber ist das in der Analyse verwendete Koordinatensystem skizziert.

Die Ausmaße des Detektors sind durch den großen Radius des Myonsystems vorgegeben, der so groß gewählt wurde, um eine gute Impulsauflösung für Myonen zu gewährleisten. Diese verbessert sich nur linear mit der Stärke des Magnetfeldes, aber quadratisch mit der Länge der gemessenen Teilchenspur.
Die einzelnen Detektorkomponenten werden mit Hilfe einer 32 m langen und im Durchmesser 4.45 m messenden Stahlröhre, der sogenannten „support tube" unterstützt. Das Myonspektrometer ist in drei Kammerlagen als einzige Komponente außerhalb der Röhre angebracht. Alle übrigen Subdetektoren, die zentrale Spurkammer, das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter befinden sich, unterteilt in einen Zentralbereich („Barrel") und Endkappenelemente, innerhalb der Röhre. Zusätzlich sind in der Nähe der Strahlachse noch zwei Luminositätsmonitore zur Registrierung von Bhabha-Ereignissen unter sehr kleinem Winkel angebracht.

2.2.1 Der Mikro-Vertex-Detektor und die zentrale Spurkammer

Durch eine Rekonstruktion der Teilchenspuren in Vertexnähe kann entschieden werden, ob die beobachteten Teilchen tatsächlich vom Wechselwirkungspunkt stammen oder nicht. Zu diesem Zweck wurde 1994 der **S**ilizium-**M**ikro-**V**ertex-**D**etektor (SMD) als innerste Komponente des L3-Detektors direkt auf der Außenwand der 5.5 cm dicken Strahlröhre montiert. Der SMD besteht in radialer Richtung aus zwei Lagen von Siliziumstreifendetektoren, die über einen Polarwinkelbereich von $|\cos\theta| < 0.93$ eine Ortsauflösung der Teilchenspuren von 7 μm in der (r, ϕ)-Ebene und 14 μm in der (r, θ)-Ebene ermöglichen. Neben dem direkten Nachweis von Sekundär- oder gar Tertiärvertizes läßt sich natürlich der Primär- oder Ereignisvertex ebenfalls sehr genau festlegen. Desweiteren verbessert die genaue Koordinatenmessung die Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen und somit auch ihre Impulsbestimmung. Der gemessene Abstand extrapolierter geladener Spuren zum Ereignisvertex bildet außerdem ein wichtiges Kriterium, um „gute" Spuren zu erkennen und um Ereignisse kosmischer Höhenstrahlung zu verwerfen, die weder räumlich noch zeitlich mit der Strahl-Strahl-Wechselwirkung korreliert sind.

Die zentrale Spurkammer ist eine Driftkammer, bei der die Region des konstanten Driftfeldes von der Region der eigentlichen Gasverstärkung getrennt ist [16]. Zusätzliche Drahtebenen zu beiden Seiten der Anodendrähte schirmen das zur Gasverstärkung benötigte starke elektrostatische Feld nach außen ab. Dieser Aufbau ermöglicht die Benutzung einer Gasmischung mit relativ geringer Driftgeschwindigkeit (hier: CO_2 und Isobutan im Verhältnis 4:1), wodurch die Ankunftszeit der Ionisationswolke am Signaldraht sehr genau bestimmt werden kann, was wiederum eine bessere Ortsauflösung zur Folge hat. Dieses Prinzip, also die Trennung von Drift- und Verstärkungsraum sowie die Nutzung langsamer Driftgeschwindigkeiten, verleiht dieser Art von Driftkammer ihren Namen: **T**ime **E**xpansion **C**hamber, oder auch kurz (TEC).
Durch die Ebenen der Kathodendrähte ist die TEC azimuthal in Sektoren unterteilt, in deren Mitte die Anodendrähte gespannt sind. Die innere Driftkammer enthält 12 Sektoren mit je 8 Anodendrähten, der äußere Teil besteht hingegen aus 24 Sektoren mit je 54

Signaldrähten. Zwei Einzelelemente der äußeren TEC überdecken sich jeweils mit einem der innenliegenden Sektoren. Mit Hilfe dieser Überlappung kann die Zweideutigkeit der Ortsbestimmung, die zwischen den beiden Hälften eines Elementes besteht – die Spur kann ja rechts oder links vom Anodendraht liegen – aufgelöst werden (siehe Abb. 2.3).

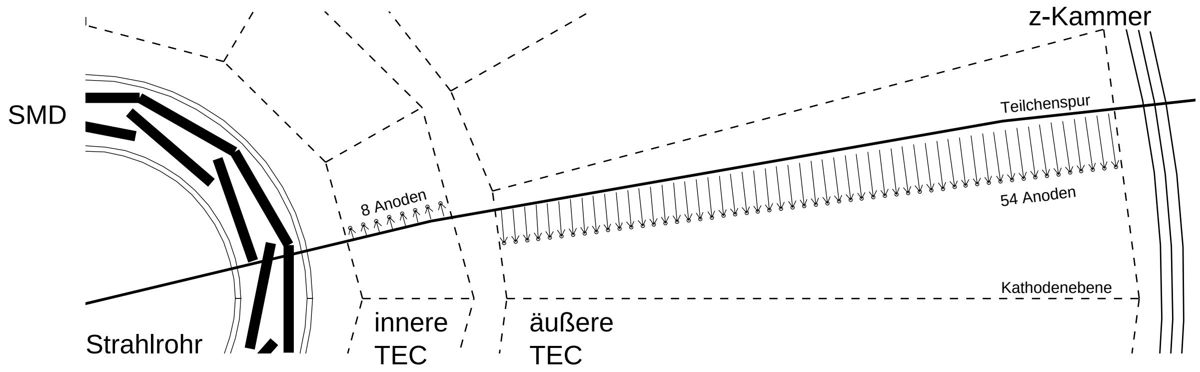


Abbildung 2.3: Das Konstruktionsprinzip von SMD und zentraler Spurkammer (TEC). Letztere ist zur Vermeidung einer Links-Rechts-Doppeldeutigkeit bei der Spurrekonstruktion nocheinmal in innere und äußere Driftkammer unterteilt.

Eine weitere Möglichkeit, diese Doppeldeutigkeit der Spurlage aufzulösen, besteht in der Messung der an den Gitterdrähten abgegriffenen Spannungspulse. Diese werden nämlich durch die Gasverstärkungslawine an der Anode auf den nahen, zur Abschirmung des elektrostatischen Feldes benötigten, Gittern induziert. Da die Ladungswolke sich jedoch nicht völlig gleichmäßig um den Anodendraht verteilt, sondern auf der Seite des tatsächlichen Spurverlaufs größer ist, kann man durch Vergleichen der Spannungspulse die Asymmetrie der Ladungswolke und somit die Spurlage bestimmen.

Mit Hilfe der Driftkammer ist also eine präzise Spurrekonstruktion in der (r, ϕ)-Ebene möglich, was sich in einer Einzeldrahtauflösung von 50 µm und einer Doppelspurauflösung von 450 µm ausdrückt. Durch ergänzende Messungen einer Spur auch mit dem SMD wird eine weitere Verbesserung der Rekonstruktion und damit ein um 20% bis 30% präziserer Spurverlauf in Vertexnähe erreicht.

2.2.2 Das elektromagnetische Kalorimeter – ECAL

Das elektromagnetische Kalorimeter des L3-Detektors ist dahingehend konzipiert, die Energie von Elektronen und Photonen, sowie den elektromagnetischen Energieanteil hadronischer Jets möglichst vollständig zu absorbieren und die so deponierte Energie genau zu messen. Die Energie- und Ortsauflösung ist in einem großen Bereich von etwa 100 MeV bis 100 GeV gut. Damit ist der Detektor prädestiniert für Untersuchungen von Reaktionen, die Elektronen und Photonen im Endzustand enthalten, die charakterisiert sind durch scharf begrenzte Schauerprofile. Etwa 11 000 Kristalle aus Wismutgermaniumoxid $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO), die zum nominellen Vertex ausgerichtet sind, bilden das elektromagnetische Kalorimeter. Das Material BGO ist für den Nachweis von Elektronen und Photonen besonders geeignet, da es für diese Teilchen nur eine Strahlungslänge von 1.2 cm aufweist. Ein Kristall ist 24 cm lang und besitzt eine nach außen weisende Grundfläche von 3×3 cm^2, während die auf den Detektormittelpunkt gerichtete Fläche 2×2 cm^2 misst. Auf der Rückseite sind Photodioden angebracht, die das im Kristall entstandene Szintillationslicht registrieren. Der Zentralteil („Barrel") des elektromagnetischen Kalorimeters umschließt ringförmig die TEC und überdeckt somit einen Polarwinkelbereich von 42° bis 138°. Für die Bereiche zwischen $12^\circ \leq \theta \leq 38^\circ$ und $142^\circ \leq \theta \leq 168^\circ$ existieren zwei Endkappen, die die Stirnseiten der inneren Spurkammer abdecken (Abb. 2.4).

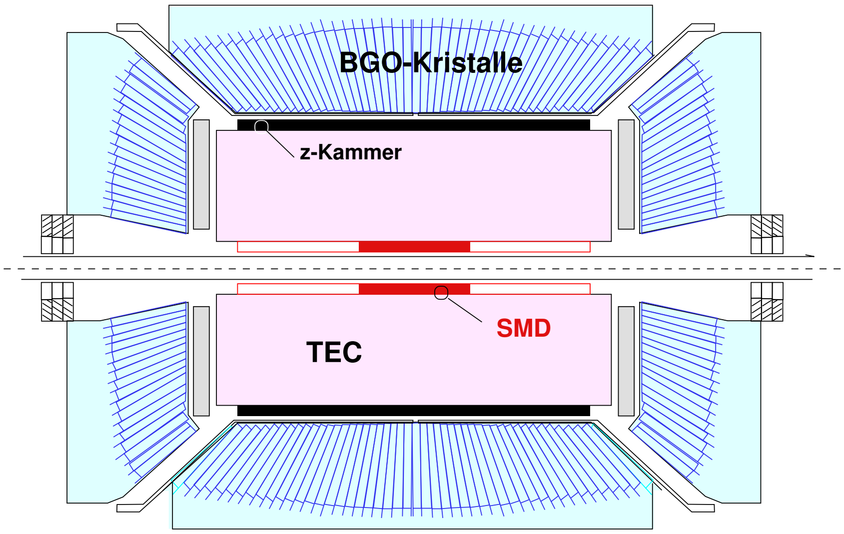


Abbildung 2.4: Seitenansicht des elektromagnetischen Kalorimeters (BGO), der zentralen Spurkammer (TEC) und des Mikro-Vertex-Detektors (SMD)

Zur Kalibration der Daten werden Bhabha-Ereignisse herangezogen, wodurch für elektromagnetische Schauer oberhalb 1 GeV eine Energieauflösung von besser als 2% und eine Winkelauflösung von etwa 0.5° erreicht wird.

2.2.3 Die Szintillationszähler

Zwischen dem elektromagnetischen und dem, im folgenden Abschnitt vorgestellten, hadronischen Kalorimeter ist ein System aus 30 Plastikszintillationszählern installiert. Es überdeckt einen Polarwinkelbereich von $|\cos\theta| < 0.82$ und etwa 93% des azimuthalen Winkelbereichs und dient in erster Linie als Trigger für hadronische Ereignisse, wie auch zur Verwerfung von Ereignissen aus kosmischer Höhenstrahlung.
Durchquert z.B. ein kosmisches Myon den Detektor nahe des nominellen Vertex, so kann ein Ereignis mit zwei Myonen aus der e^+e^--Annihilation vorgetäuscht werden. Schauert

das Teilchen aufgrund seiner hohen Energie zusätzlich noch stark auf und deponiert viel Energie in den beiden Kalorimetern, so ähnelt die Signatur dieses „Ereignisses" möglicherweise derjenigen eines einzeln produzierten, hadronisch zerfallenden W-Bosons. Fordert man für ein Ereignis aber sowohl räumliche (SMD und TEC), sowie zeitliche Koinzidenz mit Ort und Zeitpunkt der Strahl-Strahl-Wechselwirkung, so kann der Untergrund durch kosmische Strahlung gut unterdrückt werden.
Die Erkennung und Eleminierung solcher kosmischer Myonen geschieht durch eine exakte Zeitmessung (Auflösung etwa 900 ps). Hierzu messen die Szintillationszähler den Zeitpunkt eines Teilchendurchgangs relativ zum Zeitnullpunkt, der durch die e^+e^--Kollision definiert ist. Diese Durchgangszeit, korrigiert auf die Flugzeit des Teilchens, die es vom Wechselwirkungspunkt bis zu den Zählern benötigt, ergibt für „echte" Ereignisse eine Zeitverteilung um Null, die etwa der Auflösung der Szintillationszähler entspricht. Kosmische Myonen zeigen hingegen keinerlei zeitliche Korrelation mit dem Zeitnullpunkt, weshalb beide Verteilungen bereits durch *eine* Zeitmessung leicht unterschieden werden können. Sollte ein Ereignis, das durch ein kosmisches Myon hervorgerufen wurde, zufällig mit dem Zeitpunkt der e^+e^--Kollision übereinstimmen, so kann es immer noch von einem aus der e^+e^--Annihilation stammenden Ereignis unterschieden werden, da kosmische Myonen in *zwei* gegenüberliegenden Zählern eine Zeitdifferenz von etwa 6 ns aufweisen.

2.2.4 Das Hadronkalorimeter – HCAL

Dieses Kalorimeter dient der Messung von Energie und Richtung hadronischer Jets. Allgemein wird im L3-Detektor die Energie von Hadronen durch vollständige Absorption im ECAL und HCAL gemessen. Wie das elektromagnetische, ist auch das hadronische Kalorimeter in einen Zentral- und Endkappenteil gegliedert. Der Zentralbereich überdeckt einen Winkelbereich von 35° bis 145° in θ, die beiden Endkappen jeweils einen Bereich von $5.5° \leq \theta \leq 35°$ relativ zur Strahlachse – damit erfaßt das HCAL 99.5% des gesamten Raumwinkels.
Der Zentralteil des hadronischen Kalorimeters ist entlang der Strahlröhre in 9 Ringe mit je 16 Modulen unterteilt. Jedes Modul ist wiederum geschichtet aufgebaut, und zwar wechseln sich Lagen mit Absorberplatten aus abgereichertem Uran und Proportionalzählrohren ab. Insgesamt sind allein im Zentralbereich 370 000 Drähte in den Proportionalkammern gespannt. Dabei sind aufeinanderfolgende Kammern so angeordnet, dass die Drähte jeweils orthogonal zueinander stehen, was eine bessere Flugbahnbestimmung geladener Teilchen ermöglicht. Insgesamt liegt die Energieauflösung bei 12% und Jetachsen können durch die feine Segmentierung des Kalorimeters bis auf 2.5° genau bestimmt werden.

2.2.5 Die Myonkammern

Auch das Myonspektrometer befindet sich innerhalb des Solenoiden, was neben der Registrierung eines Myondurchgangs auch eine Impulsmessung erlaubt. Das Myon-Driftkammersystem ist aus dreilagigen Oktanten (Abb. 2.5) zusammengesetzt, wobei man die Kammern wiederum in p-Kammern und z-Kammern unterscheidet. Die p-Kammern

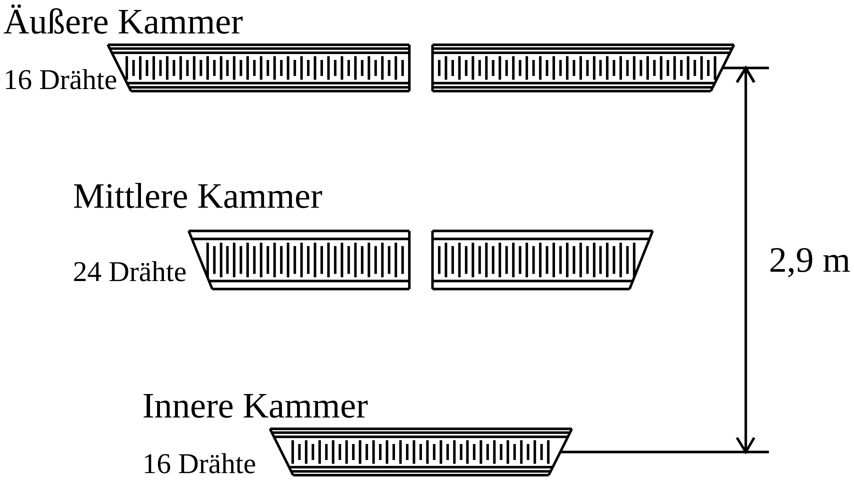


Abbildung 2.5: Schema eines dreilagigen Oktanden aus dem ,,Barrel"-Bereich der Myonkammern. Auf beiden Seiten der inneren und äußeren p-Driftkammern sind die z-Kammern montiert.

messen die Spurkoordinate in der (r, ϕ)-Ebene und mittels der z-Kammern wird die (r, θ)-Koordinate bestimmt. Durch die Messung der (r, ϕ)-Koordinaten mit Hilfe der p-Kammern wird die Krümmung der Teilchenspur im Magnetfeld ermittelt und somit der Transversalimpuls des Myons vermessen:

$$p_\perp = \frac{B\,L^2}{8s}.$$

Dabei bezeichnet B die Stärke des Magnetfeldes, L die Länge der gemessenen Spur und s die Sagitta, also die Abweichung der bogenförmigen Teilchenspur von einer Geraden. Die Messung der Sagitta erfordert eine exakte Ausrichtung der drei Driftkammerlagen zueinander, denn die Spur eines Myons mit einem Transversalimpuls von 45 GeV weicht bei einer Flugbahn mit 300 m Radius auf den 2.9 m des Nachweissystems nur noch um 3.5 mm von einer Geraden ab (Abb. 2.6). Zur Erreichung der benötigten Auflösung sind die äußeren Kammern mit je 16 Anodendrähten bestückt, während die für die Bestimmung der Sagitta wichtigere mittlere Lage mit 24 Drähten ausgestattet ist. Die Einzeldrahtauflösung beträgt 220 µm. Zusätzlich sind auf beiden Seiten der inneren und äußeren Kammerlage noch die erwähnten z-Kammern angebracht, die eine Messung der (r, θ)-Koordinate mit einer Auflösung von 500 µm erlauben. Sollten bei einem Myondurchgang also nur zwei Lagen getroffen werden bzw. ansprechen, so kann der Impuls trotzdem noch rekonstruiert werden, wenn die von den z-Kammern gemessene Information der Spurneigung berücksichtigt wird. Allerdings verschlechtert sich die Impulsmessung dann von etwa 3% auf 18%. Zum Nachweis von Myonen im Bereich von $\cos\theta > 0.8$ sind am L3-Detektor in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung weitere Myonkammern installiert. Mit diesen wird je nach Polarwinkelbereich eine Impulsauflösung von 5% bis 30% erreicht.

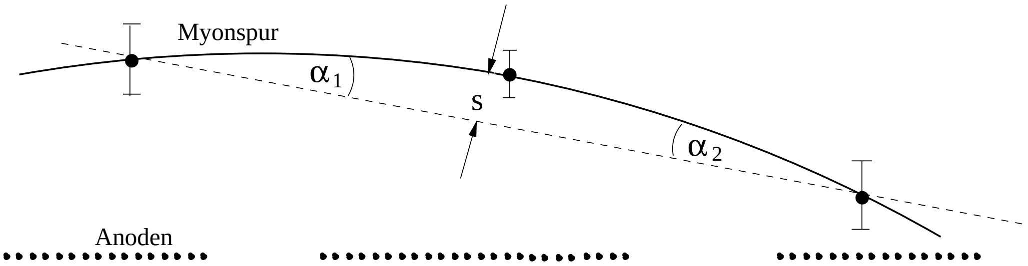


Abbildung 2.6: Meßprinzip der Myondriftkammern: Zur Bestimmung von $p_\perp$ wird die Sagitta s gemessen. Der Impuls kann aber auch mit nur zwei beitragenden Kammerlagen rekonstruiert werden, wenn man die Neigungsmessungen (α_1 und α_2) der z-Kammern zusätzlich berücksichtigt.

2.2.6 Die Luminositätsmonitore

Auf beiden Seiten des Detektors sind in einem Abstand von etwa 3 m zum Wechselwirkungspunkt zwei Luminositätsmonitore installiert. Diese erlauben eine präzise Bestimmung der von LEP gelieferten integrierten Luminosität, deren genaue Kenntnis für die Messung des Wirkungsquerschnittes einer Reaktion unerläßlich ist. Als Eichreaktion werden Ereignisse der Bhabha-Streuung ($e^+e^- \to e^+e^-$) unter sehr kleinem Winkel zur Strahlachse vermessen, da der theoretische Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion sehr genau bekannt ist. Zu diesem Zweck sind die Luminositätsmonitore ringförmig um die Strahlachse angebracht und überdecken relativ zu dieser lediglich einen Polarwinkelbereich von 1.7° bis 3.4°.
Ein Nachteil dieses Prozesses für die Luminositätsmessung sind starke Variationen des differenziellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{d\theta} \propto \frac{1}{\theta^3}$ für kleine Streuwinkel θ, weshalb es einer sehr präzisen Ortsmessung seitens der Luminositätsmonitore bedarf. Diese wird mit Hilfe eines Siliziumstreifendetektors bewerkstelligt, der vor den zur Energiemessung verwendeten BGO-Kristallen angebracht ist. Insgesamt kann die integrierte Luminostität $\mathcal{L}$ auf diese Art mit einer Genauigkeit von 0.2% bestimmt werden.

2.3 Trigger und Datennahme

Das Triggersystem des L3-Detektors verfolgt das Ziel, nur die Ereignisse aufzuzeichnen, die aus e^+e^--Kollisionen stammen können. Diese Entscheidung soll möglichst sofort nach einer Strahl-Strahl-Wechselwirkung getroffen werden, damit der Detektor bei der nächsten Wechselwirkung wieder aufnahmebereit ist. Zu diesem Zweck besteht das Triggersystem aus drei aufeinanderfolgenden Stufen, so dass die verbleibende Zeit einer Detektorinaktivität alleine durch die für die Datenauslese erforderliche Zeit bestimmt wird. Während zwischen zwei Strahl-Strahl-Wechselwirkungen 11 µs vergehen, liefert die erste Triggerstufe bereits nach weniger als 8 µs eine Entscheidung. Nur wenn diese positiv ausfällt, werden die aufgezeichneten Daten ausgelesen – dieses Prinzip führt zu weniger als 5% Totzeit des Detektors.

Jeder Strahldurchgang wird der Triggerelektronik signalisiert und an die erste Triggerstufe gesendet, wo ein Teil der Daten digitalisiert wird. Innerhalb der ersten Stufe selektieren dann vier voneinander unabhängige Teiltrigger jeweils besondere Ereignisklassen aus dem Untergrund: der TEC-Trigger, der Energietrigger, der Multiplizitätstrigger und schließlich noch der Myontrigger. Beispielsweise versucht der TEC-Trigger mindestens zwei Spuren in der zentralen Spurkammer zu finden, der Energietrigger hingegen fordert Energiedepositionen in den Kalorimetern, die eine bestimmte Schwelle überschreiten. Nach einer Mindestanzahl getroffener Szintillationszähler wird mittels des Multiplizitätstriggers gesucht, der so vor allem hadronische Ereignisse mit hoher Teilchenzahl selektiert. Der Myontrigger verlangt mindestens zwei in einer Reihe liegende getroffene Driftzellen für die Erkennung einer Myonspur. Wenn die Treffer der Signaldrähte zudem noch im von den Szintillationszählern festgelegten Zeitfenster mit der e^+e^--Kollision übereinstimmen, so wird das Ereignis vom Myontrigger akzeptiert.
Für Ereignisse der Produktion und des Zerfalls einzelner W-Bosonen sind drei der vier Teiltrigger der ersten Stufe relevant: der TEC-, der Energie- und besonders der Multiplizitätstrigger. Da in der im folgenden Kapitel beschriebenen Ereignisselektion schon in der Vorauswahl nur solche Ereignisse selektiert werden, die viel Energie in den beiden Kalorimetern deponieren und außerdem eine Anzahl von Spuren in der TEC gefordert wird, die die des TEC-Triggers deutlich übersteigt, wird eine Bestimmung der Triggereffizienzen als überflüssig betrachtet.

Wird ein Ereignis von der ersten Triggerstufe akzeptiert, so werden die kombinierten Daten an die zweite Stufe weitergeleitet. Für Ereignisse, die innerhalb der ersten Stufe nur von einem Teiltrigger selektiert wurden, wird in der zweiten Stufe nach Hinzunahme erster grober θ- und ϕ-Informationen der Energiedepositionen eine erste dreidimensionale Analyse des Ereignisses erstellt. Dieses Verfahren dient dazu, unbrauchbare Ereignisse, die durch die erste Triggerstufe hindurchgelangt sind, zu entfernen. Analog arbeitet – natürlich nach einem positiven Entscheid der zweiten Stufe – auch die dritte Triggerstufe. Allerdings mit dem Unterschied, dass diese bereits auf die vollständig digitalisierten Rohdaten zurückgreifen kann. Zuletzt werden die Daten nach einer positiven Entscheidung der letzten Stufe mit einer Rate von etwa 5 Hz auf Magnetband geschrieben.

2.4 Rekonstruktion und Detektorsimulation

Unter Zuhilfenahme eines Rekonstruktionsprogrammes werden die gespeicherten, digitalisierten Daten weiter verarbeitet. Um die Vierervektoren der registrierten Teilchen beschreiben zu können, werden mittels Kalibrationskonstanten die Driftzeiten an den einzelnen Kammerdrähten, die Energiedepositionen im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters und die Pulszeiten der Szintillationszähler berechnet. Danach werden die Driftzeiten in Ortsmessungen umgerechnet, woraus schliesslich die Teilchenspuren rekonstruiert werden können. Die Energiedepositionen in benachbarten Kristallen, bzw. Zählrohren werden zu Energieanhäufungen (sogenannte ,,clustern") zusammengefasst, was dann der Energieabgabe einzelner Teilchen in den Kalorimetern entspricht. Schließlich wird aus den Pulszeiten der Szintillationszähler und der vorausgegangenen Ortsbestimmung noch der Zeitpunkt des Teilchendurchgangs ermittelt.

In der Analyse werden die gemessenen Ereignisse mit simulierten Ereignissen verglichen. Die Simulation findet dabei in zwei Schritten statt: zuerst werden die Ereignisse entsprechend den Vorhersagen des Standardmodells generiert und im nächsten Schritt wird der Weg der erzeugten Teilchen durch den Detektor simuliert. Als Basisprogramm zur vollständigen Detektorsimulation dient das Programm GEANT [17], das die Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektor detailliert beschreibt und sowohl elektromagnetische, als auch hadronische Schauer (Programmpaket GHEISHA [18]) einschließt. Die Qualität dieser Monte-Carlo-Simulationen ist entscheidend für das Verständnis der Detektorantwort und damit letztlich auch für die Analyse der untersuchten Reaktion.
Abweichungen zwischen Monte-Carlo-Ereignissen und Daten lassen Rückschlüsse auf systematische Fehler in den Messungen oder, günstigstenfalls, auf neue Physik zu. Eine bestimmte Reaktion kann also nur dann sinnvoll untersucht werden, wenn Monte-Carlo-Simulationen vorliegen, die die Akzeptanz und die Antwort des Detektors auf diese Reaktion, sowie den Anteil des Untergrundes möglichst genau simulieren.

Die Beschreibung des Endzustandes $e\nu_e q\bar{q}'$, auf den auch die untersuchte Reaktion $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W\,e}\,\nu_\mathrm{e} \to \mathrm{q\bar{q}'}\,\mathrm{e}\nu_\mathrm{e}$ führt, erfolgt mit den Generatoren EXCALIBUR [23] und GRC4F [24]. Der Generator KORALW [25] wird zur Simulation der W-Paarproduktion, die über CC03 [1] den gesamten 4-Fermion-Endzustand dominiert, verwendet. Die ZZ-Produktion wird wiederum mit Hilfe des EXCALIBUR-Programms beschrieben. Zweiphotonwechselwirkungen ($\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-}\gamma\gamma \to \mathrm{e^+e^-q\bar{q}}\,(\gamma)$) werden mit dem Generator PHOJET[26] und diejenigen der Z/γ-Prozesse ($\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{Z}/\gamma \to \mathrm{q\bar{q}}\,, \tau^+\tau^-, \mu^+\mu^-$) mit KK2F[27] simuliert. Der Untergrundprozess $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{Ze^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-}f\bar{f}$ schließlich wird mit dem Generator PYTHIA[28] erzeugt. Bei der Verwendung so vieler unterschiedlicher Generatoren bedarf es besonderer Aufmerksamkeit, die verschiedenen Monte-Carlo-Samples mittels geeigneter Phasenraumschnitte bzw. über die Definition des Endzustandes so zusammenzusetzen, dass eine komplette Beschreibung der 4-Fermion-Produktion ohne einen Überlapp der Endzustände gewährleistet ist.

---

[1] CC03 steht für drei Feynmanngraphen des geladenen schwachen Stroms (,,Charged Current"), die die W-Paarproduktion insgesamt beschreiben.

Kapitel 3

Ereignisselektion einzelner W-Bosonen

Die Reaktion $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W\,e}\,\nu_\mathrm{e} \to \mathrm{q\bar{q}'}\,\mathrm{e}\nu_\mathrm{e}$, die in dieser Arbei untersucht wird, ist nur eine von vielen Reaktionen mit zum Teil sehr viel höheren Wirkungsquerschnitten und Phasenraumanteilen, die ebenfalls auf den Endzustand $\ell\nu_\ell\,\mathrm{q\bar{q}}$ führen. Um eine Vorstellung von der Anzahl der zum gesuchten Endzustand beitragenden Reaktionen zu vermitteln, sind in Abbildung 3.1 bespielhaft die 20 Feynman-Graphen dargestellt, die zum Endzustand $e^-\bar{\nu}_e u\bar{d}$ beitragen [7].

3.1 Die Signaldefinition

Vor allem die drei Graphen der W-Paar-Produktion (Graphen 7, 8 und 12) dominieren den $qq'\bar{e}\nu_e$-Endzustand, weshalb vor dem Beginn der Analyse zuerst eine Definition des Signals vorgenommen werden muss. Hierbei versucht man mittels geeigneter kinematischer Schnitte den Phasenraum auf den Bereich einzuschränken, in dem die Produktion einzelner W-Bosonen dominiert [11]. Dabei sind vor allem die folgenden charakteristischen Eigenschaften der betrachteten Reaktion sehr hilfreich:

- Bei einer Reaktion mit Austausch eines Photons im t-Kanal wird das beteiligte Elektron bevorzugt in Vorwärtsrichtung gestreut, daher steigt der Wirkungsquerschnitt für die Produktion einzelner W-Bosonen mit abnehmendem Elektronstreuwinkel stark an.
- Es wird ein *reelles* W-Boson produziert, weshalb man die invariante Masse im Bereich der Masse des W-Bosons erwartet.

Realisiert wird die Signaldefinition durch Akzeptanzschnitte in Monte-Carlo-Simulationen, konkret durch einen Schnitt auf den Winkelbereich des gestreuten

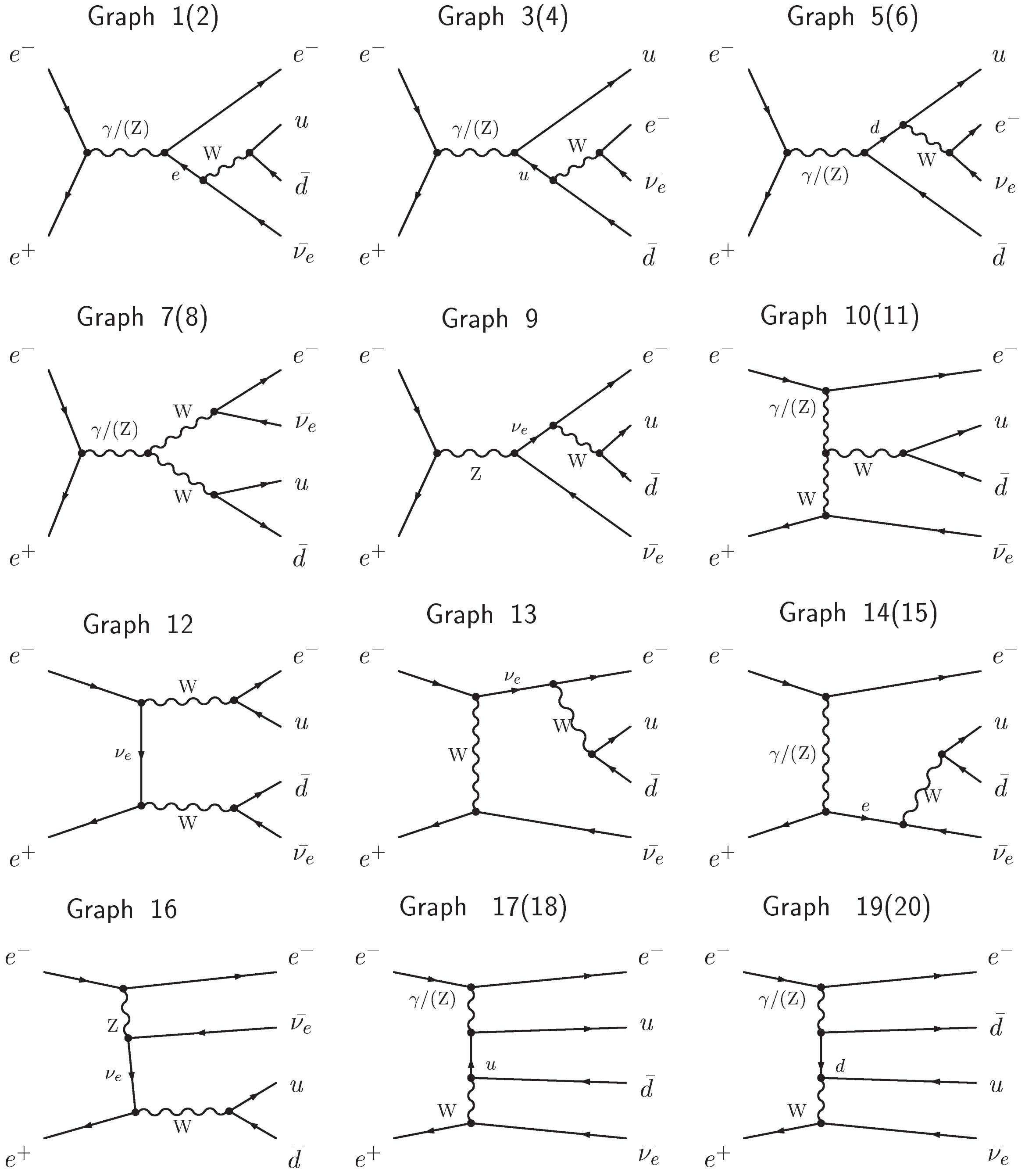


Abbildung 3.1: Insgesamt 20 Feynman-Graphen führen auf den Endzustand $e^-\bar{\nu}_e u\bar{d}$. Um den gesuchten Beitrag eines über den γWW -Vertex (Graph 10) produzierten einzelnen W-Bosons untersuchen zu können, muss der Phasenraum der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e u\bar{d}$ mittels geeigneter Schnitte begrenzt werden. Die in Klammern angegebenen Nummern der Graphen beziehen sich auf das gleiche Feynmandiagramm unter Austausch eines Z-Bosons, statt eines Photons.

Elektrons und einen zweiten Schnitt auf die Energie der beobachteten Jets, die durch Hadronisierung aus den entstandenen Quarks hervorgehen:

$$|\cos\theta_{e^-}| > 0.997 \qquad \text{und} \qquad \mathrm{Min}(E_{jet1}, E_{jet2}) > 15 \text{ GeV} .$$

Abbildung 3.3 zeigt die Verteilungen einer Monte Carlo Studie bei $\sqrt{s} = 206.6$ GeV, die die Schnitte zur Einschränkung des Phasenraums illustrieren. Im oberen Histogramm ist die Winkelverteilung des Elektrons nur für Ereignisse dargestellt, deren hadronische Jets mindestens eine Energie von 15 GeV aufweisen. Mit diesem Schnitt auf den Streuwinkel des Elektrons werden vor allem Beiträge doppelt-resonanter Graphen, also Untergrund aus der W-Paar-Produktion eliminiert. Hingegen sind im unteren Diagramm nur Ereignisse eingetragen, die bereits die Bedingung an den Streuwinkel des Elektrons erfüllen. Mit dem Schnitt auf die Mindestenergie werden hier insbesondere Beiträge multiperipheraler (nicht-resonanter) Graphen abgetrennt, da die hadronischen Jets, die in diesen Prozessen entstehen, kleinere invariante Massen aufweisen und folglich nicht von einem reellen W-Boson stammen können. In dem Teil des Phasenraums, der durch die beiden kinematischen Schnitte definiert ist, wird eine Reinheit der zur Produktion einzelner W-Bosonen beitragenden Graphen von etwa 90% erreicht. Für die nun folgende Selektion wird allerdings die Gesamtheit aller Graphen in dem so eingegrenzten Phasenraum als Signal definiert. Da die Erkennung der entstehenden Teilchen im Detektor nicht ideal ist und sowohl die Ladung, wie auch die Energie und die Winkel nicht mit beliebiger Genauigkeit gemessen werden, ist der Untergrund sehr hoch. Erschwerend kommt hinzu, dass sich bei der betrachteten Signalreaktion meist nur das hadronische System nachweisen lässt, weshalb auch Prozesse, die nicht auf den gleichen Endzustand führen, als Untergrund berücksichtigt werden müssen, da sie ähnliche Signaturen im Detektor hervorrufen. Für das Signal ist ein hoher fehlender Transversalimpuls p_T, keine nachgewiesenen Leptonen und zwei akoplanare hadronische Jets charakteristisch (siehe auch Abb. 3.2). Der fehlende Transversalimpuls wird von dem Neutrino weggetragen, da dieses den Detektor ohne Nachweismöglichkeit verlässt. Genauso entkommt auch das entlang der Strahlröhre gestreute Elektron, so dass keine Leptonen im Endzustand nachweisbar sind.

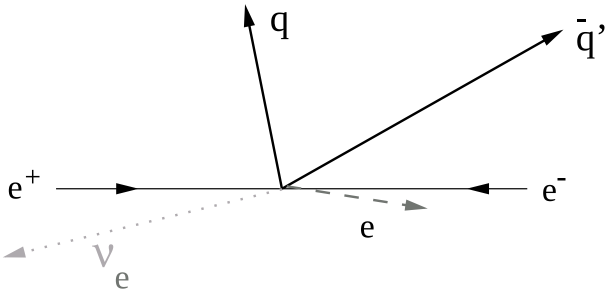


Abbildung 3.2: Skizziert ist die Kinematik eines hadronisch zerfallenden einzeln produzierten W-Bosons. Sowohl das Neutrino, als auch das nur wenig aus der Strahlrichtung gestreute Elektron werden nicht detektiert. Dementsprechend ist nur das hadronische System, zwei akoplanare Jets, sichtbar.

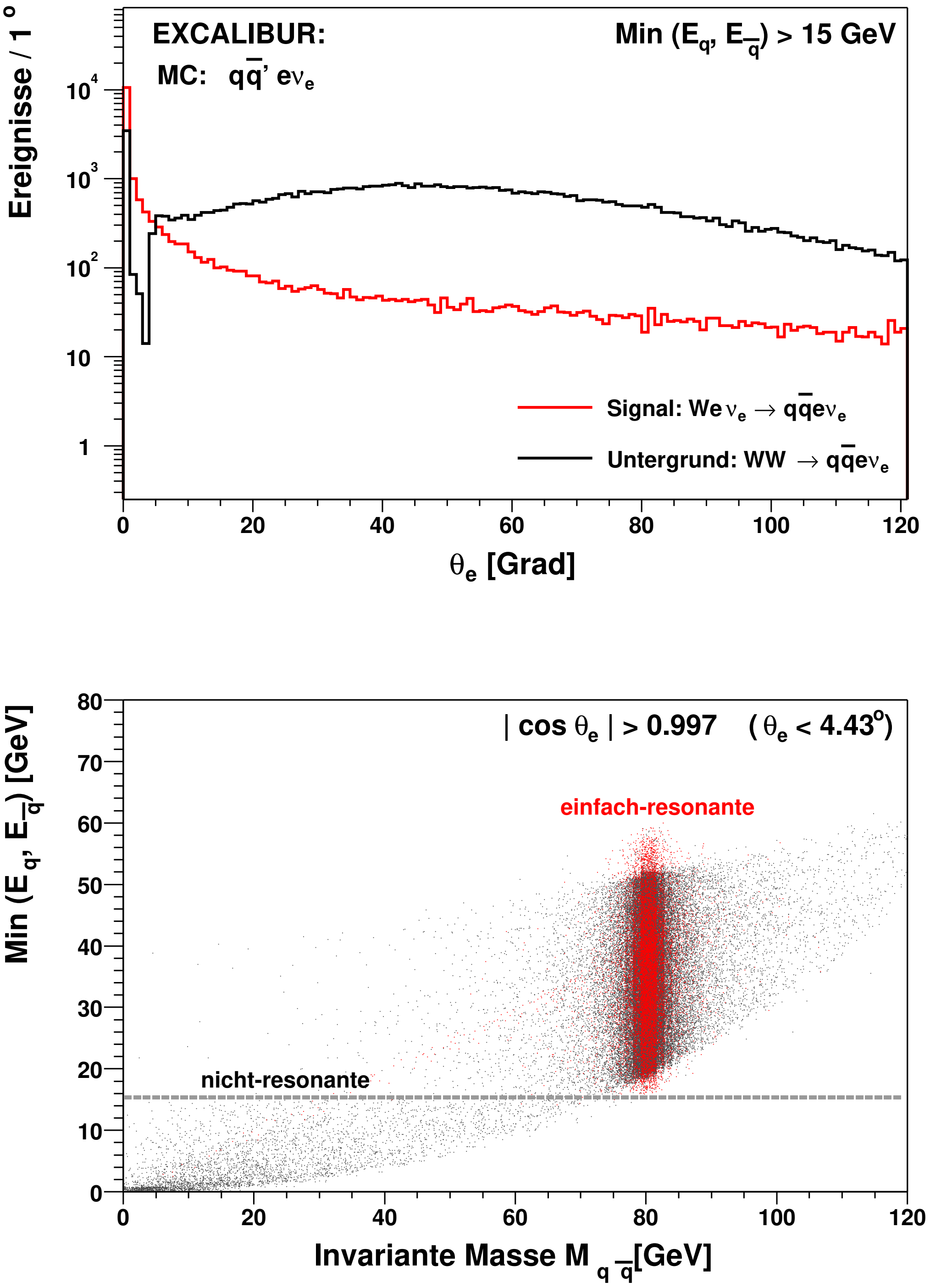


Abbildung 3.3: Zur Definition des Signals wird der Phasenraum durch kinematische Schnitte auf die Winkelverteilung des gestreuten Elektrons im oberen Diagramm und die Minimalenergie der hadronischen Jets (unten) eingeschränkt.

3.2 Die Präselektion

Die in der untersuchten Reaktion entstandenen Quarks werden natürlich nicht direkt im Detektor nachgewiesen, sondern nur indirekt über die aus ihrer Fragmentation entstandenen neutralen und geladenen Hadronen. Diese Teilchen bilden im Detektor sogenannte hadronische ,,Jets", also Teilchenbündel, die mit Hilfe der unterschiedlichen Detektorkomponenten nachgewiesen werden können.
Ähnliche bzw. gleiche Signatur wie die gesuchte Reaktion zeigen auch die drei wichtigsten Untergrundquellen: Die Reaktion $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{Z}/\gamma^* \to \mathrm{q\bar{q}}(\gamma)$, sowie semileptonisch zerfallende W-Paare und besonders bei hohen Schwerpunktsenergien die Reaktion $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{ZZ} \to \mathrm{q\bar{q}}\,\nu\bar{\nu}$. In Abb. 3.4 ist die Kinematik dieser Untergrundbeiträge skizziert.

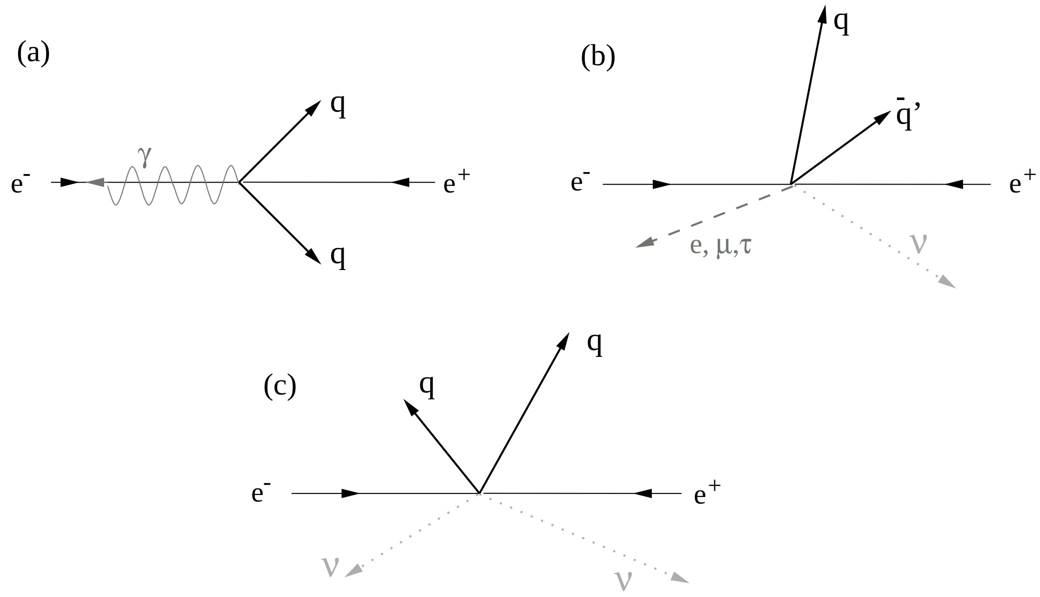


Abbildung 3.4: Kinematik der wichtigsten Untergrundreaktionen: (a) die Produktion zweier Quarks unter Abstrahlung eines Photons ($\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\bar{q}}(\gamma)$), (b) semileptonische W-Paar-Zerfälle ($\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\bar{q}'}\,\ell\nu_\ell$) und (c) die Reaktion: $\mathrm{ZZ} \to \mathrm{q\bar{q}}\,\nu\bar{\nu}$, die kaum vom Signal zu unterscheiden ist.

Im Gegensatz zu der Reaktion $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\bar{q}}(\gamma)$ (Abbildung 3.4 (a)), deren Beitrag zum gesuchten Endzustand schon in der Präselektion erfolgreich abgetrennt wird, bilden die $\mathrm{W^+W^-}$-Zerfälle, bei denen das geladene Lepton nicht nachgewiesen wurde, den dominierenden Untergrund. Auch der durch Z-Paarproduktion erzeugte Untergrund ist aufgrund der hohen Schwerpunktsenergie nur schwer unter Kontrolle zu bringen. Das erklärt sich daraus, dass die Z-Bosonen bei Energien, die weit oberhalb der Erzeugungsschwelle liegen, mit mehr kinetischer Energie erzeugt werden und also im Schwerpunktsystem nicht mehr ruhen. Infolgedessen schließen die aus einem Z-Zerfall stammenden Zerfallsprodukte einen Winkel ein, der mit steigender Schwerpunktsenergie immer mehr von 180° abweicht.

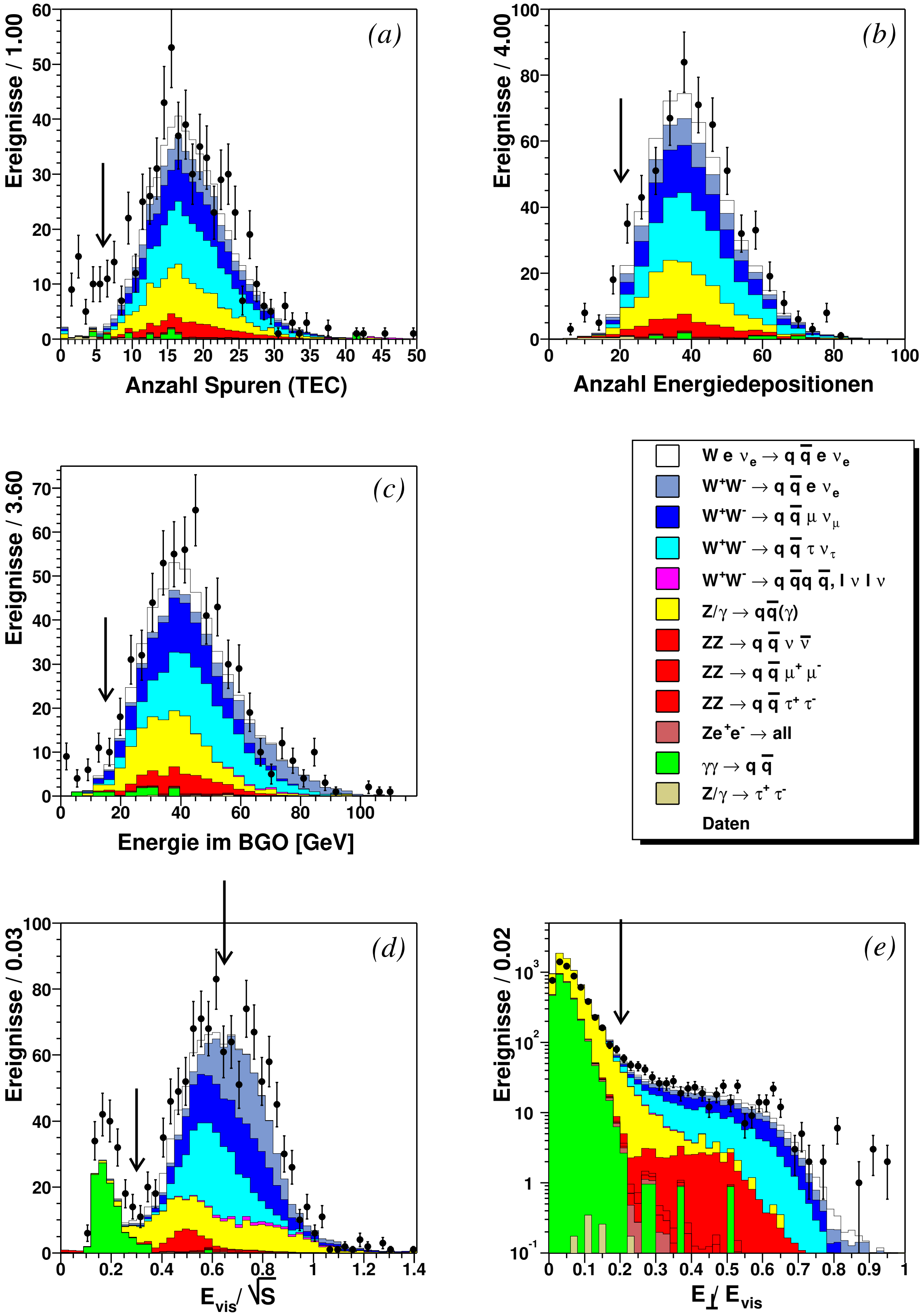


Abbildung 3.5: Qualitätsschnitte auf (a) die Anzahl der „guten" Spuren in der TEC, (b) die Anzahl der Energiedepositionen im hadronischen Kalorimeter, (c) die Energie im BGO und diskriminierende Schnitte auf (d) die sichtbare Energie im Detektor und (e) die transversale Energieimbalance. Gezeigt sind die Daten bei $\sqrt{s}$ =207 GeV im Vergleich zur Monte-Carlo-Vorhersage.

Besonders die Reaktion $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{ZZ} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}\,\nu\bar{\nu}$ ist kaum vom Signal unterscheidbar, da die produzierten Neutrinos hier genauso für einen hohen fehlenden Transversalimpuls sorgen, so dass dieser Untergrund eine experimentelle Signatur aufweist, die derjenigen des Signals täuschend ähnlich ist.

Ein hadronischer Endzustand, wie er bei der untersuchten Reaktion nachgewiesen wird, ist stets durch eine hohe Multiplizität gekennzeichnet, was sofort zu drei Qualitätskriterien in der Vorauswahl führt. Man verlangt eine Mindestanzahl an Energiedepositionen im hadronischen und elektromagnetischen Kalorimeter, sowie mindestens 6 „gute" Spuren in der Driftkammer (TEC). Als „gute" Spuren werden solche bezeichnet, die höchstens einen Abstand von 10 mm zum Vertex aufweisen (Abb. 3.5 (a)). Die Anzahl der Energiedepositionen im hadronischen Kalorimeter (HCAL) sollte größer als 10 sein (Abb. 3.5 (b)), die Energie im BGO größer als 15 GeV (Abb. 3.5 (c)).
Weitere selektierende Schnitte werden auf die im Detektor sichtbare Energie und die fehlende Transversalenergie angewendet. Es wird ein Nachweis von mindestens 30% der Schwerpunktsenergie verlangt. Andererseits wird die im Detektor sichtbare Energie jedoch auf 65% begrenzt, da das nicht nachweisbare Neutrino sowie das durch die Strahlröhre entkommende Elektron einen Teil der Energie forttragen. Die transversale Imbalance eines Ereignisses $E_\perp/E_{vis}$, also der Transversalanteil des Summenvektors aller im Detektor nachgewiesenen Energiedepositionen, sollte größer als 20% sein, da das Neutrino meist nicht entlang der Strahlröhre entweicht und damit Transversalimpuls wegträgt. Abbildung 3.5 zeigt die Verteilungen aller diskutierten Variablen der Präselektion unter Anwendung aller übrigen Selektionsschnitte. Bereits durch die Schnitte der Präselektion, die in Abbildung 3.5(d) und 3.5(e) illustriert sind, kann die Untergrundreaktion mit dem größten Wirkungsquerschnitt ($\sigma_{\mathrm{q\bar{q}}} \approx 98.1$ pb für $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}(\gamma)$ verglichen mit $\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'\,e\nu_e}} \approx 0.39$ pb für die Produktion einzelner W-Bosonen) erfolgreich vom Signal abgetrennt werden.

3.3 Die Selektion

3.3.1 Reduktion semileptonischen Untergrundes

Dieser vor allem von der $\mathrm{W^+W^-}$-Produktion dominierte Untergrund ist sehr schwer vom Signal zu trennen, wenn das geladene Lepton nicht nachgewiesen werden kann. Denn wie bei den einzeln produzierten W-Bosonen stammen die hadronischen Jets auch hier aus dem Zerfall eines W-Boson. Verständlicherweise versucht man also den Beitrag dieser Reaktion ($\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}'}\,\ell\nu_\ell$) durch eine gute Leptonerkennung (e, μ, τ) zu minimieren. Für Elektronen und Myonen ist dieses Unterfangen ohne großen Aufwand zu bewerkstelligen, aber für einen ebenfalls hadronisch aufschauernden τ-Jet, der zusätzlich zu den beiden Quark-Jets entsteht, gestaltet sich die Identifikation sehr schwierig.

Weisen Energiedepositionen im hadronischen Kalorimeter weniger und im elektromagnetischen Kalorimeter mehr als 2 GeV Energie auf, so werden sie, unter der Bedingung, dass die Energiedepositionen in den BGO-Kristallen eng gebündelt sind, als **Elektronen** oder **Photonen** interpretiert. Hierzu wird die Energiesumme E_9 in den inneren 9 und entsprechend E_{25} in den 25 um das Zentrum liegenden Kristalle berechnet. Eine genügend enge Bündelung der elektromagnetischen Energie wird durch die Forderung an das Verhältnis beider Energiesummen $E_9/E_{25} > 0.90$ sichergestellt. Wenn ein so identifiziertes elektromagnetisches Teilchen eine Energie von mehr als 19 GeV zeigt, wird das Ereignis verworfen (Abb. 3.6(a)). Der weitaus größte Anteil, der auf diese Art und Weise klassifizierten Untergrundereignisse, stammt von dem semileptonischen Zerfall $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}'}\, e\nu_e$.

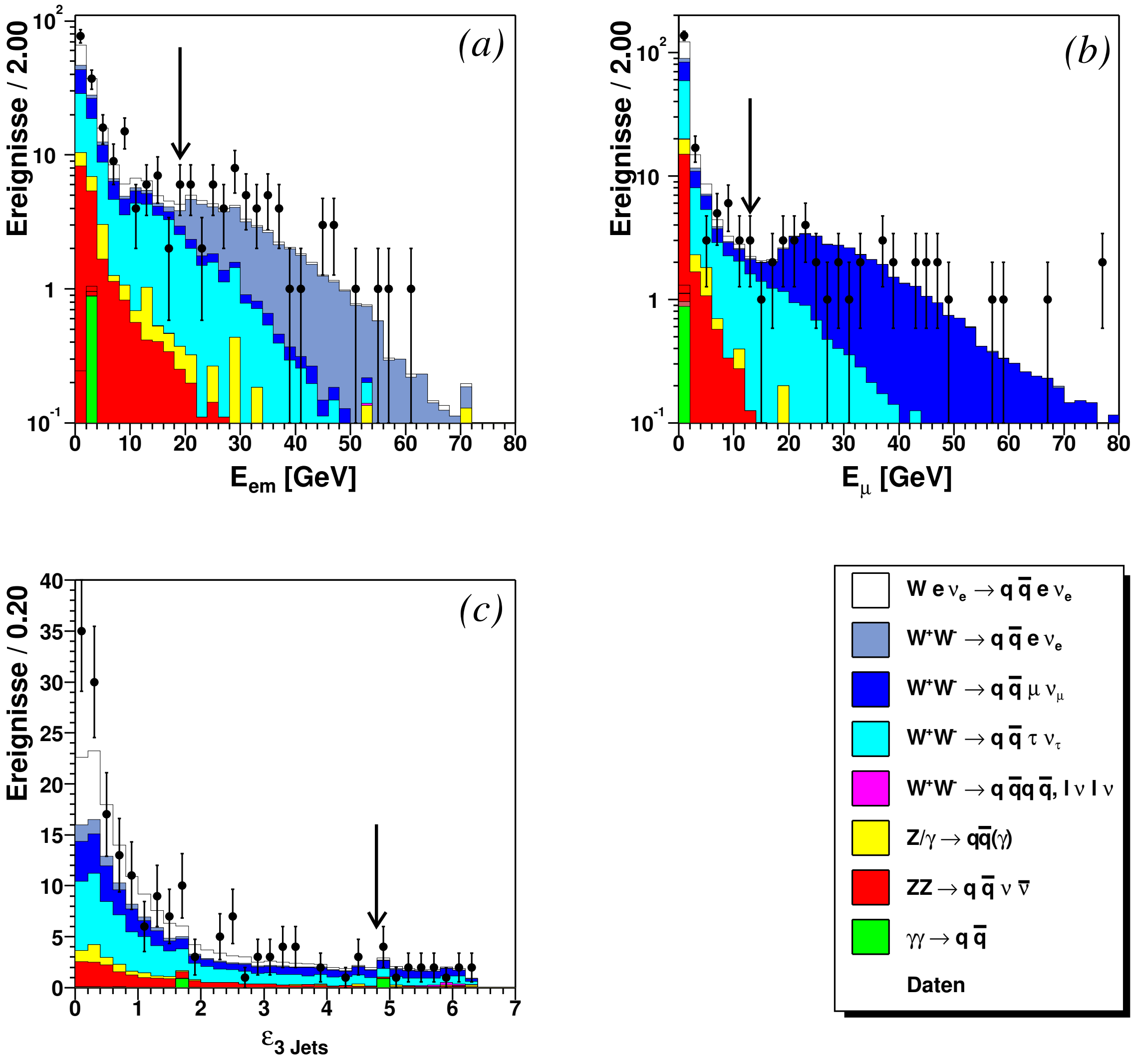


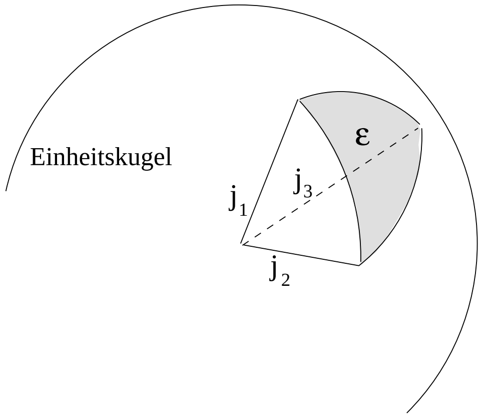
Abbildung 3.6: Reduktion der Untergrundbeiträge semileptonisch zerfallender W-Paare durch Selektionsschnitte auf (a) die elektromagnetische Energie E_{em}, (b) die Energie E_μ möglicher Myonen und (c) den Flächeninhalt ε eines von drei Jets aufgespannten Kugeldreiecks. Alle Verteilungen zeigen die bei $\sqrt{s} = 206.6$ GeV aufgenommenen Daten im Vergleich zur Monte-Carlo-Vorhersage jeweils nach Anwendung aller übrigen Selektionsschnitte.

Die Erkennung von **Myonen** geschieht über die Impuls- bzw. Energiemessung in den Myonkammern, wobei Ereignisse mit einem Myonkandidaten von mehr als 13 GeV Energie als Untergrund eingestuft werden. Hierbei ist der abgetrennte Untergrund dominiert von $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\bar{q}'}\,\mu\nu_\mu$. Die Verteilung des Myonimpulses ist in Abb. 3.6 (b) gezeigt.
Ein weiterer Schnitt zielt auf die Topologie des gesuchten Signals ab und dient vor allem dazu, typische 3-Jet Ereignisse abzutrennen. Darunter finden sich Ereignisse der Reaktion $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\bar{q}}(\gamma)$ mit Gluonabstrahlung und auch semileptonische $\mathrm{W^+W^-}$-Zerfälle, die im Endzustand ein τ enthalten, das als dritter Jet nachgewiesen werden kann. Zunächst werden die Energiedepositionen eines Ereignisses mittels des DURHAM-Algorithmus [29] in drei Jets gezwungen. Der Algorithmus fasst dabei iterativ die nächstliegendsten „Pseudo"teilchen i und j zusammen bis nur noch drei Teilchen übrig sind. Der Abstand zwischen den Teilchen, der für die Art der Zusammenfassung in Jets wesentlich ist, wird beschrieben durch:

$$y_{(i,j)} = \frac{2 \cdot \mathrm{Min}(E_i^2, E_j^2) \cdot (1 - \cos\xi_{ij})}{E_{vis}^2} \,.$$

Dabei bezeichnet E_{vis} die gemessene, sichtbare Energie des Ereignisses, E_i (E_j) sind die Energien der Teilchen i (j) und ξ_{ij} ist der Winkel zwischen ihnen. Bei einem typischen 2-Jet-Ereignis wie dem des Signals werden schließlich zwei Pseudoteilchen, die von einem Quark abstammen – also eigentlich einem Jet angehören – einfach nicht mehr weiter zusammengefasst; übrig bleiben entsprechend 3 Jets.

Als Observable wird der von den drei Jets eingeschlossene Raumwinkel gewählt, der im Falle eines auf drei Jets „ausgedehnten" 2-Jet-Ereignisses natürlich geringer ausfällt. Der Flächeninhalt ε eines auf der Einheitskugel aufgespannten Kugeldreiecks (auch sphärischer Exzess [30] genannt) wird wie folgt aus den gemessenen Zwischenwinkeln der Jets berechnet:



$$\varepsilon = 4 \arctan\sqrt{\tan\frac{\xi}{2}\tan\frac{(\xi - \xi_{12})}{2}\tan\frac{(\xi - \xi_{23})}{2}\tan\frac{(\xi - \xi_{13})}{2}} \,.$$

Der Vorteil daran ist, dass nur Winkelabstände zwischen je zwei Jets ξ_{ij} und die Summe der drei Zwischenwinkel $\xi = \xi_{12} + \xi_{23} + \xi_{13}$ in die Formel eingehen. Zur Abtrennung der 3-Jet-Ereignisse wird $\varepsilon_{3Jets} < 4.8$ verlangt. Die Verteilung des sphärischen Exzesses in Abb. 3.6 (c) illustriert diesen Schnitt.
Wenn das τ-Quark in Hadronen und ein ν_τ zerfällt, beobachtet man allerdings nur den Jet der Hadronen, der im Folgenden als τ-Jet bezeichnet wird. Dieser τ-Jet lässt sich nun nicht mit solch einfachen Mitteln identifizieren, wie sie zur Erkennung von Elektronen, Photonen oder Myonen herangezogen wurden. In der vorliegenden Analyse wurde daher der Weg über eine Wahrscheinlichkeitsdiskriminante P_τ zur Erkennung des τ-Leptons

gewählt. Dazu werden die Energiedepositionen zuerst mittels eines CONE-Algorithmus in drei Jets aufgeteilt. Dabei wird ein Kegel mit 20° Öffnungswinkel so in das Ereignis gelegt, dass die in ihm enthaltene Energie maximal wird. Die Pseudoteilchen, die in den so definierten Bereich fallen, werden zu einem Teilchenbündel zusammengefasst. Nun wird dieser Vorgang dreimal wiederholt, so dass man schließlich drei, nach Energie gestaffelte Jets erhält. Aus diesen werden dann mehrere kinematische Variablen berechnet, um die Trennfähigkeit der Diskriminante im Hinblick auf das gesuchte Signal und den hier betrachteten Untergrundbeitrag des $\tau\nu_\tau q\bar{q}'$-Anteil der W-Paarproduktion zu optimieren. Die Unterschiede zwischen τ- und Quark-Jets in den verschiedenen Größen werden anhand von Monte-Carlo-Simulationen untersucht.

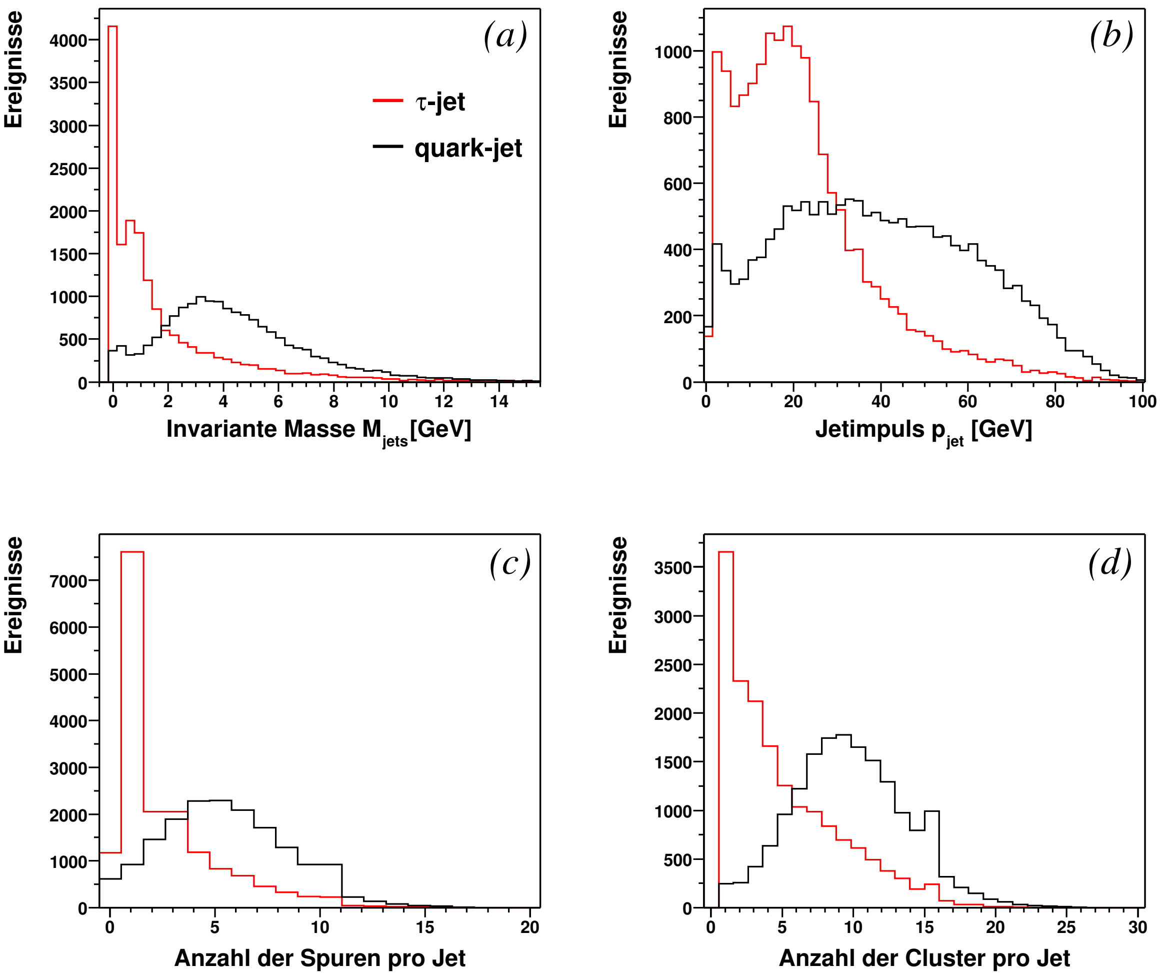


Abbildung 3.7: Monte-Carlo-Studie zur Erkennung eines τ-Jets vor dem Hintergrund eines hadronischen Systems. Verwendet wurde nur der - die Reaktion $W^+W^- \rightarrow \tau\nu_\tau q\bar{q}'$ beschreibende - Teil eines Monte-Carlos des Generators KORALW, das den gesamten W^+W^--Zerfall über CC03 simuliert.

Das Ergebnis dieser Studie ist in Abb. 3.7 dargestellt, wobei sich die folgenden vier Variablen als die geeignetsten zur Unterscheidung eines τ-Jets von den beiden Quark-Jets eines Ereignisses herausstellten:

- die invariante Masse des Jets
- der Impuls des Jets
- die Anzahl der einem Jet zugeordneten Spuren
- die Anzahl der Energiedepositionen eines Jets.

In der τ-Diskriminante werden nun die in den Verteilungen der genannten Variablen sichtbaren Unterschiede zusammengefasst. Dabei wird jedes der insgesamt 4 Histogramme einer Reaktionsklasse (entweder K_n = Quark-Jet oder aber $K_n = \tau$-Jet) als diskrete Wahrscheinlichkeitsverteilung $p(x|K_n)$ der jeweiligen Größe x aufgefasst. Ein bestimmter Wert x_i der Größe x für die betrachtete Klasse K_n wird mit der Wahrscheinlichkeit:

$$p(x_i|K_n) = \frac{N_i}{N_{ges}},$$

gefunden, also dem Verhältnis zwischen den Einträgen in dem entsprechenden Bin (N_i) zur Anzahl aller Einträge im Histogramm der Klasse K_n. Nach Bayes ist die *a posteriori* Wahrscheinlichkeit $P(K_n|\vec{x})$, die aufgrund verschiedener Beobachtungen $\vec{x}$ eine Einordnung des Ereignisses in eine von zwei Klassen K_n erlaubt, gegeben durch:

$$P(K_n|\vec{x}) = \frac{P(K_n) \cdot p(\vec{x}|K_n)}{P(\vec{x})} \quad \text{mit} \quad P(\vec{x}) = \sum_{i=1}^{2} p(\vec{x}|K_n)P(K_n).$$

Dabei bezeichnet $P(K_n)$ die *a priori* Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der Reaktion, $p(\vec{x}|K_n)$ die Wahrscheinlichkeit für die fragliche Klasse K_n tatsächlich diese Beobachtungen zu machen und $P(\vec{x})$ die Wahrscheinlichkeit mit der die Beobachtungen $\vec{x}$ auftreten. Die bedingte Wahrscheinlichkeit $p(\vec{x}|K_n)$ *alle* Beobachtungen $\vec{x}$ für eine Klasse zu machen, setzt sich wiederum aus dem Produkt der Wahrscheinlichkeiten für eine einzelne Beobachtung x_i zusammen:

$$p(\vec{x}|K_n) = \prod_i p(x_i|K_n).$$

Zur Ermittlung der τ-Diskriminante muss noch die *a priori* Verteilung der Klassen bekannt sein. In der Monte-Carlo-Studie soll bei der Reaktion $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\bar{q}'}\tau\nu_\tau$ zwischen den beiden Klassen τ-Jet und Quark-Jet unterschieden werden. Da nun doppelt soviele Quark-Jets wie τ-Jets pro Ereignis entstehen, sind die beiden Klassen *a priori* im Verhältnis $P(q) : P(\tau) = 2 : 1$ verteilt. Somit ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Jet als τ-Jet identifiziert wird, zu:

$$P_\tau = \frac{P(\tau) \cdot P(\tau|\vec{x})}{P(\tau) \cdot P(\tau|\vec{x}) + P(q) \cdot P(q|\vec{x})} = \frac{\prod_i p(x_i|\tau)}{\prod_i p(x_i|\tau) + 2 \cdot \prod_i p(x_i|q)},$$

wobei in dieser Definition schon die Normierung auf die Summe der Wahrscheinlichkeiten enthalten ist. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ereignis einen τ-Jet enthält und somit bei $P_\tau > 0.96$ als Untergrund verworfen wird, ist in Abb. 3.8 (a) gezeigt. Obwohl sich ein Teil des $\tau\bar{\nu}_\tau \mathrm{q}\bar{\mathrm{q}}'$-Untergrundes mittels $P_\tau < 0.96$ abtrennen lässt, bleibt doch eine große Zahl dieser Ereignisse übrig, die sich nicht oder nur sehr wenig vom Signal unterscheiden.

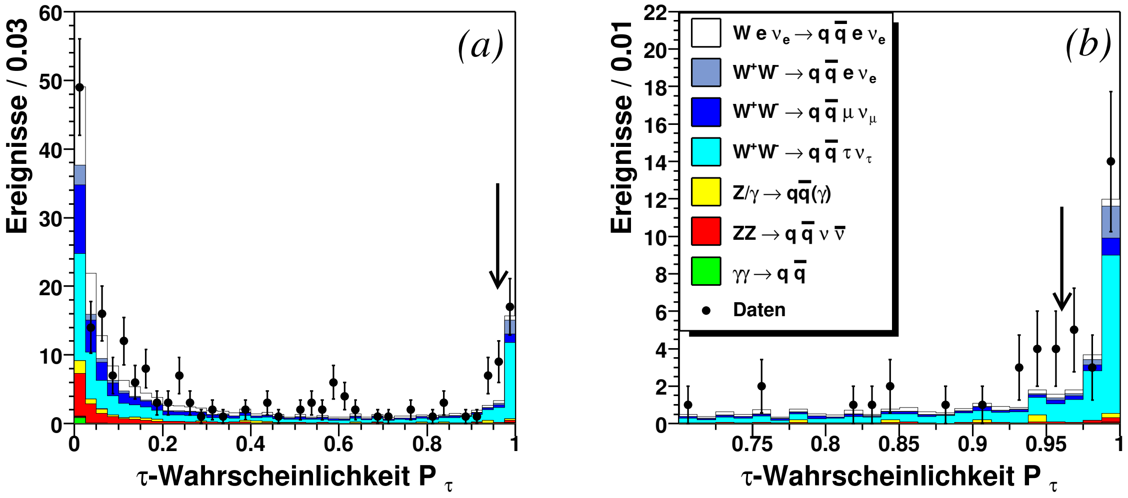


Abbildung 3.8: Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Ereignis einen τ-Jet enthält (a). Abbildung (b) zeigt die gleiche Verteilung, jedoch vergrößert in der Nähe des Schnittes. Die Punkte entsprechen den bei $\sqrt{s} = 207$ GeV aufgezeichneten Daten.

3.3.2 Reduktion hadronischen Untergrundes

Zwei akollineare und akoplanare Jets sind charakteristisch für ein typisches Signalereignis. Daher werden die gemessenen Energiedepositionen wiederum unter Zuhilfenahme des DURHAM-Algorithmus in zwei Jets aufgeteilt. Der zu minimierende Untergrundbeitrag der Reaktion $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{Z}/\gamma^* \to \mathrm{q}\bar{\mathrm{q}}(\gamma)$ weist hingegen zwei kollineare Jets oder - im Fall der Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand - zwei mit der Strahlachse koplanare Jets auf. Ohne ISR (**I**nitial-**S**tate-**R**adiation) zerfällt das im s-Kanal produzierte γ^* (bzw. Z-Boson) „back-to-back" und die resultierenden Jets sind kollinear. Unter Aussendung von ISR-Photonen, die dem Nachweis meist dadurch entgehen, dass sie entlang der Strahlröhre fliegen, entstehen zwar zwei akollineare Jets, aber aufgrund der Impulserhaltung liegen sie in einer Ebene mit der Strahlachse, sind also im Gegensatz zum gesuchten Signal koplanar. Die durch $|\Delta\phi - 180^o|$ als Abweichung von der Strahlachse definierte Akoplanarität zweier Jets ist demzufolge eine geeignete Größe um diese Art hadronischen Untergrundes vom Signal zu trennen. In Abb. 3.9(a) ist deutlich die Tendenz des verbleibenden $\mathrm{q}\bar{\mathrm{q}}$-Untergrundes zu koplanaren Jets zu erkennen. Für die Signalereignisse ergibt sich eher eine flache Verteilung, da der Impuls des Neutrinos ν_e meist nicht in Strahlrichtung geht. Da für Signalereignisse größere Abweichungen zwischen der Ebene der hadronischen Jets und der Strahlachse erwartet werden, lässt sich mit dem Kriterium $|\Delta\phi - 180^o| > 11^o$ der überwiegende Teil des $\mathrm{q\bar{q}}$-Untergrundes verwerfen.

Wie bereits erwähnt, zeigt der fehlende Impuls bei Ereignissen, die von Zerfällen einzeln produzierter W-Bosonen herrühren, nicht in Richtung der Strahlachse. Bei dem durch die Reaktion $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}(\gamma)$ verursachten Untergrundbeitrag werden die ISR-Photonen allerdings meist unter einem so geringen Winkel zur Strahlachse emittiert, dass man in guter Näherung annehmen kann, der fehlende Impuls zeige in Strahlrichtung. Abbildung 3.9 (b) zeigt die Winkelverteilung $|\cos(\theta_{mis})|$ des fehlenden Impulses, der durch:

$$\vec{p}_{mis} = -(\vec{p}_{jet1} + \vec{p}_{jet2})$$

gegeben ist. Da der $\mathrm{q\bar{q}}$-Beitrag zu großen Werten hin ansteigt, lassen sich fast alle nach dem Schnitt auf die Akoplanarität noch verbliebenen Ereignisse dieses Untergrundes mittels der Bedingung $|\cos(\theta_{mis})| < 0.92$ abtrennen.

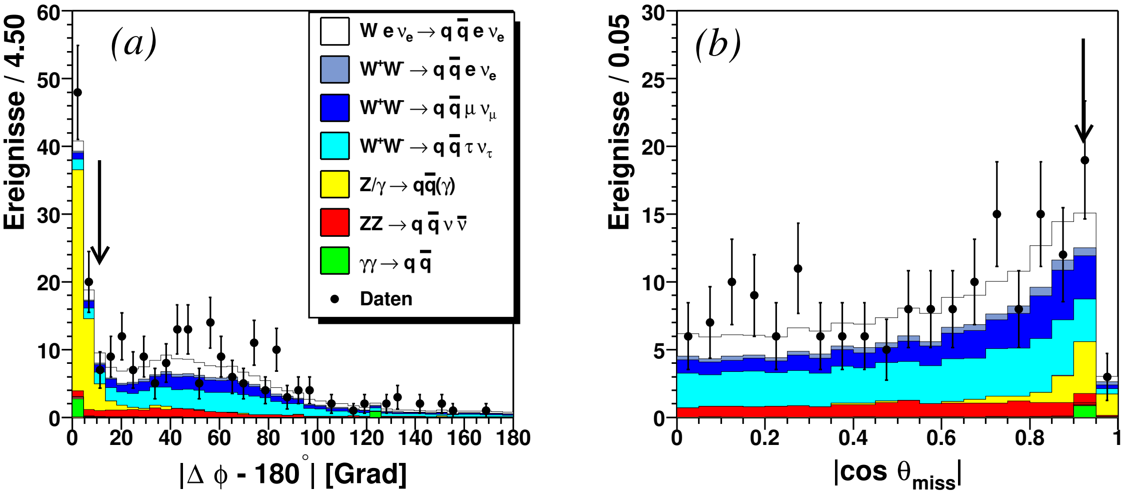


Abbildung 3.9: Minimierung hadronischer Untergrundbeiträge durch Selektionsschnitte auf (a) die Akoplanarität und (b) die $|\cos(\theta_{mis})|$-Verteilung.

Neben den semileptonisch zerfallenden W-Paaren, die weiterhin den Untergrund dominieren, nimmt ab einer Schwerpunktsenergie von etwa $\sqrt{s} \approx 190$ GeV die ZZ-Produktion an Bedeutung zu. Die Schwelle für die Produktion zweier reeller Z-Bosonen liegt bei der doppelten Masse des Z-Bosons, also $\sqrt{s} \approx 2 \cdot m_Z$. In Abbildung 3.10 ist das Verhalten der Wirkungsquerschnitte als Funktion der Schwerpunktsenergie für die Z-Paarproduktion und das Signal einzeln produzierter W-Bosonen dargestellt. Bei etwa $\sqrt{s} \approx 185$ GeV übersteigt der Z-Paar-Wirkungsquerschnitt denjenigen einzelner W-Bosonen, was eine gesonderte

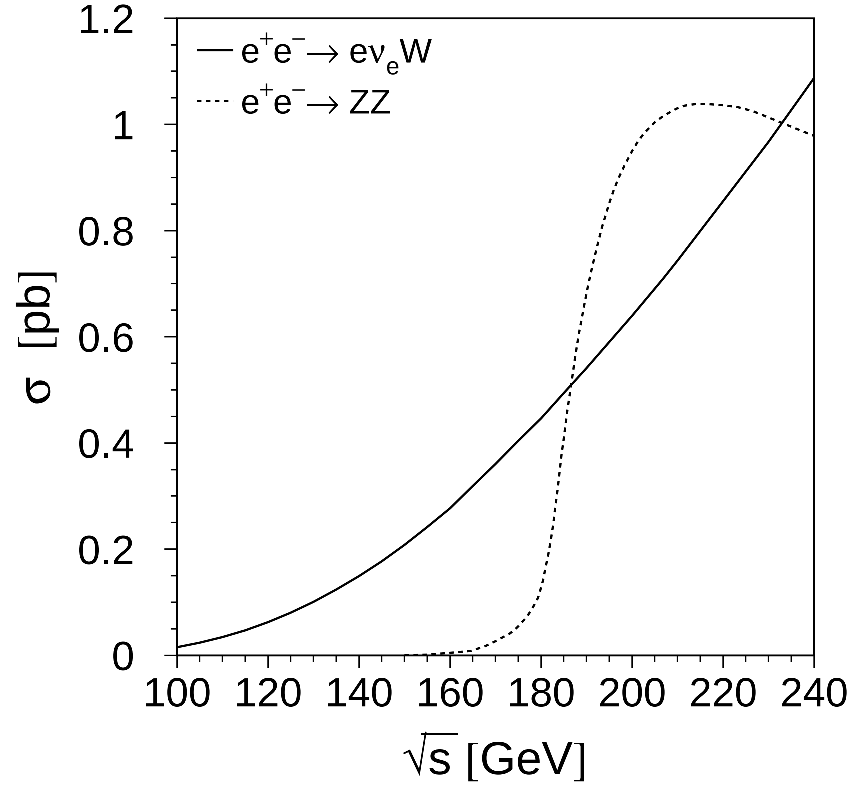


Abbildung 3.10: Das Verhalten der Wirkungsquerschnitte der ZZ-Produktion und der Produktion einzelner W-Bosonen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie.

Behandlung dieses Untergrundbeitrages rechtfertigt. Die reellen, massiven Z-Bosonen zerfallen in Fermionpaare, Z→ $f\bar{f}$, woraus sich die folgenden sechs Klassen von 4-Fermion-Endzuständen ergeben:

$$
\begin{array}{lll}
\mathrm{ZZ} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}\,q'\bar{q}'} & \mathrm{ZZ} \rightarrow \ell^+\ell^-\,\ell'^+\ell'^- & \mathrm{ZZ} \rightarrow \nu\bar{\nu}\,\nu'\bar{\nu}' \\
\mathrm{ZZ} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}\,\ell^+\ell^- & \mathrm{ZZ} \rightarrow \ell^+\ell^-\,\nu\bar{\nu} & \mathrm{ZZ} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}\,\nu\bar{\nu}
\end{array}
$$

Da jedoch in dieser Arbeit lediglich der hadronische Endzustand einzelner W-Bosonen untersucht wird und die Schnitte dahingehend optimiert sind, 2-Jet Ereignisse mit hohem fehlendem Transversalimpuls zu selektieren, sind bereits alle Klassen mit geladenen Leptonen im Endzustand, sowie 4-Jet Ereignisse ($\mathrm{ZZ} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}\,q'\bar{q}'}$) als Untergrund verworfen. Der einzige Zerfallskanal, der diesen Anforderungen noch entspricht, ist $\mathrm{ZZ} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}\,\nu\bar{\nu}$, wo ein Z-Boson unsichtbar in zwei Neutrinos und das andere hadronisch zerfällt. Diese Signatur paarweise produzierter Z-Bosonen ist experimentell kaum von der hadronisch zerfallender einzelner W-Bosonen zu unterscheiden. Selbst die Massen der W- und Z-Bosonen ($m_W \approx 80.4$ GeV, $m_Z \approx 91.2$ GeV) sind einander zu ähnlich um innerhalb der Energieauflösung für Jets alleine eine erfolgreiche Trennung vom Signal zu gewährleisten. Um trotzdem möglichst effektiv eine Minimierung dieses Untergrundbeitrages zu erreichen, werden kinematische Eigenheiten der Z-Paarproduktion, die auf der Nähe zur kinematischen Schwelle beruhen, besonders berücksichtigt. Allerdings nimmt die Trennfähigkeit aller betrachteten Variablen mit steigender Schwerpunktsenergie rasch ab. Für Energien ab etwa 195 GeV werden auch die Z-Bosonen mit einer nicht mehr vernachlässigbaren Geschwindigkeit produziert, was zur Folge hat, dass der ZZ-Untergrundbeitrag dem gesuchten Signal einzelner W-Bosonen immer ähnlicher wird. Dennoch lassen sich 4 Variablen finden, die stark von der zugrundeliegenden Kinematik beeinflusst werden und zur Abtrennung benutzt werden können.

- Die reskalierte Masse (Anhang B) sollte für ZZ-Ereignisse einen scharfen ,,peak" bei der tatsächlichen Z-Masse bilden, während die Verteilung des Signals kaum in ihrer Breite beeinflusst wird.
- Die Geschwindigkeit eines zerfallenden Z-Bosons $\beta_Z = p_Z/E_Z$ ist nahe der kinematischen Schwelle kleiner als sie für Signalereignisse erwartet wird.
- Aufgrund der kleineren Geschwindigkeit, schließen die Zerfallsprodukte der Z-Bosonen meist einen Zwischenwinkel von etwa 180° ein (,,back-to-back"-Ereignisse). Daher erwartet man für den Zwischenwinkel ξ_{jets} größere Werte als für das Signal.
- Unter Berücksichtigung der besonderen Kinematik einzelner W-Bosonen wird die Neutrinoenergie E_ν^{rek} rekonstruiert (Anhang C). Diese Größe sollte für ZZ-Ereignisse kleinere Werte als das Signal aufweisen.

Zusätzlich fließt in die ZZ-Diskriminante auch die Verteilung der invarianten Masse M_{inv} ein. Eine Monte-Carlo-Studie zum Vergleich von Signal und dem speziellen ZZ-Zerfallskanal ZZ $\rightarrow \mathrm{q\bar{q}}\,\nu\bar{\nu}$ wurde für drei verschiedene Energien (195.5 GeV, 199.5 GeV und 206.6 GeV) anhand der die Zerfälle beschreibenden EXCALIBUR Monte-Carlos durchgeführt. Für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$ = 206.6 GeV sind die Verteilungen der oben beschriebenen Variablen in Abbildung 3.11 gezeigt. Zur Berechnung der Diskriminante P_{ZZ} wird eine analoge Methode wie zur Erkennung des τ-Jets verwendet. Nun sollen jedoch nicht mehr zwei unterschiedliche Teilchen bzw. Jet-Arten, sondern zwei unterschiedliche Endzustände ($\mathrm{q\bar{q}}\,\nu\bar{\nu}$ und $\mathrm{q\bar{q}'}\,\mathrm{e}\nu_\mathrm{e}$) voneinander getrennt werden.

Im Gegensatz zu den *a priori*-Verteilungen bei der Identifikation des τ-Jets, geht man hier jedoch davon aus, dass die beiden Endzustände *a priori* gleichverteilt sind $P(ZZ) = P(We\nu_e)$. Da sich so die *a priori*-Verteilungen in der Gleichung für die bedingte Wahrscheinlichkeit $P(ZZ|\vec{x})$ herauskürzen, vereinfacht sich diese entsprechend zu:

$$P_{ZZ} = \frac{P(ZZ|\vec{x})}{P(ZZ|\vec{x}) + P(We\nu_e|\vec{x})} = \frac{\prod_i p(x_i|ZZ)}{\prod_i p(x_i|ZZ) + \prod_i p(x_i|We\nu_e)},$$

Durch die Forderung $P_{ZZ} < 0.94$ wird eine deutliche Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu ZZ-Untergrund erreicht. Die zugehörige Verteilung der Diskriminante P_{ZZ} ist in Abbildung 3.12 dargestellt.

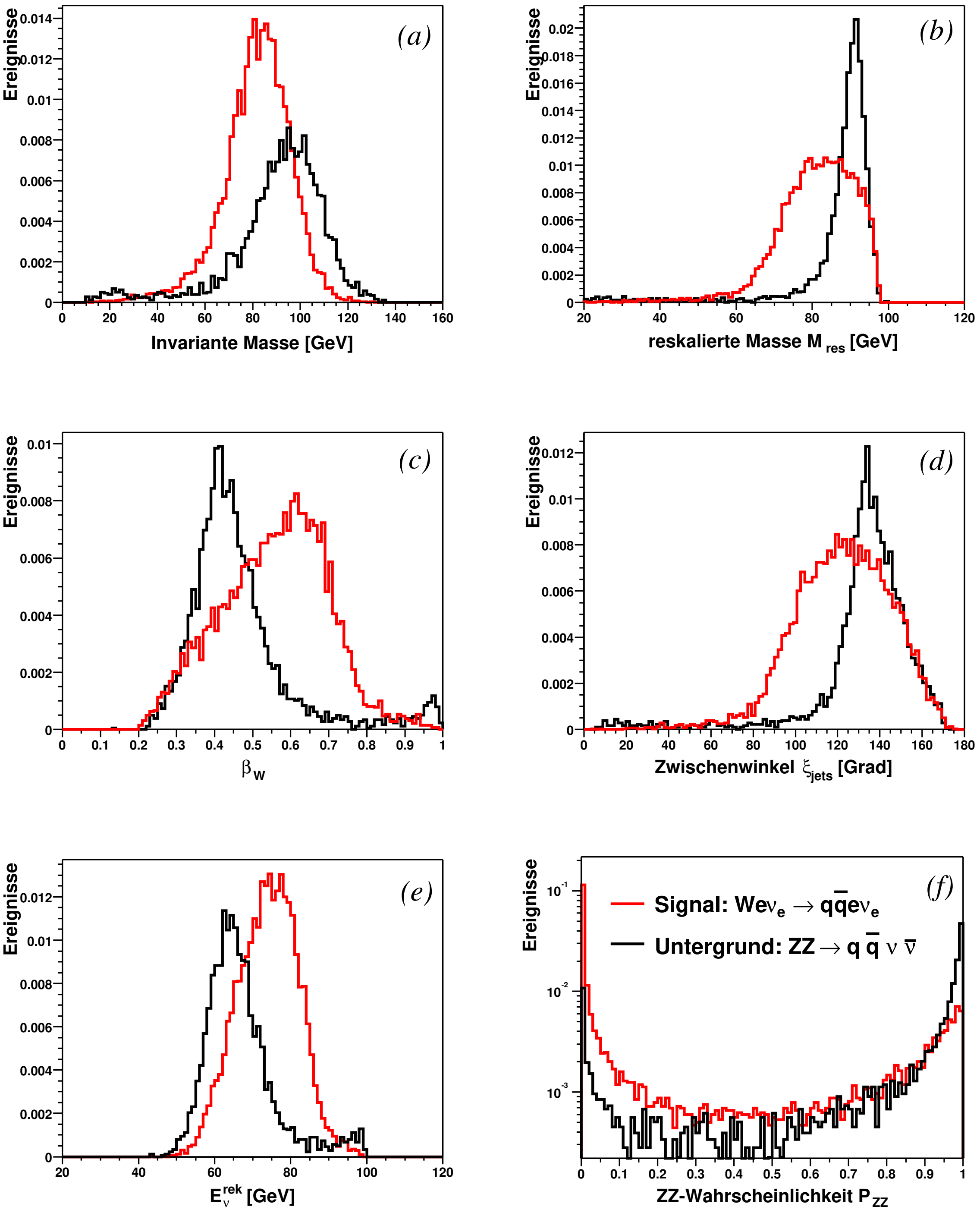


Abbildung 3.11: Monte-Carlo-Studie zur Unterscheidung von Signalereignissen (rot) und ZZ-Untergrund (schwarz). Bei $\sqrt{s} = 207$ GeV wurden die Monte-Carlos wbf36 für die Signalreaktion $\mathrm{W\,e}\,\nu_\mathrm{e} \to \mathrm{q\bar{q}'}\,\mathrm{e}\nu_\mathrm{e}$ und wbn30 für den ZZ-Untergrund ($\mathrm{ZZ} \to \mathrm{q\bar{q}}\,\nu\bar{\nu}$) des Generators EXCALIBUR verwendet.

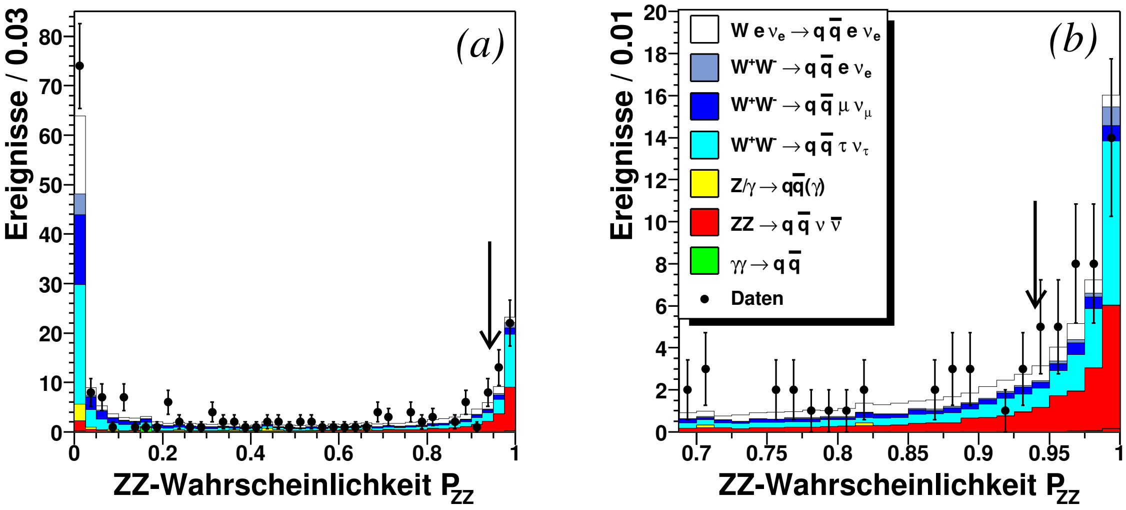


Abbildung 3.12: In Abbildung (a) ist die komplette Verteilung der ZZ-Wahrscheinlichkeit P_{ZZ}, und in (b) ein vergrößerter Ausschnitt dieser Verteilung in der Nähe des Schnittes gezeigt. Nach Anwendung aller übrigen Selektionsschnitte zeigt ein Vergleich der bei $\sqrt{s} = 207$ GeV aufgezeichneten Daten mit der Monte-Carlo-Vorhersage eine gute Übereinstimmung.

Die mit Hilfe dieser Selektionsschnitte ausgewählten Datenereignisse weisen nun zum Teil eine Signatur auf, die mit der Produktion einzelner W-Bosonen übereinstimmt. Zur besseren Veranschaulichung der untersuchten Reaktion sind auf den beiden folgenden Seiten in den Abbildungen 3.13 und 3.14 zusätzlich die Ansichten zweier Kandidaten für den hadronischen Zerfall einzelner W-Bosonen im L3-Detektor gezeigt. Das obere Bild zeigt jeweils eine Projektion des Ereignisses auf die (r, ϕ)-Ebene, also senkrecht zur Strahlachse und das untere Bild zeigt den gleichen Kandidaten in der Projektion auf eine Ebene parallel zum Strahl. Gut erkennbar sind die beiden aus dem hadronsichen Zerfall stammenden akoplanaren Jets.

Nachdem alle Untergrundbeiträge mit Hilfe von Schnitten so weit wie möglich reduziert sind, liegt das Verhältnis von Signal zu Untergrund trotzdem nur bei etwa 1:4. Im Folgenden wird zur weiteren Analyse ein Neuronales Netzwerk verwendet, da eine Anreicherung des gesuchten Signals einzelner W-Bosonen gegenüber dem stark dominierenden W^+W^--Untergrund anders nicht erreicht werden kann.

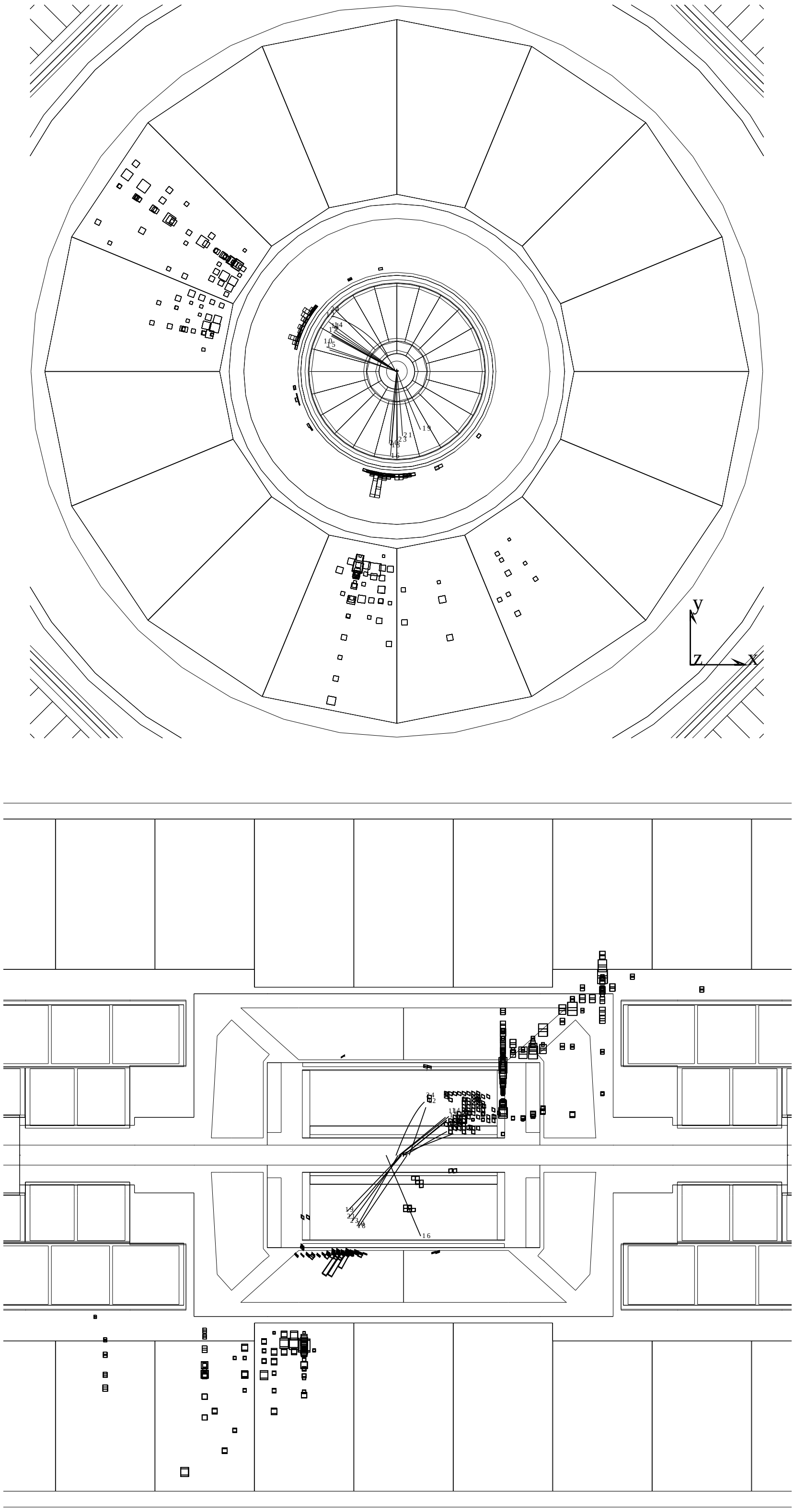


Abbildung 3.13: Ein Kandidat für den hadronischen Zerfall einzelner W-Bosonen. Oben ist das Ereignis mit einer invarianten Masse von 74.3 GeV im Querschnitt senkrecht zum Strahl zu sehen und unten längs zum Strahl.

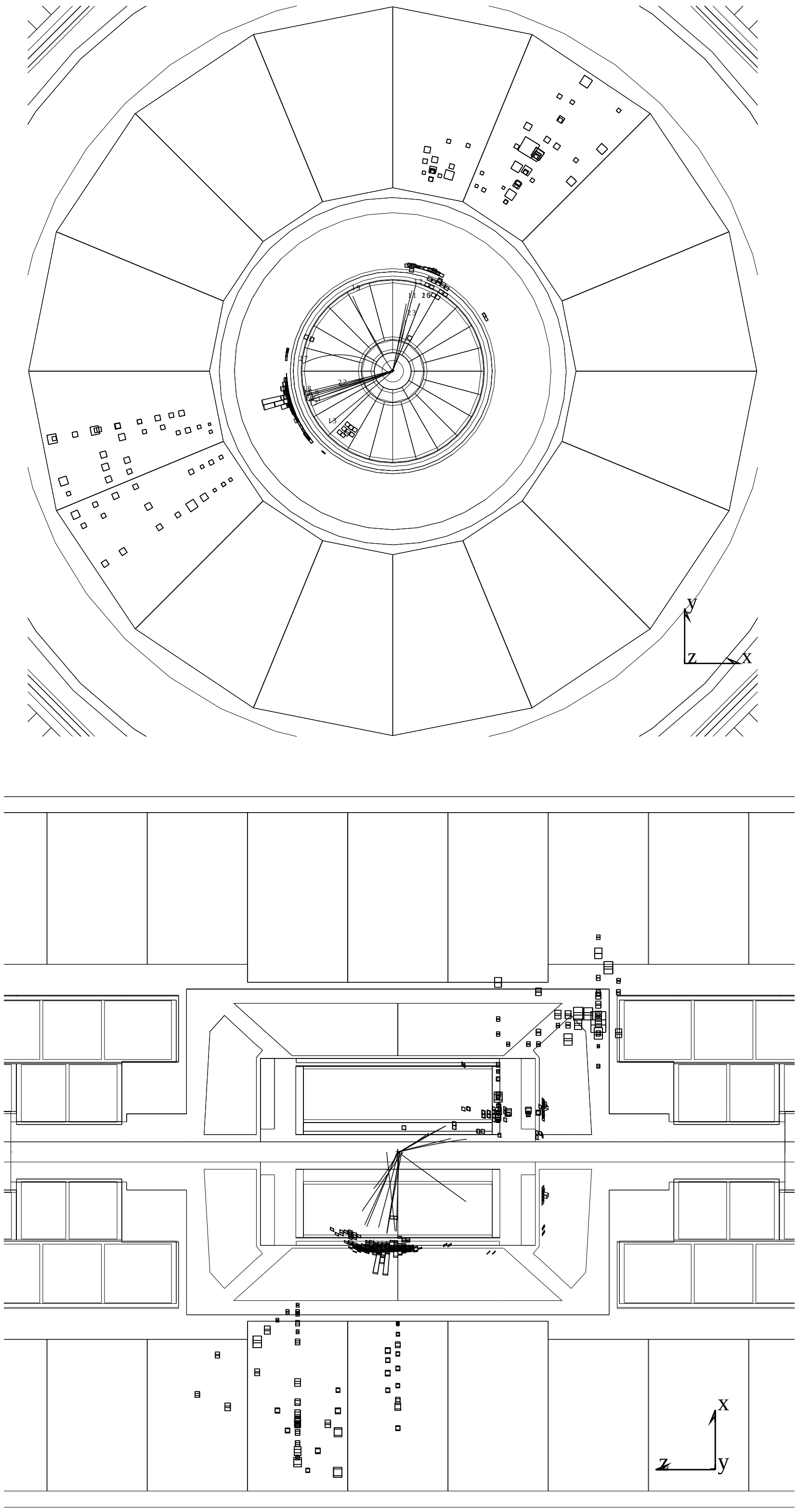


Abbildung 3.14: Ein weiteres Ereignis, das dem hadronischen Zerfall einzelner W-Bosonen zugeordnet werden kann. Die invariante Masse beträgt hier jedoch 85.5 GeV, was darauf hindeutet, dass es sich auch um ein Ereignis der Reaktion $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}\,\nu\bar{\nu}$ handeln könnte.

Kapitel 4

Der hadronische Wirkungsquerschnitt einzelner W-Bosonen

4.1 Datenanalyse mit Neuronalem Netz

Die linearen Schnittkriterien der Selektion führen zwar zu einer Anreicherung des Signals, diese muss aber zur Messung des kleinen Wirkungsquerschnittes und der im folgenden Kapitel durchgeführten Analyse der Kopplungsparameter des γWW-Vertex noch verbessert werden. Als äußerst effektives Analysemittel bietet sich hier ein auf die Erkennung einzelner W-Bosonen trainiertes Neuronales Netz an. Im Folgenden sollen kurz die Topologie des verwendeten Neuronalen Netzes SNNS (Stuttgart Neural Network Simulator) [19] beschrieben und die als Eingangsinformation verwendeten Variablen erklärt werden. Da der Wirkungsquerschnitt und die Kinematik des untersuchten Prozesses mit der Schwerpunktsenergie variiert, wird außerdem für vier der sechs untersuchten Schwerpunktsenergien - 192 GeV, 196 GeV, 202 GeV und 207 GeV - jeweils ein Neuronales Netz trainiert. Dabei wird einzig die Zusammensetzung des Untergrundes der Selektion angepasst, während alle einmal festgelegten Funktionen und Parameter des Neuronalen Netzes, sowie die gewählten Eingangsgrößen erhalten bleiben.

4.1.1 Topologie und Parameter

Es wird ein „Feed-Forward"-Netz mit drei Ebenen verwendet. Die erste Ebene enthält die im Folgenden diskutierten 12 Eingangsgrößen, die zweite Lage 10 „versteckte" Knoten und die dritte Ebene besteht aus nur einer Ausgangsgröße. Jedes Neuron der mittleren Ebene ist über gewichtete Verbindungen mit allen Eingangsgrößen und dem Ausgang verknüpft. Die Anzahl der versteckten Knoten wird mit Hilfe von Hinton-Diagrammen optimiert. Ausgehend von einer größeren Anzahl versteckter Knoten wird diese schrittweise reduziert, und zwar solange bis keine geringfügigen Gewichte (kleine Quadrate im Diagramm) mehr auftreten oder das Netz schlechtere Trennungseigenschaften zu zeigen beginnt.

Da der Untergrundbeitrag der W-Paarproduktion dominiert und andere Beiträge nach der vorausgegangenen Selektion vernachlässigbar bzw. dem Signal zu ähnlich sind, wird das Netz nur auf die Unterscheidung von Signal und semileptonischen W^+W^--Zerfällen trainiert. Demzufolge kann man das Netz leider auch nicht gegen den mit zunehmender Schwerpunktsenergie schwieriger zu unterdrückenden Untergrundbeitrag aus $ZZ \to q\bar{q}\,\nu\bar{\nu}$-Zerfällen trainieren, da die Signatur dieses Endzustandes dem Signal zu ähnlich ist, als dass dieser im Hinblick auf den überwiegenden W^+W^--Untergrund als solcher erkannt und dem Untergrund zugeordnet werden könnte. Der Versuch ein Netz gleichzeitig sowohl gegen den W^+W^--, als auch den ZZ-Untergrund zu trainieren, führt zu einer stark verminderten Trennfähigkeit des Netzes und wird daher verworfen.

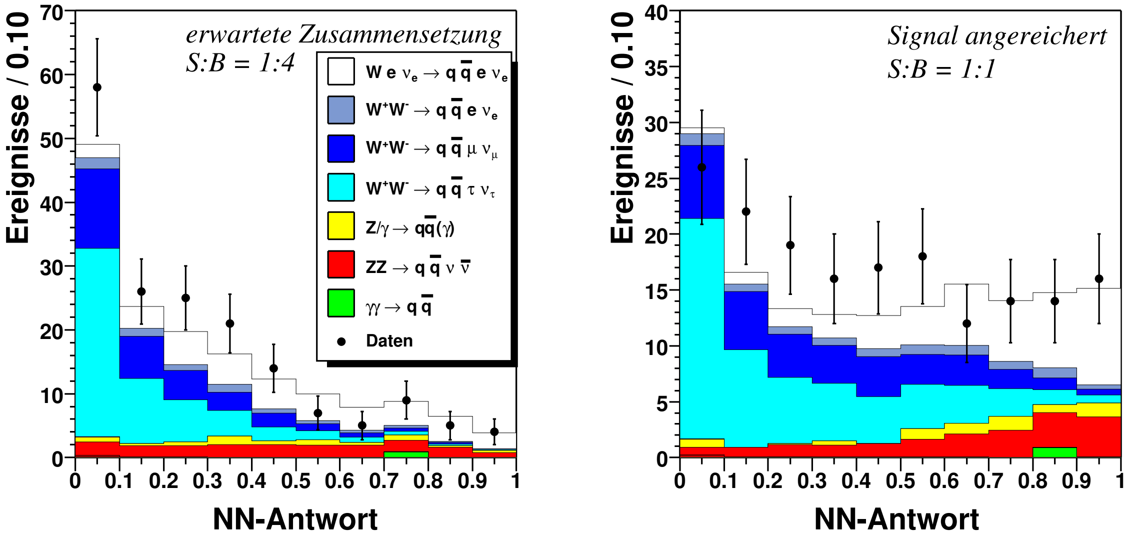


Abbildung 4.1: Die Trennfähigkeit des Neuronalen Netzes bei verschiedenen Zusammensetzungen des Trainingsmenge. a) Signal und Untergrund im nach der Selektion erreichten Verhältnis von 1:4 und b) im Verhältnis 1:1. Deutlich ist die bessere Klassifizierung des Signals im zweiten Fall zu erkennen.

In der Trainingsphase werden dem Netz etwa 4000 Ereignisse in zufälliger Reihenfolge präsentiert, wobei die Ereignisse nach der Methode des „supervised learning" als Untergrund (0) oder Signal (1) gekennzeichnet sind. Der im Trainings- und Kontrollset verwendete Untergrund aller W^+W^--Paare ist dabei entsprechend den akzeptierten Wirkungsquerschnitten zusammengesetzt. Das Signal geht jedoch nicht mit dem nach der Vorauswahl erreichten Anteil von etwa 1:4 in die Sets ein, sondern im Verhältnis 1:1 zum gesamten W^+W^--Untergrund. Diese künstliche Anreicherung von Ereignissen einzelner W-Bosonen dient der besseren Klassifizierung des Signals. Betrüge der Signalanteil nur etwa $^1\!/_4$ im Vergleich zum Untergrund, so würde das Netz viel eher auf die Erkennung des W^+W^--Untergrundes statt auf die Klassifizierung des Signals trainiert (Abb. 4.1).

Als Lernfunktion wird das in Kapitel 1.4 beschriebene konjugierte Gradientenabstiegsverfahren verwendet. Diese Form der Fehlerrückpropagierung stellt im Vergleich zu der einfachen Backpropagation-Regel ein deutlich verbessertes Lernverfahren dar. Die Gewichte und Schwellen des Netzes werden nach jedem einzelnen Muster neu angepasst und zur Trainingsüberwachung wird ein Kontrollset (Kapitel 1.4 auf S. 16) verwendet. Ausserdem werden nach je 100 dem Netz präsentierten Ereignissen jeweils die Fehler SSE und MSE ausgegeben. SSE steht für „Sum of Squared Errors" und gibt den aufsummierten quadratischen Fehler der Netzantwort für alle Muster des Kontrollsets an:

$$SSE = \sum_{v=1}^{N_v} (o_v - t_v)^2 \,,$$

MSE bedeutet „Mean Squared Error" und ist definiert, wie folgt:

$$MSE = \frac{SSE}{N_v - N_W} \,,$$

was einer Art χ^2-Fit entspricht, da der Gesamtfehler durch die Anzahl der präsentierten Kontrollmuster N_v abzüglich der Freiheitsgrade des Netzes (die Zahl trainierbarer Gewichte), N_W dividiert wird.

4.1.2 Die Eingangsgrößen

Als Eingangsgrößen für das Neuronale Netz werden 12 Variablen gewählt, deren Verteilungen möglichst große Unterschiede zwischen dem gesuchten Signal und dem W^+W^--Untergrund aufweisen. Wie in den Abbildungen 4.2 (globale Variablen), 4.3 (3-Jet-Topologie) sowie 4.4 und 4.5 (2-Jet-Topologie) gezeigt, sind die Differenzen in den Verteilungen jedoch sehr klein und mit dem Auge kaum zu erkennen, weshalb eine Trennung mittels linearer Schnitte auch nicht gelingen kann. Man benötigt diese Vielzahl von Variablen um eine möglichst gute Trennung einzeln produzierter W-Bosonen von der dominierenden W^+W^--Reaktion zu erreichen und gleichzeitig eine hohe Signaleffizienz zu gewährleisten. Der Vorteil in der Verwendung eines Neuronalen Netzes ist die Erstellung einer einzigen Trennungsvariablen (NN-Antwort), in der die unterschiedlichen Trennungseigenschaften der 12 Eingangsgrößen in ihrem Hyperraum bestmöglich kombiniert werden. Zur besseren Übersicht über die verwendeten Variablen werden diese in drei Klassen eingeteilt:

- **globale Variablen**
  - Invariante Masse des Ereignisses: M_{inv}
  - fehlender Impuls: p_{miss}/E_{vis}
- **3-Jet-Topologie**
  - Durham-Parameter: $\log y_{23}$

  - Raumwinkel dreier Jets: ε_{3Jets}
  - minimaler Zwischenwinkel: ξ_{min}

- **2-Jet-Topologie**
  - reskalierte Masse (Anhang B): M_{resk}
  - Summe der beiden Jetmassen: $M_{Jet1} + M_{Jet2}$
  - Breite des höherenergetischen Jets: M_{Jet1}/E_{Jet1}
  - rekonstruierte Neutrinoenergie (Anhang C): E_ν^{rek}
  - fehlender Impuls des 2-Jet-Ereignisses: p_{miss}
  - Geschwindigkeit des zerfallenden Bosons: β_W
  - Winkel der beiden Jets zueinander: ξ_{2Jets}

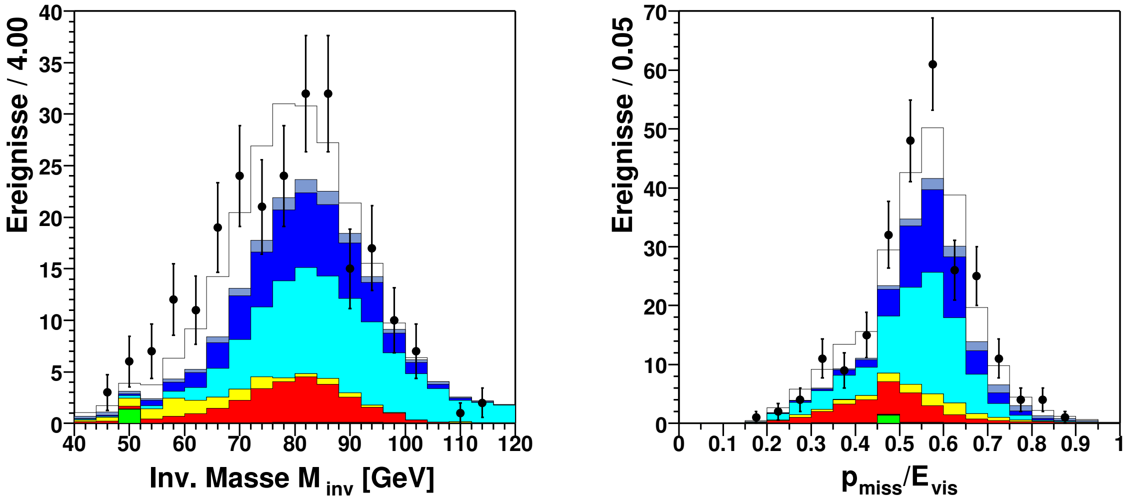


Abbildung 4.2: Die **globalen Variablen** invariante Masse und fehlender Impuls. Die Legende zu den verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen findet sich in Abbildung 4.3.

Dabei beschreiben die **globalen Variablen** solche Größen, die nicht von einer Zusammenfassung der Energiedepositionen in Jets abhängen. Die Verteilung der invariante Masse M_{inv} zeigt für Signalereignisse eine Häufung im Bereich der tatsächliche W-Masse von 80 GeV, während Untergrundereignisse - vor allem aus der Reaktion $\mathrm{W^+W^-} \to \tau\nu_\tau\, \mathrm{q\bar{q}'}$ - höhere Massen aufweisen, was sich auf das meist nicht identifizierte, geladene Lepton zurückführen lässt. Genauso sind Signalereignisse einzeln produzierter W-Bosonen durch einen etwas höheren fehlenden Impuls p_{miss} charakterisiert.

Für die zur Klasse **3-Jet-Topologie** gehörenden Variablen wird das Ereignis mittels des DURHAM-Algorithmus in drei Jets gezwungen. Kennzeichnend für typische 3-Jet-Ereignisse ist ein großer, von den drei Jets aufgespannter Raumwinkel. Werden aber 2-Jet-Ereignisse – wie diejenigen des Signals – in drei Jets aufgeteilt, so ergeben sich für den sphärischen Exzess ε_{3Jets} (den Flächeninhalt des von den drei Jets aufgespannten Kugeldreiecks) insgesamt kleinere Werte. Die gleiche Argumentation lässt sich auf den minimalen Winkel ξ_{min} zwischen zwei der drei Jets anwenden. Ebenso zeigt auch der Logarithmus des Durham-Parameters y_{23}, der den Übergang eines 3-Jet zu einem 2-Jet-Ereignis beschreibt, kleinere Werte für typische 2-Jet-Ereignisse wie die des gesuchten Signals.

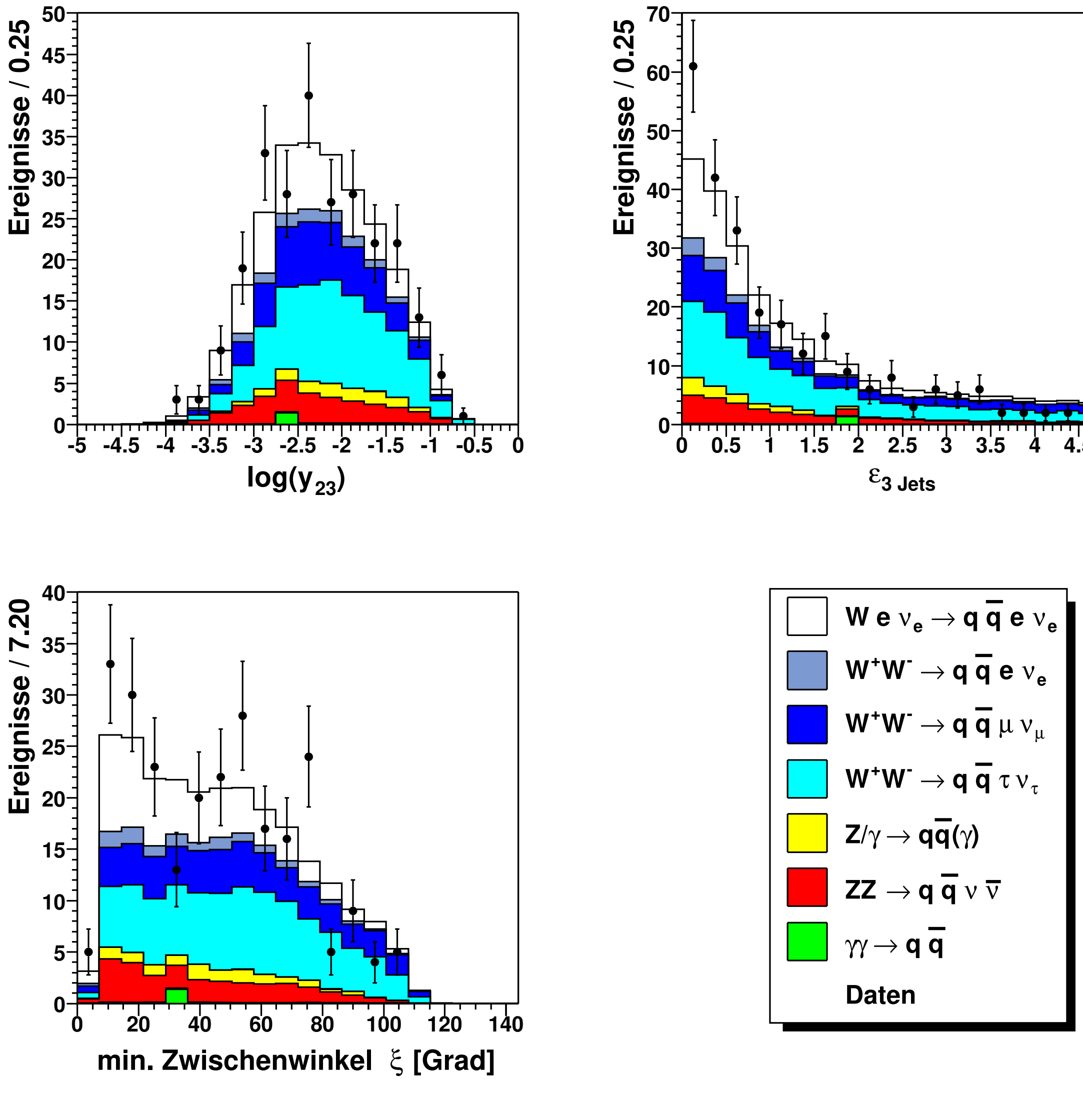


Abbildung 4.3: Die Variablen der **3-Jet-Topologie**

Nach der Berechnung der vorgenannten Variablen werden die Energiedepositionen weiter zusammengefasst bis das Ereignis eine **2-Jet-Topologie** aufweist. Dabei wird das nicht erkannte Lepton des dominierenden W^+W^--Untergrundes einem der beiden Jets zugeordnet, wodurch dieser eine höhere Masse erhält und entsprechend verbreitert wird. Das lässt

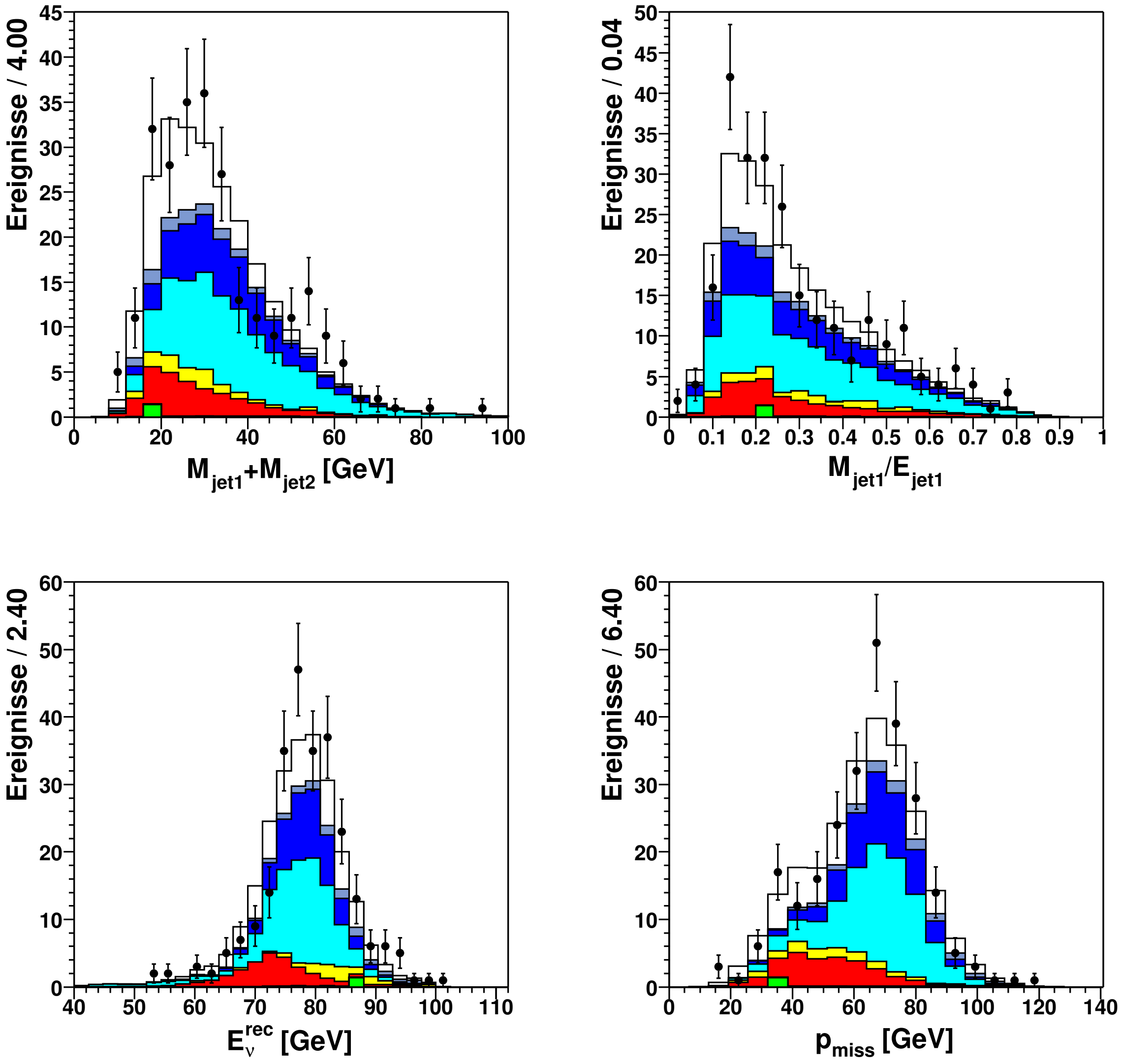


Abbildung 4.4: Vier Variablen der **2-Jet-Topologie**. Die Legende in Abbildung 4.5 ist auch für die hier gezeigten Variablen gültig.

sich verhältnismäßig gut an der Summe der Jetmassen $M_{Jet1} + M_{Jet2}$ und an der Breite des höherenergetischen Jets M_{Jet1}/E_{Jet1} feststellen. Demgegenüber weist die rekonstruierte Neutrinoenergie E_{ν}^{rek} (Anhang C) höhere Werte für das Signal einzeln produzierter W-Bosonen auf. Nach der Zusammenfassung der Energiedepositionen in zwei Jets wird der fehlende Impuls wiederum als Eingangsgröße für das neuronale Netz verwendet, da indirekt nun auch die Masse der Jets eine Rolle spielt.

Die nächsten beiden Variablen, der zur Geschwindigkeit proportionale Faktor β_W, sowie der Zwischenwinkel der beiden Jets ξ_{2Jets} dienen zur etwas besseren Unterscheidung des Signals vom ZZ-Untergrund. Ereignisse der Reaktion ZZ $\rightarrow \mathrm{q\bar{q}}\,\nu\bar{\nu}$ zeigen mit kleineren Werten für die Geschwindigkeit des zerfallenden Bosons und größeren Werten für den Zwischenwinkel ein gegensätzliches Verhalten im Vergleich zu Ereignissen der gesuchten

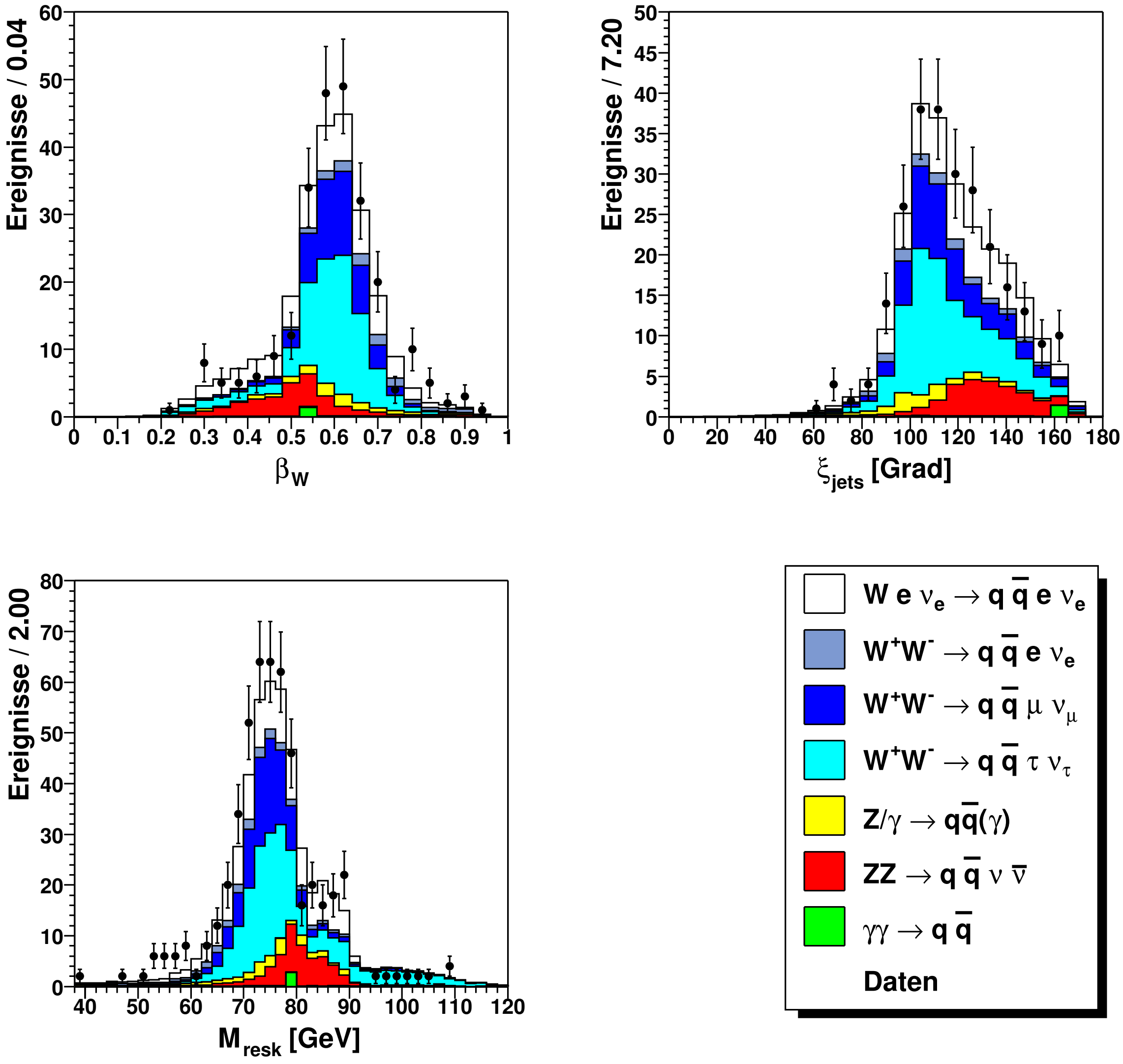


Abbildung 4.5: Drei weitere Variablen aus der **2-Jet-Topologie**.

Reaktion $\mathrm{W\,e}\,\nu_{\mathrm{e}} \rightarrow \mathrm{q}\bar{\mathrm{q}}'\,\mathrm{e}\nu_{\mathrm{e}}$. Die letzte als Eingangsinformation verwendete Größe ist die reskalierte Masse M_{resk}. Diese zeigt ebenfalls ein gegensätzliches Verhalten für Ereignisse der Signal- bzw. Untergrundreaktionen. Während die Verteilung des Signals breiter und flacher ist, konzentrieren sich der verbliebene ZZ-Untergrund ($\mathrm{ZZ} \rightarrow \mathrm{q}\bar{\mathrm{q}}\,\nu\bar{\nu}$) und der aus semileptonischen $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$-Zerfällen stammende Untergrund mehrheitlich nahe der reellen Masse des Z-Bosons bzw. des W-Bosons. Die Trennkraft der reskalierten Masse nimmt zu höheren Schwerpunktsenergien hin ab, ebenso wie die des fehlenden Impulses oder die des Faktors β_W. Allerdings liegt bei dieser Größe der Grund nicht in den Untergrundverteilungen der Z-, bzw. W-Paarproduktion, sondern in der zu größeren Massen breiter werdenden Verteilung des Signals einzeln produzierter W-Bosonen. Die Verbreiterung beruht darauf, dass einzelne W-Bosonen bei höheren Schwerpunktsenergien mit einem großen Lorentzboost erzeugt werden und führt so zu einem immer stärkeren Überlapp mit den Verteilungen der $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$-Produktion und sogar der Z-Paarproduktion.

Es wird jeweils ein Netz für die drei verschiedenen Schwerpunktsenergien 196 GeV, 200 GeV und 207 GeV trainiert. Das Training wird mit je einer der drei Ereignismengen durchgeführt, in die die Monte-Carlos des Signals und der W^+W^--Paarproduktion aufgespalten sind. Die Auswahl der letztendlich verwendeten Eingangsvariablen sowie die Struktur der versteckten Ebene wird in einem iterativen Prozess festgelegt. Um nun überhaupt ein Bild von den Vorgängen in der mittleren Ebene zu erhalten und die Anzahl der versteckten Knoten optimieren zu können, werden für eine Vielzahl verschiedener Netzarchitekturen sogenannte Hinton-Diagramme angefertigt. Anhand dieser Diagramme lässt sich der Nutzen versteckter Knoten für die allgemeine Leistungsfähigkeit eines Netzes erkennen. Zur besseren Veranschaulichung sind in den Abbildungen 4.6 und 4.7 zwei dieser Diagramme, die die Verbindungen von den Eingangsgrößen zu den versteckten Knoten und von dort zum Ausgangsneuron kodieren, dargestellt. Dunkle Quadrate stehen für eine positive Gewichtung der Verbindung und helle Quadrate für eine negative, wobei die Größe auf einer Skala von -5 bis +5 variiert. Beispielsweise tragen die Verbindungen von den Eingangsneuronen zu den Knoten 14 und 24 nur sehr kleine Gewichte und sind somit für die Trennfähigkeit des Netzes kaum von Bedeutung. Aus diesem Grund kann die Zahl der versteckten Knoten und damit die Anzahl der Verbindungsgewichte verringert werden (siehe auch Abb. 4.6).

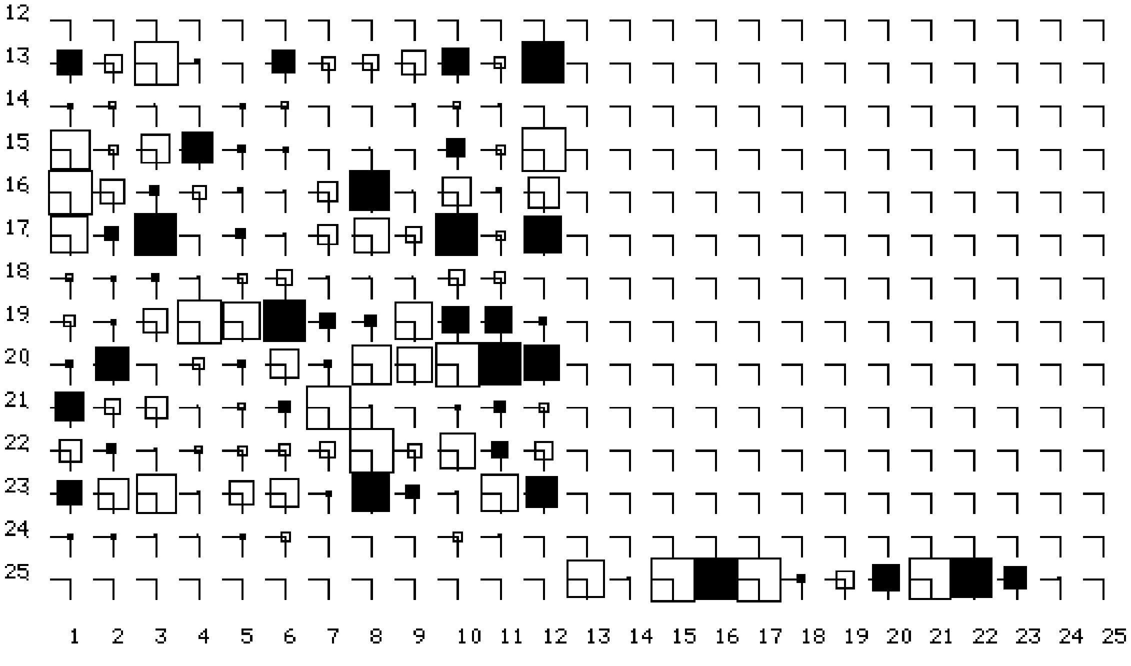


Abbildung 4.6: Gezeigt ist das Hinton-Diagramm eines Netzes mit 12 versteckten Knoten (von 13 bis 24, Nummer 25 stellt den Ausgangsknoten dar). Deutlich erkennbar ist die Überbestimmung des Problems. Zuviele freie Parameter, die Verbindungsgewichte zwischen den Eingangsgrößen zu den Knoten 14 und 24, tragen kaum zur Trennfähigkeit bei und können folglich eliminiert werden.

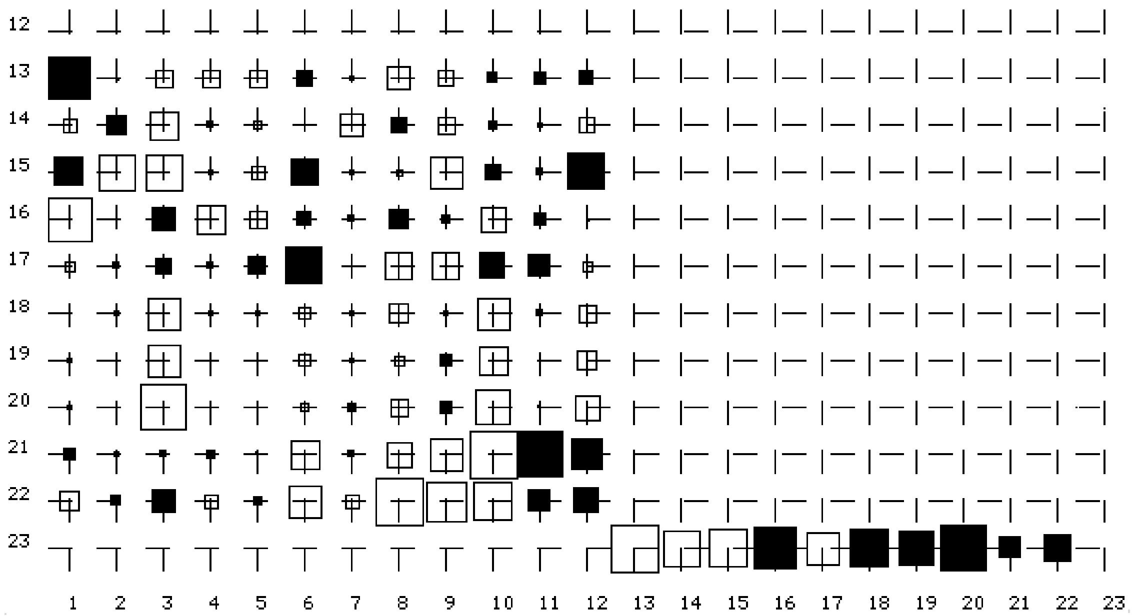


Abbildung 4.7: Hier ist das Netzwerk in seiner Analysekonfiguration gezeigt, mit 12 Eingangsgrößen, 10 versteckten Knoten und einem Ausgangsknoten. Alle Verbindungen tragen signifikant zur Netzantwort bei.

4.2 Der Wirkungsquerschnitt

Abbildung 4.8 zeigt die Antwort des Neuronalen Netzes für verschiedene Schwerpunktsenergien: 192 GeV, 196 GeV, 200 GeV, 202 GeV, 205 GeV und 207 GeV. Es wird jedoch nicht für jede dieser Energien ein eigenes Netz trainiert, da für einige Energiepunkte die Monte-Carlo-Statistik zu gering ist. Um jedoch die etwas unterschiedliche Zusammensetzung der akzeptierten Wirkungsquerschnitte und der Kinematik des Untergrundes berücksichtigen zu können, wird das Neuronale Netz dreimal neu trainiert, und zwar für die Energiepunkte 196 GeV, 200 GeV und 207 GeV. Zusätzlich ist in Abb. 4.9 noch die Netzantwort für alle hier untersuchten Schwerpunktsenergien von 192 GeV bis 207 GeV zusammengefasst dargestellt.

Klar zu erkennen ist bei allen untersuchten Energiepunkten der Untergrundbeitrag aus der Reaktion $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{ZZ} \to \mathrm{q}\bar{\mathrm{q}}\,\nu\bar{\nu}$, der für Schwerpunktsenergien, die über der kinematischen Schwelle zur Z-Paarproduktion ($2 \cdot M_Z \approx 182.4$ GeV) liegen, einen kaum vom Signal unterscheidbaren Untergrund darstellt. Infolge ihrer Signalähnlichkeit werden die Ereignisse dieses speziellen ZZ-Zerfalls, die nicht schon vorher mit Hilfe der Diskriminante P_{ZZ} eleminiert werden konnten, vom Neuronalen Netz wie Signalereignisse eingestuft und also in der Signalregion (nahe 1) angehäuft. Tabelle 4.1 enthält die Anzahlen der selektierten Monte-Carlo-Ereignisse für Untergrund, Signal sowie deren Gesamterwartung, ebenso wie die selektierten Datenereignisse und die entsprechende Effizienz ε und Reinheit π der Selektion geordnet nach Schwerpunktsenergien.

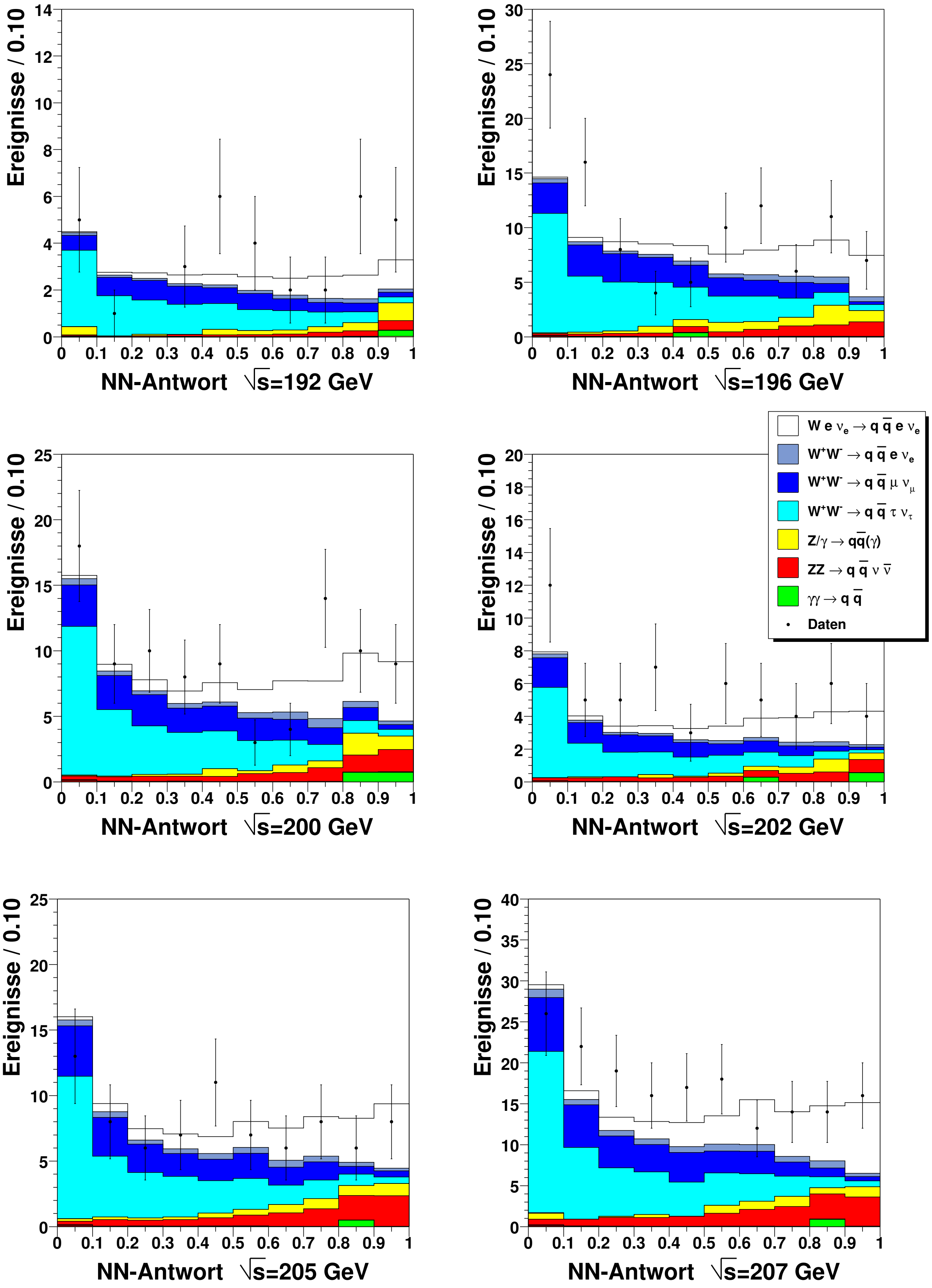


Abbildung 4.8: Die Netzantwort für $\sqrt{s} = 192$ GeV bis 207 GeV.

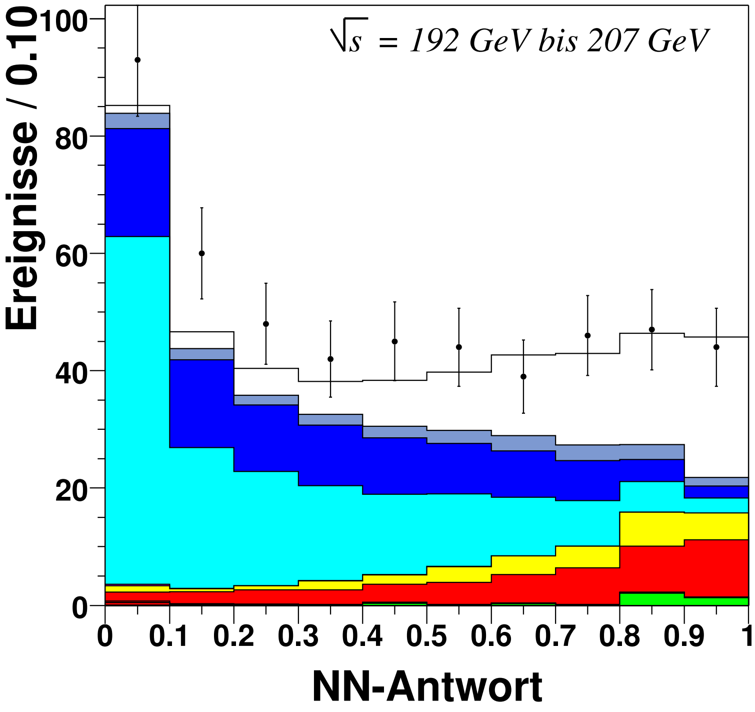


Abbildung 4.9: Hier sind die Netzantworten für alle untersuchten Schwerpunktsenergien von 192 GeV bis 207 GeV zusammengefasst.

$\sqrt{s}$ [GeV]	$\mathcal{L}$ [pb^{-1}]	N_U^{MC}	N_S^{MC}	N^{MC}	N^{Daten}	ε [%]	π [%]
192	29.72	23.14	5.74	28.88	34	47.2	19.9
196	83.69	71.69	17.83	89.52	103	49.2	19.9
200	82.80	69.21	19.25	88.46	94	49.7	21.8
202	37.04	32.50	9.35	41.85	57	52.6	22.4
205	78.46	68.47	19.91	88.38	80	51.2	22.5
207	138.39	120.00	38.05	158.05	174	52.9	24.1

Tabelle 4.1: Aufgelistet sind neben der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ und der entsprechenden Luminosität $\mathcal{L}$ die Anzahlen der selektierten Monte-Carlo-Ereignisse für Untergrund (N_U^{MC}), Signal (N_S^{MC}), sowie die Gesamtzahl (N^{MC}) und die Zahl der selektierten Datenereignisse (N^{Daten}). Die letzten beiden Spalten geben die Effizienz und die Reinheit der Selektion unter Berücksichtigung der Signaldefinition wieder.

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\mathrm{W\,e}\,\nu_\mathrm{e} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}'}\,\mathrm{e}\nu_\mathrm{e}$ wird schließlich mit Hilfe einer Anpassungsrechnung an die Antwort des Neuronalen Netzes bestimmt. Ausgehend von der Poisson-Statistik ist die Likelihoodfunktion als das Produkt der Verteilungen für jeden einzelnen der äquidistanten Bins i gegeben. Maximiert wird jedoch nicht die Likelihoodfunktion L selbst, sondern - aus technischen Gründen - wird ihr Logarithmus mittels des Programmpaketes MINUIT [31] minimiert:

$$\begin{aligned}
\log L &= -\log\Big(\prod_i^n P_i\Big) = -\sum_i^n \log\Big(e^{-\mu_i} \cdot \frac{\mu_i^{N_i^D}}{N_i^D!}\Big)\,, \\
\text{mit:}\quad \mu_i &= p \cdot N_i^{Signal} + N_i^{Untergr}\,.
\end{aligned}$$

Dabei wird die Anzahl der Signalereignisse N_i^{Signal} mittels eines Parameters p variiert, während die Zahl der Untergrundereignisse $N_i^{Untergr}$ auf die im Standardmodell vorhergesagte Anzahl fixiert wird. Die Anpassung besteht darin, durch Variation des Parameters p das Minimum des Logarithmus der Likelihoodfunktion zu finden. Der gemessene Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'\,e}\nu_\mathrm{e}}$ ergibt sich unter Verwendung des Anpassungsparameters p und des theoretisch vorhergesagten Wirkungsquerschnitts $\sigma^{SM}_{\mathrm{q\bar{q}'\,e}\nu_\mathrm{e}}$ zu:

$$\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'\,e}\nu_\mathrm{e}} = p \cdot \sigma^{SM}_{\mathrm{q\bar{q}'\,e}\nu_\mathrm{e}}$$

In Tabelle 4.2 ist der hadronische Wirkungsquerschnitt einzeln produzierter W-Bosonen angegeben, der sich aus der Anpassungsrechnung an die Antwort des neuronalen Netzes – jeweils für eine Einteilung in 100 Bins – für alle sechs untersuchten Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}$ ergibt. Die Abschätzung der ebenfalls angeführten systematischen Fehler ist detailliert in Kapitel 4.3 beschrieben.

$\sqrt{s}$ [GeV]	$\sigma^{\mathsf{EX}}_{\mathrm{q\bar{q}'}}$ [pb]	$\sigma^{\mathsf{GR}}_{\mathrm{q\bar{q}'}}$ [pb]	$\sigma^{exp.}_{\mathrm{q\bar{q}'}} \pm (stat.) \pm (syst.)$ [pb]
192	0.422	0.390	$0.77\ ^{+0.39}_{-0.34} \pm 0.04$
196	0.453	0.419	$0.49\ ^{+0.19}_{-0.17} \pm 0.03$
200	0.485	0.447	$0.43\ ^{+0.20}_{-0.18} \pm 0.04$
202	0.502	0.462	$0.76\ ^{+0.33}_{-0.29} \pm 0.04$
205	0.527	0.485	$0.36\ ^{+0.18}_{-0.16} \pm 0.04$
207	0.544	0.500	$0.54\ ^{+0.15}_{-0.13} \pm 0.03$

Tabelle 4.2: Dargestellt sind die aus der Anpassungsrechnung gewonnenen Wirkungsquerschnitte für den hadronischen Zerfall einzelner W-Bosonen bei Schwerpunktsenergien von 192 GeV bis 207 GeV. Zusätzlich ist die theoretische Erwartung, berechnet mit den Programmen EXCALIBUR ($\sigma^{\mathsf{EX}}_{\mathrm{q\bar{q}'}}$) und GRC4F ($\sigma^{\mathsf{GR}}_{\mathrm{q\bar{q}'}}$), angegeben.

Für die Schwerpunktsenergie 207 GeV wurde der Wirkungsquerschnitt zusätzlich noch mittels der Formel:

$$\sigma = \frac{N^{Daten} - N_U^{MC}}{\varepsilon \cdot \mathcal{L}} = 0.51 \pm 0.15\text{pb}\,,$$

bestimmt. Dabei wird die Antwort des Netzes als Selektionskriterium aufgefasst. Der Schnitt wird entsprechend so gewählt, dass der Qualitätsfaktor $Q = \varepsilon \cdot \pi$ als Produkt der Effizienz ε des Signals, sowie der Reinheit π, also der Anteil des Signals an der Gesamterwartung der Ereignisse, maximal wird. Dies entspricht der Suche nach dem kleinsten erwarteten relativen statistischen Fehler, der wiederum gegeben ist durch:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sqrt{N_S^{MC} + N_U^{MC}}}{N_S^{MC}} = \sqrt{\frac{1}{N_S^{MC} \cdot \pi}} = \sqrt{\frac{1}{N^{MC} \cdot \varepsilon \cdot \pi}}\,.$$

Der Qualitätsfaktor wird bei einer Netzantwort von 0.5 für $\sqrt{s} = 207$ GeV maximal. Unter Anwendung dieses Kriteriums würden schließlich 74 Datenereignisse selektiert, die erwartete Anzahl von Ereignissen beträgt 44.6 für den Untergrund und 29.8 für das gesuchte Signal. Die Effizienz ε liegt unter Berücksichtigung dieses letzten Schnittes bei 41.4% und die Reinheit des Signals π bei 40.1%. Dieses Vorgehen dient vor allem dazu, eine unabhängige Überprüfung der Anpassungsrechnung zu gewährleisten. In der obigen Formel wird allerdings nicht die Form der Verteilung, die für den WW-Untergrund und das Signal doch sehr unterschiedlich aussieht, berücksichtigt, sondern lediglich die jeweiligen Raten. Der Zentralwert des so bestimmten Wirkungsquerschnitts liegt nahe bei demjenigen, den man aus der Likelihood-Anpassungsrechnung erhält. Allerdings ist der Fehler bei dieser Methode etwas größer, da die für die Fitmethode zusätzlich vorhandene Information des Verteilungsprofils verloren geht.

In Abbildung 4.10 sind die Messungen des hadronischen Wirkungsquerschnitts einzeln produzierter W-Bosonen, die durch Analysen der vom L3-Experiment aufgezeichneten Daten gewonnen wurden, zusammengefasst. Die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Ergebnisse sind rot dargestellt und erfassen die Daten der Jahre 1999 und 2000, während die orangen Punkte eine weitere Analyse der 1999er Daten beschreiben, siehe auch [11]. Die jeweiligen Resultate sind nicht unabhängig voneinander und können deshalb nicht zu einer Reduzierung des statistischen Fehlers beitragen. Desweiteren sind zusätzlich die Ergebnisse der Auswertungen von Daten aus den Jahren 1996 bis 1998 bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 161$ GeV bis 189 GeV (entnommen aus den entsprechenden L3-Veröffentlichungen [32] und [33]) in schwarz eingetragen.

Zum Vergleich mit der theoretischen Erwartung sind die mit den Monte-Carlo-Programmen EXCALIBUR und GRC4F berechneten Verläufe des hadronischen Wirkungsquerschnitts einzelner W-Bosonen $\sigma_{q\bar{q}'e\nu}$ als Funktion der Schwerpunktsenergie gezeigt. Der Unterschied zwischen den beiden Vorhersagen liegt in der Näherung für masselose Fermionen begründet, die im EXCALIBUR-Programm verwendet wird. Insgesamt weisen

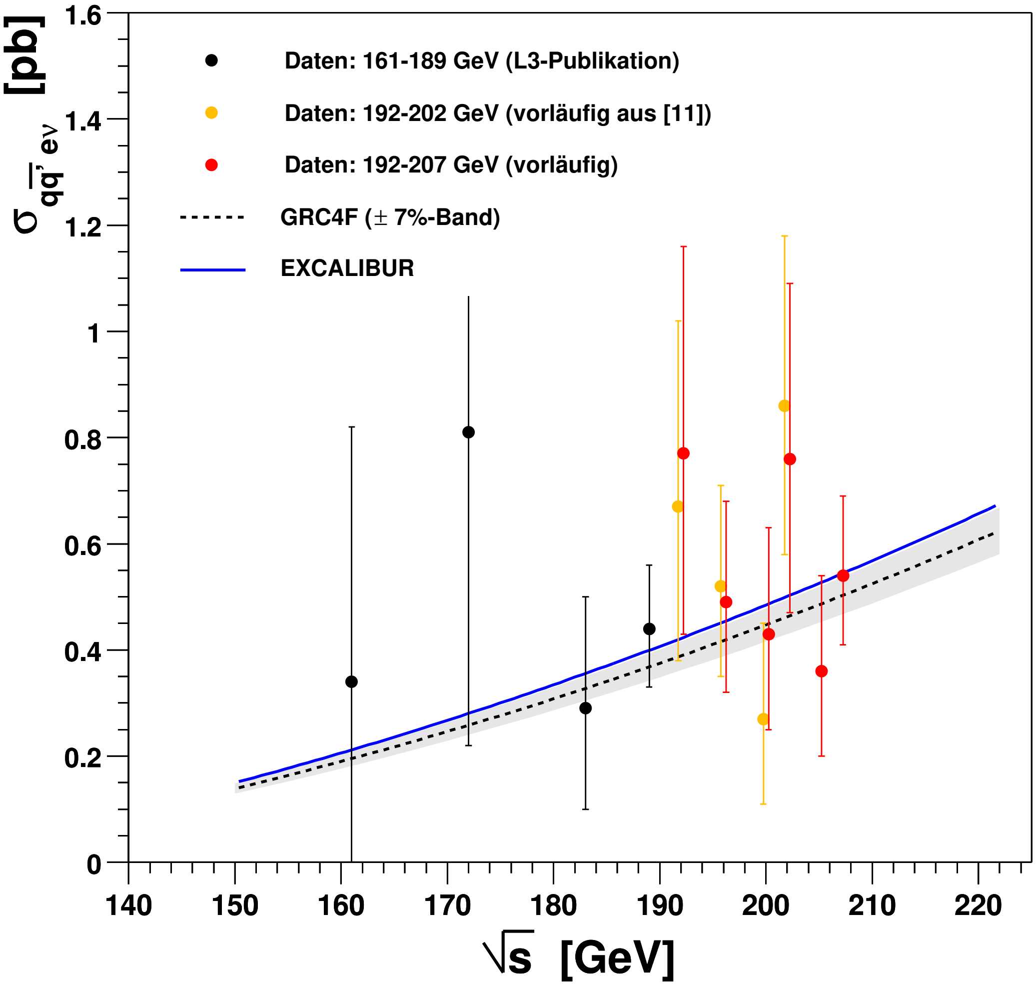


Abbildung 4.10: Dargestellt ist der hadronische Wirkungsquerschnitt einzelner W-Bosonen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$. Die Messwerte liegen in einem Energiebereich von 130 GeV bis 207 GeV und spiegeln den theoretisch erwarteten Verlauf der Kurve gut wieder. Zur Verdeutlichung der theoretischen Unsicherheiten ist der mit Hilfe des Monte-Carlo-Programmes GRC4F bestimmte Verlauf des hadronischen Wirkungsquerschnitts mit einem grauen Band der Breite ±7% unterlegt.

die Rechnungen statistische Genauigkeiten im Bereich von 0.2% bis 0.6% auf, die entsprechend weit unterhalb des systematischen Unterschieds von 7% liegen. In beiden Programmen wird der Wirkungsquerschnitt auf der Grundlage des G_μ-Renormierungsschemas unter Verwendung der üblichen Parameter berechnet. QED-Strahlungskorrekturen werden ebenfalls mit einbezogen, wobei die elektromagnetische Kopplung zu $\alpha(M_W) = 1/128.07$ gewählt wird. Schließlich wird der so erhaltene hadronische Wirkungsquerschnitt zur Berücksichtigung der QCD-Vertexkorrektur für Gluonabstrahlung im Endzustand noch mit $(1 + \frac{\alpha_s}{\pi}) \approx 1.038$ multipliziert.

Es lässt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen Punkten und dem theoretisch erwarteten Verlauf des hadronischen Wirkungsquerschnitt einzeln produzierter W-Bosonen erkennen. Allerdings können aufgrund dieser Ergebnisse keine Aussagen über die Richtigkeit der in den beiden getesteten Monte-Carlo-Programmen implementierten theoretischen Ansätze gemacht werden, da die statistische Genauigkeit hierzu nicht ausreicht. Eine Entscheidung dieser Art, also die Beantwortung der Frage, welche der theoretischen Beschreibungen der Realität näher kommt, lässt sich möglicherweise durch eine Kombination der Messungen aller vier LEP-Experimente, ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL treffen. Zu diesem Zweck ist es aber ebenso nötig, die Resultate für den totalen (hadronischen + leptonischen) Wirkungsquerschnitt einzelner W-Bosonen für alle Schwerpunktsenergien von 183 GeV bis 207 GeV zusammenzufassen.

4.3 Systematische Fehler

4.3.1 Einfluß des Binnings auf die Anpassungsrechnung

Bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes mittels Likelihood-Anpassungsrechnung wurde ein festes Binning gewählt. Hier soll daher der Einfluss der Binanzahl auf das Ergebnis untersucht werden. Dazu wird die Einteilung der Netzantwort in äquidistante Bins zwischen dem Referenzwert von 100 Bins und 5 Bins variert. Für jede Einteilung, in 100, 50, 25, 20, 10 und 5 Bins wird die Anpassungsrechnung wiederholt und das Minimum des Logarithmus der Likelihoodfunktion erneut berechnet. Abbildung 4.11 zeigt die erhaltenen Werte für den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Binanzahl. Die Fehlerbalken sind über die Formel $\delta_i^{stat} = \sqrt{|\delta_i^2 - \delta_r^2|}$ berechnet, wobei die δ_i die statistischen Fehler der variierten Werte bezeichnen und δ_r dem statistischen Fehler des Referenzwertes entspricht. Somit sind die δ_i^{stat} also mit der statistischen Komponente des systematischen Fehlers gleichzusetzen, wohingegen die eigentliche systematische Verschiebung letztlich aus der Differenz der Abweichung der Zentralwerte für die Wirkungsquerschnitte abzüglich der statistischen Komponente errechnet wird:

$$\delta_i^{syst} = (\sigma_i - \sigma_r) - \sqrt{|\delta_i^2 - \delta_r^2|}\,.$$

Die so ermittelten systematischen Fehler aufgrund der Bin-Einteilung sind in den Verteilungen als graue Bänder unterlegt und liegen im Bereich von 1% bis 3%.

4.3.2 Monte-Carlo-Erwartung

Eine ausreichende Statistik und die Untersuchung selbst kleiner theoretischer Unsicherheiten der verwendeten Monte-Carlos, sowohl für die simulierten Untergrundprozesse als auch für die untersuchte Signalreaktion, ist für eine genaue Beschreibung der Daten unerlässlich.

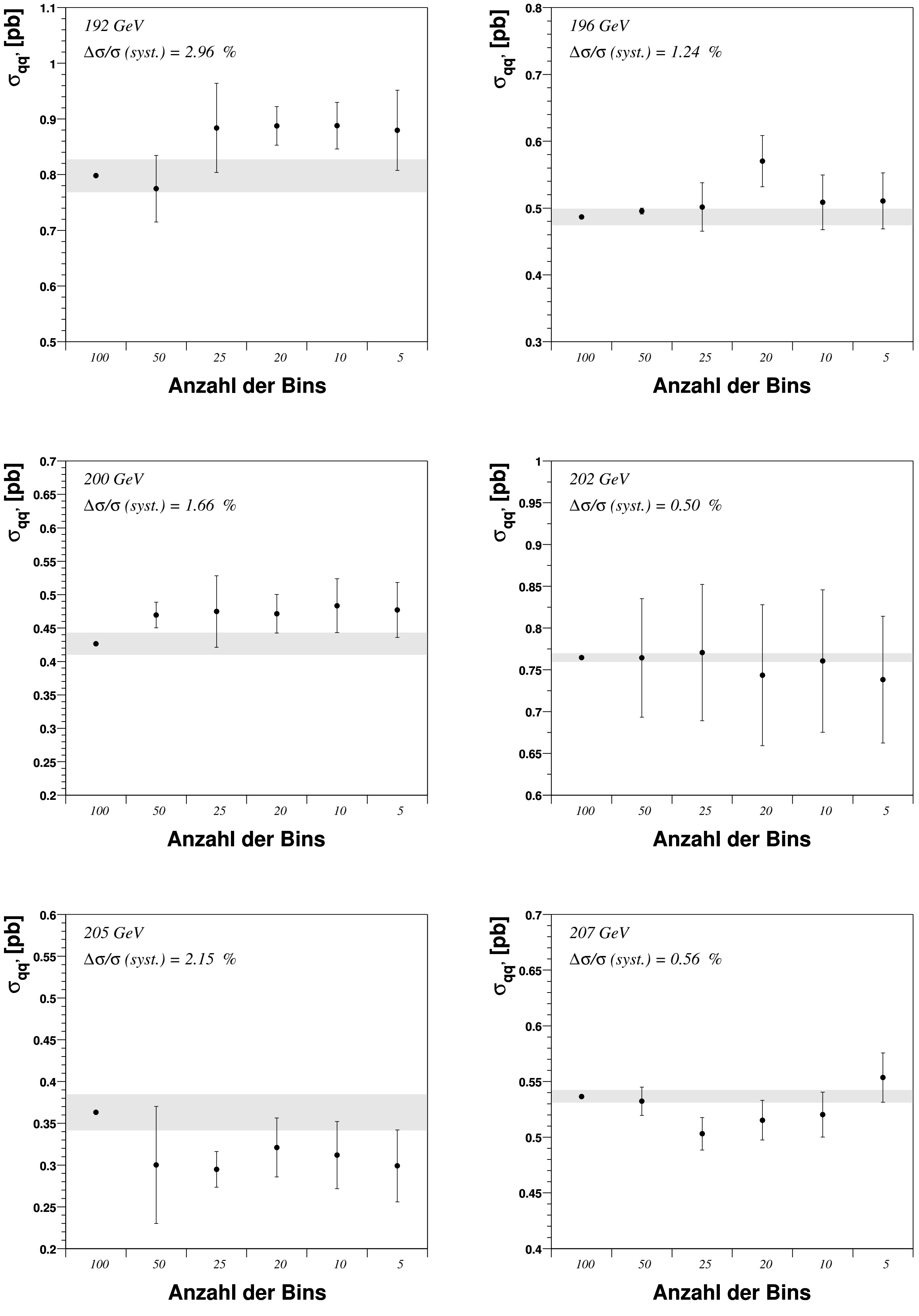


Abbildung 4.11: Gezeigt ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Einteilung der Netzantwort in Bins für die unterschiedlichen Schwerpunktsenergien von 192 GeV bis 207 GeV.

Die relativen systematischen Unsicherheiten der Monte-Carlo-Vorhersage werden in der Größe $\Delta N^{MC}_{erw.}/N^{MC}_{erw.}$ zusammengefasst. Dieser, für jede Schwerpunktsenergie separat zu bestimmende Fehler setzt sich aus dem Fehler auf die Selektionseffizienz $\Delta\varepsilon^{MC}$, dem Fehler auf die Luminosität $\Delta\mathcal{L}$, der allerdings als verschwindend klein angesehen wird, und aus dem Fehler auf den theoretischen Wirkungsquerschnitt $\Delta\sigma^{MC}_{qq'}$ des jeweiligen Monte-Carlos zusammen:

$$\frac{\Delta N^{MC}_{erw.}}{N^{MC}_{erw.}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\varepsilon^{MC}}{\varepsilon^{MC}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\sigma^{MC}_{q\bar{q}'}}{\sigma^{MC}_{q\bar{q}'}}\right)^2} = \delta^{MC}_{syst}\,.$$

Dabei ergibt sich der relative Fehler der Effizienz für das jeweilige Monte-Carlo aus der Anzahl der selektierten Ereignisse N^{MC}_{sel} und aus der Selektionseffizienz ε zu:

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \sqrt{\frac{1-\varepsilon}{N_{sel}}}\,.$$

Der Fehler auf den jeweiligen theoretischen Wirkungsquerschnitt ist Referenz [21] entnommen. Die Berechnung des Einflusses dieser Unsicherheiten wird jeweils durch Skalieren des Wirkungsquerschnittes der betreffenden Monte-Carlo-Simulation erreicht. Nach jeder Reskalierung wird die Anpassungsrechnung für 100 Bins wiederholt. Alle auf diese Weise ermittelten Fehler werden als unabhängig voneinander angenommen und quadratisch addiert. Die Tabellen 4.3 und 4.4 zeigen den Einfluß der Ungenauigkeit des theoretischen Wirkungsquerschnittes bzw. des Effizienzfehlers auf die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes hadronischer einzelner W-Bosonen.

$\sqrt{s}$ [GeV]	$\delta^{W^+ e\nu_e}_{\Delta\sigma}$	$\delta^{W^+W^-}_{\Delta\sigma}$	$\delta^{Z/\gamma}_{\Delta\sigma}$	$\delta^{ZZ}_{\Delta\sigma}$	$\delta^{Zee}_{\Delta\sigma}$	$\delta^{\gamma\gamma}_{\Delta\sigma}$	$\delta^{syst}_{\Delta\sigma} = \sum_i \delta^i_{\Delta\sigma}$
	± 5 %	± 2 %	± 5 %	± 2 %	± 5 %	± 10 %	← Variation
192	7.41%	2.24%	0.61%	0.44%	0.00%	< 0.01%	7.57%
196	4.33%	1.94%	1.27%	0.60%	0.04%	< 0.01%	4.71%
200	2.96%	1.41%	1.24%	0.75%	0.02%	< 0.01%	3.41%
202	4.64%	1.95%	1.04%	0.72%	0.00%	< 0.01%	4.96%
205	1.76%	1.23%	1.05%	0.89%	0.00%	0.00%	2.36%
207	2.76%	1.47%	0.78%	0.88%	0.01%	0.00%	3.14%

Tabelle 4.3: Aufgelistet ist der Anteil des statistischen Fehlers der Anzahl der erwarteten Monte-Carlo-Ereignisse, der durch die Ungenauigkeit in der Berechnung des theoretischen Wirkungsquerschnitts hervorgerufen wird.

Der systematische Fehler δ^{syst} aufgrund von Monte-Carlo-Statistik ergibt sich schließlich als die quadratische Summe der einzelnen relativen statistischen Fehler auf die Anzahl der erwarteten Ereignisse δ^{MC}_{syst}.

$\sqrt{s}$ [GeV]	$\delta_{\Delta\varepsilon}^{\mathrm{W^{+}e\nu_e}}$	$\delta_{\Delta\varepsilon}^{\mathrm{W^{+}W^{-}}}$	$\delta_{\Delta\varepsilon}^{Z/\gamma}$	$\delta_{\Delta\varepsilon}^{ZZ}$	$\delta_{\Delta\varepsilon}^{Zee}$	$\delta_{\Delta\varepsilon}^{\gamma\gamma}$	$\delta_{\Delta\varepsilon}^{syst} = \sum_i \delta_{\Delta\varepsilon}^{i}$
192	3.12%	1.90%	1.88%	0.89%	0.00%	0.00%	3.88%
196	1.76%	1.22%	2.69%	0.91%	0.20%	0.00%	3.40%
200	1.16%	0.95%	3.00%	1.01%	0.16%	3.05%	4.57%
202	1.77%	1.53%	3.41%	0.95%	0.00%	2.23%	4.61%
205	1.06%	1.64%	1.11%	1.07%	0.02%	3.00%	3.64%
207	1.21%	1.03%	2.16%	0.85%	0.06%	0.00%	2.66%

Tabelle 4.4: Hier ist der Anteil des statistischen Fehlers auf die Anzahl der erwarteten Monte-Carlo-Ereignisse zusammengefasst, der durch den relativen Fehler auf die Selektionseffizienz für das jeweils betrachtete Monte-Carlo zustande kommt. Bei allen Monte-Carlo-Sätzen wurde ein Vielfaches der Datenstatistik generiert.

4.3.3 Einfluß des Neuronalen Netzes - Topologie und Parameter

Neben der Topologie des Netzes, die durch die Zahl der Eingangsgrößen und versteckte Knoten festgelegt ist, haben vor allem die Parameter der Lernfunktion einen Einfluß auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt. Um etwaige systematische Fehler durch die Verwendung eines Neuronalen Netzes abzuschätzen, gibt es zwei grundlegende Herangehensweisen, die sich stark voneinander unterscheiden:

Das Netz als feste Variable: Hierbei geht man davon aus, dass das Netz wie eine einzige Funktion behandelt werden kann. Das bedeutet, wenn die Eingangsgrößen – verschiedene kinematische Variablen – ausgewählt sind und die Netzarchitektur für das jeweilige Problem optimiert und festgelegt worden ist, hängt die Antwort des Netzwerks allein von den zu analysierenden Ereignissen ab. Ausgehend von dieser Betrachtungsweise bleibt dann nur noch der systematische Fehler, der sich aus der Auflösung der Eingangsgrößen ableitet. Variiert man die zur Analyse verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse innerhalb der jeweiligen Auflösung der Daten, so verändert sich die Netzantwort nur minimal. Der aus Energie- und Winkelauflösung extrahierte systematische Fehler auf den Wirkungsquerschnitt beträgt weniger als 1%.

Einfluß der Netzarchitektur: Bei dieser Betrachtungsweise werden die wichtigsten Parameter, die in Zusammenhang mit der verwendeten Methode stehen, variiert. Genau wie es aber bei einer schnittbasierten Analyse wenig Sinn macht, einen Schnitt über die gesamte Breite einer Verteilung zu variieren, werden auch bei einer Analyse mittels Neuronalem Netz nur bestimmte Parameter in kleinen Bereichen verändert. So werden beispielsweise die wichtigsten Parameter der Lernfunktion, die Anzahl der versteckten Knoten in der mittleren Ebene sowie die zugrunde liegende Trainingsmenge variiert. Die ausgewählten Eingangsgrößen werden hingegen nicht mehr verändert, da diese in einem langwierigen, iterativen Prozess ausgesucht wurden, um die Trennfähigkeit des Netzwerks zu optimieren. Bei Hinzunahme zusätzlicher Größen wird die Fähigkeit des Neuronalen Netzes zur Klassifizierung nicht mehr erhöht – alle Information steckt bereits in den ausgewählten 12 Variablen; ein Weglassen von Eingangsgrößen schmälert hingegen die Leistungsfähigkeit des Netzes.

Für jede der im Folgenden aufgelisteten Variationen der Netzarchitektur wird die Analyse vollständig durchlaufen und mittels einer Anpassungsrechnung an die Antwort des Neuronalen Netzes der Wirkungsquerschnitt bestimmt.

1. Referenzergebnis

Parameter der Lernfunktion:

2. Lernrate: $\eta = 0.005 \to 0.004$
3. Lernrate: $\eta = 0.005 \to 0.006$
4. Momentum Term: $\mu = 0.44 \to 0.48$
5. Momentum Term: $\mu = 0.44 \to 0.52$
6. "Flat-Spots" Konstante: $c = 0.10 \to 0.15$
7. "Flat-Spots" Konstante: $c = 0.10 \to 0.05$

Anzahl der versteckten Knoten:

8. Training mit 14 statt 10 versteckte Knoten
9. Training mit 12 statt 10 versteckte Knoten
10. Training mit 8 statt 10 versteckte Knoten

Variation des Trainingsmenge:

11. Austausch von Trainigs- und Kontrollset
12. Verschmieren aller Eingangsgrößen um 5%

Abbildung 4.12 zeigt den systematischen Einfluß der obigen Variationen auf die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für Schwerpunktsenergien von 196 GeV und 207 GeV. Wie bereits bei der Einteilung der Netzantwort in unterschiedliche Anzahlen von Bins,

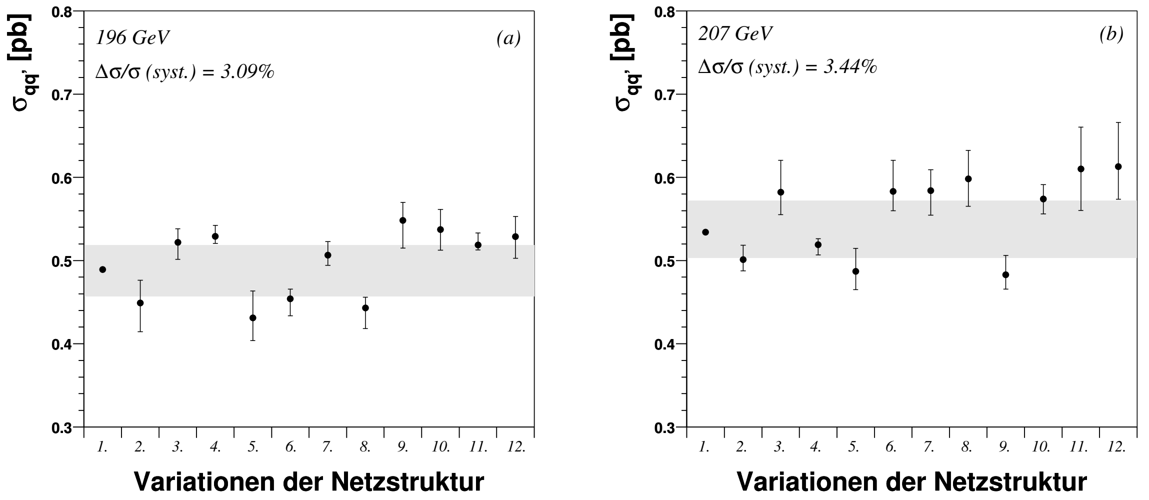


Abbildung 4.12: Dargestellt ist die systematische Unsicherheit bei Variationen der Netzarchitektur für (a) 196 GeV und (b) 207 GeV Schwerpunktsenergie.

stellen die eingezeichneten Fehlerbalken auch hier die statistische Komponente des systematischen Fehlers dar ($\delta_i^{stat} = \sqrt{|\delta_i^2 - \delta_r^2|}$). Der systematische Einfluss wurde aus der Abweichung der Zentralwerte vom Referenzergebnis abzüglich der statistischen Komponenten zu 3.1% für 196 GeV, bzw. 3.4% für 207 GeV abgeschätzt und ist den Verteilungen wiederum als graues Band unterlegt. Da die Netzstruktur gar nicht und die Erkennung des Signals einzelner W-Bosonen vor dem Hintergrund der W^+W^--Paarproduktion nur schwach von der Energie abhängt, wird dem bei 200 GeV trainierten Neuronalen Netz der Mittelwert aus den systematischen Einflüssen bei $\sqrt{s} = 196$ GeV bzw. $\sqrt{s} = 207$ GeV als systematischer Fehler zugewiesen.

4.3.4 Signalmodellierung mit EXCALIBUR und GRC4F

Dieser systematische Fehler berücksichtigt die unterschiedlichen theoretischen Ansätze, die in den beiden zur Erzeugung von Monte-Carlo-Simulationen der Signalreaktion verwendeten Generatoren EXCALIBUR und GRC4F implementiert sind. Für die Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}$ =192 GeV bis 202 GeV wird diese systematische Unsicherheit Referenz [11] entnommen, während sie für die Daten des Jahres 2000 (also bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s}$ =205 GeV bis $\sqrt{s}$ =207 GeV) exemplarisch anhand der für $\sqrt{s}$ =207 GeV generierten Monte-Carlo-Simulationen für das Signal neu bestimmt wird.

Dazu wird die Analyse einmal vollständig mit einem von GRC4F erzeugten Signal-Monte-Carlo durchlaufen und auch das Netz für $\sqrt{s}$ = 207 GeV mit diesem Signal trainiert. Die sich daraus ergebenden Unterschiede bei der Analyse der Daten mit den beiden unterschiedlichen Netzen – trainiert mit EXCALIBUR-Signal, bzw. GRC4F-Signal – ist in Tabelle 4.5 zusammengefasst.

Training	Analyse	$\sigma^{exp}_{\mathrm{q\bar{q}'\,e\nu_e}} \pm (stat.)$
EXCALIBUR	EXCALIBUR	$0.53^{+0.15}_{-0.13}$
EXCALIBUR	GRC4F	$0.55^{+0.16}_{-0.15}$
GRC4F	EXCALIBUR	$0.60^{+0.16}_{-0.14}$
GRC4F	GRC4F	$0.58^{+0.16}_{-0.15}$

Tabelle 4.5: Bei ansonsten gleicher Netzarchitektur und gleichen Eingangsvariablen wird das Netz einmal mit einem Signal-Monte-Carlo des Generators EXCALIBUR, zum anderen mit einem von GRC4F erzeugten Signal-Monte-Carlo trainiert. Die aufgelisteten Ergebnisse der Anpassungsrechnung an die jeweilige Netzantwort dienen der Abschätzung systematischer Unsicherheiten bezüglich der Signalmodellierung.

In Abbildung 4.13 sind die Antworten der mit EXCALIBUR- bzw. GRC4F-Monte-Carlos trainierten Neuronalen Netzen gegeneinander aufgetragen. Links ist ein Vergleich der Monte-Carlo-Simulation für das Signal wiedergegeben und das rechte Diagramm enthält die bei $\sqrt{s} = 207$ GeV aufgezeichneten Daten. Die Netzantworten liefern keine deutlich unterschiedliche Klassifizierung von Ereignissen. Nur wenige Ereignisse werden von den

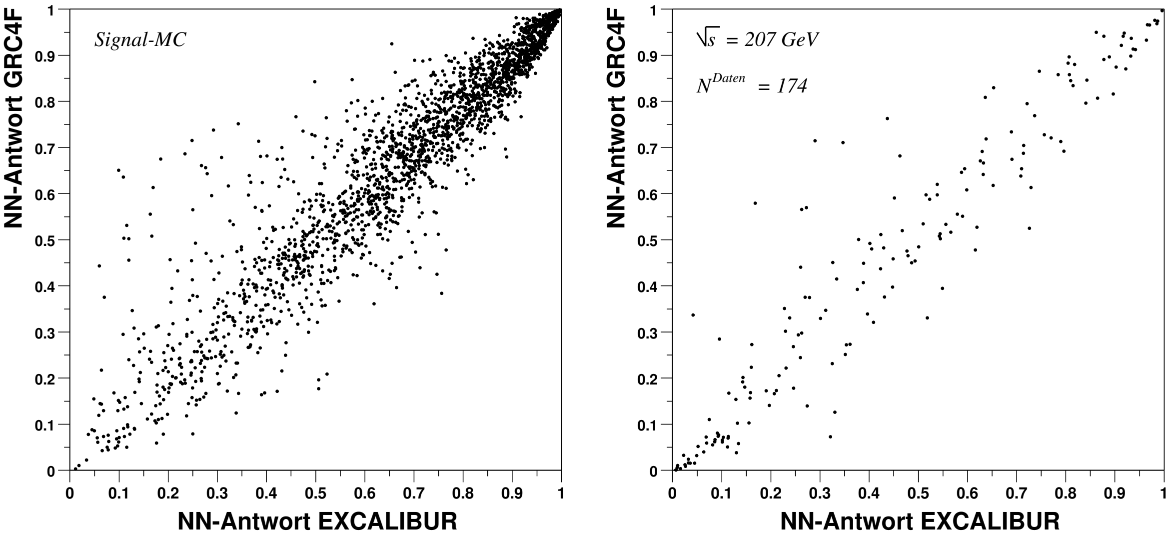


Abbildung 4.13: Die Netzantworten der mit EXCALIBUR- bzw. GRC4F-Ereignissen trainierten Neuronalen Netze: links für das simulierte Signal einzelner W-Bosonen, rechts für die bei $\sqrt{s} = 207$ GeV vom L3-Experiment aufgezeichneten Daten.

beiden Netzen entsprechend den Vorgaben „Untergrund" oder „Signal" vollkommen unterschiedlich zugeordnet, allerdings lässt sich keine systematische Wanderung von Ereignissen in die eine oder andere Richtung erkennen.

syst. Einfluß aus	192 GeV	196 GeV	200 GeV	202 GeV	205 GeV	207 GeV
Binning	3.0%	1.2%	1.7%	0.5%	2.2%	0.6%
Monte-Carlo $\Delta\varepsilon/\varepsilon$	7.6%	4.7%	3.4%	5.0%	2.4%	3.1%
Monte-Carlo $\Delta\sigma/\sigma$	3.9%	3.4%	4.6%	4.6%	3.6%	2.7%
NN Struktur	3.1%	3.1%	3.3%	3.3%	3.4%	3.4%
Signalmodellierung	3.2%	3.2%	3.2%	3.2%	3.2%	3.2%
syst. Gesamtfehler	10.1%	7.5%	7.5%	8.2%	7.5%	6.3%
Einfluß auf $\sigma^{exp}_{\mathrm{q\bar{q}'\,e\nu_e}}$	0.04 pb	0.03 pb	0.04 pb	0.04 pb	0.04 pb	0.03 pb

Tabelle 4.6: Überblick über alle untersuchten systematischen Effekte der Messung.

Insgesamt ergeben sich die systematischen Unsicherheiten für die Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes einzelner W-Bosonen aus der quadratischen Summe der Einzelbeiträge, da die eingehenden Komponenten als unkorreliert betrachtet werden. In Tabelle 4.6 ist neben den einzelnen Beiträgen auch der gesamte systematische Fehler für jede der untersuchten Schwerpunktsenergien erfasst. Ihr Einfluss auf den Wirkungsquerschnitt ist in der letzten Zeile der Tabelle wiedergegeben; dazu wurde der prozentuale Anteil des systematischen Fehlers mit dem aus dem Monte-Carlo-Programm theoretisch bestimmten Wirkungsquerschnitt $\sigma^{EX}_{q\bar{q}'}$ multipliziert.

Kapitel 5

Die Kopplungen des γWW -Vertex

Die Produktion einzelner W-Bosonen ist dominiert durch die γW-Fusion. Aus diesem Grund können durch eine Messung der Reaktion die Kopplungsparameter κ_γ und λ_γ, die in der Parametrisierung des γWW -Vertex auftreten, ermittelt werden. Die Beiträge aus der entsprechenden t-Kanal Reaktion der ZW-Fusion können aufgrund der hohen Z-Masse, die eine starke Unterdrückung des Austausches eines raumartigen Z-Bosons hervorruft, vernachlässigt werden. Solch eine Aufteilung der Kopplungen ist in der Produktion von W^+W^--Paaren nicht gegeben, da dort sowohl zeitartige Z-Bosonen wie auch Photonen beitragen. Entsprechend ist es nicht möglich, die Beiträge von γWW - und ZWW-Graphen bei der experimentell beobachteten Produktion von W-Paaren zu trennen. Die Untersuchung einzelner W-Bosonen ermöglicht demnach einen präzisen Test der elektrostatischen Eigenschaften des W-Bosons, wobei das magnetische Dipolmoment μ_W und das elektrische Quadrupolmoment Q_W durch die Kopplungen κ_γ und λ_γ parametrisiert werden:

$$\begin{aligned} \mu_W &= \frac{e}{2\,M_W}(1+\kappa_\gamma+\lambda_\gamma) \\ Q_W &= -\frac{e}{M_W^2}(\kappa_\gamma-\lambda_\gamma)\,. \end{aligned}$$

Würde man Abweichungen von den vom Standardmodell vorhergesagten Werten $\kappa_\gamma = 1$ und $\lambda_\gamma = 0$ messen, so deutete dies auf eine innere Struktur der geladenen Eichbosonen. Nach dem Standardmodell ist der γWW -Vertex allein durch die Invarianz gegenüber lokalen Eichtransformationen der Gruppe $\mathsf{SU(2)_L \times U(1)_Y}$ bestimmt und eine Messung dieses Vertex und seiner Eigenschaften stellt einen wichtigen Test dieser Eichstruktur dar. Setzt man nur die Invarianz unter Lorentztransformationen voraus, so benötigt man sieben Formfaktoren zur Parametrisierung des γWW -Vertex. Geht man zusätzlich noch von C- und P-Invarianz und einer, durch Messungen an Neutronen gewonnen Beschränkung der CP-verletzenden Terme aus, so lässt sich die Anzahl der zur Beschreibung des γWW - Vertex nötigen Parameter auf zwei reduzieren – die Kopplungsparameter κ_γ und λ_γ. Somit ergibt sich die effektive Lagrangedichte zu [22]:

$$\mathcal{L}_{\gamma\mathrm{WW}} = e\cdot\left[A_\mu W^{-\mu\nu}W^{+\nu} - A_\mu W^{+\mu\nu}W^{-\nu} + \kappa_\gamma A_{\mu\nu}W^{+\mu}W^{-\mu\nu} + \frac{\lambda_\gamma}{M_W^2}A_{\mu\rho}W^{+\rho\nu}W_\rho^{-\mu}\right],$$

mit dem Feld des W-Bosons $W^{\pm}$, dem elektromagnetischen Feld A_μ und dem Feldstärketensor $W^{\pm}_{\mu\nu} = \partial_\mu W^{\pm}_\nu - \partial_\nu W^{\pm}_\mu$. Hieraus kann nun, abhängig von den Impulsen q, p_+ und p_- der Bosonen, die Vertexfunktion des γWW -Vertex abgeleitet werden [22]:

$$\begin{aligned}
\Gamma^{\gamma}_{\mu\alpha\beta}(q, p_+ p_-) &= ie \cdot \Big\{ g_{\alpha\mu} \Big[\Big(\kappa_\gamma + \lambda_\gamma \frac{p_-^2}{M_W^2}\Big) q - p_+ \Big]_\beta \\
&+ \Big[g_{\alpha\beta} - \lambda_\gamma \frac{q_\alpha q_\beta}{M_W^2} \Big] \cdot (p_+ - p_-)_\mu \\
&+ g_{\beta\mu} \Big[p_- - \Big(\kappa_\gamma + \lambda_\gamma \frac{p_+^2}{M_W^2}\Big) q \Big]_\alpha - \lambda_\gamma \frac{q^2}{M_W^2} g_{\alpha\beta} p_{-\mu} \\
&+ \frac{\lambda_\gamma}{M_W^2} p_{+\alpha} \cdot (g_{\mu\beta} p_+ q - p_{+\mu} q_\beta) \\
&- \frac{\lambda_\gamma}{M_W^2} p_{-\beta} \cdot (g_{\mu\alpha} p_- q - p_{-\mu} q_\alpha) \\
&+ \frac{\lambda_\gamma}{M_W^2} p_- q q_\mu g_{\alpha\beta} \Big\} .
\end{aligned}$$

In der Vertexfunktion werden die unterschiedlichen Sensitivitäten in Bezug auf die Eichkopplungen κ_γ und λ_γ der verschiedenen Produktionsmechanismen für W-Bosonen schnell offensichtlich. Während die Kopplung λ_γ von der Energieskala q der Reaktion abhängt und daher meist mit einem Faktor $p^2/M_W^2 < 1$ skaliert, geht κ_γ ohne solch eine Skalierung ein. Abbildung 5.1 zeigt die beiden dominierenden Feynmangraphen für die Produktion von W-Bosonen, die einen γWW -Vertex enthalten: links ist die γW-Fusion dargestellt, die die Produktion einzelner W-Bosonen dominiert, rechts der Austauch zeitartiger Photonen und Z-Bosonen, der einen Hauptteil der W^+W^--Paarproduktion ausmacht. Die in beiden Reaktionen auftretenden Energieskalen der beteiligten Bosonen können folgendermaßen abgeschätzt werden:

einzelne W-Bosonen	W^+W^--Paare
$q^2 \approx 0$	$q^2 \approx s$
$p_+^2 < M_W^2$	$p_+^2 \approx M_W^2$
$p_-^2 \approx M_W^2$	$p_-^2 \approx M_W^2$

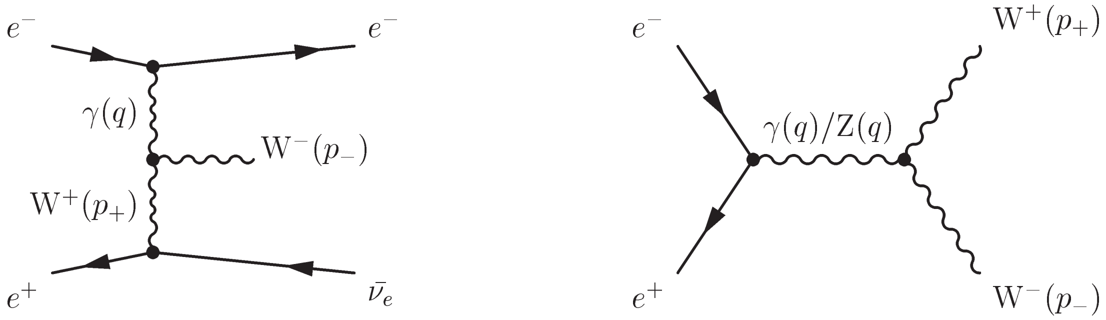


Abbildung 5.1: Die dominierenden Feynmangraphen der Produktion einzelner W-Bosonen (links) und der W^+W^--Paarproduktion (rechts).

Durch den Skalierungsfaktor $p^2/M_W^2 < 1$ wird der Einfluss der Eichkopplung λ_γ verglichen mit demjenigen von κ_γ in der Produktion einzelner W-Bosonen unterdrückt. Hieraus lässt sich die besondere Empfindlichkeit der Produktion einzelner W-Bosonen bezüglich κ_γ verstehen. Bei der W-Paarproduktion führen die Energieskalen zwar zu Faktoren p^2/M_W^2 für beide Eichkopplungen, diese sind dort jedoch ≈ 1. Die Sensitivität der Paarproduktion ist also für beide Kopplungen von gleicher Größenordnung und im Fall von λ_γ sogar etwas besser gegenüber der Messempfindlichkeit dieser Kopplung in der Produktion einzelner W-Bosonen. Somit liefern die beiden Produktionsprozesse für W-Bosonen zwei unterschiedliche Zugänge zur Messung der Parameter des γWW-Vertex. Die unabhängig durchgeführten Analysen der W^+W^--Produktion und der Produktion einzelner W-Bosonen bieten entsprechend komplementäre Messungen der beiden Parameter und ergänzen sich im Hinblick auf die Eichkopplungen κ_γ und λ_γ auf beeindruckende Weise.

5.1 Zwei Methoden zur Bestimmung von κ_γ und λ_γ

Im Folgenden sollen kurz zwei Methoden vorgestellt werden, die zur Bestimmung der Eichkopplungen κ_γ und λ_γ verwendet werden können. Die erste Methode, die auf der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von den Kopplungsparametern beruht, ist eine einfache Umformung der Messung des Wirkungsquerschnitts in eine Eingrenzung der beiden Eichkopplungen, während die zweite Methode auf einer Umgewichtung der Ereignisse und einer anschließenden Anpassungsrechnung an die Daten basiert.

5.1.1 Die Methode des Wirkungsquerschnitts $\sigma(\kappa_\gamma, \lambda_\gamma)$

Eine einfache Bestimmung der beiden Kopplungsparameter besteht in einer Umformung der Messung des hadronischen Wirkungsquerschnitts für die Produktion einzelner W-Bosonen. Da das Matrixelement für diesen Prozess linear von κ_γ und λ_γ abhängt – der Beitrag aus dem ZWW-Graphen wird wiederum vernachlässigt – stellt der Wirkungsquerschnitt ein Polynom 2. Grades der beiden Eichkopplungen dar. Wird nun jeweils eine der Kopplungen auf ihren Standardmodellwert fixiert, also $\kappa_\gamma = 1$ oder $\lambda_\gamma = 0$, so erhält man die funktionale Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der jeweils anderen Eichkopplung $\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'}\,e\nu}(\kappa_\gamma, \lambda_\gamma)$. Diese Methode wurde allerdings nur beispielhaft für die Messung bei $\sqrt{s} = 207$ GeV angewendet. In Abbildung 5.2 ist der theoretisch erwartete Verlauf des hadronischen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit der jeweils variierten Eichkopplung gezeigt und der zugehörige Messpunkt eingetragen. Das graue Band entspricht einem Vertrauensniveau von 95%. Dort, wo die Kanten dieses Bandes die Kurve der theoretischen Erwartung, also $\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'}\,e\nu}(\kappa_\gamma)$ oder $\sigma_{\mathrm{q\bar{q}'}\,e\nu}(\lambda_\gamma)$ schneiden, liegen entsprechend die Grenzen für die jeweils betrachtete Kopplung κ_γ bzw. λ_γ.

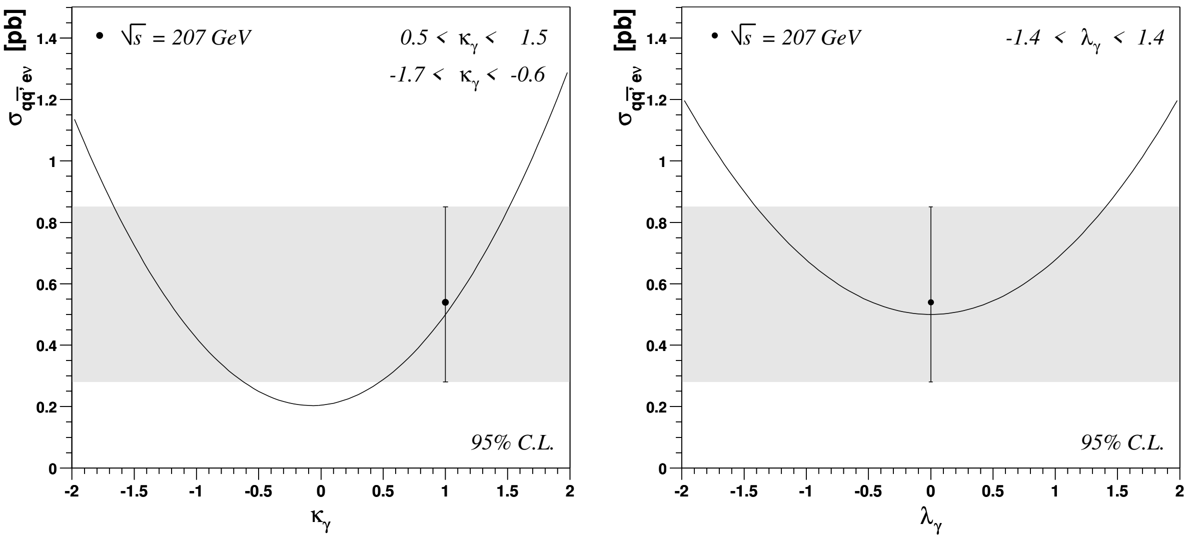


Abbildung 5.2: Der hadronische Wirkungsquerschnitt einzelner W-Bosonen wird durch einen Vergleich mit dem Verlauf der theoretischen Erwartung in Grenzen für die Eichkopplungen κ_γ und λ_γ umgeformt. Eingetragen ist die Messung von $\sigma_{q\bar{q}'}$ für $\sqrt{s} = 207$ GeV mit dem zugehörigen 95% Vertrauensniveau.

Für eine genauere Bestimmung der Kopplungsparamter als durch die Messung des Wirkungsquerschnittes und für einen präzisen Test des γWW -Vertex wird zusätzlich die Information über die Kinematik der einzelnen Ereignisse ausgenutzt. Die kinematischen Größen hängen ebenfalls von der Stärke der Kopplungen κ_γ und λ_γ ab. Weiterhin ist ein Teil des nach der Selektion verbleibenden ,,Untergrundes" – nämlich die W^+W^--Paarproduktion – vom Wert der beiden Kopplungen beeinflusst. Diese Information findet aber bei der oben beschriebenen einfachen Methode keine Verwendung.

5.1.2 Die Umgewichtungsmethode

Für eine genauere Kopplungsanalyse muss die Abhängigkeit der W^+W^--Paarproduktion, die eine der ,,Untergrund"reaktionen für die Produktion einzelner W-Bosonen darstellt und ebenfalls über den γWW -Vertex erfolgen kann, berücksichtigt werden. Ebenso wird die Netzantwort, also die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Ereignis dem hadronischen Zerfall eines einzeln produzierten W-Bosons bzw. der W-Paarproduktion zugeordnet werden kann, genutzt. In dieser Größe ist auch Information über die Kinematik der einzelnen Ereignisse enthalten, die somit Einfluss auf die Bestimmung der Kopplungsparameter nimmt. Schließlich soll die Effizienz des Signals, die ebenfalls abhängig vom Wert der beiden Kopplungsparameter ist, nicht unberücksichtigt bleiben. Zu diesem Zweck wird jedes selektierte Monte-Carlo-Ereignis abhängig von den Werten der Kopplungsparameter κ_γ und λ_γ umgewichtet. Diese Gewichte werden durch das Betragsquadrat des jeweiligen Matrixelementes $\mathcal{M}$ bestimmt, das auf der Grundlage des Programms EXCALIBUR berechnet wird. Aufgrund der linearen Abhängigkeit des Matrixelementes von den Eichkopplungen der Vertizes γWW und ZWW, lässt dieses sich als Polynom der Kopplungen schreiben:

$$\mathcal{M} = a_1\,\kappa_\gamma + a_2\,\lambda_\gamma + a_3\,g_1^\gamma + a_4\,\kappa_Z + a_5\,\lambda_Z + a_6\,g_1^Z\,,$$

womit die zu $|\mathcal{M}|^2$ proportionalen Gewichte Polynome 2. Grades in den Eichkopplungen κ_γ und λ_γ sind. Die „schwache Ladung" g_1^Z des W-Bosons, die im ZWW-Vertex auftritt, wird in dieser Analyse, genau wie die elektrische Ladung g_1^γ, auf ihren Standardmodellwert fixiert $g_1^\gamma = g_1^Z = 1$. Der ZWW-Vertex ist zwar für den „Untergrund" der Paarproduktion von W-Bosonen von Bedeutung, sein Einfluss auf die Produktion einzelner W-Bosonen kann jedoch vernachlässigt werden. Beschrieben wird der ZWW-Vertex durch die drei Kopplungsparameter κ_Z, λ_Z und g_1^Z. Ausgehend von der Eichinvarianz der $\mathsf{SU(2)_L} \times \mathsf{U(1)_Y}$ sind die Kopplungen der beiden Vertizes γWW und ZWW über folgende Ausdrücke miteinander verknüpft:

$$\begin{aligned}\kappa_Z &= g_1^Z - \tan^2\theta_W \cdot (\kappa_\gamma - 1)\\ \lambda_Z &= \lambda_\gamma\,.\end{aligned}$$

Wollte man eine Analyse aller drei Kopplungsparameter κ_γ, λ_γ und g_1^Z durchführen, so ist dazu die Untersuchung der gesamten W–Produktion einschließlich der W-Paarproduktion und derjenigen einzelner W-Bosonen notwendig.

Bei der Umgewichtungsmethode werden nun einmal für jedes in der Netzantwort enthaltene Ereignis der Einzel-W-, bzw. der W-Paarproduktion die Polynomkoeffizienten, die die Information über die Kinematik des Ereignisses enthalten, berechnet und abgespeichert. Danach erfolgt – in Abhängigkeit von den beiden Kopplungsparamtern κ_γ und λ_γ – die Berechnung des neuen Gewichtes für das entsprechende Ereignis:

$$R = \frac{\omega_{anomal}}{\omega_{SM}} = \frac{|\mathcal{M}(\kappa_\gamma, \lambda_\gamma)|^2}{|\mathcal{M}(1,0)|^2}\,.$$

Der aus dem so berechneten Matrixelement ω_{anomal} erhaltene Wirkungsquerschnitt $\sigma(\kappa_\gamma, \lambda_\gamma)$ ist schließlich gegeben durch:

$$\sigma(\kappa_\gamma, \lambda_\gamma) = \sigma(1,0) \cdot \frac{1}{N_{gen}} \sum_i \frac{\omega^2_{anomal}}{\omega^2_{SM}} \qquad \text{mit:} \quad i = 1, ..., N_{gen}\,,$$

wobei N_{gen} die Zahl der generierten Monte-Carlo-Ereignisse ist. Der Nachteil dieser Methode sind die notwendigen Korrekturen, die sich aus der Tatsache ergeben, dass das verwendete Matrixelement nur auf Born-Niveau zur Verfügung steht. Die generierten Monte-Carlo-Ereignisse müssen aber QED-Strahlungskorrekturen enthalten müssen, um eine angemessene Beschreibung der Daten zu gewährleisten. Diese Diskrepanz führt dazu, dass die Methode der Umgewichtung jedes einzelnen der kopplungsabhängigen Ereignisse zusätzlich auf die Abstrahlung im Anfangszustand (ISR) sowie Endzustand (FSR) korrigiert werden muss. Nach den erforderlichen Korrekturen werden die Eichkopplungen durch eine „gebinnte" Anpassungsrechnung an die Daten bestimmt, analog zur Bestimmung des hadronischen Wirkungsquerschnittes (Kapitel 4.2). Unter der Annahme, dass die Daten nach der Poisson-Statistik in den Bins verteilt sind, wird die Funktion:

$$-\log L = -\sum_{j=1}^{n} \Big(N_j^{Daten} \log \mu_j - \mu_j - \log(N^{Daten}!) \Big)$$

minimiert, wobei über die Binanzahl n der Antwort des Neuronalen Netzes summiert wird. Dabei stellt μ_j die Erwartung an Signalereignissen (N_j^S) und von den Kopplungsparametern abhängigen bzw. unabhängigen Untergrundereignissen ($N_j^{abh.}$ bzw. $N_j^{unabh.}$) in einem Bin j dar:

$$\mu_j = N_j^S + N_j^{abh.} + N_j^{unabh.} = \Big[(\sigma\varepsilon_j)^S + (\sigma\varepsilon_j)^{abh.} + (\sigma\varepsilon_j)^{unabh.} \Big] \mathcal{L}\,.$$

Nicht nur die Signalereignisse erhalten also nach dieser Methode ein neues, den Kopplungsparametern entsprechendes Gewicht, sondern auch diejenigen „Untergrund"ereignisse der W$^+$W$^-$-Paarproduktion, die ebenfalls von κ_γ und λ_γ abhängig sind. Dieses Vorgehen berücksichtigt nicht nur die Kopplungsabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes, sondern genauso die der Effizienzen der jeweiligen Reaktion, sei es nun die Produktion einzelner W-Bosonen oder die W-Paarproduktion. Eine ausführlichere Beschreibung der verwendeten Methode findet sich in Referenz [11]. Dort wurde die Umgewichtung von Ereignissen auf ihre Zuverlässigkeit im Hinblick auf die Wiedergabe des von GRC4F oder EXCALIBUR vorhergesagten Verlaufs des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von den Eichkopplungen κ_γ und λ_γ und ihre Anwendbarkeit auf den γWW -Vertex hin geprüft. Ebenso wurde der durch die Verwendung dieser Methode entstehende systematische Fehler abgeschätzt, so dass dieser in die vorliegende Analyse übernommen wird.

In Abbildung 5.3 sind die Ergebnisse der 1-Parameter-Anpassungsrechnungen als Abstand ΔL vom Minimum der Likelihoodfunktion gezeigt. Die jeweils andere Kopplung wird dabei auf ihren Standardmodellwert festgesetzt, also für die Bestimmung von κ_γ wird $\lambda_\gamma = 0$ und umgekehrt $\kappa_\gamma = 1$ für die Betrachtung von λ_γ gewählt. Es sind je drei verschiedene Kurven in Abhängigkeit der jeweiligen Eichkopplung aufgetragen: der Beitrag zu ΔL, der sich allein aus der Variation des Signals ergibt (blau gestrichelt), der Beitrag des von κ_γ und λ_γ abhängigen „Untergrundes" der W-Paarproduktion (grau gepunktet) und $\Delta L(\kappa_\gamma)$, bzw. $\Delta L(\lambda_\gamma)$, unter Variation beider Beiträge, also sowohl desjenigen der Produktion einzelner W-Bosonen sowie der W$^+$W$^-$-Produktion. Die größere Sensitivität einzelner W-Bosonen auf die Eichkopplung κ_γ ist deutlich zu erkennen. Hier dient der W$^+$W$^-$-„Untergrund" nur dazu, das richtige der beiden Minima herauszufinden. Im Gegensatz dazu ist die Empfindlichkeit einzeln produzierter W-Bosonen auf den anderen Kopplungsparameter des γWW -Vertex, d.h. λ_γ, aufgrund der von der jeweiligen Energieskala abhängigen Faktoren $p^2/M_W^2 < 1$ reduziert, so dass bei der Bestimmung dieser Kopplung der W$^+$W$^-$-„Untergrund" die Messung dominiert. Die Tatsache, dass sich für den W$^+$W$^-$-Beitrag Kurven mit einer Doppelminima-Struktur sowohl für κ_γ, als

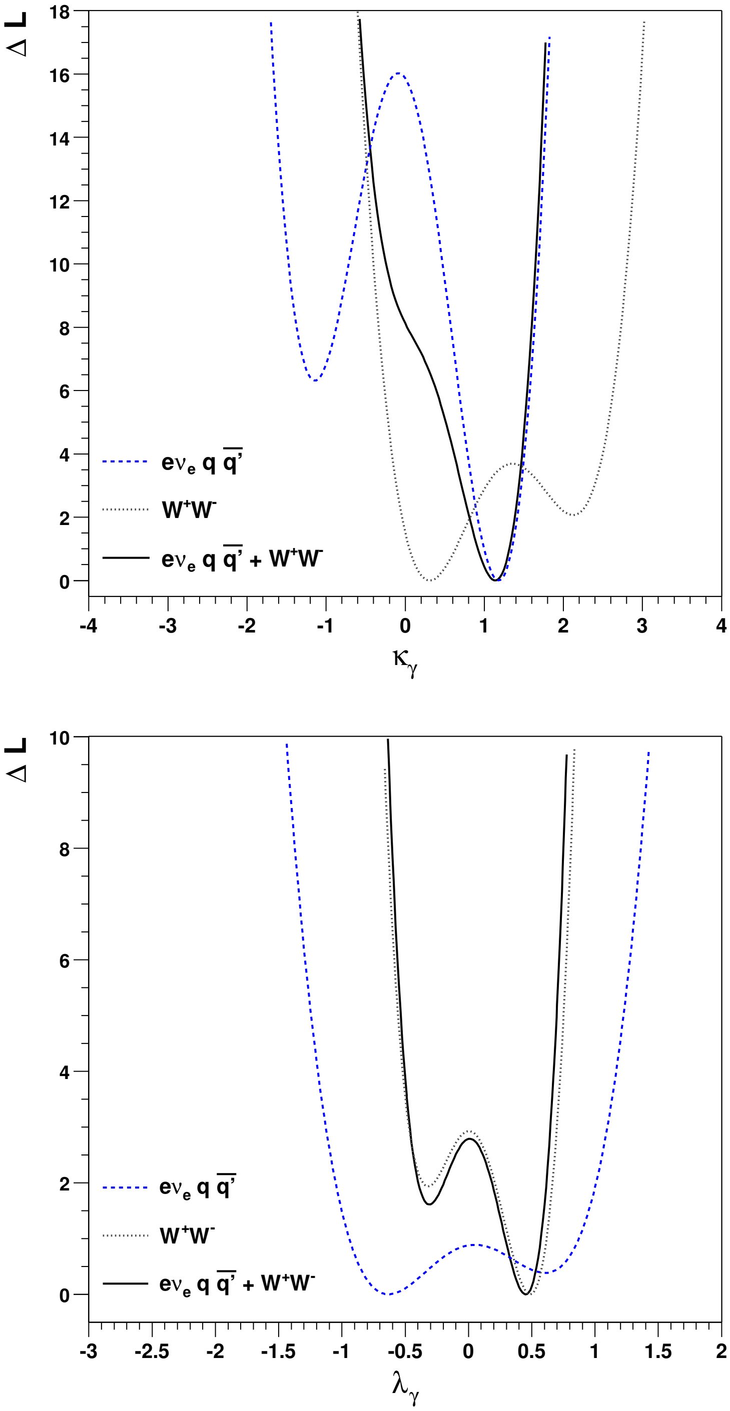


Abbildung 5.3: Die Ergebnisse der 1-Parameter-Anpassungsrechnungen zur Eingrenzung anomaler Beiträge zu den Kopplungen κ_γ und λ_γ. Der Abstand ΔL zum Minimum der Likelihoodfunktion ist über der zu bestimmenden Kopplung aufgetragen, während die jeweils andere Kopplung auf ihrem Standardmodellwert fixiert wird. Die Beiträge aus der Produktion einzelner W-Bosonen (gestrichelte Linie) und der W-Paarproduktion (gepunktete Linie) zum Gesamtergebnis (durchgezogene Linie) sind ebenfalls eingetragen.

auch für λ_γ ergeben, lässt sich durch einen Datenüberschuss im von diesem „Untergrund" dominierten Bereich der Netzantwort erklären. Auch bei der W-Paarproduktion führt ein zu hoch gemessener Wirkungsquerschnitt zu zwei Lösungen für die Eichkopplungen, zumal der totale Wirkungsquerschnitt σ_{WW} sein Minimum nicht bei $\kappa_\gamma = 0$, sondern bei $\kappa_\gamma \approx 1.5$ hat, siehe dazu auch Abb. 5.4. Zur Illustration dieses Effektes wurden die Daten verwendet, die bei $\sqrt{s} = 196$ GeV aufgezeichnet wurden, da der Überschuss im vom W$^+$W$^-$-„Untergrund" dominierten Bereich der Netzantwort bei dieser Schwerpunktsenergie besonders deutlich ist; vergleiche auch Abb. 4.8 auf Seite 64.

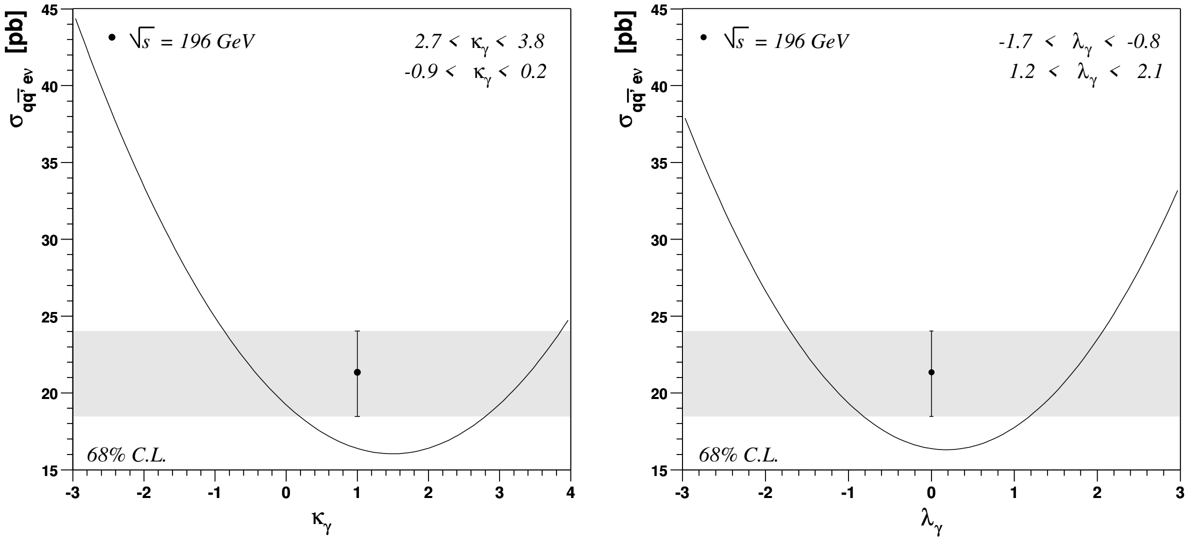
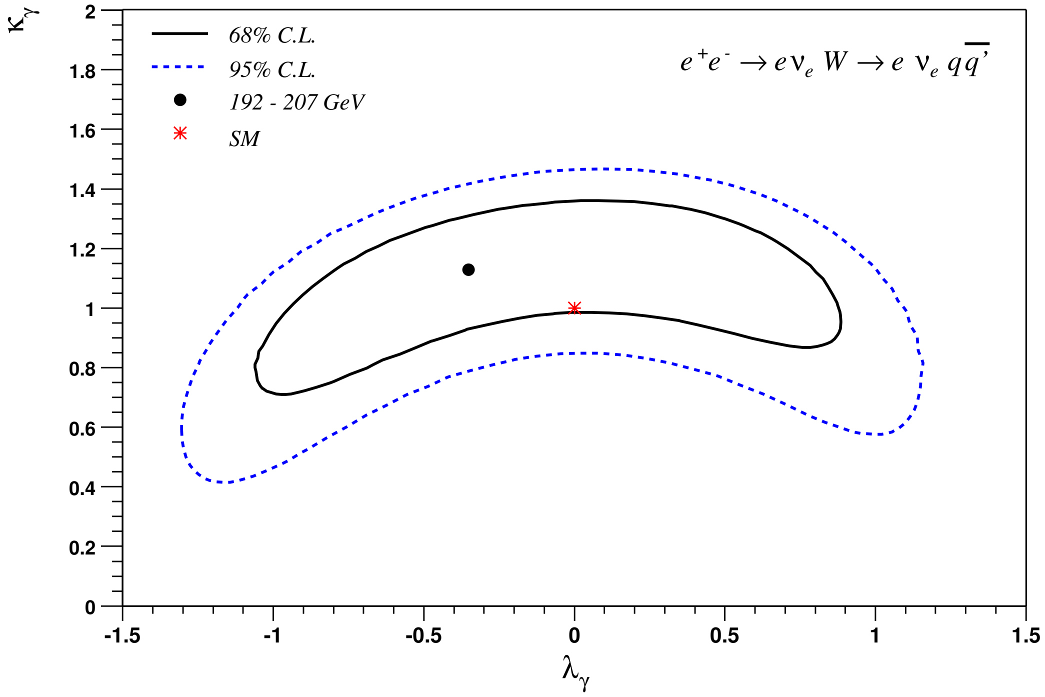


Abbildung 5.4: Gezeigt ist der aus dem W$^+$W$^-$-„Untergrund" ermittelte totale Wirkungsquerschnitt der W-Paarproduktion in Abhängigkeit von den Eichkopplungen des γWW-Vertex. Wie auch für das Signal wird die Messung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{WW}(\sqrt{s} = 196$ GeV$)$ in Grenzen für die Eichkopplungen κ_γ und λ_γ umgeformt. Das graue Band gibt das 68%-Vertrauensniveau an.

Der beschriebene Effekt – das Auftreten zweier Lösungen für die Eichkopplungen – tritt noch bei $\sqrt{s} = 202$ GeV und bei $\sqrt{s} = 207$ GeV auf, allerdings weniger stark. Insgesamt lässt sich die beobachtete Struktur zweier Minima in den ΔL-Kurven der W$^+$W$^-$-„Untergrund"beiträge jedoch gut durch eine Anpassungsrechnung an den totalen Wirkungsquerschnitt der W-Paarproduktion beschreiben.

Die folgende Seite zeigt die Ergebnisse aus der zweidimensionalen Anpassungsrechnung, also die, bei der sowohl κ_γ als auch λ_γ freie Parameter sind. Im oberen Teil der Abbildung 5.5 ist der Beitrag hadronisch zerfallender einzelner W-Bosonen gezeigt, wobei die größere Sensitivität auf die Eichkopplung κ_γ sehr gut zu erkennen ist. Das untere Diagramm zeigt die gleichen Konturen, nun jedoch unter Berücksichtigung des ebenfalls variierten W$^+$W$^-$-„Untergrundes". Dieser Vergleich macht die Dominanz der W-Paarproduktion bei der Bestimmung der Eichkopplung λ_γ besonders eindrucksvoll deutlich. Obwohl in



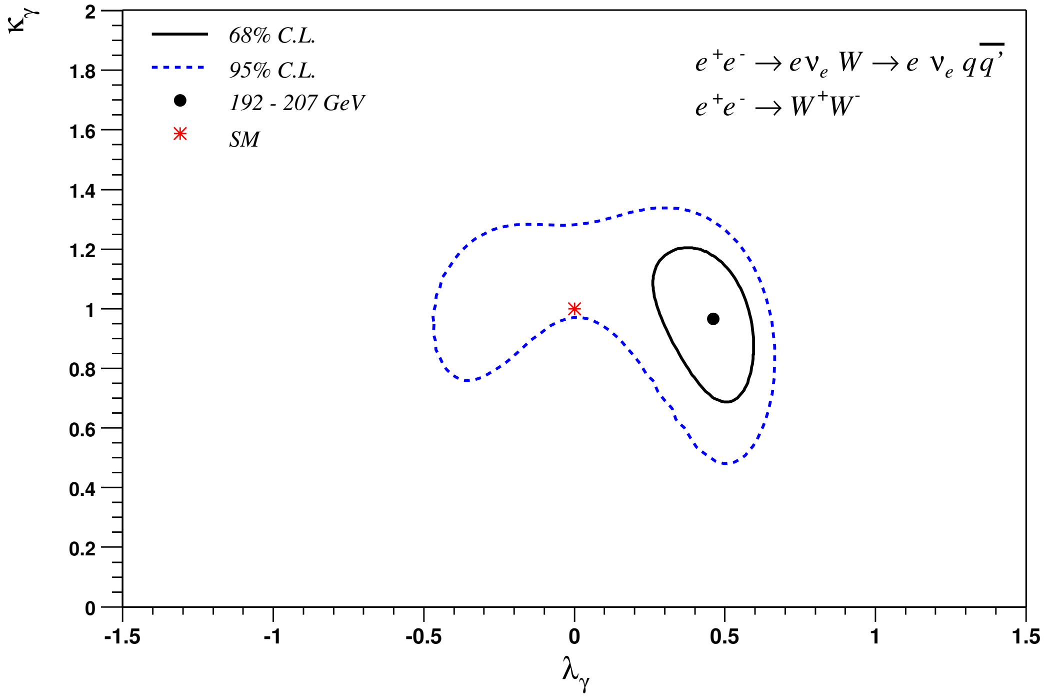


Abbildung 5.5: Die eingetragenen Messwerte und die Konturen mit 68% (durchgezogene Linie) und 95%-Vertrauensniveau (gestrichelte Linie) in der κ_γ-λ_γ-Ebene entstammen einer Anpassungsrechnung mit zwei freien Parametern. Besonders gut sind die verschiedenen Sensitivitäten auf die Eichkopplungen zu erkennen: während λ_γ durch die Hinzunahme des $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$-„Untergrundes" besser eingeschränkt werden kann, bleiben die Grenzen auf κ_γ beinahe unverändert.

einzelne W-Bosonen: $W \to q\bar{q}'$

$\sqrt{s}$ = 192 - 207 GeV		$\mathcal{L}$ = 450.1 pb^{-1}	
Anpassungsrechnung mit 1 Parameter			
Parameter (var.)	Ergebnis 68% C.L.	Ergebnis 95% C.L.	fixiert
κ_γ (±stat.)	$1.18\ ^{+0.13}_{-0.12}$	$0.91 < \kappa_\gamma < 1.39$	$\lambda_\gamma = 0$
λ_γ (±stat.)	$-0.63\ ^{+0.34}_{-0.23}$	$-1.06 < \lambda_\gamma < 1.00$	$\kappa_\gamma = 1$
Anpassungsrechnung mit 2 Parametern			
Parameter	Ergebnis 68% C.L.	Ergebnis 95% C.L.	Korrelation
κ_γ (±stat.)	$1.13\ ^{+0.17}_{-0.27}$	$0.85 < \kappa_\gamma < 1.47$	
λ_γ (±stat.)	$-0.35\ ^{+1.05}_{-0.54}$	$-1.13 < \lambda_\gamma < 1.10$	89.4%

Tabelle 5.1: Angegeben sind die Resultate der Anpassungsrechnung für die Kopplungen κ_γ und λ_γ des γWW -Vertex, die sich aus der Variation des Wirkungsquerschnittes von insgesamt 542 selektierten Ereignissen der Reaktion $e^+e^- \to W e \nu_e \to q\bar{q}' e\nu_e$ ergeben.

einzelne W-Bosonen: $W\to q\bar{q}'$ und W-Paarproduktion

$\sqrt{s}$ = 192 - 207 GeV		$\mathcal{L}$ = 450.1 pb^{-1}	
Anpassungsrechnung mit 1 Parameter			
Parameter (var.)	Ergebnis 68% C.L.	Ergebnis 95% C.L.	fixiert
κ_γ (±stat. ± syst.)	$1.14\ ^{+0.13}_{-0.15} \pm 0.09$	$0.82 < \kappa_\gamma < 1.37$	$\lambda_\gamma = 0$
λ_γ (±stat. ± syst.)	$0.45\ ^{+0.09}_{-0.11} \pm 0.13$	$-0.39 < \lambda_\gamma < 0.61$	$\kappa_\gamma = 1$
Anpassungsrechnung mit 2 Parametern			
Parameter	Ergebnis 68% C.L.	Ergebnis 95% C.L.	Korrelation
κ_γ (±stat. ± syst.)	$0.97\ ^{+0.16}_{-0.18} \pm 0.09$	$0.96 < \kappa_\gamma < 1.29$	
λ_γ (±stat. ± syst.)	$0.46\ ^{+0.09}_{-0.12} \pm 0.13$	$-0.47 < \lambda_\gamma < 0.65$	42.3%

Tabelle 5.2: Wie Tabelle 5.1, unter Hinzunahme der systematischen Fehler auf die Messung mit 68%-Vertrauensniveau. Zusätzlich ist die Variation des totalen Wirkungsquerschnittes der W^+W^--Produktion berücksichtigt.

dieser Analyse speziell das Signal einzeln produzierter W-Bosonen im Phasenraum angereichert wurde, bleiben dennoch genügend W^+W^--Paare übrig, aus denen sich eine stärkere Eingrenzung für den Kopplungsparameter λ_γ extrahieren lässt. Die Differenz von etwa zwei Standardabweichungen zwischen dem ermittelten Wert für die Eichkopplung λ_γ im Vergleich zu ihrem Standardmodellwert ($\lambda_\gamma = 0$), ist mit Vorsicht zu behandeln, da die Messung von λ_γ mit größerer Genauigkeit durch W^+W^--Analysen abgedeckt wird. Bis jetzt ist in diesen Analysen keinerlei Abweichung vom Standardmodell festgestellt worden. Aus diesem Grund wird eine Kombination der Ergebnisse aus beiden Analysetypen (W^+W^--Analyse bzw. Analyse einzelner W-Bosonen) angestrebt. Zum einen wird dadurch eine weitere Verbesserung in der Genauigkeit der Kopplungsmessung erreicht, zum anderen aber auch eine Doppelzählung von Ereignissen vermieden, die sowohl in einer Analyse der W-Paarproduktion als auch in der Analyse einzelner W-Bosonen selektiert wurden.

Die Resultate für die eindimensionale Anpassung je einer der beiden Kopplungen, wie auch für die Anpassungsrechnung mit zwei freien Parametern sind in den Tabellen 5.1 und 5.2 zusammengefasst. Zur besseren Veranschaulichung sind in Tabelle 5.1 nur die Ergebnisse eingetragen, wie sie sich aus der Analyse einzeln produzierter W-Bosonen ergäben, ohne die Abhängigkeit eines Teils des ,,Untergrundes" von den Eichkopplungen zu beachten. Tabelle 5.2 trägt hingegen auch der Tatsache Rechnung, dass die W-Paarproduktion, die den größten Anteil des ,,Untergrundes" ausmacht, ebenfalls von den beiden Kopplungen des γWW-Vertex abhängig ist. Mit Hilfe dieser Grenzen auf die Eichkopplungen lassen sich große anomale Beiträge zu den Eichkopplungen ausschließen.

Ein Vergleich der hier erzielten Resultate mit denjenigen aus den Analysen der W^+W^--Produktion ist zur Zeit leider nicht möglich, da noch keine endgültigen Ergebnisse dieser Kopplungsuntersuchungen vorliegen. Im Fall der Kombination beider Analysen ist jedoch eine deutlich bessere Eingrenzung des Kopplungsparameters λ_γ zu erwarten.

Anhang A

Energiebereiche und Luminosität (1999-2000)

$\sqrt{s}$ [GeV] (Bez. im Text)	mittlere Schwerpunktsenergie	Energiebereich der Strahlenergie	$\mathcal{L}$ [pb^{-1}] (integriert)
192 GeV	191.60	$95.350 \leq \sqrt{s} < 97.350$	29.719
196 GeV	195.54	$97.350 \leq \sqrt{s} < 99.350$	83.690
200 GeV	199.54	$99.350 \leq \sqrt{s} < 100.350$	82.804
202 GeV	201.75	$100.350 \leq \sqrt{s} < 102.350$	37.042
205 GeV	204.82	$99.000 \leq \sqrt{s} < 102.899$	78.457
207 GeV	206.48	$102.900 \leq \sqrt{s} < 103.700$	130.023
208 GeV	208.01	$103.700 \leq \sqrt{s} < 105.000$	8.346

Tabelle A.1: Die Einteilung der Schwerpunktsenergie in verschiedene Bereiche und die jeweils erreichte integrierte Luminosität.

Da bei einer Strahlenergie im Bereich von 103.7 GeV bis 105.0 GeV nur wenig Daten – entsprechend einer Luminosität von 8.3 pb^{-1} aufgezeichnet werden konnten, wurde dieser Bereich mit dem vorhergehenden bei $\sqrt{s}$ =207 GeV zusammengefasst.

Anhang B

Die reskalierte Masse M_{resk}

Unter Ausnutzung der speziellen kinematischen Bedingungen bei der Paarproduktion massiver Eichbosonen (ZZ- und $\mathrm{W^+W^-}$-Produktion) lässt sich eine Korrelation zwischen der Masse der produzierten Bosonen und der jeweiligen Schwerpunktsenergie finden. Z- und W-Paare werden im Schwerpunktsystem immer – abgesehen vom Einfluss ihrer eigenen Breite – unter einem Zwischenwinkel von 180° produziert. Unter Berücksichtigung der Viererimpulserhaltung $p^\mu_{B_1} + p^\mu_{B_2} = (\sqrt{s}, \vec{0})$ und mit Hilfe der Forderung, dass die Massen der produzierten Bosonpaare und damit ihre Energien gleich sein sollen ($M_{B_1} = M_{B_2} \rightarrow E_{B_1} = E_{B_2}$), gilt für die Energien der Zerfallsprodukte:

$$\begin{aligned} E_{B_1} &= E_{B_2} = \frac{\sqrt{s}}{2} \\ E_{part1} + E_{part2} &= E_{part3} + E_{part4} = \frac{\sqrt{s}}{2}\,. \end{aligned}$$

Bei Ereignissen wie denen des gesuchten Signals einzeln produzierter W-Bosonen gibt es keine solche Korrelation zwischen der Energie der Zerfallsprodukte und der Schwerpunktsenergie. Will man dennoch auch für diese Art von Ereignissen eine Reskalierung durchführen, so muss die obige Gleichung um einen Faktor a erweitert werden:

$$a \cdot (E_{part1} + E_{part2}) = \frac{\sqrt{s}}{2} \qquad \Rightarrow \qquad a = \frac{\sqrt{s}/2}{E_{part1} + E_{part2}}\,.$$

Im Fall eines aus einem Z- bzw. W-Zerfall herrührenden hadronischen Systems sollte der Faktor a entsprechend in der Nähe von 1 liegen, wohingegen für Ereignisse aus der Produktion einzelner Bosonen keine solche Häufung eines speziellen Wertes auftreten sollte. Die reskalierte Masse M_{res} ergibt sich nun, indem man die invariante Masse M_{inv} mit dem Faktor a multipliziert $M_{res} = a \cdot M_{inv}$. Die zugehörige Verteilung zeigt Abbildung 3.11 (b) auf Seite 50. Im Vergleich zur invarianten Masse (Abb. 3.11 (a)) ist ein deutlich stärkerer und zudem sehr viel schmalerer „peak" der ZZ-Monte-Carlo-Simulationen in der Verteilung der reskalierten Masse erkennbar, während die Verteilung des Signals einzeln produzierter W-Bosonen nur wenig beeinflusst wird.

Anhang C

Rekonstruktion der Neutrinoenergie E_ν^{rek} in der Einzel-W-Produktion

Die Energie des Neutrinos kann näherungsweise rekonstruiert werden, wenn man davon ausgeht, dass das Elektron genau entlang der Strahlachse weiterfliegt. Der starke Anstieg des Wirkungsquerschnittes für die Produktion einzelner W-Bosonen hin zu kleinen Streuwinkeln θ_e rechtfertigt diese Näherung. Zerlegt man den fehlenden Viererimpuls in seine Longitudinal- und Transversal-Komponente, die unter der obigen Annahme dem Impuls des Elektrons, bzw. des Neutrinos entsprechen, so ergeben sich unter Beachtung von Impuls-, sowie Energieerhaltung die Gleichungen:

$$\begin{aligned}
E_{jet1} + E_{jet2} + E_e + E_\nu &= \sqrt{s} \\
p_{mis} \sin \theta_{mis} &= E_\nu \sin \theta_\nu \\
p_{mis} \cos \theta_{mis} &= E_\nu \cos \theta_\nu \pm E_e
\end{aligned}$$

In der Bedingung an die Longitudinalkomponente (letzte Zeile), ist bereits die Zweideutigkeit bezüglich der Flugrichtung des Elektrons (positive oder negative z-Richtung) enthalten. Ersetzt man nun die Energie des Elektrons mit Hilfe der ersten Bedingung, so erhält man für den Winkel zwischen der Strahlachse und der Flugrichtung des Neutrinos die folgenden beiden Lösungen:

$$\begin{aligned}
E_\nu \sin \theta_\nu &= p_{mis} \sin \theta_{mis} \\
E_\nu \cdot (\cos \theta_\nu \mp 1) &= p_{mis} \cos \theta_{mis} \mp (\sqrt{s} - E_{jet1} - E_{jet2}) \\
\Rightarrow \quad \frac{\cos \theta_\nu \mp 1}{\sin \theta_\nu} &= \frac{p_{mis} \cos \theta_{mis} \mp (\sqrt{s} - E_{jet1} - E_{jet2})}{p_{mis} \sin \theta_{mis}}
\end{aligned}$$

Um die folgenden Schritte besser zu verdeutlichen, wird nur noch die Lösung für die positive z-Richtung betrachtet und mit Hilfe folgender Definitionen nach $\cos \theta_\nu$ aufgelöst.

$$x^2 = \frac{(\cos \theta_\nu - 1)^2}{\sin^2 \theta_\nu}, \qquad x = \frac{p_{mis} \cos \theta_{mis} - E_{mis}}{p_{mis} \sin \theta_{mis}}, \quad \text{mit} \quad E_{mis} = \sqrt{s} - E_{jet1} - E_{jet2}$$

$$\begin{aligned}
(1-\cos^2\theta_\nu)\cdot x^2 &= \cos^2\theta_\nu - 2\cos\theta_\nu + 1\\
0 &= \cos^2\theta_\nu\cdot(1+x^2) - 2\cos\theta_\nu + (1-x^2)\\
\Longrightarrow\quad \cos\theta_\nu &= \frac{1}{1+x^2} \pm \sqrt{\frac{1}{(1+x^2)^2} - \frac{1-x^2}{1+x^2}} = \frac{1\pm x^2}{1+x^2} \longrightarrow \frac{1-x^2}{1+x^2},
\end{aligned}$$

wobei die positive Lösung verworfen wird, da diese die 4er-Impulserhaltung am Vertex $e^+ \to W^+\nu_e$ verletzen würde. Hieraus ergeben sich nach Einsetzen von x die endgültigen Lösungen zu:

$$\begin{aligned}
+z: \qquad \cos\theta_\nu^{+z} &= \frac{p_{mis}^2\sin^2\theta_{mis} - (E_{mis} - p_{mis}\cos\theta_{mis})^2}{p_{mis}^2\sin^2\theta_{mis} + (E_{mis} - p_{mis}\cos\theta_{mis})^2}\\
-z: \qquad \cos\theta_\nu^{-z} &= \frac{(E_{mis} + p_{mis}\cos\theta_{mis})^2 - p_{mis}^2\sin^2\theta_{mis}}{(E_{mis} - p_{mis}\cos\theta_{mis})^2 + p_{mis}^2\sin^2\theta_{mis}}.
\end{aligned}$$

Die tatsächlich rekonstruierte Neutrinoenergie E_ν^{rek} wird als die höherenergetische der Lösungen angenommen, die sich nach dem Einsetzen der beiden Streuwinkel ergeben:

$$E_\nu^{+z} = \frac{p_{mis}\cos\theta_{mis} - E_{mis}}{\cos\theta_\nu^{+z} - 1} \qquad \text{und} \qquad E_\nu^{-z} = \frac{p_{mis}\cos\theta_{mis} + E_{mis}}{\cos\theta_\nu^{-z} + 1}$$

$$\Rightarrow \qquad E_\nu^{rek} \quad = \quad \text{Max}\,(E_\nu^{+z}, E_\nu^{-z})$$

In etwa 60% der Ereignisse eines bei $\sqrt{s} \approx 207$ GeV getesteten $\mathrm{q\bar{q}'}\,\mathrm{e}\nu_\mathrm{e}$-Monte-Carlos ist die so ermittelte Lösung korrekt. Diese Methode führt auch im Grenzfall, dass die gesamte Energie des Elektrons auf das abgestrahlte Photon übertragen wird ($E_e = 0$), zum Ziel. Dann ergibt sich sogar eine eindeutige Lösung für die Energie des Neutrinos. Ein Problem tritt jedoch auf, wenn die fehlende Energie E_{mis} durch schlechte Energieauflösung kleiner als der fehlende Impuls eines Ereignisses wird:

$$\sqrt{s} - E_{jet1} - E_{jet2} = \sqrt{p_{mis}^2 + M_{mis}^2} < p_{mis} = |\vec{p}_{jet1} + \vec{p}_{jet2}|$$

Dadurch lässt sich weder der Impuls des Elektrons, noch des Neutrinos bestimmen und somit ist auch die Neutrinoenergie nicht auf die eben vorgestellte Weise rekonstruierbar. Hier hilft man sich mittels einer Reskalierung der Jetenergien, so dass $M_{mis} = 0$ durch

$$\sqrt{s} - f\cdot(E_{jet1} + E_{jet2}) = f\cdot p_{mis} = f\cdot|\vec{p}_{jet1} + \vec{p}_{jet2}|$$

erfüllt wird. Nach der Berechnung des Skalierungsfaktors f erhält man ebenfalls eine eindeutige Lösung:

$$E_\nu^{rek} = \sqrt{s} - f\cdot(E_{jet1} + E_{jet2}) = \sqrt{s} - \frac{\sqrt{s}}{p_{mis} + E_{jet1} + E_{jet2}}\cdot(E_{jet1} + E_{jet2}).$$

Literaturverzeichnis

[1] A. Ewers: Messung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ mit dem L3-Experiment bei LEP 200, Diplomarbeit, RWTH Aachen, Januar 2002

[2] F.J. Yndurain, Limits on the mass of the gluon, Phys. Lett. **B 345** (1995) 524

[3] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes and R. P. Hudson: Experimental Test Of Parity Conservation In Beta Decay, Phys. Rev. **105** (1957) 1413.

[4] E. Argyres *et al.*, Phys. Lett. **B 358**, (1995) 339

[5] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, (1961) 579,
A. Salam und J. C. Ward, Phys. Lett. **13**, (1964) 168,
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264,
S. Weinberg, Phys. Rev. **D 5** (1972) 1412

[6] DESY 2001-11, TESLA Report 2001-23, TESLA-FEL 2001-05

[7] T. Tsukamoto und Y. Kurihara, Phys. Lett. **B 389** (1996) 162

[8] L3 Kollaboration, B. Adeva *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 289** (1990) 35,
M. Chemarin *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 349** (1994) 345,
M. Acciarri *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 351** (1994) 300,
G. Basti *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 374** (1996) 293,
I. C. Brock *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 381** (1996) 236,
A. Adam *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 383** (1996) 342

[9] K. Hagiwara, R.D. Peccei, D. Zeppenfeld und K. Hikasa,
Nucl. Phys. **B 282** (1987) 253

[10] K. Hagiwara, H. Iwasaki, A. Miyamoto, H. Murayama und D. Zeppenfeld,
Nucl. Phys. **B 365** (1991) 544

[11] A. S. Schmidt-Kärst: Elektron-Photon Physik bei LEP , Dissertation,
RWTH Aachen, Juli 2000

[12] E. Bozoki, A. Friedmann: Orbit Correction in Accelarators/Storage rings using Neural Networks, in A. Zell: Workshop SNNS-93: Simulation Neuronaler Netze mit SNNS, Universität Stuttgart, IPVR, Bericht Nr. 10/93

[13] P. Wienemann: Suche nach dem Higgs-Boson im Vier-Jet-Kanal mit dem L3-Detektor bei LEP, Dissertation, RWTH Aachen, Dezember 2001

[14] H. Baer, D. Karatas und G. Giudice, Physical Review **D 46** (1992) 4901

[15] D.E. Rumelhart, G.E. Hinton, R.J. Williams: Learning internal representations by error propagation, in D.E Rumelhart, J.L. McClelland: Parallel Distributed Processing: Explorations in the Microstructure of Cognition,
Vol. 1, MIT Press, Cambridge, MA, 1986

[16] F. Beissel *et al.*, Construction and Performance of the L3 central tracking detector, Nucl. Instr. Meth. **A 332**, (1993) 33

[17] R. Brun *et al.*, GEANT 3 User Guide, Preprint CERN DD/EE/84-1, CERN, 1984

[18] H. Fesefeldt, PITHA 85/02, RWTH Aachen, 1985

[19] SNNS - Stuttgart Neural Network Simulator
http://www-ra.informatik.uni-tuebingen.de/SNNS/

[20] D. O. Hebb, The Organization of Behaviour, Wiley & Sons, New York, 1949

[21] M. W. Grünewald and G. Passarino *et al.*, hep-ph/005309
Four-Fermion Production in Electron-Positron Collisions

[22] C. G. Papadopoulos, Phys. Lett. **B 352** (1995) 144

[23] F. A. Berends, R. Pittau und R. Kleiss, Comp. Phys. Comm. **85** (1995) 437,
verwendete Version: EXCALIBUR 1.11

[24] J. Fujimoto *et al.*, Comp. Phys. Comm. **100** (1997) 128,
verwendete Version: GRC4F 2.1

[25] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B.F.L. Ward und Z. Wąs,
Comp. Phys. Comm. **119** (1999) 1,
verwendete Version: KORALW 1.02

[26] R. Engel, Z. Phys. **C 66** (1995) 203,
R. Engel, J. Ranft und S. Roesler, Phys. Rev. **D 52** (1995) 1459,
verwendete Version: PHOJET 1.10

[27] S. Jadach, B.F.L. Ward und Z. Wąs, CERN-TH/**235/99** (1999),
verwendete Version: KK 4.12

[28] T.Sjöstrand, CERN-TH/**7112/93** (1993), revised August 1995,
T.Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74,
verwendete Version: PYTHIA 5.7

[29] S. Catani *et al.*, Phys. Lett. **B 269** (1991) 432;
S.Bethke *et al.*, Nucl. Lett. **B 370** (1992) 310

[30] I. N. Bronstein und K. A. Semendjajew, Taschenbuch der Mathematik,
Verlag Harri Deutsch (1991)

[31] F. James, CERN Program Library, **D 506**, (1998)

[32] L3 Kollaboration, M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B 436** (1998) 417-427

[33] L3 Kollaboration, M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B 487** (2000) 229-240

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. A. Böhm danken, der das Thema dieser Arbeit vorschlug und mit wertvollen Ratschlägen und Denkanstößen zu ihrem Gelingen beitrug. Ganz nebenbei leistete er außerdem unverzichtbare Entwicklungshilfe in Sachen Astronomie. Er war es auch, der meine Bewerbung zum Sommerstudentenprogramm am CERN anregte und mir so im Sommer 2001 einen knapp dreimonatigen Aufenthalt an diesem internationalen Forschungslabor ermöglichte.

Herrn Prof. J. Mnich danke ich für seine Bereitschaft, die Aufgabe des Zweitgutachters zu übernehmen. Ganz besonderer Dank gilt auch Dr. Stefan Roth, der mich in der gesamten Zeit betreute und meine ungezählten physikalischen und technischen Fragen stets freundlich und geduldig beantwortete. Martin Weber und Peter Wienemann möchte ich herzlich für viele erhellende Diskussionen und manche Hilfestellung, besonders bei meinen ersten Programmierversuchen, danken.

Dr. Alexander Sascha Schmidt-Kärst danke ich für die Nutzungserlaubnis eines Teils seines Programms und für seine endlose Geduld, mir die Geheimnisse anomaler Kopplungen näher zu bringen – und das alles per e-mail. Ein großes Dankeschön geht an Dr. Arno Strässner, der mir bei manchem Problem half und mich während meines Aufenthaltes am CERN hervorragend betreute. (Danke für den Nachmittag bei Vesancy.)

Ebenso danke ich allen Mitgliedern der xv-Gruppe und ganz besonders Christian Rosenbleck, der die angenehme und lockere Atmosphäre in unserem gemeinschaftlichen Büro mit „verschuldete". Marc Zöller danke ich für die Mitfahrgelegenheit von Genf nach Aachen und für einige nette Gespräche. Weiterhin danke ich vielen lieben Menschen für aufmerksames Korrekturlesen und einige kritische Anmerkungen, besonders jenen, die mit der Materie nicht vertraut sind.

Ganz besonders möchte ich mich aber bei meinen Eltern und meiner Schwester bedanken, die meine häufigen Stimmungsschwankungen ertragen mussten und auch während der Tiefpunkte in meinem Studium zu mir hielten. Es ist schön zu wissen, dass es zumindest einen Ort auf der Welt gibt, wo man immer willkommen ist. Danke dafür!