

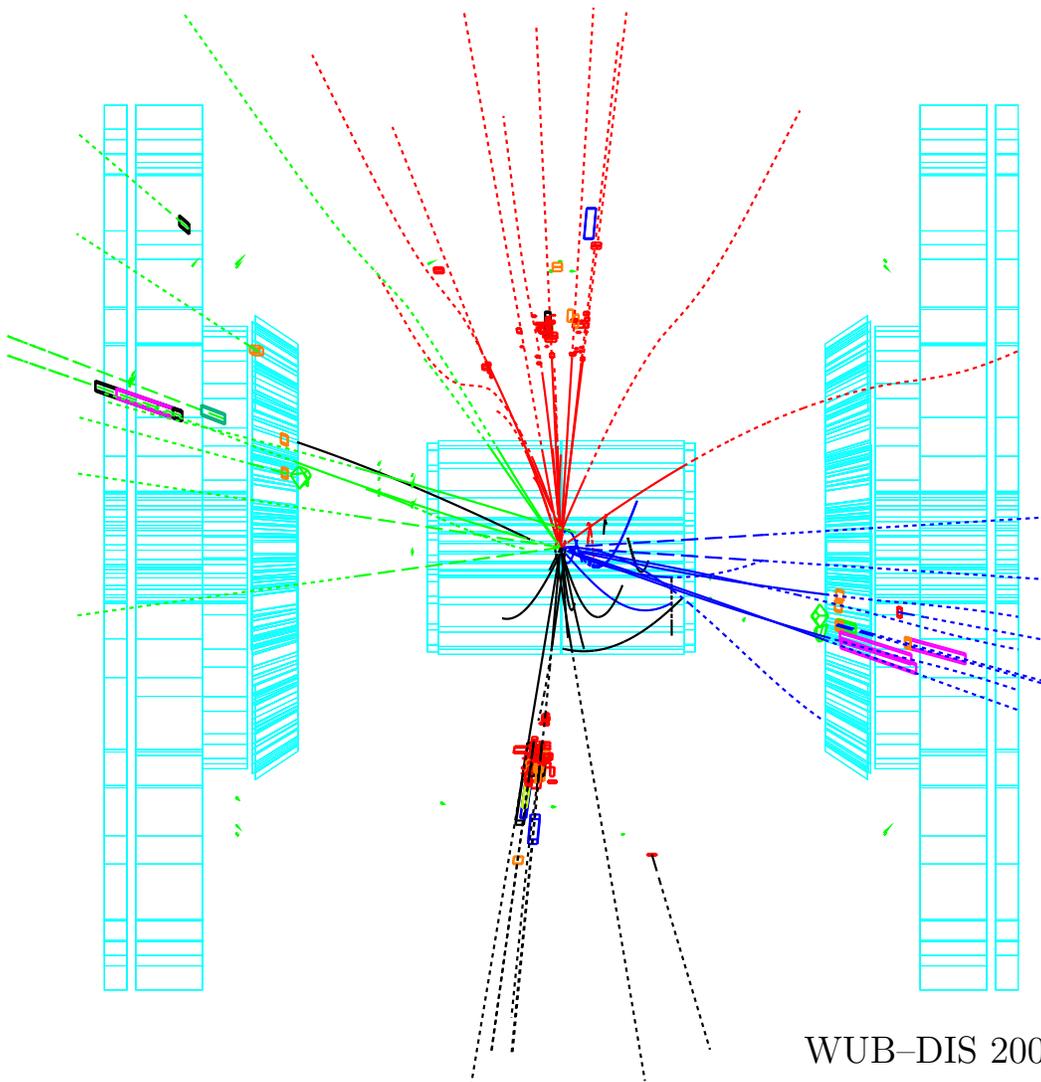


FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
WUPPERTAL

Messung des hadronischen Wirkungsquerschnitts des Prozesses $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ mit dem DELPHI-Detektor

Die endgültigen Ergebnisse der Datennahme bei $\sqrt{s} = 161 - 207$ GeV

Dissertation von Uwe Müller



WUB-DIS 2003-3
Wuppertal, März 2003

Abstract

In this dissertation the first analysis measuring the hadronic cross-section of the W-pair production $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ consistently at all LEP2 energies is presented. Using a feed-forward neural network for the event selection the performance of the analysis was improved significantly compared to the previous DELPHI selections. From the data sample collected with the DELPHI detector corresponding to a total integrated luminosity of about 670 pb^{-1} the cross-section is determined for ten different centre-of-mass energies between 161 and 207 GeV. The results from all energies above 180 GeV are combined to obtain the ratio of the measured and the predicted cross-section, $\mathcal{R}_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$, using GENTLE 2.0, RACOONWW and YFSWW. Especially for the most recent and most precise predictions using the double-pole approximation for a full calculation of $\mathcal{O}(\alpha)$ corrections the results agree very well with the expectation, e.g. the ratio for RACOONWW is:

$$\mathcal{R}_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}} = 1.005 \pm 0.017 \text{ (stat)} \pm 0.014 \text{ (syst)} \pm 0.005 \text{ (theo)}.$$

Because of the very good performance the neural network is used in different DELPHI analyses on WW physics, e.g. in studies of the triple and quartic gauge couplings. It covers the hadronic channel in the analysis of the total cross-section of the W-pair production where additionally the W branching fractions are measured. All results agree with the Standard Model predictions. From the leptonic branching fraction a precise determination of the CKM matrix element V_{CS} is derived.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	3
1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik	3
1.1.1 Die Quantenchromodynamik	4
1.1.2 Die elektroschwache Theorie	6
1.1.3 Die Parameter des Standardmodells	8
1.2 Elektron–Positron–Annihilation	9
1.3 Entstehung hadronischer Ereignisse	11
1.3.1 Der Partonschauer	13
1.3.2 Die Fragmentation	14
2 Das Experiment	17
2.1 LEP	17
2.2 DELPHI	19
2.3 Die Datenanalyse	25
2.4 Die Datensimulation	27
3 Neuronale Netze	28
3.1 Allgemeine Eigenschaften neuronaler Netze	30
3.2 Vorwärtsgerichtete Netzwerke	31
4 Die W–Physik bei LEP	34
4.1 Die W –Paarereignisse	35
4.1.1 Ereignistopologien und Untergrundprozesse	35

4.1.2	Eigenschaften der W -Bosonen	38
4.2	Der Wirkungsquerschnitt der W -Paarerzeugung	40
4.3	Vorhersagen und Simulationen	42
4.3.1	Vorhersagen zum WW -Wirkungsquerschnitt	42
4.3.2	Simulationen von Ereignissen	43
5	Die Selektion hadronischer WW-Ereignisse	45
5.1	Die verwendeten Datensätze und Generatoren	45
5.2	Die Spurselektion	47
5.3	Die Ereignisselektion	48
5.3.1	Die Vorselektion	49
5.3.2	Das neuronale Netz	51
6	Selektionsergebnisse und Messfehler	59
6.1	Die Selektionsergebnisse	59
6.2	Die Diskussion der Messfehler	64
6.2.1	Der statistische Fehler	64
6.2.2	Die systematischen Unsicherheiten	64
7	Die Ergebnisse für den hadronischen WW-Zerfall	78
7.1	Die Bestimmung des hadronischen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$	78
7.1.1	Die Berechnung	78
7.1.2	Die Ergebnisse	80
7.2	Das Verhältnis $\mathcal{R}_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$	82
7.2.1	Die Bestimmung	82
7.2.2	Die Resultate	83
8	Einsatz des neuronalen Netzes in verschiedenen DELPHI-Analysen	85
8.1	Der WW -Wirkungsquerschnitt und die Verzweigungsverhältnisse	85
8.1.1	Die verschiedenen Selektionen	86
8.1.2	Die Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt	87
8.1.3	Die Resultate für die Verzweigungsverhältnisse	89
8.1.4	Das CKM-Matrixelement V_{cs}	89

8.2 Die Kopplungen mehrerer Eichbosonen	91
8.2.1 Drei-Eichboson-Kopplungen	91
8.2.2 Vier-Eichboson-Kopplungen	91
Zusammenfassung	93
Anhang	95
A Vergleich zwischen Daten und Simulationen nach der Vorselektion	95
A.1 189 GeV	96
A.2 196 GeV	99
A.3 207 GeV	102
B Die Ausgabeverteilungen des neuronalen Netzes	105
Tabellenverzeichnis	109
Abbildungsverzeichnis	111
Literaturverzeichnis	113

Einleitung

Die Hochenergie- oder Elementarteilchenphysik hat sich im 20. Jahrhundert rasant entwickelt. Aus den anfänglich wenigen sogenannten Elementarteilchen wurde ein ganzer Teilchenzoo. Theoretiker entwickelten fortwährend neue Modelle, Experimentalphysiker versuchten mit immer größeren und komplexeren Anlagen wie Teilchenbeschleunigern und Detektoren, diese Modelle zu widerlegen oder ihre Vorhersagen zu bestätigen. Mit dem Quarkmodell wurde schließlich nicht nur eine neue Klasse an Elementarteilchen eingeführt, sondern der Grundstein einer Theorie gelegt, die bis heute außerordentlich erfolgreich ist, und als Standardmodell den Aufbau der Materie und die verschiedenen Wechselwirkungen zwischen den Bausteinen, mit Ausnahme der Gravitation, beschreibt.

Ein Zentrum der Hochenergiephysik ist seit langem das europäische Kernforschungszentrum CERN in Genf. In weltweiten Kollaborationen arbeiten Physiker an verschiedenen Experimenten und auf unterschiedlichen theoretischen Gebieten. In den Jahren von 1989 bis 2000 wurde am CERN der bisher größte Teilchenbeschleuniger der Welt, der Elektron–Positron–Speicherring LEP, mit den vier Großdetektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL betrieben. Am DELPHI–Experiment war von Anfang an, sowohl im Detektorbau als auch in der Datenanalyse, eine Arbeitsgruppe der Bergischen Universität Wuppertal aktiv beteiligt.

Die Laufzeit von LEP gliedert sich in die LEP1–Phase (von 1989 bis 1995) und in die LEP2–Phase (von 1996 bis zum Ende). In den ersten Jahren kollidierten Elektronen und Positronen bei der Ruheenergie des Z –Bosons, d.h. bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 91 GeV. Durch den resonant überhöhten Wirkungsquerschnitt wurden fast ausschließlich Z –Ereignisse, insgesamt mehrere Millionen, produziert. So konnten viele Parameter des Standardmodells mit bis heute nicht wieder erreichter Präzision gemessen werden.

In der LEP2–Phase wurde die Schwerpunktsenergie von 161 GeV schrittweise bis 209 GeV erhöht. Dieser Energiebereich ermöglichte Studien zu vollständig anderen Bereichen der Physik, vor allem der Paarproduktion der W –Bosonen und der Suche nach Teilchen jenseits des Standardmodells.

Im Rahmen der W –Physik waren verschiedene Aspekte von Interesse. So ist die Masse des W –Bosons ein fundamentaler Parameter des Standardmodells. Desweite-

ren ließen sich der Wirkungsquerschnitt der W -Paarproduktion, die Verzweigungsverhältnisse des W -Zerfalls sowie die Kopplungen zwischen W -Bosonen und anderen Teilchen untersuchen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich hauptsächlich mit der Bestimmung des hadronischen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$ bei allen LEP2-Energien. Die Selektion der W -Kandidaten erfolgte über ein vorwärtsgerichtetes neuronales Netz, durch das die Selektionsqualität und damit die statistische Signifikanz verbessert werden sollte. Ein Schwerpunkt der Analyse lag in ausführlichen Studien systematischer Unsicherheiten der Ergebnisse. Alle Ergebnisse werden mit den neuesten Vorhersagen des Standardmodells verglichen.

Nach dieser Einleitung folgen vier Kapitel mit eher theoretischem oder technischem Inhalt. Zuerst werden die Grundzüge des Standardmodells erläutert, dann folgt eine Beschreibung des LEP-Beschleunigers und des DELPHI-Detektors. In Kapitel 3 geht es um den Aufbau und die Funktionsweise neuronaler Netze. Den Abschluß dieses ersten Teils bildet eine Übersicht über die W -Physik und es werden die neuesten Vorhersagen vorgestellt. Die zweite Hälfte widmet sich der Analyse selbst. Nach einer detaillierten Beschreibung der Selektion in Kapitel 5 folgt eine Zusammenstellung der Selektionsergebnisse und die Diskussion der systematischen Unsicherheiten. Kapitel 7 enthält alle Resultate für den hadronischen Wirkungsquerschnitt. Zum Schluss werden DELPHI-Analysen vorgestellt, in denen die hadronische Selektion aus dieser Arbeit eingesetzt wird.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Im Gegensatz zur allgemeinen Relativitätstheorie, die Vorhersagen bei astronomischen Skalen unter Einbeziehung der Gravitation liefert, beschreibt das Standardmodell der Elementarteilchenphysik die Grundbausteine der Materie sowie ihre Wechselwirkungen und Kräfte untereinander. Dabei werden nur mikroskopisch kleine Entfernungen bzw. hohe Energiedichten betrachtet, wie sie kurz nach dem Urknall auftraten und nun mit großen Teilchenbeschleunigern erzeugt werden.

Elementarteilchen üben durch verschiedene Wechselwirkungen Kräfte aufeinander aus. Diese Wechselwirkungen werden über strukturlose Teilchen mit ganzzahligem Spin, sogenannte Bosonen, vermittelt. Alle fundamentalen Wechselwirkungen sind in Tabelle 1.1 mit ihrer relativen Stärke, der beschreibenden Theorie und den zugehörigen Bosonen aufgeführt.

Wechselwirkung	rel. Stärke	Theorie	Bosonen
stark	1	Quantenchromodynamik	8 Gluonen
elektromagnetisch	10^{-3}	elektroschwache Theorie	Photon
schwach	10^{-14}		W^\pm, Z^0
Gravitation	10^{-43}	allg. Relativitätstheorie	Graviton

Tabelle 1.1: Die fundamentalen Wechselwirkungen mit ihrer relativen Stärke, der beschreibenden Theorie und den zugehörigen Austauschpartikeln.

Die Gravitation ist um so viele Größenordnungen schwächer als die übrigen Kräfte, dass sie im Standardmodell vernachlässigt wird. Somit umfasst das Modell nur die Quantenfeldtheorien der starken, der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkungen. In allen drei Fällen handelt es sich um Eichtheorien mit verschiedenen zu Grunde liegenden Symmetriegruppen. Die Austauscheteilchen der Wechselwirkungen werden als Eichbosonen bezeichnet und sind die Erzeugenden der Symmetriegruppen, so dass ihre Anzahl von der Symmetrie abhängt.

Die fundamentalen Bausteine aller Materie sind Fermionen, strukturlose, punktförmige Teilchen mit halbzahligen Spin. Tabelle 1.2 zeigt die Unterteilung der Fermionen des Standardmodells in Leptonen und Quarks zu je drei Generationen, gibt einige charakteristische Größen sowie die Wechselwirkungen, an denen die Fermionen sich beteiligen, an. Jede stabile Materie, die in der Natur beobachtet werden kann, setzt sich nur aus den Mitgliedern der ersten Generationen zusammen. Dazu existieren lediglich noch die weiteren Neutrinos. Alle anderen Fermionen aus Tabelle 1.2 sind nicht stabil und können nur kurzzeitig in Experimenten erzeugt werden.

LEPTONEN	1. Generation		2. Generation		3. Generation	
Bezeichnung	e^-	ν_e	μ^-	ν_μ	τ^-	ν_τ
el. Ladung [e]	-1	0	-1	0	-1	0
Masse [MeV]	0,511	$< 3 \cdot 10^{-6}$	105,7	$< 0,19$	1777	$< 18,2$
Lebensdauer [s]	stabil	stabil	$2,2 \cdot 10^{-6}$	stabil	$2,9 \cdot 10^{-13}$	stabil
Beteiligung an Wechselwirkung	schwach el-magn	schwach	schwach el-magn	schwach	schwach el-magn	schwach
QUARKS	1. Generation		2. Generation		3. Generation	
Bezeichnung	u	d	c	s	t	b
el. Ladung [e]	2/3	-1/3	2/3	-1/3	2/3	-1/3
Beteiligung an Wechselwirkung	elektromagnetisch, schwach und stark					

Tabelle 1.2: Die Fermionen des Standardmodells in ihren Generationen mit einigen charakteristischen Größen (dem *Particle Data Book* [1] entnommen) und ihren Wechselwirkungen.

1.1.1 Die Quantenchromodynamik

Die Theorie der starken Wechselwirkung wird als Quantenchromodynamik (QCD) bezeichnet und geht auf das Quarkmodell von *Gell-Mann* und *Zweig* [2] zurück. Sie ist eine nicht-abelsche Eichtheorie, die auf der Symmetriegruppe $SU(3)_C$ basiert.

Der Index C steht dabei für die Farbladung (*colour*), eine zusätzliche Quantenzahl der Quarks, die auch zur Namensgebung der Theorie geführt hat. Die Existenz der Farbladung wurde durch Messungen der Wirkungsquerschnitte der Quark–Antiquark– und der Lepton–Antilepton–Endzustände (speziell $\mu^+ \mu^-$) bei Elektron–Positron–Annihilationen bestätigt, und dabei wurde die Anzahl der Zustände gemessen. Bei experimenteller Bestimmung ergibt sich für das Verzweigungsverhältnis $\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ der Wirkungsquerschnitte eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Wert, der für drei verschiedene Farbladungen (genannt rot, grün und blau) vorherberechnet wird. An die Farbladung koppeln die Eichbosonen der QCD, acht masselose Gluonen. Diese tragen selbst auch eine Farbladung, so dass neben der Kopplung von Quarks und Gluonen auch Selbstkopplungen zwischen Gluonen möglich sind.

Abbildung 1.1 zeigt die fundamentalen Feynmangraphen der QCD. Links ist die Quark–Gluon–Kopplung, die entweder durch die Abstrahlung eines Gluons von einem Quark oder durch die Quarkpaarerzeugung durch ein Gluon realisiert wird, zu sehen. Daneben sind die Selbstkopplungen von drei und vier Gluonen dargestellt.

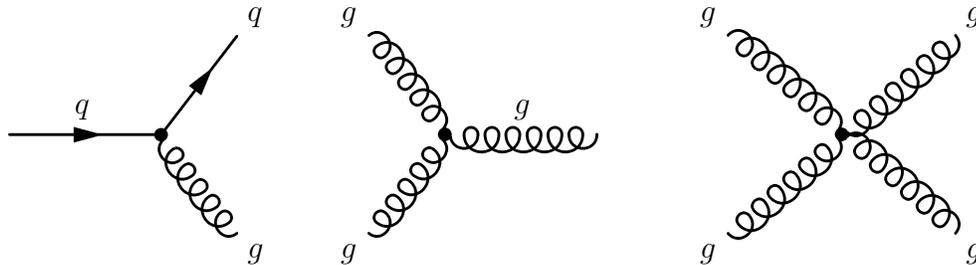


Abbildung 1.1: Die fundamentalen Feynmangraphen der QCD.

Der einzige freie Parameter der QCD ist die starke Kopplungskonstante α_s . Sie ist eine energieabhängige Größe und lässt sich in Ein–Loop–Näherung als Funktion der Energieskala μ schreiben:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln \frac{\mu^2}{\Lambda^2}} \quad (1.1)$$

mit Λ = Skalenparameter der QCD ,
 n_f = Anzahl der Quarkflavours .

α_s steigt bei kleinen Energien divergent an und wird mit wachsender Energie kleiner. Hochenergetische Quarks können sich quasifrei bewegen, die Theorie spricht von asymptotischer Freiheit. Bei niedrigeren Energien sind Quarks in gebundenen Zuständen eingeschlossen. Dieser Effekt wird als *Confinement* bezeichnet.

1.1.2 Die elektroschwache Theorie

Die elektroschwache Theorie wurde von *Glashow*, *Weinberg* und *Salam* [3–5] begründet und vereinigt die Theorien der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung, der Quantenelektrodynamik (QED). Sie beschreibt eine Asymmetrie bezüglich räumlicher Spiegelungen und basiert auf einer spontanen Brechung der zu Grunde liegenden Eichsymmetrie der Gruppe $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$. In der ursprünglich ungebrochenen Theorie existieren als Eichbosonen ein masseloses Triplet ($W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$) und ein ebenfalls masseloses Singlett B_μ . *Weinberg* und *Salam* führten zur Erklärung der spontanen Symmetriebrechung ein komplexes Higgs-Feld ein, das durch ein Dublett skalärer Teilchen

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

mit einem Vakuumerwartungswert von

$$\phi(0) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

beschrieben wird. Die Eichbosonen koppeln an dieses Feld, wobei es durch nicht-lineare Wechselwirkungen zur Symmetriebrechung kommt. Damit lassen sich die physikalisch beobachteten Bosonen erklären. Nach der Symmetriebrechung gibt es die drei massiven Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung W^+ , W^- und Z^0 sowie das masselose Photon γ der QED. Sie alle lassen sich als Linearkombinationen der ursprünglichen Eichbosonen darstellen:

$$W^\pm = (W_\mu^1 \mp W_\mu^2)/\sqrt{2}, \quad (1.4)$$

$$Z^0 = W_\mu^3 \cdot \cos \Theta_W + B_\mu \cdot \sin \Theta_W, \quad (1.5)$$

$$\gamma = W_\mu^3 \cdot \sin \Theta_W + B_\mu \cdot \cos \Theta_W. \quad (1.6)$$

Die Tatsache, dass das Photon γ masselos ist, entspricht der Erwartung für ein Austauscheteilchen der unendlich weit reichenden elektromagnetischen Kraft. Die Quadrate der Massen der W - und Z -Bosonen ergeben sich zu:

$$M_W^2 = \frac{e^2 \cdot \nu^2}{4 \cdot \sin^2 \Theta_W}, \quad (1.7)$$

$$M_Z^2 = \frac{e^2 \cdot \nu^2}{4 \cdot \cos^2 \Theta_W \cdot \sin^2 \Theta_W}. \quad (1.8)$$

Der Weinbergwinkel Θ_W ist ein Parameter, der experimentell bestimmt werden muss. Zum einen ergibt er sich aus den Bosonmassen gemäß

$$\cos \Theta_W = \frac{M_W}{M_Z}, \quad (1.9)$$

und zum anderen lässt er sich durch die Kopplungskonstanten g , g' und e ausdrücken:

$$\cos \Theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \frac{e}{g'}, \quad (1.10)$$

$$\sin \Theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \frac{e}{g}. \quad (1.11)$$

Nach der Symmetriebrechung bleibt vom Higgs-Feld ein skalares, massives, neutrales Teilchen übrig, dessen Masse von der Theorie jedoch nur sehr unpräzise zu $7 \text{ GeV} \leq M_{H^0} \leq 2 \text{ TeV}$ vorhergesagt wird [6, 7]. Dieses Higgs-Boson (H^0) ist das letzte unentdeckte Teilchen des Standardmodells. Sein Nachweis wäre ein weiterer wichtiger Hinweis auf die Gültigkeit des Standardmodells, da dies seine Existenz postuliert. Deshalb wurde und wird im Rahmen vieler Experimente nach dem Higgs-Teilchen gesucht. Die neuesten Ergebnisse wurden am LEP-Teilchenbeschleuniger, der in Kapitel 2.1 näher beschrieben wird, durch Analysen verschiedener Zerfallskanäle erzielt und von der LEP-Arbeitsgruppe für die Higgs-Suche veröffentlicht [8]. Durch diese direkte Suche konnte eine Masse unter 114,4 GeV mit einer Wahrscheinlichkeit (*confidence level*) von 95% ausgeschlossen werden. Darüber hinaus gab es einen leichten Überschuss an Higgs-Kandidaten im Bereich um 116 GeV. Das Confidence Level für eine Erklärung nur durch Untergrundereignisse lag bei 8%, für eine Hypothese mit zusätzlichem Higgs-Signal bei 37%. Eine Obergrenze für die Higgs-Masse resultiert aus einer Anpassung, einem Fit, aller Standardmodellparameter unter Verwendung bekannter Ergebnisse und liegt derzeit nach Angaben der LEP-Arbeitsgruppe für elektroschwache Physik bei 193 GeV (95% Confidence Level) [9].

Wie die Bosonen erhalten auch die Fermionen ihre Masse erst durch eine Kopplung an das Higgs-Feld, die allerdings zusätzlich in die Theorie integriert werden muss. Zudem sind für drei Quarks die Masseneigenzustände (d , s , b) nicht mit den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung (d' , s' , b') identisch. Der Zusammenhang lässt sich durch eine unitäre Transformation beschreiben [10]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

Die Mischungsmatrix U wird als Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) bezeichnet. Sie wird durch vier Parameter beschrieben, drei reelle Eulerwinkel und eine reelle Phase. Ohne diese Mischung zwischen den Zuständen wäre ein Zerfall zwischen verschiedenen Quarkgenerationen (vgl. Tabelle 1.2) nicht erlaubt.

Abbildung 1.2 zeigt die fundamentalen Feynmangraphen der elektroschwachen Theorie. Links lässt sich die Abstrahlung eines neutralen Bosons durch ein Fermion erkennen. In der Mitte sind der Übergang eines Leptons in sein Antineutrino unter Abstrahlung eines W -Bosons und der entsprechende Prozess zwischen zwei Quarks

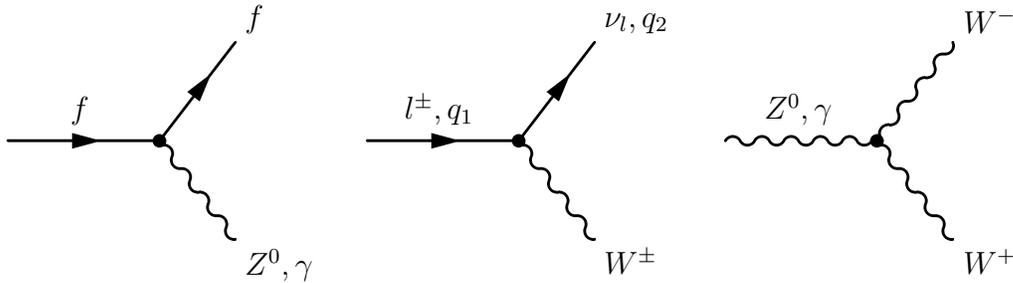


Abbildung 1.2: Die fundamentalen Feynmangraphen der elektroschwachen Theorie.

unterschiedlicher Flavours dargestellt. Rechts ist der Zerfall eines ungeladenen Eichbosons in zwei W -Bosonen zu sehen. Die beiden letztgenannten Prozesse tragen zum Wirkungsquerschnitt der W -Paarproduktion bei und sind somit Gegenstand dieser Arbeit.

1.1.3 Die Parameter des Standardmodells

Wenn die Neutrinos masselos sind, hat das Standardmodell 18 freie Parameter, einen aus der QCD und 17 aus der elektroschwachen Theorie:

- die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s ,
- die sechs Quark- und drei Leptonmassen, die durch die Yukawa-Kopplung an das Higgs-Feld entstehen,
- die drei Eulerwinkel und die Phase der CKM-Matrix,
- die Masse des Higgs-Teilchens m_H ,
- die Masse des Z -Bosons m_Z ,
- die Fermi-Konstante $G_F = \frac{\alpha\pi}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{m_W^2 \sin^2 \theta_W}$,
- die Feinstrukturkonstante $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{g^2 g'^2}{4\pi(g^2 + g'^2)}$.

Durch Beziehungen untereinander ist es möglich, auch andere Größen zu wählen, z.B. den Weinbergwinkel oder die W -Masse statt der Z -Masse (vgl. Gleichung 1.9). Allerdings werden im Allgemeinen die Parameter verwendet, die mit der höchsten Präzision gemessen worden sind. Dazu gehören vor allem α (relative Genauigkeit $\sigma(\alpha)/\alpha = 10^{-8}$), m_Z (10^{-5}) und G_F (10^{-5}). Ein vollständiger Parametersatz liefert Vorhersagen zu allen anderen Größen im Standardmodell. Somit dienen dann Präzisionsmessungen von Hochenergieexperimenten wie LEP im Vergleich zu diesen Vorhersagen als Tests des Standardmodells.

Falls die Neutrinos jedoch Massen besitzen, kommen zu den 18 Parametern noch 7 weitere hinzu. Das sind die drei Massen selbst und vier Parameter einer weiteren Mischungsmatrix, die analog zur CKM-Matrix durch drei Winkel und eine Phase beschrieben wird.

1.2 Elektron-Positron-Annihilation

In der e^+e^- -Physik lassen sich grundsätzlich zwei fundamentale physikalische Prozesse unterscheiden, die Streuung von Elektronen und Positronen aneinander sowie ihre Vernichtung beim Zusammenprall. Zugehörige Feynmangraphen sind in Abbildung 1.3 aufgezeigt, wobei links die Bhabha-Streuung im t-Kanal und rechts die Fermionpaarproduktion als Beispiel für einen Annihilationsprozess dargestellt sind.

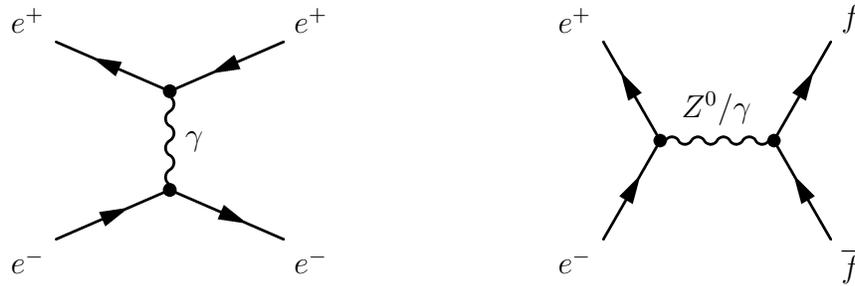


Abbildung 1.3: Zwei Beispiele für fundamentale Feynmangraphen in der e^+e^- -Physik, links ein Streuprozess und rechts eine Annihilationsreaktion.

Bei einem Streuprozess höherer Ordnung entsteht ein zusätzliches Fermionpaar. Ein Feynmangraph dieser sogenannten Zwei-Photon- oder $\gamma\gamma$ -Ereignisse ist in Abbildung 1.4 dargestellt.

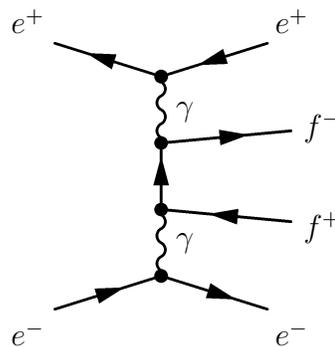


Abbildung 1.4: Ein Feynmangraph von $\gamma\gamma$ -Ereignissen.

Radiative Ereignisse

Bei allen e^+e^- -Ereignissen kann Bremsstrahlung im Anfangszustand (*initial state radiation*, ISR) auftreten. Vom einlaufenden Elektron oder Positron können ein oder mehrere Photonen emittiert werden (siehe Abbildung 1.5) und dies führt zu einer Reduzierung der effektiven Energie bei der Annihilation. Die Häufigkeit des Auftretens und die Energie der ISR-Photonen hängen von der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts des jeweiligen Prozesses ab.

Bei der Fermionpaarproduktion erhöht sich der Wirkungsquerschnitt resonant, wenn die Schwerpunktsenergie nach ISR bei der Masse des Z -Bosons liegt. Daher werden bei Energien oberhalb von 91,2 GeV häufig ISR-Photonen mit einer so hohen Energie abgestrahlt, dass die Schwerpunktsenergie auf die Z -Masse reduziert wird. Diese Ereignisse werden als *radiative returns* oder *Z>Returns* bezeichnet.

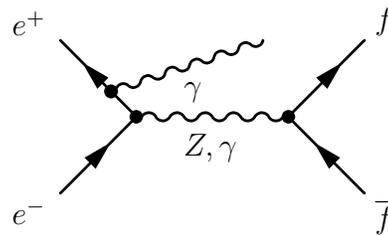


Abbildung 1.5: Ein Feynmangraph radiativer Ereignisse.

Die Bosonpaarproduktion

Überschreitet die Schwerpunktsenergie die doppelte Ruhemasse der W - oder Z -Bosonen, können zwei dieser Austauscheteilchen in einem Zwischenzustand auftreten. Abbildung 1.6 zeigt oben die Feynmangraphen niedrigster Ordnung der W -Paarproduktion, links den Neutrinoaustausch im t -Kanal und rechts den s -Kanal-Prozess mit einem Drei-Boson-Vertex. Darunter ist ein Graph der Z -Paarproduktion zu sehen. In allen drei Fällen ist ein hadronischer Zerfall mit zwei Quark-Antiquark-Paaren im Endzustand dargestellt.

Die Wirkungsquerschnitte der Bosonpaarproduktion sinken stark ab, sobald die Schwerpunktsenergie unter die doppelte Bosonmasse fällt. Daher spielt ISR bei diesen Ereignistypen nur eine relevante Rolle, solange die effektive Energie oberhalb der Massenschwelle bleibt.

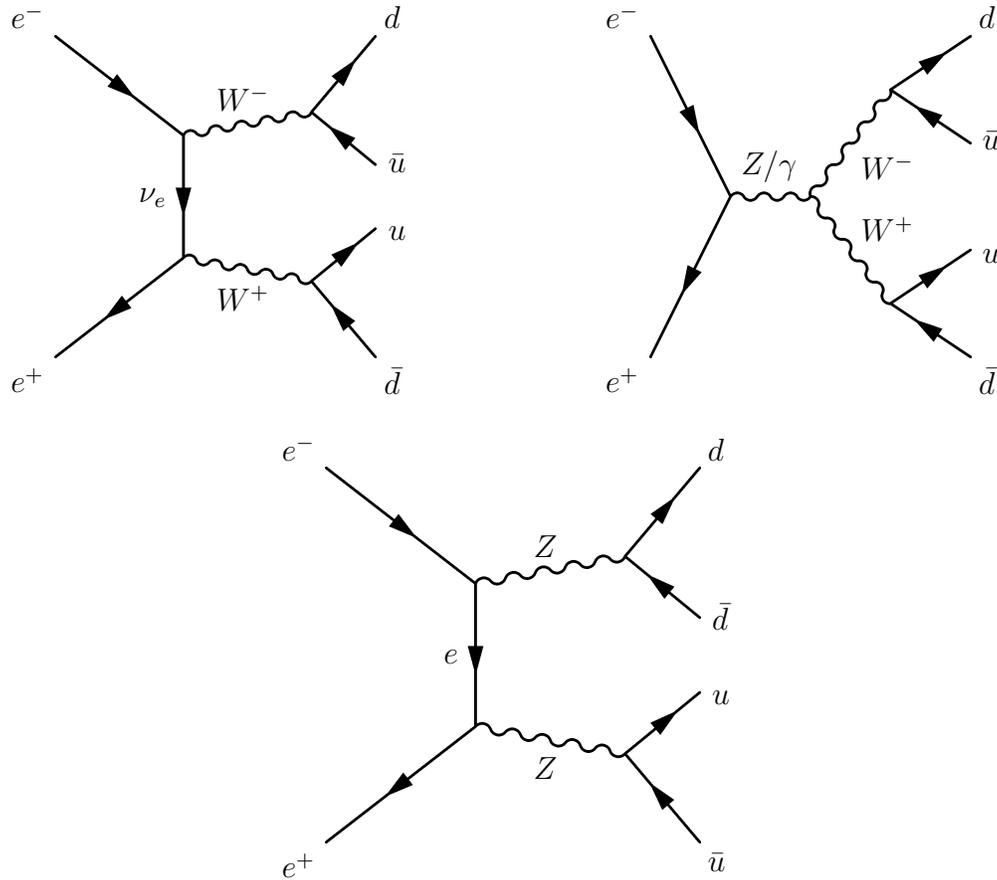


Abbildung 1.6: Die Feynmangraphen der W^- - und Z -Paarproduktion in niedrigster Ordnung mit einem hadronischen Zerfall.

1.3 Entstehung hadronischer Ereignisse

Der Prozess $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ lässt sich in vier Phasen unterteilen. Abbildung 1.7 zeigt dies am Beispiel der s-Kanal-Reaktion $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ schematisch.

Phase I: Die Annihilation

In diesem Beispiel emittiert ein Positron ein ISR-Photon, bevor es, wie in Kapitel 1.2 beschrieben, mit einem Elektron in ein virtuelles Photon oder ein Z -Boson annihiliert. Es bilden sich zwei W -Bosonen, die beide in ein Quark-Antiquark-Paar zerfallen. Dieser Vorgang lässt sich vollständig durch die elektroschwache Wechselwirkung beschreiben.

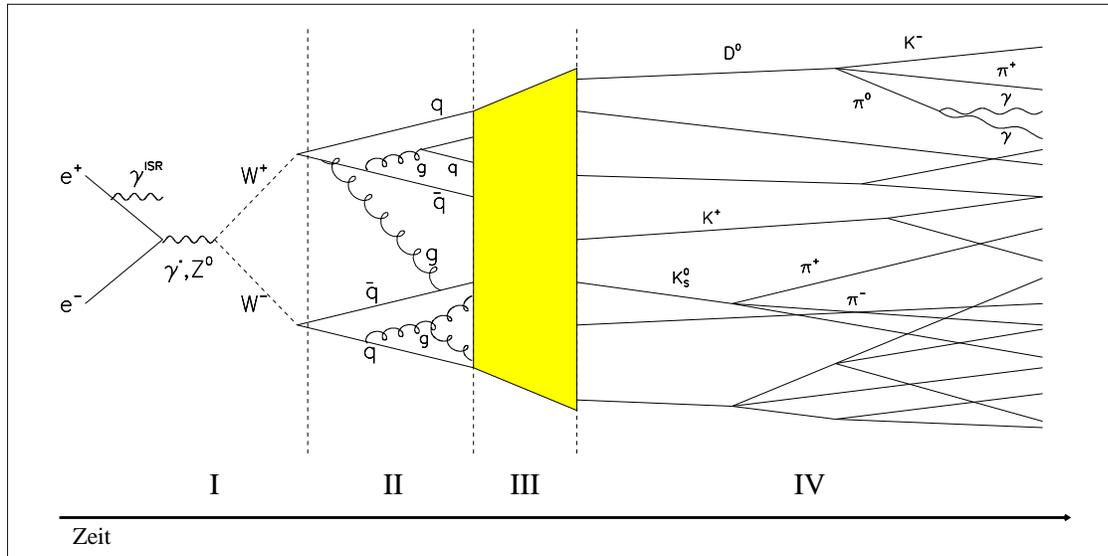


Abbildung 1.7: Eine schematische Darstellung eines hadronischen W -Zerfalls im s -Kanal in der e^+e^- -Annihilation.

Phase II: Der Partonschauer

Die initialen Quarks können Gluonen abstrahlen, die ihrerseits an weitere Gluonen koppeln oder sich in ein Quark-Antiquark-Paar aufspalten können. Bis zu einer Energie von ca. 1 GeV ist eine Berechnung durch einen störungstheoretischen Ansatz der QCD möglich. Für die Computersimulation dieser Phase existieren verschiedene gebräuchliche Modelle, die im folgenden Kapitel 1.3.1 kurz beschrieben werden.

Phase III: Die Fragmentation

In dieser Phase bilden die farbgeladenen Partonen farbneutrale Hadronen. Die Energie der einzelnen Teilchen ist zwar für eine störungstheoretische Berechnung zu niedrig, doch lässt sich dieser Abschnitt mit verschiedenen QCD-basierten phänomenologischen Modellen beschreiben (siehe Kapitel 1.3.2).

Phase IV: Der Zerfall instabiler Hadronen

Die meisten bei der Fragmentation entstandenen initialen Hadronen sind instabil und zerfallen. Dieser Vorgang ist nicht vollständig theoretisch bekannt, aber messtechnisch zugänglich. Viele Zerfallskanäle und -breiten sind im Rahmen verschiedener Experimente vermessen und in Tabellen, z.B. dem *Particle Data Book* [1], zusammengefasst worden.

Die Hadronen bilden Teilchenbündel, sogenannte Jets, in Richtung der initialen Quarks bzw. eines hochenergetischen Gluons. So lassen sich aus den am Ende gemessenen Teilchen Rückschlüsse auf die ursprünglichen Partonen ziehen.

1.3.1 Der Partonschauer

Es gibt drei gängige Beschreibungen für die Bildung der farbgeladenen Partonen und einen Ansatz, der zwei Modelle verknüpft.

Das Matrixelemente-Modell

Bei diesem Ansatz der perturbativen QCD findet eine Berechnung von Übergangsmatrixelementen statt. Ihre Anzahl steigt jedoch mit der Ordnung von α_s so stark an, dass bisher nur die Elemente bis zur zweiten Ordnung vollständig berechnet wurden. Damit werden bis zu vier Partonen am Ende des Partonschauers beschrieben. Die Berechnung der Matrixelemente der Ordnung α_s^3 läuft seit einigen Jahren und dauert an. Es wurden damit jedoch schon Zustände mit fünf Partonen beschrieben, u.a. von *Michelsen et al.* [11].

Diese Methode liefert die genauesten Vorhersagen von Jetraten und -winkeln, besitzt aber andererseits ein Problem mit der Energieextrapolation. Durch die limitierte Anzahl an Partonen benötigen diese Modelle einen energieabhängigen Teil, um die höhere Anzahl von Hadronen bei steigender Schwerpunktsenergie beschreiben zu können. Die daher nötige Kalibrierung bei jeder Energie erfordert eine große Menge an Daten, die nicht immer zur Verfügung steht.

Das Partonschauer-Modell

In diesem Modell werden zur Berechnung der Übergangsmatrixelemente nur die führenden logarithmischen Terme $\ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})$ aller Ordnungen in α_s berücksichtigt. Für jedes Parton wird nach den Regeln der Prozesse $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ und $g \rightarrow q\bar{q}$ eine Verzweigung berechnet, bis für ein Tochterparton ein Grenzwert für die Energie erreicht wird. Dann wird dieser iterative Vorgang abgebrochen. Die Wahl des Grenzwertes hat einen starken Einfluss auf die Anzahl der erzeugten Partonen. Die maximale Anzahl ergibt sich aus der Schwerpunktsenergie dividiert durch den Grenzwert.

Der Vorteil dieses Modells liegt darin, dass seine Parameter durch den iterativen Prozess unabhängig von der Schwerpunktsenergie sind. Bei der Simulation von Zwei-Fermion-Ereignissen $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}(g)$ wird durch eine Prüfung des ersten abgestrahlten Gluons und seines Transversalimpulses der richtige Anteil an Dreijetereignissen erzwingen. Es werden jedoch zu wenig Ereignisse mit vier oder mehr Jets erzeugt [12].

Matching

Als Matching wird die Kombination eines Matrixelemente–Modells mit einem Partonschauer–Modell bezeichnet. Auf diese Weise werden die Vorzüge beider Theorien verknüpft. Allerdings ist bei diesem Vorgehen zu vermeiden, physikalische Prozesse mehrfach zu zählen, was bei einer einfachen Addition der Berechnungen von Matrixelementen und den führenden Logarithmen passieren würde.

Das Farbdipol–Modell

Dieses Modell basiert auf der Annahme, dass sich zwischen zwei Partonen ein Farbdipol bildet. Dieser wird durch die Abstrahlung eines Gluons aufgespalten, so dass jedes weitere Gluon die Anzahl dieser Dipole erhöht. Bisher liefern diese Modelle die besten Übereinstimmungen mit Messdaten, wie u.a. eine Wuppertaler Diplomarbeit belegt [13].

1.3.2 Die Fragmentation

Drei gebräuchliche Modelle existieren zur Beschreibung des Übergangs von farbgeladenen Partonen in farbneutrale Hadronen.

Die Independent–Fragmentation

Die Independent–Fragmentation wurde 1978 von *Feynman* und *Field* entwickelt [14]. Sie basiert auf der Idee, dass die Partonen des Partonschauers unabhängig voneinander die primären Hadronen bilden. Dabei wird angenommen, dass der Transversalimpuls des Hadrons unabhängig vom Impuls des ursprünglichen Partons ist und dass Energie und Impuls eines entstehenden Hadrons durch eine Fragmentierungsfunktion gegeben werden.

Verglichen mit anderen Modellen liefert die Independent–Fragmentation schlechtere Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen. So wird z.B. nicht beschrieben, dass in einem Dreijetereignis zwischen den beiden Quarks weniger Teilchen entstehen als zwischen einem Quark und dem Gluon (String–Effekt).

Die Cluster–Fragmentation

Ab 1984 entwickelten *Gottschalk*, *Marchesini*, *Morris* und *Webber* die Cluster–Fragmentation [15–19]. In diesem Modell, schematisch dargestellt im linken Teil der Abbildung 1.8, spalten sich nach dem Partonschauer alle Gluonen in ein Quark und ein Antiquark auf. Dann schließen sich die Quarks und Antiquarks in farbneutralen Gruppen (*Clustern*) zusammen, die anschließend isotrop in ihrem Ruhesystem

zerfallen und die primären Hadronen bilden. Mit Ausnahme sehr leichter und sehr schwerer Cluster entstehen jeweils zwei primäre Hadronen pro Gruppe. Ein sehr leichter Cluster zerfällt in das leichteste Hadron mit gleicher Flavourzusammensetzung, sehr schwere werden iterativ in kleinere Cluster zerteilt.

Die Cluster-Fragmentation ist ein einfaches Modell, das keine Fragmentierungsfunktion benötigt und mit wenigen Parametern auskommt. Allerdings ergeben sich auch bei diesem Ansatz Probleme bei dem Vergleich mit experimentellen Daten.

Die String-Fragmentation

Die String-Fragmentation, entwickelt 1980 an der Universität von Lund in Schweden, geht von einem Farbschlauch (*String*) zwischen den initialen Quarks aus, in dem die Gluonen des Partonschauers Auslenkungen hervorrufen. Die transversale Ausdehnung des Strings beträgt etwa 1 fm bei einer Energiedichte von $\kappa \approx 1 \text{ GeV/fm}$. Die potentielle Energie im String wächst mit dem Abstand der Teilchen, bis er durch die Bildung eines Quark-Antiquark-Paares oder eines Diquark-Antidiquark-Paares aufbricht. Eine schematische Darstellung ist auf der rechten Seite der Abbildung 1.8 zu sehen.

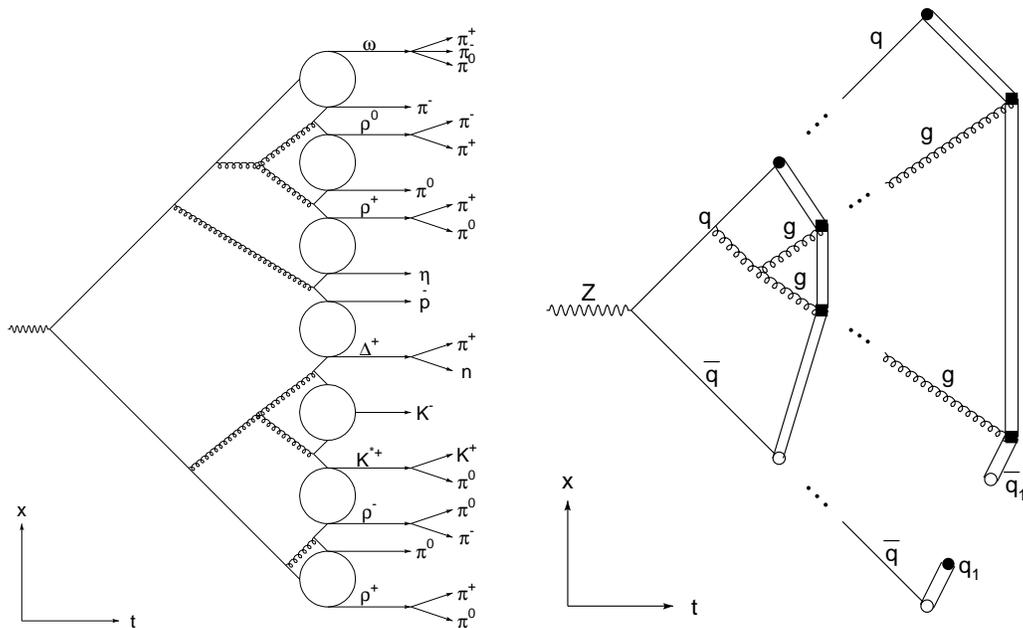


Abbildung 1.8: Eine schematische Darstellung von Cluster- (links) und String-Fragmentation (rechts).

Der führende Teilstring bricht iterativ immer weiter auf, bis die Energie des Strings eine untere Grenze, die leichteste Hadronmasse, erreicht. Die Wahrscheinlichkeit für das Aufbrechen des Strings ergibt sich zu

$$\mathcal{P} \sim \exp\left(-\frac{\pi m_T^2}{\kappa}\right) = \exp\left(-\frac{\pi m_q^2}{\kappa}\right) \cdot \exp\left(-\frac{\pi p_T^2}{\kappa}\right). \quad (1.13)$$

Dabei steht m_q für die Masse des Quarks und p_T ist der Transversalimpuls relativ zum String. $m_T = \sqrt{m_q^2 + p_T^2}$ wird als transversale Masse bezeichnet.

Gleichung 1.13 erklärt, dass die Wahrscheinlichkeit für das Aufbrechen von der Masse des Quarks abhängt. Für die leichtesten vier Quarks ergibt sich ein Verhältnis von $u : d : s : c \simeq 1 : 1 : \gamma_s : 10^{-11}$. γ_s ist wie die Masse des s -Quarks nicht genau bekannt, liegt jedoch bei etwa 0,3. Die schweren Quarks (c , b und t) werden so stark unterdrückt, dass sie fast ausschließlich primär erzeugt werden.

Bei einem neuen Quark–Antiquark–Paar müssen sich auf Grund der eindimensionalen Struktur des Strings die Transversalimpulse p_T aufheben. Sie sind unabhängig von der Quarkflavour und werden durch eine gaußförmige Verteilung

$$f(p_T^2) \sim \exp\left(-\frac{p_T^2}{2\sigma_T^2}\right) \quad (1.14)$$

mit einem freien Parameter σ_T^2 beschrieben.

Die Longitudinalimpulse p_L werden über eine Fragmentierungsfunktion bestimmt. Bei den leichten Quarks (u , d und s) wird die Lund–symmetrische Fragmentierungsfunktion

$$f(z) = N \cdot \frac{(1-z)^a}{2} \cdot \exp\left(-b \frac{m_T^2}{z}\right) \quad (1.15)$$

mit $z = \frac{(E + p_L)_{Hadron}}{(E + p_L)_{Quark}}$

verwendet. N wird dabei durch die Normierungsbedingung $\int_0^1 dz \cdot f(z) = 1$ bestimmt. Bei a und b handelt es sich um freie Parameter des Modells, wobei a von der Quarkflavour abhängt.

Für schwere Quarks (c und b) liefert die Peterson–Fragmentierungsfunktion

$$f(z) = N \cdot \frac{1}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon_Q}{1-z}\right)^2} \quad (1.16)$$

eine bessere Beschreibung. $\varepsilon_Q = m_0^2/m_Q^2$ ist eine Massenskala bezüglich der leichten Hadronen und für N gilt hier dieselbe Anmerkung wie zu Gleichung 1.15. Bei ε_b und ε_c handelt es sich wiederum um freie Parameter.

Die Stringfragmentation wird von vielen Programmen zur Simulation der Hadronisierung eingesetzt, da mit ihr die zur Zeit besten Übereinstimmungen mit experimentellen Daten erzielt werden. Allerdings benötigt dieser Ansatz mehr interne Parameter als die vorher beschriebenen Modelle.

Kapitel 2

Das Experiment

2.1 LEP

1989 wurde nach etwa sechsjähriger Bauzeit der Elektron–Positron–Speicherring LEP¹ am europäischen Forschungszentrum für Elementarteilchenphysik CERN² in Betrieb genommen. Mit 26,7 km Umfang handelte es sich bis zu seiner Abschaltung im Jahr 2000 und anschließender Demontage um den weltweit größten Teilchenbeschleuniger. Er befand sich in einem Ringtunnel unter der französisch–schweizer Grenzregion bei Genf in einer Tiefe zwischen 50 und 170 m. Elektronen und Positronen erreichten LEP durch zwei kleinere Beschleuniger, das Proton–Synchrotron (PS) und das Super–Proton–Synchrotron (SPS), und wurden dort in einer Hochvakuumröhre durch ein komplexes System aus Dipol- und Quadrupolmagneten sowie Hohlraumresonatoren auf gegenläufigen Kreisbahnen gehalten und weiter beschleunigt. An vier Punkten konnten die Teilchenstrahlen aufeinander gerichtet werden, und dort annihilierten dann Elektronen und Positronen. Zur Messung der bei dieser Reaktion entstehenden Teilchen umgaben die vier großen Detektoren ALEPH³, DELPHI⁴, L3⁵ und OPAL⁶ die Wechselwirkungspunkte. Eine schematische Übersicht über den LEP–Ring liefert Abbildung 2.1.

Die Betriebszeit gliederte sich in die zwei Perioden LEP1 und LEP2. In der LEP1–Phase von 1989 bis 1995 wurde bei etwa 91,2 GeV auf oder nahe der Z –Resonanz gemessen. Elektronen und Positronen annihilieren bei dieser Energie fast ausschließlich zu einem Z –Boson. Durch einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt ergaben sich so hohe Ereignisraten, dass sehr präzise Tests des Standardmodells möglich waren.

¹Large Electron Positron Collider

²Conseil Européenne pour la Recherche Nucléaire

³Apparatus for LEP PHysics

⁴Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification

⁵Letter of intent **3**

⁶Omni Purpose Apparatus for LEP

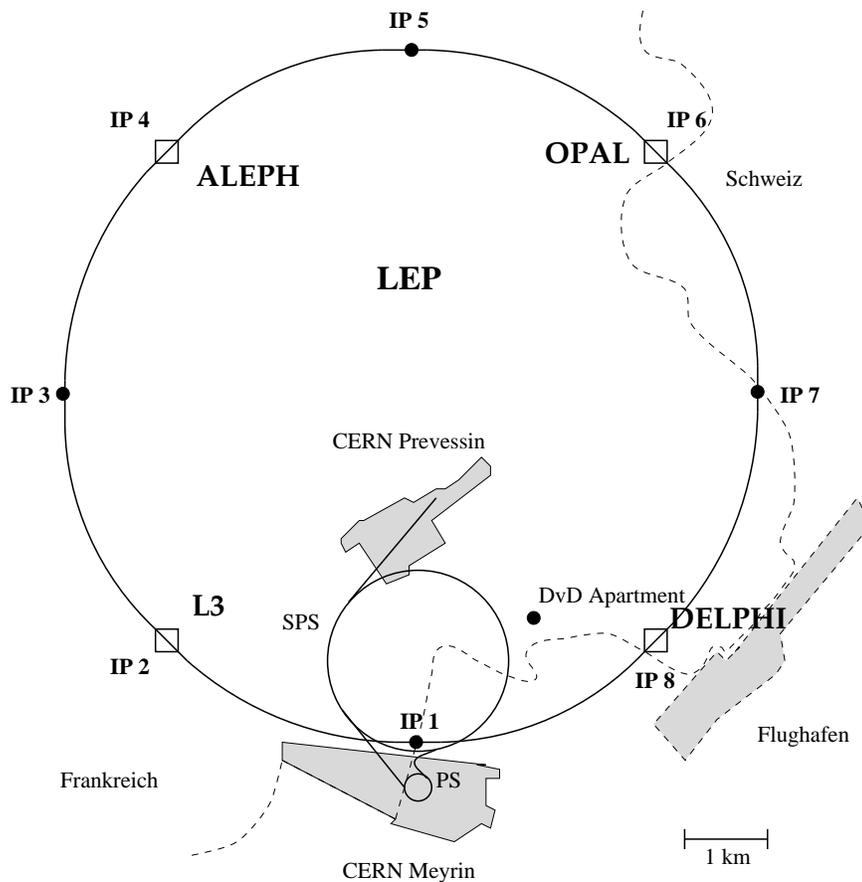


Abbildung 2.1: Eine Lageskizze des LEP-Beschleunigers.

So wurde u.a. die Resonanzkurve des Z -Bosons, d.h. seine Masse und seine Breite, in bisher unerreichter Genauigkeit vermessen.

Durch einen sukzessiven Austausch der ursprünglichen, normalleitenden Kupferkavitäten durch supraleitende Niob-Titan-Kavitäten wurde für LEP2 ab Herbst 1995 die Schwerpunktsenergie in mehreren Schritten erhöht. 1996 starteten erste Messungen oberhalb der Schwelle der W -Paarproduktion von etwa 160,8 GeV. Bis zum Ende der Laufzeit im November 2000 wurde bei neun weiteren Energiepunkten gemessen, 1997 mit 183 GeV erstmals oberhalb der Schwelle der Z -Paarproduktion, und zuletzt bei bis zu 209 GeV. Damit wurde der ursprüngliche Designwert deutlich übertroffen. Auch die aufgenommene Luminosität lag am Ende über den Erwartungen. Die wichtigsten Ziele der LEP2-Phase waren die Bestimmung der Eigenschaften der W -Bosonen, die Messungen der Energieabhängigkeit physikalischer Observablen und die Suche nach bisher unentdeckten Teilchen, deren Existenz entweder das Standardmodell oder weiterführende bzw. andere Theorien vorhersagen.

2.2 DELPHI

Der DELPHI-Detektor umschloß die Strahlachse mit einem zylindrischen Zentralbereich von etwa 10 m Durchmesser. Dabei befand sich der Wechselwirkungspunkt der Elektronen und Positronen in der Mitte. Den Abschluss des Zylinders bildeten herausfahrbare Endkappen. Die Ausdehnung in Strahlrichtung betrug ebenfalls etwa 10 m, das Gesamtgewicht belief sich auf rund 3500 t. Die Hauptaufgaben des DELPHI-Detektors bestanden in einer präzisen Rekonstruktion der Teilchenspuren, einer Identifikation der entstandenen Teilchen sowie einer genauen Energiemessung. Darüber hinaus erlaubte die Vermessung gestreuter Strahlelektronen eine Bestimmung der Luminosität des LEP-Beschleunigers.

Abbildung 2.2 zeigt eine schematische Darstellung von DELPHI und verdeutlicht, dass er aus einer Vielzahl verschiedener Subdetektoren aufgebaut war. Im Zentralbereich umgaben diese Einheiten zylindrisch die Strahlachse, in den Endkappen lagen sie scheibenförmig übereinander. Zur Messung der Impulse geladener Spuren diente ein supraleitender Solenoid aus Niob-Titan mit einer Länge von 7,4 m und einem Innenradius von 2,6 m. Bei einer Stromstärke von 5000 A bildete sich ein homogenes Magnetfeld von 1,23 T parallel zur Strahlachse, so dass Elektronen- und Positronenstrahl nicht beeinflusst wurden. Inhomogenitäten des Feldes im Bereich der Endkappen wurden durch Korrekturspulen ausgeglichen.

Die Form des Detektors legte nahe, zur Beschreibung ein Zylinderkoordinatensystem (r, ϕ, z) zu verwenden. Dabei zeigte die z -Achse in Richtung des Elektronenstrahls, der Ursprung befand sich im Wechselwirkungspunkt. Die Ebene mit Azimutalwinkel $\phi = 0$ entsprach der Ebene, in der der LEP-Ring lag. Im folgenden Überblick über die wichtigsten Detektorkomponenten wird zusätzlich noch der Polarwinkel θ relativ zur z -Achse verwendet. Ausführliche Beschreibungen aller Detektorkomponenten [20,21] sowie eine umfassende Dokumentation der Leistungsfähigkeit [22] wurden durch die DELPHI-Kollaboration veröffentlicht.

Die Vertex-Detektoren (*Vertex Detector, Very Forward Tracker, VD/VFT*)

VD und VFT waren die Module, die dem Wechselwirkungspunkt am nächsten lagen. Sie dienten der genauen Messung der innersten Spurelemente und der Rekonstruktion des primären Wechselwirkungspunkts und sekundärer Vertizes. Der VD bestand aus drei zylindrischen, konzentrischen Lagen aus Silizium-Streifendetektoren mit Radien von 6,3 , 9,0 und 10,9 cm und einer Länge von jeweils 48 cm. Neben einer (r, ϕ) -Information mit 7 μm Auflösung lieferten die innere und die äußere Schicht zusätzlich auch eine z -Information mit 13 μm Auflösung. Der VFT erweiterte den VD in Vorwärtsrichtung mit je zwei Scheiben aus Silizium-Streifen- und Pixeldetektoren. Zusammen deckten beide Module einen Polarwinkelbereich von $10^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$ ab.

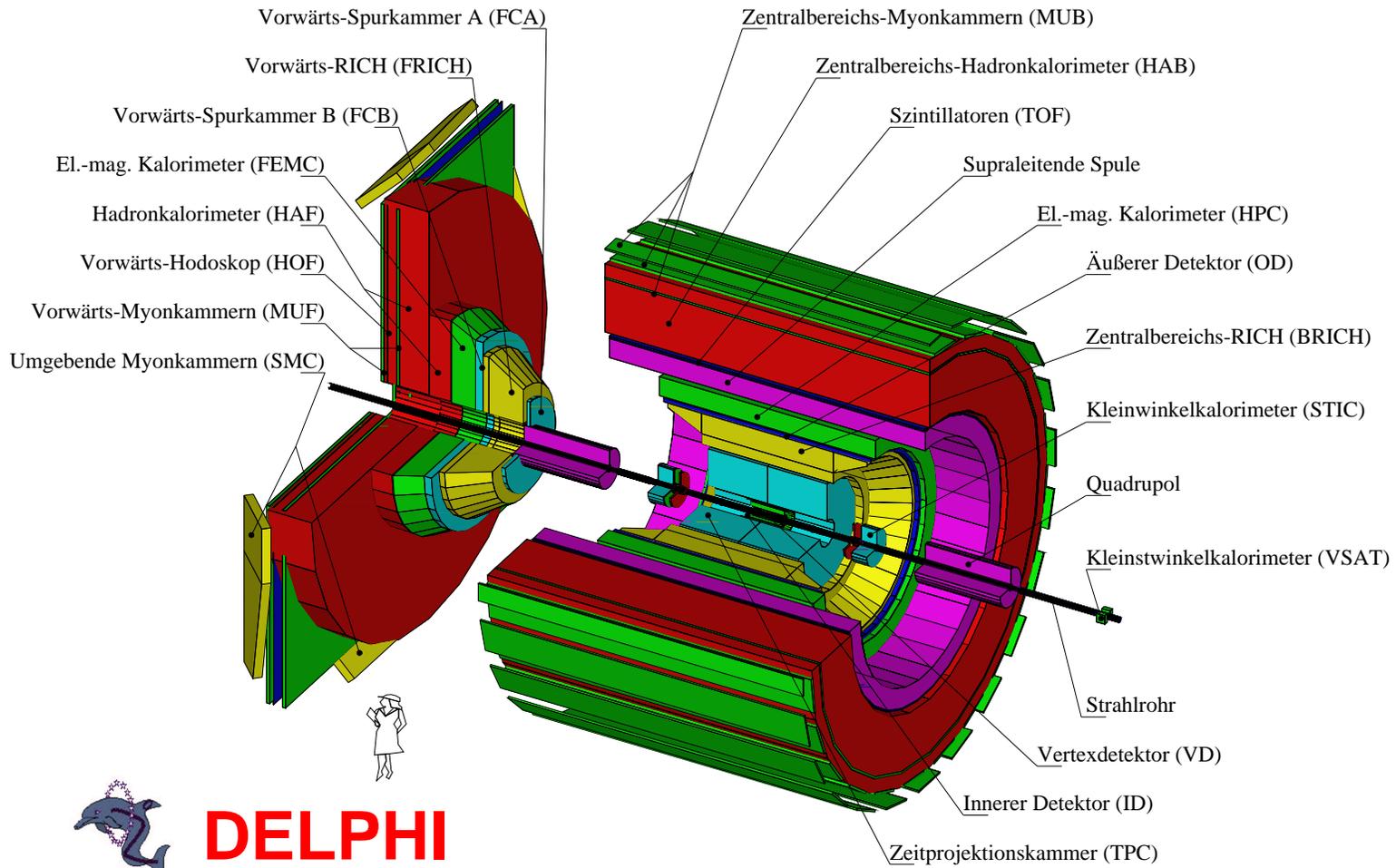


Abbildung 2.2: Der DELPHI-Detektor.

An der Entwicklung, dem Bau und dem Betrieb des VFT, des ersten Pixeldetektors in einem Beschleunigerexperiment weltweit, war die Wuppertaler DELPHI-Arbeitsgruppe aktiv beteiligt.

Der innere Detektor (*Inner Detector, ID*)

Der ID umschloss den VD und bestand aus einer Jetkammer und einer Triggerebene. Die Jetkammer lieferte mit 24 Segmenten bis zu 24 Spurpunkte in (r, ϕ) -Richtung bei Radien von 11,8 bis 22,3 cm. Sie erreichte eine Ortsauflösung von $40 \mu\text{m}$ in (r, ϕ) und von 1,2 mrad in ϕ sowie eine Zweispurauflösung von etwa 1 mm. Die Triggerebene bestand aus fünf zylindrischen Lagen aus je 192 *Strawtubes* mit Pulshöhen- und Driftzeitmessung. Pro Lage ergab sich ein Messpunkt in (r, ϕ) -Richtung mit einer Auflösung von $150 \mu\text{m}$. Dadurch diente die Triggerebene vor allem zur Auflösung der Links-Rechts-Ambiguitäten der Jetkammer. Insgesamt überdeckte der ID einen Polarwinkelbereich zwischen 15° und 165° .

Die Zeitprojektionskammer (*Time Projection Chamber, TPC*)

Die TPC war mit einer Länge von 3 m und einem Radius zwischen 29 und 122 cm der zentrale Spurdetektor in DELPHI. Sie bestand aus einem Gasvolumen, das mit einem Gemisch aus 80% Argon und 20% Methan gefüllt war und von einer Kathodenebene in zwei Hälften geteilt wurde. Jede Hälfte war wiederum in sechs Sektoren unterteilt. Geladene Teilchen erzeugten im Gasvolumen Sekundärelektronen, die durch ein elektrisches Feld zu Kathodenebenen drifteten, fokussiert durch das homogene Magnetfeld im Detektor. Zur Auslese dienten pro Sektor 16 kreisförmige Reihen Kathodenpads und 192 Anodendrähte. Damit wurden in einem Winkelbereich $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ bis zu 16 Messpunkte für eine dreidimensionale Spurrekonstruktion gewonnen. Aus dem Ladungsschwerpunkt ergab sich die (r, ϕ) -Komponente mit einer Auflösung von $250 \mu\text{m}$ und aus der Driftzeit die z -Koordinate mit einer Genauigkeit von $880 \mu\text{m}$. Die Zweispurauflösung betrug in beiden Richtungen 1 cm. Darüber hinaus wurde aus der Pulshöhe am Signaldraht der spezifische Energieverlust pro Strecke dE/dx bestimmt, der einen wichtigen Beitrag zur Teilchenidentifikation bei niedrigen Impulsen unterhalb von 1 GeV leistete.

Der äußere Detektor (*Outer Detector, OD*)

Der OD bestand aus einer 4,7 m langen, fünfflagigen Driftkammer in einem Radiusbereich von 197 bis 206 cm. 24 azimuthale Module mit je 145 parallel zur z -Achse angeordneten Driftröhren ermöglichten im Winkelbereich zwischen 42° und 138° die Bestimmung der (r, ϕ) -Informationen mit $110 \mu\text{m}$ Genauigkeit. Drei der fünf Lagen lieferten ein schnelles Triggersignal und ermöglichten über eine Laufzeitdifferenzmessung die Bestimmung der z -Koordinate mit einer Auflösung von 3,5 cm. Durch

seine äußere Lage verbesserte der OD vor allem die Impulsauflösung hochenergetischer Teilchen, die nur einen geringen Krümmungsradius besitzen.

Die Vorwärtskammern A und B (*Forward Chambers A/B, FCA/FCB*)

Bei den Vorwärtskammern handelte es sich um Driftkammern, die jeweils in den Endkappen untergebracht waren und somit doppelt existierten. Sie dienten zur Verbesserung der Impulsauflösung der TPC im Bereich $\theta < 35^\circ$, zur Spurrekonstruktion im Vorwärtsbereich und lieferten Triggerinformationen.

Die Driftkammern A schlossen sich mit inneren Radien von 30 cm und äußeren von 103 cm bei $155 \text{ cm} \leq |z| \leq 165 \text{ cm}$ unmittelbar an die TPC an. Sie bestanden aus drei doppelten Drahtebenen, die untereinander um jeweils 120° verdreht waren, um Ambiguitäten aufzulösen. Zu demselben Zweck waren bei den doppelten Ebenen Signal- und Potentialdrähte gegeneinander versetzt. Im Winkelbereich $11^\circ \leq \theta \leq 33^\circ$ wurde eine Ortsauflösung von $290 \mu\text{m}$ erzielt.

Die Vorwärtskammern B, die durch die Wuppertaler Gruppe entwickelt, gebaut und betreut wurden, befanden sich hinter den Driftkammern A, zwischen 267 und 283 cm in z -Richtung vom Wechselwirkungspunkt und 53 bis 195 cm vom Strahlrohr entfernt. Wie bei der FCA waren zur Auflösung von Ambiguitäten die zwölf Lagen der Driftkammern untereinander azimuthal verdreht und bei jeder zweiten Ebene Signal- und Potentialdrähte gegeneinander versetzt. Für einen Polarwinkel zwischen 11° und 35° konnten Spuren mit einer Genauigkeit von $150 \mu\text{m}$ rekonstruiert werden.

Die ringabbildenden Cherenkov-Zähler (*Barrel/Forward Ring Imaging Cherenkov Counter, BRICH/FRICH*)

Diese Detektoren, die ausschließlich zur Teilchenidentifikation dienten, basierten darauf, dass geladene Teilchen, die in einem dielektrischen Medium eine höhere Geschwindigkeit besitzen als die dort geltende Lichtgeschwindigkeit, einen Lichtkegel (Cherenkov-Licht) abstrahlen. Der Öffnungswinkel dieses Kegels hängt von der Masse und der Geschwindigkeit des Teilchens ab. Die RICH-Detektoren waren jeweils von Spurdetektoren umgeben, so dass durch deren Impulsinformationen eine Identifikation über die Masse möglich wurde. Durch die Verwendung von gasförmigen und flüssigen Medien konnte ein großer Impulsbereich von 0,7 bis 25 GeV abgedeckt werden.

Die Projektionskammer HPC (*High Density Projection Chamber*)

Die HPC war das elektromagnetische Kalorimeter im Zentralbereich. Mit einem Radius von 208 bis 260 cm und einer Länge von 5 m lag sie zwischen dem OD und der Magnetspule. Dieses Blei-Gas-Sampling-Kalorimeter bestand aus sechs

Segmenten in z -Richtung zu je 24 Modulen in ϕ , wobei jedes Modul nach dem Prinzip einer Zeitprojektionskammer arbeitete. Dadurch wurde im Winkelbereich $43^\circ \leq \theta \leq 137^\circ$ eine hohe Granularität von 1° in ϕ - und 4 mm in z -Richtung erreicht. Bei einer Tiefe, die 18 Strahlungslängen entsprach, lag die Energieauflösung bei $\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{0,043^2 + \left(\frac{0,32}{\sqrt{E}}\right)^2}$ (E in GeV).

Das elektromagnetische Kalorimeter im Vorwärtsbereich (*Forward Electromagnetic Calorimeter, FEMC*)

Das FEMC befand sich bei $284 \text{ cm} \leq |z| \leq 340 \text{ cm}$ und bestand aus 4532 Bleiglasblöcken pro Endkappe mit einer Oberfläche von jeweils $5 \cdot 5 \text{ cm}^2$ und einer Tiefe von 40 cm, was 20 Strahlungslängen entsprach. Es deckte mit einem Radius zwischen 208 und 260 cm den Vorwärtsbereich zwischen $8^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$ ab und erreichte eine Ortsauflösung von $1^\circ \cdot 1^\circ$ für $\theta \cdot \phi$ und eine Energieauflösung von $\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{0,03^2 + \left(\frac{0,12}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{0,11}{E}\right)^2}$ (E in GeV).

Das hadronische Kalorimeter (*Hadron Calorimeter, HAC*)

Das HAC, ein Eisen-Gas-Sampling-Kalorimeter, unterteilte sich in einen Zentral- (HAB) und einen Vorwärtsbereich (HAF). Beim HAB diente der Eisenanteil gleichzeitig zur Rückführung des magnetischen Flusses. Im HAC, das in beiden Bereichen eine Tiefe von sechs hadronischen Absorptionslängen besaß, schauerten hochenergetische, stark wechselwirkende Teilchen auf, so dass dort auch ein Nachweis neutraler Hadronen möglich war. Insgesamt deckte das HAC einen Polarwinkel zwischen 10° und 170° ab und lieferte eine Granularität in ϕ von $3,75^\circ$ und in θ von $2,96^\circ$ im Zentral- bzw. $2,62^\circ$ im Vorwärtsbereich. Die Energieauflösung betrug $\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{0,21^2 + \left(\frac{1,12}{\sqrt{E}}\right)^2}$ (E in GeV).

Die Kalorimeter zur Luminositätsmessung STIC und VSAT (*Small Angle Tile Calorimeter, Very Small Angle Tagger*)

Diese beiden Module im extremen Vorwärtsbereich ermöglichten über die Zählung von e^+e^- -Streuereignissen mit klarer Signatur und hohem, theoretisch sehr genau bestimmtem Wirkungsquerschnitt eine Messung der von LEP gelieferten Luminosität.

Das STIC war ein Blei-Szintillator-Kalorimeter in Sampling-Bauweise. Es befand sich mit einem Radius zwischen 6,5 und 42 cm 220 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt und deckte den Polarwinkelbereich $1,7^\circ \leq \theta \leq 10,6^\circ$ ab. Bei einer Strahlenergie von 45 GeV erreichte es eine Energieauflösung von 3%, der relative Fehler für die Luminositätsmessung in der LEP2-Phase lag bei 0,5%.

Das kleine Wolfram–Silizium–Sampling–Kalorimeter VSAT befand sich schon außerhalb des eigentlichen DELPHI–Detektors ($|z| \simeq 770$ cm). Mit seinem Radiusbereich von 6 bis 9 cm deckte es nur einen Polarwinkel von $0,3^\circ$ bis $0,4^\circ$ ab. Es bestand aus vier Modulen und 12 Silizium–Dioden und diente bei der Bestimmung der Luminosität hauptsächlich zur Kontrolle des STIC.

Die Szintillationszähler HOF und TOF

(*Horizontal Flight Tagger, Time of Flight Counter*)

Einerseits lieferten diese beiden Module schnelle Triggersignale, andererseits dienten sie zur Identifikation unerwünschter Untergrundereignisse oder -spuren. Mit dem TOF, der sich unmittelbar außerhalb der Magnetspule befand, konnten sowohl die Flugrichtungen detektierter Teilchen bestimmt als auch Spuren aus kosmischer Strahlung erkannt werden. Der HOF war, vom Zentrum aus gesehen, hinter dem FEMC angeordnet. Er konnte vor allem Teilchen, die aus Strahl–Gas–Wechselwirkungen stammten und parallel zum Strahl einfielen, identifizieren.

Die Myonkammern (*Barrel/Forward/Surround* *Muon Chambers, MUB/MUF/SMC*)

Diese Kammern dienten dem Nachweis und der Identifikation von Myonen. Im Vorwärts- und Zentralbereich bestanden sie aus je zwei Lagen Driftkammern, eine gerade innerhalb des HAC, die andere als äußerstes Modul. An der Nahtstelle zwischen Endkappe und zentralem Zylinder sorgten die zusätzlichen kleinen SMC für eine fast vollständige Abdeckung des Raumwinkels durch das gesamte Myonsystem. Die Ortsauflösung in (r, ϕ) betrug 1,5 mm und in z -Richtung 1 cm.

Das Triggersystem

LEP lieferte eine zu hohe Ereignisrate, um alle Ereignisse speichern und verarbeiten zu können. Daher diente ein vierstufiges Triggersystem zur Unterdrückung unerwünschter Ereignisse und der Reduktion der Datenmenge. Die DELPHI–Trigger–Arbeitsgruppe hat die Konfiguration bei LEP2 ausführlich beschrieben [23].

Elektronen- und Positronenstrahlen bestanden aus bis zu vier kurz aufeinander folgenden Teilchenpaketen. Bei vier Paketen wiederholte sich das Durchdringen der Strahlen (*beam cross over*, BCO) alle $22 \mu\text{s}$.

Die ersten beiden Triggerstufen T1 und T2 selektierten Ereignisse nur auf der Basis der Informationen einzelner Subdetektoren und bestimmten so darüber, ob überhaupt der ganze Detektor ausgelesen wurde. Die Triggerstufe T1, die nur $5 \mu\text{s}$ ab BCO benötigte, verlangte mindestens ein Spursegment in einem der Spurdetektoren ID, OD, TPC, FCA oder FCB, mindestens einen Energieschauer in einem der

Kalorimeter HPC, FEMC, HAB oder HAF, mindestens ein Spursegment in den Myonkammern sowie eine Vorwärts–Rückwärts–Koinzidenz der Szintillationszähler HOF und TOF. Die T1–Triggerrate betrug im Schnitt 300 bis 350 Hz.

Die Stufe T2 setzte innerhalb von $39 \mu\text{s}$ vor allem Koinzidenzen zwischen verschiedenen Subdetektoren um. Es wurden aber auch zusätzliche Informationen aus Detektoren mit langen Driftzeiten (vor allem TPC und HPC) verwendet. Die Triggerrate erreichte etwa 3 bis 4 Hz und führte zu einer Totzeit des Detektors von im Schnitt 1,5 bis 2% bei einer typischen Auslesezeit von 2,5 ms.

Bei allen verbliebenen Ereignissen untersuchten dann verschiedene Computerprogramme als Softwarefilter in den Triggerstufen T3 und T4 die ausgelesenen Informationen der Subdetektoren mit dem Ziel, die Rate der aufzuzeichnenden Ereignisse zu reduzieren. Im Trigger T3 konnte durch strengere Anforderungen an die Spurdetektoren, höhere Schwellen für die Kalorimeter und eine bessere Untergrundunterdrückung eine Reduzierung um etwa einen Faktor 2 bis 2,5 erreicht werden. Die Stufe T4 sollte weitere Ereignisse verwerfen, die unzureichende Physik–Informationen enthielten. Bei den höchsten LEP2–Energien oberhalb von 200 GeV konnte damit die Datenmenge um weitere 27% verringert werden. Dennoch erreichte das vollständige Triggersystem eine Effizienz von nahezu 100% für die wichtigsten Ereignisklassen.

2.3 Die Datenanalyse

In Abbildung 2.3 ist die DELPHI–Analysekette schematisch dargestellt. Um eine Rekonstruktion gemessener Ereignisse durchführen zu können, musste jeder einzelne Subdetektor kalibriert werden. Dabei wurden die Ansprechwahrscheinlichkeiten, Signalhöhen und -laufzeiten sowie das Rauschverhalten ermittelt. Außerdem lieferten Myonereignisse durch ihre einzelnen Spuren Informationen über das Alignment, die Ausrichtungen und relativen Positionen aller Module zueinander. Alle Ergebnisse dieser Messungen wurden in der CARGO–Datenbank [24] abgespeichert.

Nach einer positiven Triggerentscheidung lagen die Informationen aller beteiligten Subdetektoren zusammen in einem Rohdatenformat vor. Diese Rohdaten dienten dann zusammen mit den Inhalten der CARGO–Datenbank als Grundlage für das zentrale Rekonstruktionsprogramm DELANA [25]. Zunächst wurden für die einzelnen Module aus den einzelnen gemessenen Spurpunkten Spurstücke (*Track Elements*, TE) rekonstruiert. Anschließend wurden TE aus verschiedenen Subdetektoren kombiniert und schließlich über den gesamten DELPHI–Detektor extrapoliert. Im letzten Schritt kam es zur Bestimmung der Vertizes sowie der Rekonstruktion der Massen der zu den Spuren gehörenden Teilchen. Am Ende lagen die Daten abgespeichert im DST–Format vor. Dann konnten sie entweder direkt analysiert, graphisch dargestellt oder in andere Formate (Short, Mini) weiter reduziert werden.

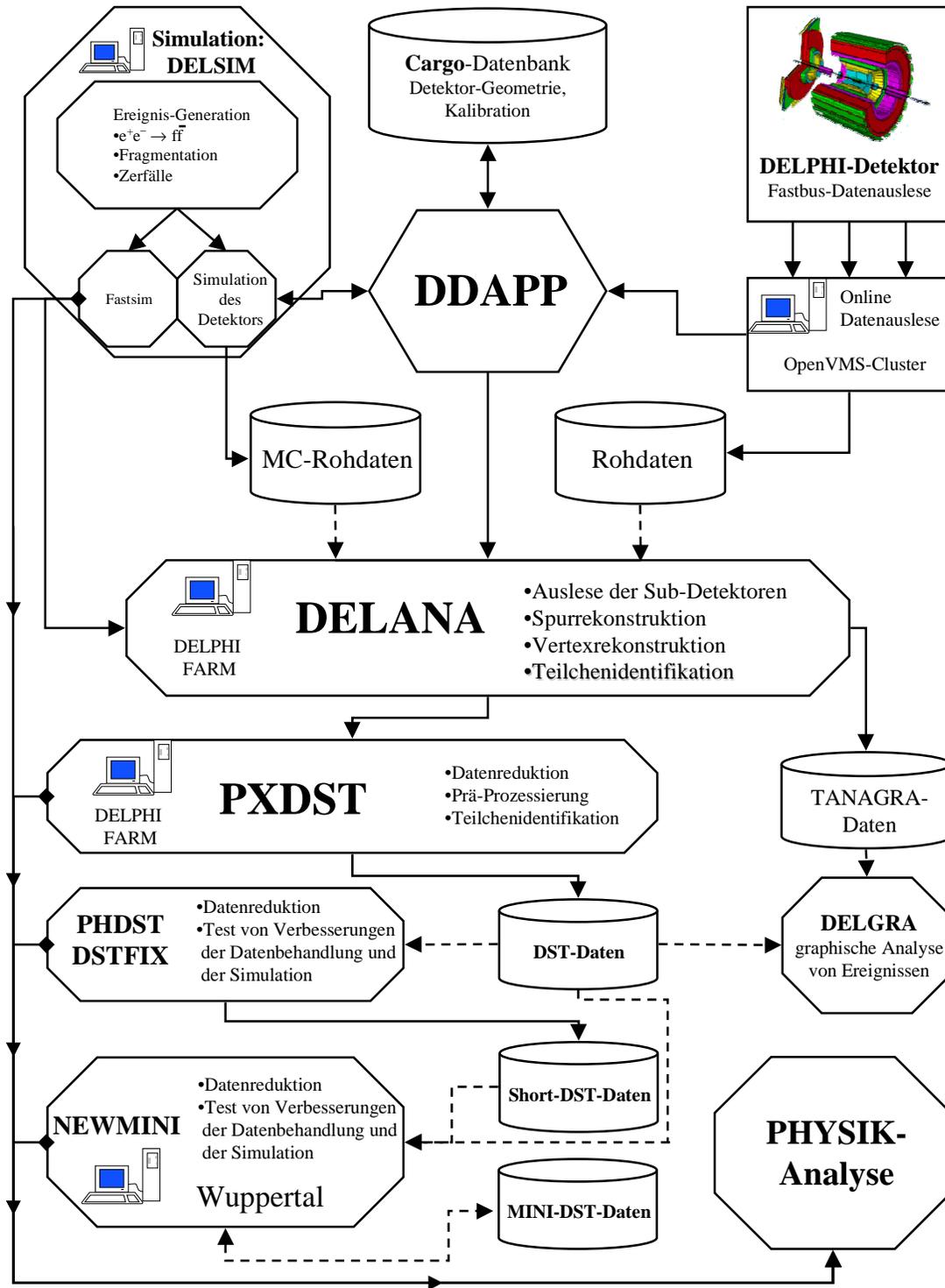


Abbildung 2.3: Schema der DELPHI-Analysekette.

2.4 Die Datensimulation

Die Analyse und Interpretation der gemessenen Ereignisse erforderte den Vergleich mit theoretischen Vorhersagen. Zu diesem Zweck wurden Rohdaten mit verschiedenen Computerprogrammen erzeugt, sogenannte Monte-Carlo-Ereignisse (MC-Ereignisse). Das Programmpaket DELSIM [26, 27] simulierte unter Verwendung der CARGO-Datenbank den Durchgang jedes einzelnen erzeugten Teilchens durch den DELPHI-Detektor. Danach lagen die simulierten Ereignisse im selben Rohdatenformat wie die echten vor und durchliefen ebenso die vollständige Analyseketten ausgehend von DELANA.

Der Vergleich der generierten Ereignisse vor und nach der Detektorsimulation ermöglicht eine Abschätzung des Einflusses des DELPHI-Detektors auf jede Datenanalyse und somit auch eine entsprechende Korrektur.

Kapitel 3

Neuronale Netze

Sequentiell arbeitende Computer können bei anspruchsvollen Problemen der Datenverarbeitung, z.B. Bildverarbeitung, Bild- und Spracherkennung, Optimierungsaufgaben sowie verschiedenen Regelungs- und Steuerungsaufgaben, an die Grenzen ihrer Rechenkapazität stoßen. Das menschliche Gehirn ist vergleichbar mit einem massiv parallelen Computer (etwa 10^{10} Prozessoren) mit extrem hoher Vernetzungsdichte, der ständig den Ausfall einzelner Elemente verkräftet. Neuronale Netze basieren auf Modellen, die den Aufbau und die Funktionsweise des Gehirns beschreiben, und bieten so durch Parallelisierung eine Alternative zur sequentiellen Datenverarbeitung. Neben anderen Autoren beschreiben *Brause* [28] und *Rojas* [29] ausführlich diese Modelle und die gesamte Entwicklung neuronaler Netze.

Abbildung 3.1 stellt eine natürliche Nervenzelle (*Neuron*) einer künstlichen gegenüber. Dabei handelt es sich um ein Modell, das auf eine Vereinfachung von *McCulloch* und *Pitts* aus dem Jahr 1943 [31] zurückgeht. Synapsen verbinden eine Nervenzelle mit anderen, wobei sie einkommende Signale x_i entweder hemmen oder verstärken, d.h. mit einem Gewicht $w_i \in [-1, +1]$ versehen. In der Zelle selbst findet eine Summierung der gewichteten Eingangsimpulse statt. Überschreitet diese Aktivität

$$A(\vec{x}) = \sum_i w_i x_i \quad (3.1)$$

einen Grenzwert b , sendet die Zelle über ihr Axon ein Signal aus ($o = 1$), andernfalls bleibt sie ruhig ($o = 0$ oder $o = -1$). Mathematisch lässt sich dieser Vorgang durch folgende Funktion beschreiben:

$$o = g(A(\vec{x}) - b) = g\left(\sum_i w_i x_i - b\right). \quad (3.2)$$

Bei der Aktivierungsfunktion g handelt es sich im einfachsten Fall um die Stufenfunktion (siehe Abbildung 3.2, linke Seite)

$$g(x) = \begin{cases} 1 & \text{für } x \geq 0 \\ 0 \text{ bzw. } -1 & \text{für } x < 0 \end{cases} . \quad (3.3)$$

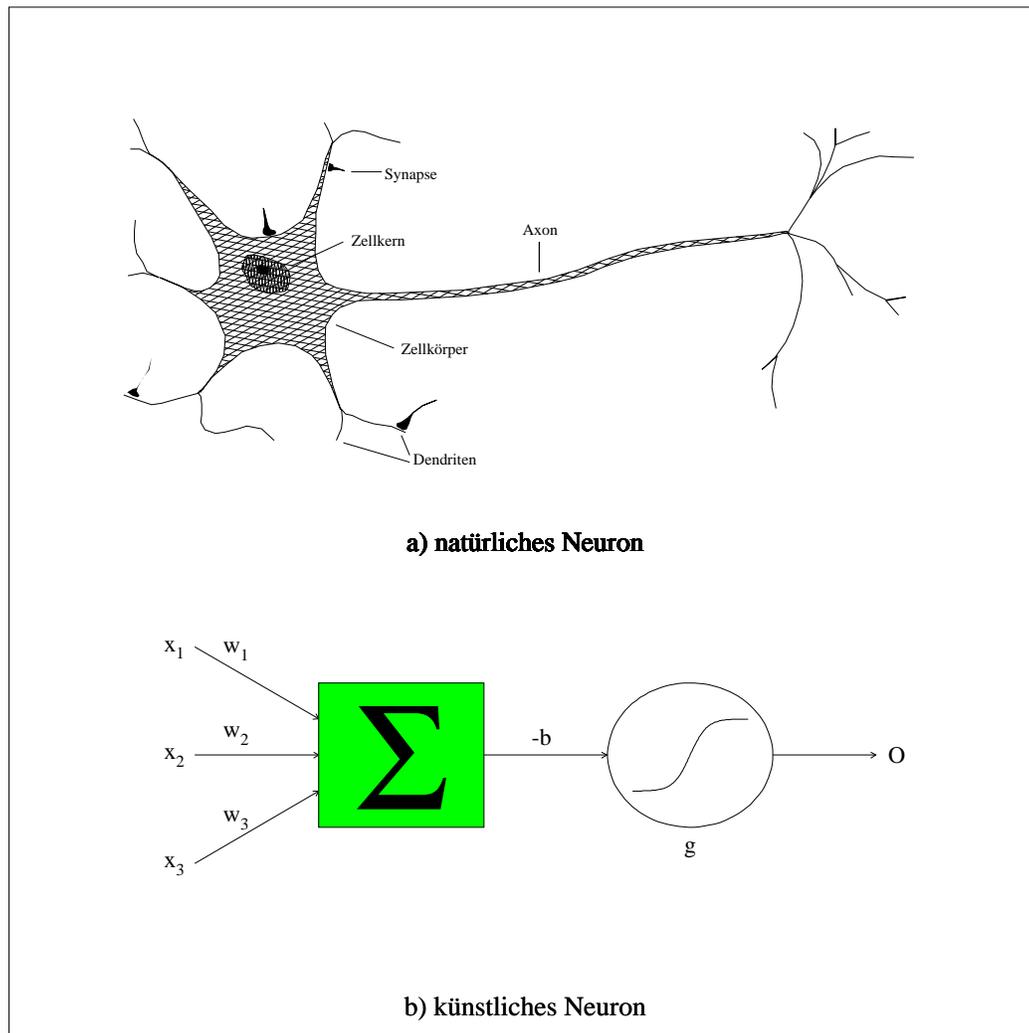


Abbildung 3.1: Gegenüberstellung eines natürlichen und eines künstlichen Neurons (nach *Langefeld* [30]).

In der Praxis muss g differenzierbar sein, sollte aber das asymptotische Verhalten der Stufenfunktion aufweisen. Diese Anforderungen werden durch sigmoide Funktionen wie z.B.

$$g(x) = \tanh\left(\frac{x}{T}\right) \quad \text{oder} \quad g(x) = \frac{1}{1+e^{-\frac{x}{T}}} \quad (3.4)$$

erfüllt. Abbildung 3.2 zeigt rechts eine hyperbolische Tangensfunktion für verschiedene Werte des Parameters T , der als Temperatur bezeichnet wird. Es wird deutlich, dass die Stufenfunktion 3.3 den Grenzfall $T \rightarrow 0$ bildet. Das Problem, dieses Grundgerüst in ein Lernverfahren umzusetzen, löste als erster 1949 der Psychologe *Hebb* [32]. Er postulierte, dass die Veränderungen der Synapsenstärken proportional zu den prä- und postsynaptischen Aktivitäten sind. Eine Synapse, die häufiger ange-

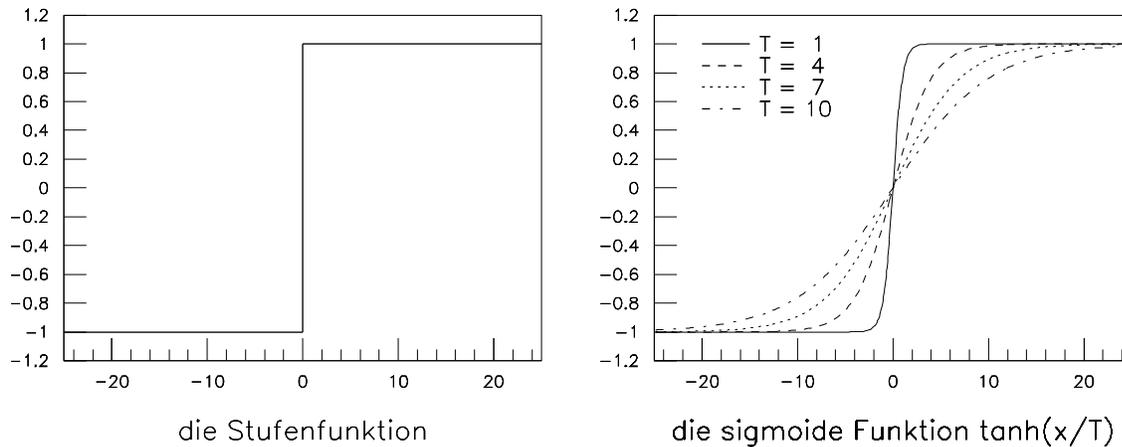


Abbildung 3.2: Mögliche Aktivierungsfunktionen neuronaler Netze:
links die Stufenfunktion 3.3 und rechts die Sigmoidfunktion $\tanh(\frac{x}{T})$ für verschiedene Werte ihres Parameters T .

sprochen wird, bekommt ein höheres Gewicht, eine wenig beanspruchte ein niedrigeres. Die mathematisch einfachste Form dieses Postulats ist die sogenannte Hebb'sche Lernregel

$$\Delta w_i = \eta \cdot x_i \cdot g(A(\vec{x}) - b) = \eta \cdot x_i \cdot o \quad (3.5)$$

mit $\eta \in]0,1[$. Dieser Parameter wird als Lernrate bezeichnet.

3.1 Allgemeine Eigenschaften neuronaler Netze

Netzwerke werden aus dem Zusammenschluss künstlicher Neuronen gebildet. Dabei unterscheidet sich die Programmierung in ihren Methoden nicht von normaler Datenverarbeitung, weder durch die Programmiersprachen noch durch besondere Befehle. Der Unterschied besteht in der Art der verwendeten Abbildungen von der Ein- zur Ausgabe. Bei neuronalen Netzen kommen hochdimensionale und nichtlineare Abbildungen mit unscharfer Informationsverarbeitung zum Einsatz.

Die Arbeit eines neuronalen Netzes gliedert sich in zwei Phasen. In der *Lernphase* werden dem Netz Eingabemuster präsentiert. Dabei verändert es, einem Lernalgorithmus folgend, seine Gewichte, bis eine Abbruchbedingung erfüllt wird. Dann werden die Gewichte festgeschrieben und das Training ist abgeschlossen. Die *Einsatzphase* besteht in der Anwendung der erlernten Abbildung auf neue, unbekannte Daten. Die Phasen lassen sich durch folgende grundlegende Eigenschaften neuronaler Netze charakterisieren:

- **Lernfähigkeit**
Die Abbildung zwischen Ein- und Ausgabe wird durch Präsentation einer Trainingsdatei gelernt.
- **Fähigkeit zur Generalisierung**
Das neuronale Netz kann die gelernte Zuordnung selbständig auf einen neuen Datensatz anwenden.
- **Fehlertoleranz**
Es können auch fehlerbehaftete Eingaben richtig zugeordnet werden, sofern diese Fehler nicht zu groß sind.

Unterschiede zwischen verschiedenen neuronalen Netzen treten bei der Wahl des Lernverfahrens auf. Die Variation der Gewichte kann abhängig oder unabhängig von einem vorgegebenen Ergebnis für die einzelnen Eingabemuster erfolgen. Bei *überwachtem Lernen* wird die Veränderung durch die Differenz zwischen dem erwarteten und dem errechneten Ergebnis bestimmt. Im Fall von *unüberwachtem Lernen* findet eine zufällige Variation der Gewichte statt. Eine Bewertungsfunktion entscheidet, ob der neue Zustand besser ist als der alte und welcher der beiden als Ausgangspunkt für die nächste Veränderung verwendet wird.

3.2 Vorwärtsgerichtete Netzwerke

Vorwärtsgerichtete Netzwerke (*feed-forward networks*) zeichnen sich durch einen gerichteten, nichtlinearen Informationsfluss von einer Eingabe- zu einer Ausgabeschicht aus. Dazwischen befinden sich noch eine oder mehrere Schichten, die nur intern verwendet werden und von außen nicht zugänglich sind und deshalb als verdeckt bezeichnet werden. Die Neuronen zweier benachbarter Ebenen sind vollständig miteinander vernetzt. Dies verdeutlicht Abbildung 3.3, welche die Topologie eines Netzes mit einer verdeckten Ebene skizziert. Als Eingabegrößen werden diskriminative, möglichst unkorrelierte Variablen verwendet. Eine umfassende Darstellung dieses Netztyps ist unter anderem von *Bishop* veröffentlicht worden [33].

Der Lernprozess basiert direkt auf Weiterentwicklungen der Hebbschen Lernregel (Gleichung 3.5). Im Rahmen des überwachten Lernens werden sehr aktive Verbindungen verstärkt und weniger aktive Verbindungen gehemmt. Der am weitesten verbreitete Algorithmus heißt *Backpropagation*-Algorithmus (BPA) und geht auf *Rosenblatt* [34] zurück. In seiner gebräuchlichen Form wurde er von *Rumelhart et al.* 1986 eingeführt [35]. Seine Abfolge macht Tabelle 3.1 deutlich.

Während die Informationen vorwärts von der Eingabe zur Ausgabe durch das Netz gelangen, geschieht die Änderung der Gewichte in die entgegengesetzte Richtung. Die Korrektur über die Minimierung der Fehlerfunktion setzt zwischen der Ausga-

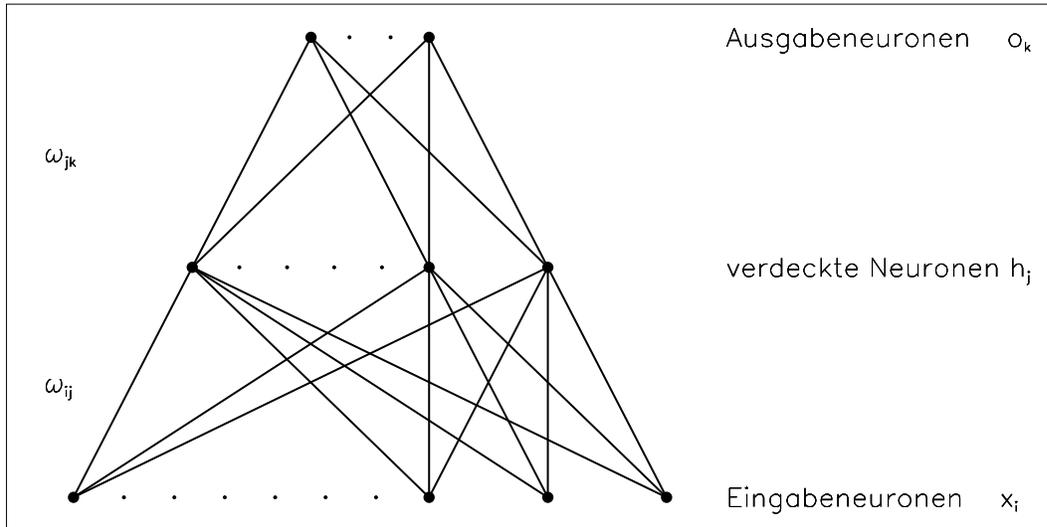


Abbildung 3.3: Die Topologie eines vorwärtsgerichteten neuronalen Netzes mit einer verdeckten Schicht.

beschicht und der letzten verdeckten Ebene ein und endet bei den Gewichten an der Eingabe.

Der Backpropagation-Algorithmus eignet sich besonders zur Approximation unbekannter Funktionen. Bei einer Selektion aus verschiedenen Ereignisklassen entspricht

- (1) Initialisierung der Gewichte durch Zufallszahlen oder ein Eingabemuster
- (2) Normierung der Gewichte auf Betrag ≤ 1
- (3) Einlesen eines Musters \vec{x} aus der Menge der Trainingsereignisse mit $|x_i| \leq 1$
- (4) Berechnung der Werte der h_j und o_i sowie der Fehlerfunktion

$$E = \frac{1}{2} \sum_i (o_i - t_i)^2 \quad t_i : \text{Soll-Ausgabe}$$
- (5) Veränderung der Gewichte durch Gradientenabstiegsmethode

$$w_{ij}(t+1) = w_{ij}(t) - \eta \frac{dE}{dw_{ij}}$$

$$w_{jk}(t+1) = w_{jk}(t) - \eta \frac{dE}{dw_{jk}}$$

$$\eta : \text{Lernrate}$$
- (6) weiter mit (3)

Tabelle 3.1: Der Ablauf des Backpropagation-Lernalgorithmus vorwärtsgerichteter neuronaler Netze.

dies der Bestimmung der Hyperebene des hochdimensionalen Eingaberaumes, die eine möglichst gute Trennung zwischen den Klassen darstellt. In der Regel ist die Trennung mit einer solchen nichtlinearen Fläche besser als die durch eine Kombination linearer Schnitte auf die einzelnen Eingabevariablen.

Kapitel 4

Die W -Physik bei LEP

In der LEP1-Phase dominierte der Prozess $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}$ durch seinen resonant überhöhten Wirkungsquerschnitt. Mit zunehmender Schwerpunktsenergie fällt dieser ab, während andere Prozesse eine größere Rolle spielen. Abbildung 4.1 zeigt, dass im Bereich der doppelten W -Masse der Wirkungsquerschnitt der W -Paarproduktion stark ansteigt und danach über einen weiten Energiebereich nur durch den des Prozesses $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ übertroffen wird.

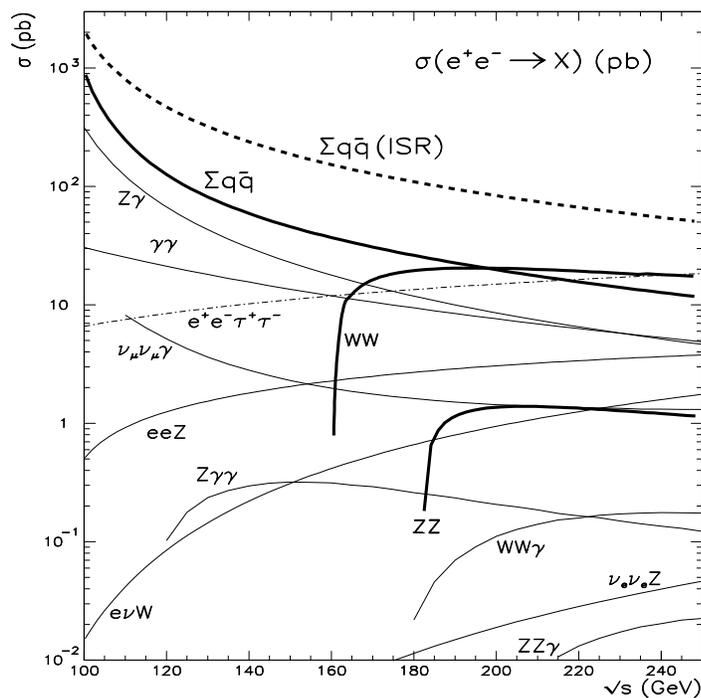


Abbildung 4.1: Die Wirkungsquerschnitte verschiedener Standardmodellprozesse oberhalb der Z -Resonanz als Funktion der Schwerpunktsenergie.

Die Vielfalt der physikalischen Prozesse bei LEP2 ermöglichte viele verschiedene Analysen. Einige Analysen zur Z -Physik konnten mit neuen Perspektiven fortgesetzt werden. So wurde z.B. im Rahmen einer Wuppertaler Dissertation durch die Messung der starken Kopplung α_s die Energieabhängigkeit dieser Größe aufgezeigt [36]. Andere Prozesse wurden bei LEP erstmalig zugänglich, so dass neue und weitergehende Tests des Standardmodells möglich wurden. Ein Beispiel ist die W -Paarproduktion, bei der sich zwei Sachverhalte im Hinblick auf die Richtigkeit des Standardmodells untersuchen ließen:

- Es treten Drei-Boson-Kopplungen (*triple gauge-boson couplings*, TGC) auf, die ein wichtiger Aspekt der nicht-abelschen Eichtheorien sind.
- Die W -Masse ist als ein Parameter der elektroschwachen Theorie mit der Higgs-Masse verknüpft, so dass die experimentelle Bestimmung sowohl ein Test des Modells ist als auch zur Verbesserung der Vorhersage der Higgs-Masse beiträgt.

Der letzte wichtige Aspekt von LEP2 war die Suche nach neuer Physik. Einerseits wurde nach dem Higgs-Boson als dem letzten unentdeckten Teilchen des Standardmodells gefahndet, andererseits beschäftigten sich Analysen mit Modellen, die das Standardmodell erweitern oder ersetzen. Viele dieser alternativen Modelle, z.B. die Supersymmetrie, sagen die Existenz weiterer Teilchen voraus, nach denen ebenfalls gesucht wurde.

4.1 Die W -Paarereignisse

4.1.1 Ereignistopologien und Untergrundprozesse

In niedrigster Ordnung treten W -Bosonen in der e^+e^- -Annihilation auf Grund der Ladungserhaltung als Paar auf. Die zugehörigen Feynmandiagramme, der Neutrino-austausch im t -Kanal und der Austausch eines Z -Bosons oder eines virtuellen Photons im s -Kanal, sind in Abbildung 1.6 dargestellt. Auf Grund des Zwischenzustands mit den *geladenen* W -Bosonen werden diese *drei* Prozesse unter der Bezeichnung CC03 (CC steht für *charged current*) zusammengefasst.

Die verschiedenen Zerfallskanäle

W -Bosonen zerfallen in zwei Fermionen, gemäß der Erhaltungssätze entweder hadronisch in ein Quark-Antiquark-Paar oder in ein negativ geladenes Lepton und ein Antineutrino bzw. in ein positiv geladenes Lepton und ein Neutrino (im Folgenden vereinfacht als Lepton und Neutrino bezeichnet). Dabei dominiert der hadronische

Zerfall mit 68,0% (nach PDG [1]) gegenüber dem leptonischen Zerfall. Bei einem W -Paar ergeben sich entsprechend drei Zerfallskanäle, deren Verzweungsverhältnisse vom Standardmodell vorhergesagt werden:

$$\begin{aligned} W^+W^- &\rightarrow q\bar{q}q\bar{q} \quad (\text{hadronischer Zerfall,} && 45,6\%), \\ W^+W^- &\rightarrow q\bar{q}l\nu \quad (\text{semileptonischer Zerfall,} && 43,9\%), \\ W^+W^- &\rightarrow l\nu l\nu \quad (\text{leptonischer Zerfall,} && 10,5\%). \end{aligned}$$

Die Ereignistopologien

Die Ereignistopologie der drei Kanäle ist sehr unterschiedlich. Bei einem hadronischen Ereignis entstehen aus den vier initialen Quarks in der Regel mindestens vier Jets, die alle aus mehreren Teilchen bestehen. Abbildung 4.2 zeigt den ersten Kandidaten eines hadronischen WW -Zerfalls, der mit dem DELPHI-Detektor bei 161 GeV aufgenommen wurde.

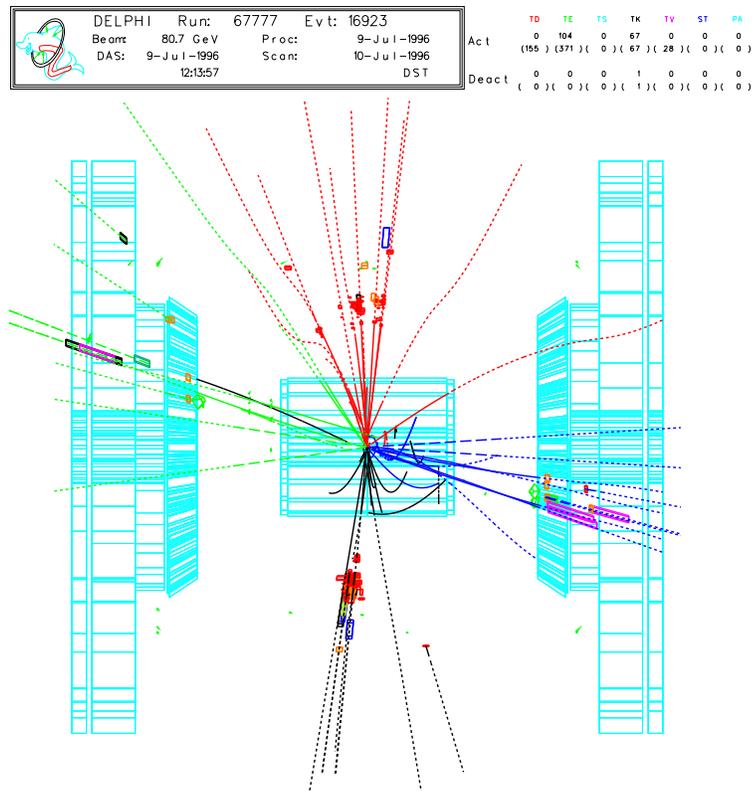


Abbildung 4.2: Der erste mit dem DELPHI-Detektor aufgenommene Kandidat für ein hadronisches WW -Ereignis bei 161 GeV.

Bei semileptonischen und rein leptonischen Ereignissen können die entstehenden Neutrinos nicht im Detektor nachgewiesen werden. Dies führt zu einem scheinbaren Ungleichgewicht in der Impulsbalance. Außerdem zeigen sich Elektronen und Myonen als einzelne, isolierte Spuren. Taus bilden entweder einen schmalen hadronischen Jet mit geringer Multiplizität oder zerfallen in ein leichteres Lepton und weitere Neutrinos. In Abbildung 4.3 sind links ein semileptonischer Zerfall mit einem Myon und rechts ein rein leptonisches Ereignis mit je einem Elektron und Myon zu sehen. Beide Myonen lassen sich an den Treffern in den äußeren Myonkammern erkennen, während das Elektron durch den Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter charakterisiert ist.

Die Untergrundprozesse

Der wichtigste Untergrundprozess zu W -Paarereignissen ist die Zwei-Fermion-Produktion $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}(g)$, da deren Wirkungsquerschnitt über den ganzen Energiebereich von LEP2 um ein vielfaches größer ist als der Wirkungsquerschnitt der W -Paarproduktion (vgl. Abbildung 4.1). An der Schwelle bei 161 GeV beträgt das Verhältnis $\frac{\sigma_{WW}}{\sigma_{Z\gamma}}$ etwa 1/43. Mit dem anschließend stark ansteigenden WW -Wirkungsquerschnitt geht es auf unter 1/10 zurück. Von 183 bis 207 GeV und darüber hinaus findet nur noch eine geringe Veränderung statt.

Ein Zwei-Fermion-Ereignis mit zwei Quarks kann nur dann eine Ähnlichkeit mit einem hadronischen WW -Zerfall aufweisen, wenn im Partonschauer mindestens zwei

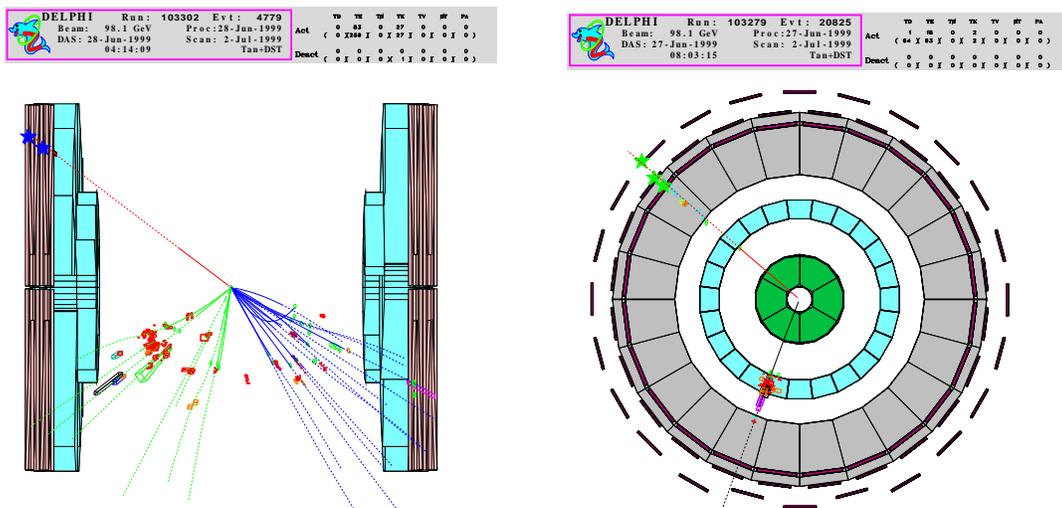


Abbildung 4.3: Ein semileptonisches (links) und ein rein leptonisches WW -Ereignis (rechts) bei 196 GeV.

Gluonen auftreten, die genug Energie besitzen, um zwei weitere Jets zu bilden. Da die Gluonabstrahlung durch die QCD beschrieben wird, werden die Ereignisse $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}(g)$ im Folgenden als *QCD-Ereignisse* oder als *QCD-Untergrund* bezeichnet.

Als zweite Untergrundklasse ist die Z -Paarproduktion zu nennen, von der ein Feynmangraph in Abbildung 1.6 dargestellt ist. Dieser Untergrund weist zwar einen Wirkungsquerschnitt auf, der bei Energien oberhalb der doppelten Z -Masse um eine Größenordnung kleiner ist als der WW -Wirkungsquerschnitt, aber bei einem Zerfall beider Z -Bosonen in ein Quark-Antiquark-Paar ergibt sich der gleiche Endzustand wie bei einem hadronischen WW -Zerfall. Diese beiden Ereignistopologien sind so ähnlich, dass eine Trennung kaum möglich ist.

Neben Z -Paarereignissen treten auch verschiedene Vier-Fermion-Prozesse höherer Ordnung auf, z.B. $\gamma\gamma$ -Ereignisse (vgl. Abbildung 1.4). In den meisten Fällen handelt es sich um einen Endzustand des Typs *eff* mit Elektronen bzw. Positronen und zwei weiteren Fermionen. Diese Ereignisse unterscheiden sich meistens durch den enthaltenen Transversalimpuls oder eine unausgewogene Energie- oder Impulsbilanz recht deutlich von einem hadronischen Vierjetereignis.

4.1.2 Eigenschaften der W -Bosonen

Bei allen Analysen zur W -Paarproduktion muss die Tatsache berücksichtigt werden, dass der Abstand der beiden W -Bosonen bei ihrem Zerfall durchschnittlich kleiner als 0,1 fm ist, d.h. kleiner als die typische Größe eines Hadrons (1 fm). Dies führt bei dem hadronischen WW -Zerfall zu elektroschwachen und QCD-Interferenzen, die sich in Wechselwirkungen zwischen Zerfallsprodukten der beiden W -Bosonen (*final state interactions*, FSI) äußern. Bei den beiden wichtigsten Effekten handelt es sich um die sogenannte *Colour Reconnection*, einen Gluon-Austausch zwischen zwei Quarks von verschiedenen W -Bosonen, und die Bose-Einstein-Korrelation zwischen Pionen oder anderen Spin-0-Teilchen, die im Laufe der Zerfallskaskade entstehen.

Drei-Boson-Kopplungen (TGC)

Die TGC, die beim s -Kanal-Prozess auftreten, haben dem Standardmodell nach eine spezielle Kopplungsform (Yang-Mills-Form). Diese ist Voraussetzung für eine renormierbare Theorie und legt das Hochenergieverhalten des Wirkungsquerschnitts sowie die Winkelverteilung des W -Paares bzw. seiner Zerfallsprodukte fest. Ein Nachweis anomaler TGC ist durch die Unterdrückung der s -Kanal-Prozesse nahe der Massenschwelle noch nicht möglich, sondern erst bei höheren Schwerpunktsenergien. Dort werden vor allem die Winkelverteilungen der W -Bosonen untersucht, für deren Messung es einer genauen Bestimmung der Ladung des jeweiligen initialen W -Bosons bedarf. Aus diesem Grund eignen sich für diese Untersuchungen besonders

der leptonische und der semileptonische Zerfallskanal, da die Ladung des Leptons der Ladung des zugehörigen W -Bosons entspricht und einfach zu bestimmen ist. Aber auch der hadronische Kanal findet Verwendung.

Die W -Masse

Die Bestimmung der Masse des W -Bosons M_W unterliegt im Gegensatz zur Untersuchung der TGC keiner Abhängigkeit von s- oder t-Kanal-Ereignissen. Das Standardmodell sagt folgenden Zusammenhang zwischen M_W , der Feinstrukturkonstanten α , dem Weinberg-Winkel Θ_W und der Fermikonstanten G_F voraus:

$$M_W^2 = \frac{M_F^2}{\sin^2 \Theta_W} \quad (4.1)$$

mit der Abkürzung

$$M_F^2 = \frac{\alpha \cdot \pi}{\sqrt{2} \cdot G_F}. \quad (4.2)$$

Unter Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen erscheint in Gleichung 4.1 ein zusätzlicher Term:

$$M_W^2 = \frac{M_F^2}{\sin^2 \Theta_W \cdot (1 - \Delta r)}. \quad (4.3)$$

Der Term der Strahlungskorrekturen $(1 - \Delta r)$ ist abhängig von den Massen des Top-Quarks (M_{top}) und des Higgs-Bosons (M_H). Inzwischen ist M_{top} experimentell bestimmt, so dass sich durch die Bestimmung von M_W Rückschlüsse auf M_H ziehen lassen. Da die Abhängigkeit jedoch logarithmisch ist, bedarf es einer möglichst präzisen Messung der W -Masse.

Die experimentelle Bestimmung der W -Masse basiert in der Regel auf einer der drei folgenden Eigenschaften der W -Paarproduktion:

- ein an der Schwelle der W -Paarproduktion plötzlich stark ansteigender Wirkungsquerschnitt,
- eine Breit-Wigner-Resonanzverteilung der invarianten Masse der Zerfallsprodukte,
- ein scharfer Endpunkt im Spektrum der Leptonenergie im semileptonischen Zerfall.

Die Ergebnisse dieser direkten Messungen lassen sich noch mit indirekten Bestimmungen vergleichen. Über die Zusammenhänge im Standardmodell wurde aus verschiedenen Ergebnissen von LEP1, der SLD-Kollaboration¹ am SLAC² und von

¹SLAC Large Detector

²Stanford Linear Accelerator Center

Proton–Antiproton–Beschleunigern die W -Masse zu

$$M_W = 80,380 \pm 0,023 \text{ GeV} \quad (4.4)$$

ermittelt [9]. Der Vergleich der direkten und der indirekten Methoden zur Bestimmung der W -Masse bietet einen guten Test des Standardmodells.

4.2 Der Wirkungsquerschnitt der W -Paarerzeugung

Der Wirkungsquerschnitt der W -Paarerzeugung

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4 \text{ Fermionen} \quad (4.5)$$

ist im Allgemeinen über die drei Feynmandiagramme niedrigster Ordnung definiert und wird daher auch als CC03-Wirkungsquerschnitt bezeichnet. Im Standardmodell ergibt er sich in Born-Näherung zu

$$\sigma_{WW}^{Born} = \frac{\pi\alpha^2}{4E_{beam}^2} \frac{1}{4\sin^4\Theta_W} 4\beta + \mathcal{O}(\beta^3) \quad (4.6)$$

mit $\beta = \sqrt{1 - \frac{M_W^2}{E_{beam}^2}}$.

Die s -Kanal-Prozesse, die die TGC beinhalten, treten für beide Helizitätszustände des Elektrons auf und tragen, ebenso wie Interferenzterme aus s - und t -Kanal, nur zur Ordnung β^3 ($\mathcal{O}(\beta^3)$) bei. Daher dominiert im Bereich der Massenschwelle ($M_W \cong E_{beam}$) der Neutrinoaustausch, der nur mit linkshändigen Elektronen möglich ist. Bei höheren Energien verhindern die zusätzlichen Terme ein divergentes Verhalten. Insgesamt ist der Wirkungsquerschnitt für rechtshändige Elektronen um zwei Größenordnungen unterdrückt.

In der Born-Näherung werden die W -Bosonen erst einmal als stabile Teilchen betrachtet. Eine Reihe wichtiger Aspekte, die aus der Entstehung und dem anschließenden Zerfall herrühren, werden vernachlässigt. Zu diesen Punkten gehören die Eichinvarianz des Prozesses, überlappende Resonanzen und Wechselwirkungen zwischen den Abschnitten der Reaktion.

Um eine Idee von der Größe der nötigen Korrekturen auf die Born-Näherung zu bekommen, ist es hilfreich zu untersuchen, wie der Wirkungsquerschnitt der Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow 4 \text{ Fermionen} \quad (4.7)$$

durch die Verwendung aller Feynmandiagramme niedrigster Ordnung und radiativer Korrekturen zu diesem kompletten Satz an Graphen verändert wird.

Der Einfluss durch die zusätzlichen Diagramme ist schon länger bekannt [37]. Vereinfacht dargestellt ist der Beitrag der Diagramme mit einem oder keinem W -Boson gegenüber den CC03-Graphen durch einen Faktor Γ_W/M_W bzw. $(\Gamma_W/M_W)^2$ unterdrückt. Γ_W bezeichnet dabei die Breite des W -Bosons. Allerdings gibt es einige wenige Graphen, wie z.B. den mit einem Austausch eines nahezu reellen Photons, bei denen diese Unterdrückung kompensiert wird.

Abgesehen von diesen letztgenannten Ausnahmen ergibt sich durch die nicht zur W -Paarproduktion gehörenden Graphen erster Ordnung, den sogenannten Untergrunddiagrammen niedrigster Ordnung, eine Korrektur der $\mathcal{O}(\Gamma_W/M_W)$ auf den Born-Wirkungsquerschnitt des Prozesses 4.5.

Alle radiativen Korrekturen zur Reaktion 4.5 sind grundsätzlich nur in $\mathcal{O}(\alpha)$ bekannt, d.h. sie haben dieselbe Größenordnung wie die Korrekturen durch die Untergrunddiagramme niedrigster Ordnung. In Analogie zur niedrigsten Ordnung ergeben sich durch radiative Korrekturen auf die Untergrundgraphen Korrekturen der $\mathcal{O}(\alpha \cdot \Gamma_W/M_W)$.

Pol-Schema

Eine vollständige Berechnung aller radiativen Korrekturen in $\mathcal{O}(\alpha)$ ist für den Prozess 4.7 mit sechs beteiligten Teilchen derzeit noch nicht möglich. Dies liegt nicht zuletzt an der Vielzahl der zu beachtenden Feynmangraphen. Im einfachsten Fall, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{u}d$, handelt es sich schon um 3579 Diagramme, und diese Zahl steigt auf bis zu 15948 für den Endzustand $e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e$, wie *Beenakker et al.* dargestellt haben [37]. Durch die Präsenz zweier Resonanzen als Zwischenzustand, den W -Bosonen, ist jedoch eine natürliche Vereinfachung der Rechnungen durch eine zweifache Erweiterung in α und Γ_W/M_W möglich. Terme höherer Ordnung, beispielsweise $\mathcal{O}(\alpha\Gamma_W/M_W)$, werden dabei vernachlässigt.

Ein Ansatz dieser Erweiterung ist das sogenannte Pol-Schema. In physikalischen Variablen erzeugt der instabile Zwischenzustand Pole

$$1/(p^2 - M^2) \quad (4.8)$$

mit dem Impuls p und der Boson-Masse M . Unter Einbeziehung der endlichen Breite Γ wird Gleichung 4.8 zu

$$1/(p^2 - M^2 + iM\Gamma). \quad (4.9)$$

Bei dieser Zerlegung der vollständigen Amplitude durch die Erweiterung um die Pole wird die Eichinvarianz durch die Berücksichtigung der Breite nicht gebrochen. Insgesamt lässt sich das Pol-Schema einordnen als eichinvariante Beschreibung einer Erweiterung in Potenzen von Γ_W/M_W .

Double-Pole-Approximation (DPA)

Der einzige Weg, radiative Korrekturen in der W -Paarproduktion oder der Paarproduktion anderer Resonanzen vollständig zu berücksichtigen, besteht derzeit in der sogenannten Zwei-Pol-Näherung (*double-pole approximation*, DPA). Dabei wird die Pol-Schema-Erweiterung auf die Terme mit den höchsten Graden der Resonanz beschränkt. Im Fall der W -Paarproduktion werden entsprechend nur die Anteile mit zwei Polen berücksichtigt.

Die Näherung funktioniert nicht in der Nähe von Phasenraumgrenzen, da dort unsicher ist, ob die DPA die dominierenden Beiträge liefert. Außerdem kann die Pol-Schema-Erweiterung weit entfernt von den Resonanzen nicht mehr als effektive Erweiterung in Potenzen von Γ_W/M_W angesehen werden.

In den gültigen Bereichen ist der Fehler der DPA mit

$$\frac{\alpha\Gamma_W}{\pi M_W} \lesssim 0,1\% \quad (4.10)$$

ziemlich klein. Jedoch bildet die Massenschwelle der W -Paarproduktion eine der angesprochenen Phasenraumgrenzen. Dort vergrößert sich der Fehler um einen Faktor $M_W/(\sqrt{s} - 2M_W)$, so dass die DPA nur bei Energien verlässlich verwendet werden kann, die um einige Γ_W oberhalb der Schwelle liegen.

Eine sehr umfassende Beschreibung des ganzen Konzepts des Pol-Schemas und der DPA wurde zusammen mit Berechnungen radiativer Korrekturen in $\mathcal{O}(\alpha)$ unter Verwendung der DPA unter anderem von *Beenakker*, *Berends* und *Chapovsky* veröffentlicht [38].

4.3 Vorhersagen und Simulationen

4.3.1 Vorhersagen zum WW -Wirkungsquerschnitt

Es existieren mittlerweile zwei Programme zur Vorhersage des CC03-Wirkungsquerschnitts in der W -Paarproduktion, die die DPA verwenden: RACONWW [39] und YFSWW [40]. In beiden werden DPA-Ergebnisse nur oberhalb von 168 GeV geliefert. Unterhalb dieses Wertes wird auf Grund der Nähe zur Massenschwelle eine erweiterte Born-Näherung (*improved Born approximation*, IBA) verwendet, die radiative Korrekturen nicht vollständig, sondern nur ISR- und Coulomb-Korrekturen berücksichtigt.

Beide Programme erreichen eine vergleichbare Genauigkeit, der theoretische Fehler ist abhängig von der Schwerpunktsenergie und liegt zwischen 0,7% bei 168 GeV und 0,4% bei 200 GeV. Damit ist eine deutliche Verbesserung gegenüber älteren Vorhersagemodellen gegeben. Diese älteren Programme, z.B. GENTLE 2.0 [41], basieren

über den ganzen Energiebereich auf der IBA und haben eine Genauigkeit von nur etwa 2%.

RACONWW und YFSWW stimmen trotz deutlicher Unterschiede in der Implementierung verschiedener Korrekturen gut überein, wobei sie jedoch etwa 2% unter der Vorhersage von GENTLE 2.0 liegen.

4.3.2 Simulationen von Ereignissen

WW–Ereignisse

Zur Implementierung der DPA in Simulationsprogramme der W –Paarereignisse gibt es verschiedene Ansätze. In DELPHI wurde eine Gewichtungsmethode angewendet, die *Ballestrero et al.* beschrieben haben [42]. Die Basis dabei war der Generator WPHACT 2.0 [43], ein Programm zur Simulation aller möglichen Prozesse des Typs $e^+e^- \rightarrow 4$ Fermionen. Anschließend wurden die Ereignisse gewichtet:

$$\begin{aligned} w &= \frac{|4f|_{DPA}^2}{|4f|^2} = \frac{|4f|^2 - |CC03|^2 + |CC03_{DPA}|^2}{|4f|^2} \\ &= 1 - \frac{|CC03|^2}{|4f|^2} \left(1 - \frac{|CC03_{DPA}|^2}{|CC03|^2}\right). \end{aligned} \quad (4.11)$$

Bei den einzelnen Termen handelt es sich um Übergangsmatrixelemente, $4f$ steht für das Vier–Fermion–Matrixelement ohne DPA–Korrektur, $CC03$ und $CC03_{DPA}$ repräsentieren den $CC03$ –Anteil ohne und mit DPA. Das Gewicht hängt nur von den zwei Verhältnissen $|CC03|^2/|4f|^2$ und $|CC03_{DPA}|^2/|4f|^2$ ab. Ersteres lässt sich für jedes einzelne Ereignis mit jedem Vier–Fermion–Generator auf IBA–Basis berechnen, für das zweite wurde YFSWW verwendet.

Die verschiedenen Phasen der Entstehung hadronischer Ereignisse (vgl. Kapitel 1.3) wurden über Schnittstellen durch verschiedene Programme simuliert.

Das vielleicht bekannteste besteht mit PYTHIA und JETSET aus zwei Teilen. Zur Erzeugung der Partonen kann in PYTHIA [44] zwischen dem Matrixelemente– und dem Partonschauer–Modell gewählt werden. Für die Beschreibung der Hadronisierung in JETSET [45] stehen die Independent– und die String–Fragmentation zur Verfügung.

ARIADNE [46] simuliert die Abstrahlung der Partonen mit dem Farbdipol–Ansatz. Zur Fragmentierung wird wiederum JETSET mit seinen beiden zuvor genannten Optionen verwendet.

HERWIG [47] verwendet einen Partonschauer–Ansatz mit anschließender Cluster–Fragmentation.

Untergrundereignisse

Vier-Fermion-Untergrundprozesse wurden ebenfalls mit WPHACT 2.0 simuliert. Die CC03- und DPA-Gewichte sind in diesem Fall entsprechend klein. Für Zwei-Photon-Ereignisse standen zusätzlich noch die Generatoren BDK und BDKRC [48] sowie PYTHIA zur Verfügung. Der dominierende Zwei-Fermion-Untergrund aus QCD-Ereignissen wurde mit dem Generator KK2F [49] erzeugt. Auch in diesem Programm dienten Schnittstellen zu PYTHIA, JETSET, ARIADNE sowie HERWIG dazu, die Erzeugung der Partonen und die Fragmentation zu simulieren.

Kapitel 5

Die Selektion hadronischer WW -Ereignisse

5.1 Die verwendeten Datensätze und Generatoren

Für die vorliegende Analyse wurden alle Datensätze verwendet, die von 1996 bis 2000 bei Schwerpunktsenergien oberhalb der Massenschwelle der W -Paarproduktion aufgenommen worden waren. Abbildung 5.1 (nach Assmann [50]) zeigt die zeitliche

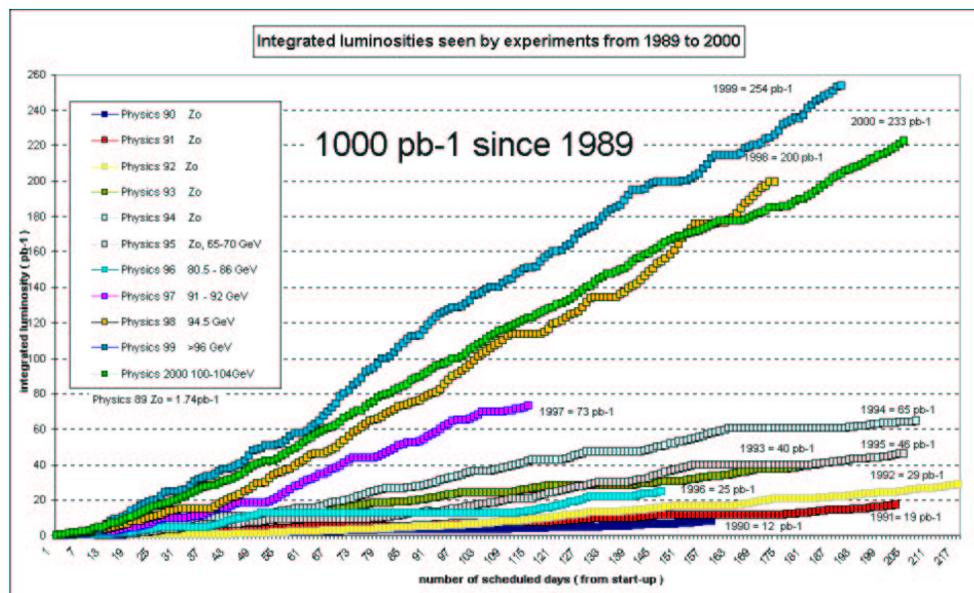


Abbildung 5.1: Die Luminosität des LEP-Beschleunigers integriert über alle Jahre der Laufzeit.

Entwicklung der von LEP gelieferten Luminosität und verdeutlicht, dass in den letzten drei Jahren nahezu 70% der gesamten Luminosität zusammengekommen sind.

Nach Abschluss der LEP-Laufzeit wurden alle Daten der Jahre von 1997 bis 2000 mit einer einheitlichen Version der Datenrekonstruktion (*Processing*) verarbeitet. Auf eine Anwendung dieser Version auch auf die Daten von 1996 wurde innerhalb der DELPHI-Kollaboration auf Grund der sehr geringen Statistik verzichtet. Dennoch wurden der Vollständigkeit halber beide Energien dieses Jahres mit ihrem letzten verfügbaren Processing in die vorliegende Analyse einbezogen.

Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über die mittleren Schwerpunktsenergien $\langle\sqrt{s}\rangle$, die verwendeten Processings und die von DELPHI aufgezeichneten Luminositäten in den verschiedenen Jahren. Insgesamt ergab sich eine integrierte Luminosität von knapp 670 pb^{-1} . Diese Summe umfasst ausschließlich Ereignisse, bei denen alle wesentlichen Detektorkomponenten funktionierten.

Im September 2000 fiel ein Sektor der TPC (vgl. Kapitel 2.2) aus und es war nicht mehr möglich, Spurstücke geladener Teilchen in diesem Zwölftel des Subdetektors zu finden. Allerdings ermöglichten die umgebenden Spurdetektoren eine Interpolation von Spuren durch diesen Sektor. Auf dieser Basis wurden für die Daten aus dieser Periode, die in Tabelle 5.1 und im Folgenden als u- oder u1-Processing bezeichnet

Jahr	$\langle\sqrt{s}\rangle$ [GeV]	Proc.	\mathcal{L} [pb^{-1}]
1996	161,31	g1	9,77
	172,04	g1	9,78
1997	182,65	g1	52,51
1998	188,63	e1	154,35
1999	191,58	e1	25,16
	195,51	e1	76,08
	199,51	e1	82,79
	201,64	e1	40,31
2000	204,78	e1	76,13
	205,14	u1	6,50
	206,61	e1	84,47
	206,45	u1	51,35

Tabelle 5.1: Die mittleren Schwerpunktsenergien und gesammelten Luminositäten für die verschiedenen Jahre mit den verwendeten Processings.

werden, die Programme zur Spurrekonstruktion angepasst und lieferten schließlich Ergebnisse, die nur wenig schlechter waren als vor dem Ausfall. Mit den geänderten Algorithmen wurden auch eigenständige Mengen simulierter Ereignisse produziert.

In der vorliegenden Analyse fiel die Wahl des Vier-Fermion-Generators auf WPHACT mit PYTHIA/JETSET und YFSWW, da mit dieser Kombination die präzisen Vorhersagen der Double-Pole-Approximation verwendet werden konnten. QCD-Ereignisse wurden mit KK2F und ARIADNE generiert, um die Vorteile des Farbdipol-Modells vor allem bei der Simulation von Vierjetereignissen zu nutzen. Andere Partonschauer- und Fragmentationsmodelle wurden zusätzlich zu Studien systematischer Effekte eingesetzt.

5.2 Die Spurselektion

Neben den verschiedenen Ereignissen der e^+e^- -Physik hinterließen auch andere Prozesse Spuren im Detektor: Kosmische Strahlung sowie Wechselwirkungen zwischen dem Elektronen- oder Positronenstrahl auf der einen Seite und umgebendem festen oder gasförmigen Material auf der anderen Seite.

Alle rekonstruierten Spuren, geladene wie neutrale, wurden einer Spurselektion unterworfen, um nur solche zu verwenden, die mit hoher Qualität gemessen worden waren. Dazu mussten die Spuren in einem bestimmten Impulsbereich liegen, zum primären Wechselwirkungspunkt zugeordnet werden können und eine ausreichende Messgenauigkeit aufweisen.

Für geladene Teilchen lauteten die Schnitte der Spurselektion:

- Impuls zwischen 0,1 GeV und 150% der Strahlenergie,
- relativer Fehler der Impulsmessung kleiner als 100%,
- Impaktparameter zum Wechselwirkungspunkt
 - in $(r\phi)$ -Ebene kleiner als 4 cm,
 - in z -Richtung kleiner als $4 \text{ cm}/\sin\theta$,
- keine Spuren, die ausschließlich vom Vertex-Detektor gesehen wurden,
- keine Spuren, die nur vom Vertex- und vom inneren Detektor gesehen wurden und keine Messung der z -Komponenten hatten.

Für neutrale Schauer in den elektromagnetischen Kalorimetern wurde verlangt:

- im Zentralbereich (HPC) Energiedeposition größer als 0,3 GeV,
- im Vorwärtsbereich (FEMC) Energiedeposition größer als 0,4 GeV,

- im extremen Vorwärtsbereich (STIC) Energiedeposition größer als 0,3 GeV,
- im STIC Polarwinkel zur Strahlachse größer als 3° .

Zusätzlich wurde Untergrundrauschen des hadronischen Kalorimeters unterdrückt, indem Schauer verworfen wurden, die nur Aktivität in einer Schicht zeigten.

5.3 Die Ereignisselektion

Die endgültige Selektion der hadronischen W -Paarkandidaten fand mittels eines vorwärtsgerichteten neuronalen Netzes statt. Zuvor waren jedoch einige vorbereitende Schritte notwendig.

Zuerst wurde jedes Ereignis mit Hilfe des DURHAM-Algorithmus [51, 52] in eine Vierjetstruktur gezwungen, d.h. alle Teilchen wurden zu genau vier Jets gebündelt, die die Flugrichtung der primären Partonen widerspiegeln sollten. Selbstverständlich setzte dies voraus, dass das Ereignis aus mindestens vier Spuren bestand. Der DURHAM-Algorithmus fasst unter Verwendung eines Abstandsmaßes y_{ij} , eines Ordnungsparameters d_{ij} und einer Kombinationsvorschrift \oplus immer zwei Spuren rekursiv zusammen. Aus dem Teilchenpaar (i, j) mit dem kleinsten Ordnungsparameter d_{ij} wird eine neue Spur ($p_k = p_i \oplus p_j$), falls das Abstandsmaß y_{ij} kleiner ist als ein vorgegebener Mindestwert y_{cut} . Der Algorithmus endet, sobald alle Ordnungsparameter größer sind als y_{cut} , eine vorgegebene Anzahl von Jets erreicht wird oder alle Teilchen zu einem einzigen Jet zusammengefasst worden sind. Bei DURHAM ist die Kombinationsvorschrift die einfache Addition der Vierervektoren:

$$p_k = p_i \oplus p_j = p_i + p_j . \quad (5.1)$$

Abstandsmaß und Ordnungsparameter sind identisch:

$$d_{ij} = y_{ij} = \frac{2 \cdot \min \{E_i^2, E_j^2\} \cdot (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{vis}^2} . \quad (5.2)$$

Dabei steht E_{vis} für die sichtbare Energie des Ereignisses, die bei der Messung mit einem idealen Detektor identisch wäre mit der Schwerpunktsenergie. E_i und E_j sind die Energien der Spuren i und j , θ_{ij} ist der Winkel zwischen den Impulsvektoren \vec{p}_i und \vec{p}_j .

War die Vierjetstruktur erreicht, wurde jedes Ereignis einem kinematischen Fit (*constrained fit*, CF oder nC -Fit bei n Nebenbedingungen) mit den vier Nebenbedingungen Energie- und Impulserhaltung unterworfen. Dabei wurden die Impulskomponenten, die Energie und die Masse der Jets dem Fit als Eingabe präsentiert. Dieser verwendet im Rahmen des mathematischen Lagrange-Formalismus die Nebenbedingungen als Lagrange-Multiplikatoren zur Variation der Jetgrößen. Die Abweichung

von den Eingabewerten durch die Variationen wird durch den Parameter χ^2 ausgedrückt. Konvergiert dieser Parameter, endet der Fit erfolgreich und der χ^2 -Wert, die Anzahl der Freiheitsgrade sowie die variierten Jetgrößen werden ausgegeben. Nur in diesem Fall wurden die Ereignisse weiter untersucht, andernfalls aussortiert.

5.3.1 Die Vorselektion

Ein neuronales Netz ist ein effizientes Werkzeug, um Signalereignisse von Untergrundereignissen zu trennen. Beim hadronischen Zerfall in der W -Paarproduktion unterscheiden sich einige Untergrundtypen jedoch so stark vom Signal, dass eine Vorselektion der Ereignisse sinnvoll ist. Durch das Aussortieren aller Ereignisse, die grundlegend anders aussehen, kann das neuronale Netz auf feinere Unterschiede zwischen den Ereignisklassen konzentriert werden.

Die Vorselektion setzte sich aus fünf verschiedenen Schnitten zusammen, die in Tabelle 5.2 aufgelistet sind. Schnitte auf verschiedene Energien wurden als Funktion der Schwerpunktsenergie gestaltet, um eine einheitliche Analyse über den gesamten untersuchten Energiebereich zu gewährleisten.

Wie die rekonstruierte Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$ aus der Kinematik des Ereignisses bestimmt wurde, ist im Detail einer DELPHI-Veröffentlichung zu entnehmen [53]. Die Energien und Impulse aller gemessenen Jets sowie die detektierten Photonen, die auf Grund ihres Winkels und ihrer Isolation gegenüber anderen Spuren als ISR-Kandidaten eingestuft wurden, dienten als Eingabe für einen kinematischen Fit. Zusätzlich wurde angenommen, dass ein weiteres ISR-Photon bei einem so kleinen Winkel abgestrahlt wurde, dass es im Strahlrohr verschwand und nicht detektiert werden konnte. Der Schnitt in $\sqrt{s'}$ richtete sich vor allem gegen Z -Returns. Es wurden aber auch Ereignisse verworfen, die ein oder mehrere Neutrinos enthielten. Da das Neutrino nicht im Detektor nachgewiesen werden konnte, führte dies oft dazu, dass die Schwerpunktsenergie zu niedrig rekonstruiert wurde.

Rekonstruierte Schwerpunktsenergie	$\sqrt{s'} > 65\% \times \sqrt{s}$
Anzahl der Spuren pro Jet	$N_{tot}^{jet} \geq 3$
DURHAM-Abstandsmaß	$y_{cut}(4 \rightarrow 3) > 0,0006 \text{ GeV}/c$
Energie aller geladenen Teilchen	$E_{ch} = \sum_{i=1}^N E_i^{ch} > 20\% \times \sqrt{s}$
Transversale Energie im Ereignis	$E_{trans} = \sum_{i=1}^N E_i^{trans} > 20\% \times \sqrt{s}$

Tabelle 5.2: Die Schnitte der Vorselektion.

Die Mindestanzahl aller Spuren eines Jets ermöglichte es, Ereignisse mit isolierten Leptonen effektiv auszusortieren. Der Schnitt in den Abschneideparameter des DURHAM-Algorithmus beim Übergang von einer Vierjet- zu einer Dreijetstruktur verwarf Ereignisse, die eigentlich aus weniger als vier Jets bestanden.

Die Untersuchung der geladenen und der transversalen Energie richtete sich vor allem gegen Zwei-Photon-Ereignisse, die im Mittel deutlich weniger geladene Spuren aufwiesen als Signalereignisse und deren Spuren geringere Transversalimpulse besaßen.

Tabelle 5.3 gibt die Effizienzen für verschiedene Ereignisklassen nach der Vorselektion bei den Schwerpunktsenergien von 189, 200 und 207 GeV an. Dabei ist die Effizienz für jede Ereignisklasse definiert als

$$\varepsilon = \frac{\text{Anzahl der selektierten Ereignisse}}{\text{Anzahl aller Ereignisse in der Simulation}} = \frac{N_{sel}}{N_{tot}}. \quad (5.3)$$

Die Resultate für die drei Energien sind vergleichbar und dieses gilt auch für alle übrigen Energien. Durch die Vorselektion wurden nur wenige Signalereignisse verworfen, während sich die Anzahl an QCD-Ereignissen deutlich und die an Zwei-Photon-Ereignissen fast vollständig reduzierte. Aus dem Vier-Fermion-Untergrund blieben hauptsächlich hadronische Endzustände übrig, die vor allem aus der Z -Paarproduktion stammten. Semileptonische Ereignisse wurden unterschiedlich häufig verworfen. Der größte Anteil überlebte bei Ereignissen mit τ -Leptonen, da diese durch den schmalen Jet den Kriterien der Vorselektion mehr entsprachen als Ereignisse mit Elektronen oder Myonen. Rein leptonische Endzustände wurden bereits vollständig aussortiert.

Ereignisklasse	ε [%] bei		
	189 GeV	200 GeV	207 GeV
$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	98,7	98,4	98,1
$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}e\nu$	20,1	17,9	16,6
$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\mu\nu$	13,4	10,9	9,7
$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\tau\nu$	35,0	30,7	28,7
$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu$		0,0	
$e^+e^- \rightarrow Z^0\gamma \rightarrow q\bar{q}(g)$	15,7	15,2	14,6
$e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0 \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	63,4	68,7	70,3
Zwei-Photon-Ereignisse	< 0,2		

Tabelle 5.3: Die Effizienzen nach der Vorselektion für verschiedene Ereignisklassen bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien.

5.3.2 Das neuronale Netz

Das verwendete neuronale Netz war ein einfaches vorwärtsgerichtetes Netz auf der Basis des JETNET-Programmpaketes [54, 55], das aus drei vollvernetzten Schichten bestand. Auf dreizehn Eingabeknoten folgte eine verdeckte Schicht mit sieben Neuronen. Die Ausgabe erfolgte über einen einzelnen Ausgabeknoten. Abbildung 5.2 zeigt schematisch die Architektur mit allen 98 Gewichten.

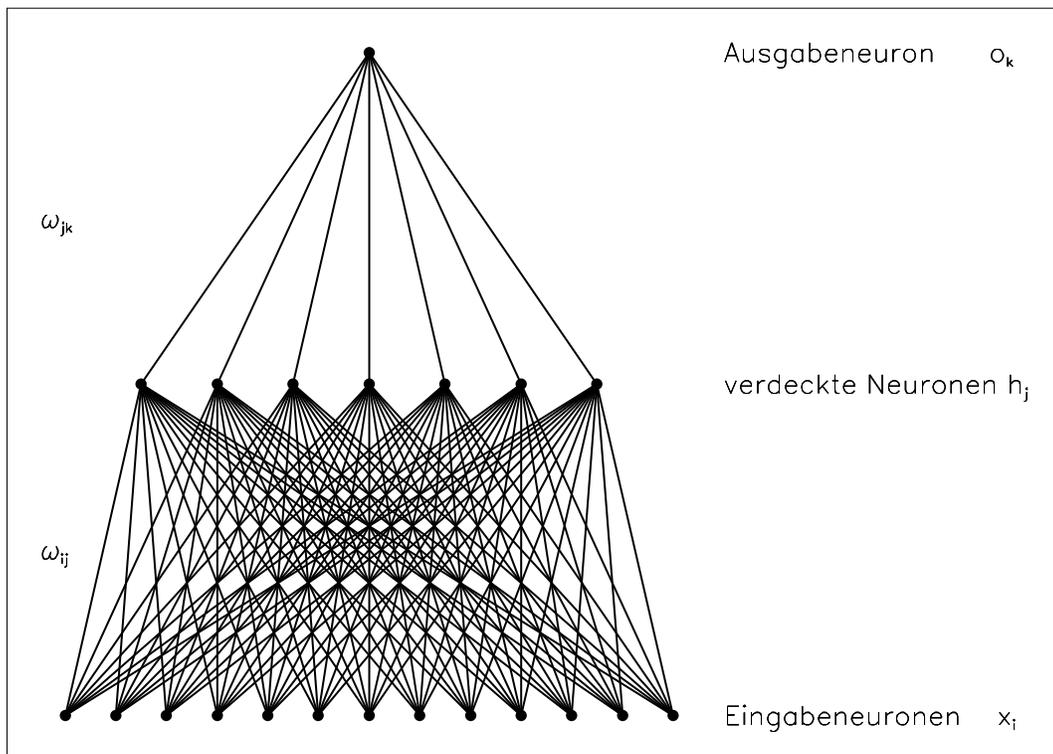


Abbildung 5.2: Die Topologie des vollständig vernetzten neuronalen Netzes mit 13 Knoten in der Eingabeebene, 7 in einer verdeckten Schicht und einem Ausgabeneuron.

Die Eingabevariablen

Die ersten W -Physik-Analysen in DELPHI [56–58], verschiedene QCD-Analysen, bei denen W -Paarereignisse als Untergrund auszusortieren waren, und frühere Studien mit neuronalen Netzen [59–61] lieferten eine Vielzahl physikalischer Observablen mit einem Trennungspotential zwischen hadronischen WW -Ereignissen und den Untergrundklassen.

Für das zuvor beschriebene neuronale Netz wurden die folgenden 13 Größen ausgewählt, die entweder ein ganzes Ereignis oder einzelne Jets beschreiben:

- die rekonstruierte Schwerpunktsenergie

$$\sqrt{s'},$$

- das DURHAM–Abstandsmaß beim Übergang von einer Vierjet- zu einer Dreijetstruktur

$$y_{cut}(4 \rightarrow 3),$$

- die transversale Energie im Ereignis

$$E_{trans} = \sum_{i=1}^N E_i^{trans},$$

- der Thrust

$$T = \max_{\text{alle } t} \left(\frac{\sum_{i=1}^{N_{Spur}} |\vec{p}_i \vec{n}_t|}{\sum_{i=1}^{N_{Spur}} |\vec{p}_i|} \right),$$

- die Sphärizität

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3),$$

wobei λ_2 und λ_3 die kleinsten Eigenwerte des Impulstensors sind ,

- die schmale Hemisphärenbreite bzgl. der Thrust–Achse \vec{n}_T

$$b_{min} = \min_{-,+} \left(\frac{\sum_{\pm \vec{p}_i \vec{n}_T > 0} |\vec{p}_i \times \vec{n}_T|}{2 \cdot \sum_i |\vec{p}_i|} \right),$$

- die auf H_0 normierten Fox–Wolfram–Momente H_3 und H_4 [62] mit

$$H_l = \left(\frac{4\pi}{2l+1} \right) \sum_{m=-l}^{+l} \left| \sum_{i=1}^N Y_l^m(\Omega_i) \frac{|\vec{p}_i|}{\sqrt{s}} \right|^2 = \sum_{i,j} \left(\frac{|\vec{p}_i| |\vec{p}_j|}{s} P_l(\cos \varphi_{ij}) \right),$$

wobei es sich bei $Y_l^m(\Omega)$ um Kugelflächenfunktionen und bei $P_l(\cos \varphi)$ um Legendre–Polynome handelt ,

- die gewichtete Summe der sieben höchsten Teilchenimpulse

$$psc = \sum_{i=1}^7 |\vec{p}_i|^3,$$

- die größte Wahrscheinlichkeit eines kinematischen Fits mit sechs Nebenbedingungen (Energie- und Impulserhaltung sowie zwei Objekte mit W -Masse) unter den drei möglichen Jetpaarungen

$$prob_{WW} ,$$

- die minimale Multiplizität in einem Jet

$$N_{min} ,$$

- der kleinste Winkel zwischen je zwei Jets nach dem 4C-Fit

$$\Theta_{min} ,$$

- die Differenz zwischen höchster und niedrigster Jetenergie nach dem 4C-Fit

$$E_{diff} = E_{max} - E_{min} .$$

Die Wahl dieser Variablen trug vor allem den Hauptunterschieden zwischen den hadronischen WW -Ereignissen und dem dominierenden QCD-Untergrund Rechnung. Die Signalereignisse bestanden aus vier Quarkjets. QCD-Ereignisse brauchten für eine Vierjetstruktur zusätzlich zu ihren beiden Quarkjets noch zwei Gluonjets. Die Energie eines Gluons und der Winkel, unter dem es abgestrahlt wird, hängen in der Art zusammen, dass eine höhere Energie einem größeren Winkel entspricht. Jedoch nimmt der Wirkungsquerschnitt der Abstrahlung mit steigender Energie ab, so dass die Gluonjets im Mittel eine niedrigere Energie und damit auch eine niedrigere Multiplizität aufwiesen als die Quarkjets eines W -Paares. Somit lag im Vergleich zum Signal bei den QCD-Ereignissen häufig eine größere Differenz zwischen den verschiedenen Jetenergien, ein kleinerer minimaler Winkel zwischen den Jets und eine niedrigere minimale Multiplizität pro Jet vor.

Observablen wie der Thrust, die Sphärizität, die Hemisphärenbreite und die rotationssymmetrischen Fox-Wolfram-Momente charakterisieren die Form und die räumliche Struktur eines Ereignisses. Auch dort ließen sich Unterschiede zwischen den Klassen durch die Quark- bzw. Gluonjets feststellen und für die Selektion ausnutzen.

Alle verwendeten Variablen sollten nach der Vorselektion eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und simulierten Ereignissen aufweisen. Dies traf auch bei allen untersuchten Energien auf fast alle Observablen zu. In Abbildung 5.3 sind beispielhaft vier verschiedene Variablen bei 207 GeV dargestellt. Dabei wurden die simulierten Ereignisse entsprechend ihrem Wirkungsquerschnitt in der Simulation und der Luminosität der Daten gewichtet und die verschiedenen Klassen mit unterschiedlichen Farben in den Histogrammen übereinander aufgetragen. Die Daten sind mit ihrem statistischen Fehler dargestellt.

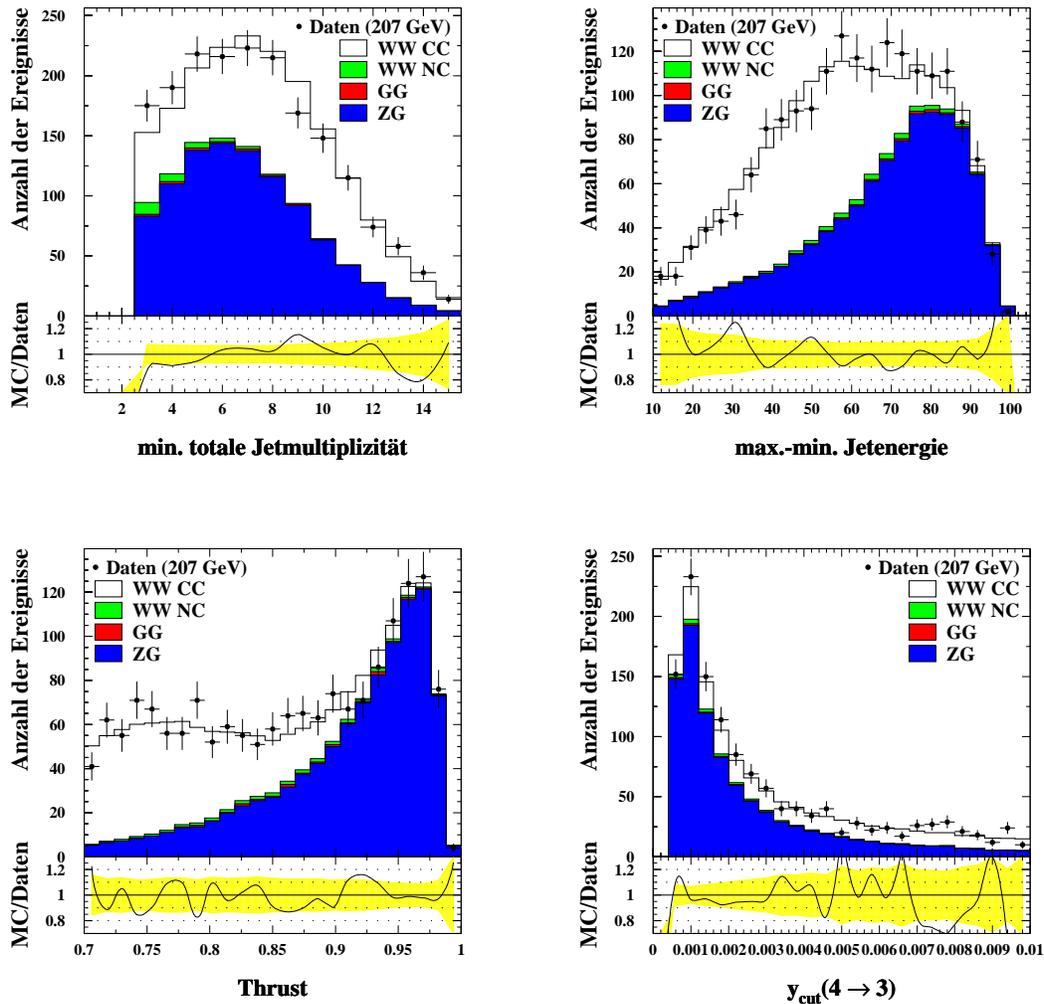


Abbildung 5.3: Der Vergleich zwischen Daten (Punkte) und verschiedenen Simulationen (unterschiedliche Histogramme) für unterschiedliche Observablen nach der Vorselektion bei 207 GeV. Oben sind jeweils in weiß die WW -Ereignisse oder die Vier-Fermion-Untergrundprozesse mit identischen Endzuständen (z.B. Z -Paarereignisse) dargestellt. Daran schließen sich alle anderen Vier-Fermion- sowie Zwei-Photon-Ereignisse an. Den Abschluss bilden die QCD-Ereignisse. Im unteren Abschnitt ist das Verhältnis aus der Summe aller Simulationen zu den Daten aufgetragen.

Die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ist bei allen Verteilungen gut. Für einen vollständigen Überblick sind im Anhang A die Verteilungen aller Eingabegrößen bei 189, 196 und 207 GeV zu finden.

Die einzige Ausnahme bildete die rekonstruierte Schwerpunktsenergie. Abbildung 5.4 zeigt die $\sqrt{s'}$ -Verteilungen nach der jeweiligen Vorselektion bei 189 und 207 GeV. Bei der höheren Energie ist im letzten Eintrag ein deutlicher Überschuss an simulierten Ereignissen zu erkennen, bei 189 GeV ist die Übereinstimmung etwas besser. Der gleiche Unterschied trat auch ohne die Vorselektion auf. Dann gab es zusätzlich einen Datenüberschuss im zweiten Maximum der Verteilung im Bereich der Z -Masse. Die Differenz rührte hauptsächlich daher, dass bei den QCD-Ereignissen in der Simulation die Schwerpunktsenergie gelegentlich zu hoch rekonstruiert wurde und so aus Z -Returns nicht-radiative Ereignisse wurden. Die Auswirkung dieses Unterschiedes auf die Ergebnisse der Analyse wurde im Rahmen systematischer Studien untersucht und ist in Kapitel 6.2.2 beschrieben.

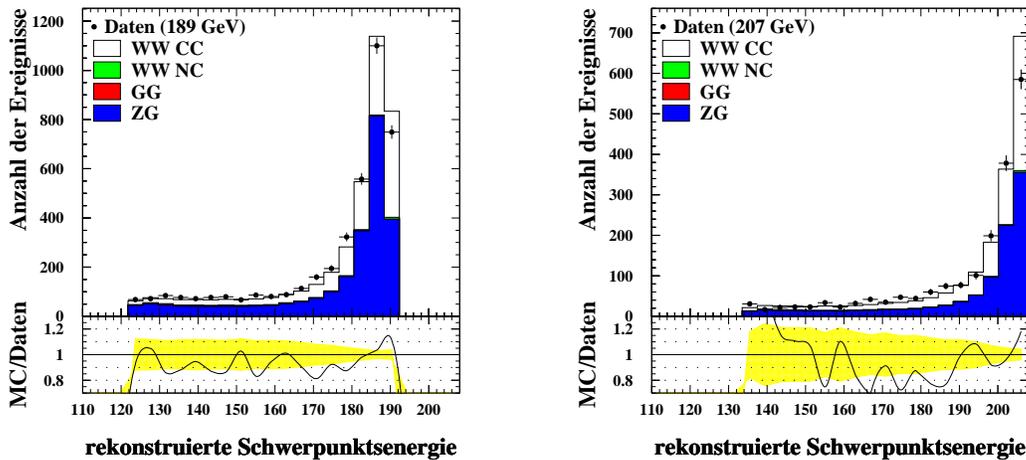


Abbildung 5.4: Der Vergleich der Daten (Punkte) mit den verschiedenen Simulationen (unterschiedliche Histogramme) für die rekonstruierte Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$ nach der jeweiligen Vorselektion bei 189 und 207 GeV.

Das unterste Histogramm zeigt jeweils die QCD-Ereignisse. Ganz oben sind in weiß die WW -Ereignisse oder die Vier-Fermion-Untergrundprozesse mit identischen Endzuständen (z.B. Z -Paarereignisse) zu sehen. Darunter folgen alle anderen Vier-Fermion- und die Zwei-Photon-Ereignisse.

Der untere Abschnitt gibt das Verhältnis aus der Summe aller Simulationen zu den Daten an.

Einige der gewählten Eingabegrößen sind untereinander korreliert, z.B. die Ereignisformvariablen oder die Jetgrößen. Dennoch lieferten alle dreizehn für das neuronale Netz relevante Informationen. Dies stellte sich heraus, als ein weiteres neuronales Netz mit nur zwölf dieser Eingabegrößen getestet wurde. Nacheinander wurde immer eine der Variablen herausgelassen, aber bei allen dreizehn Versuchen verschlechterte sich die Selektionsqualität.

Das Training

Das neuronale Netz wurde mit einem einfachen Backpropagation-Algorithmus (vgl. Tabelle 3.1) bei jeder Schwerpunktsenergie separat trainiert. Aus den simulierten Ereignissen wurden nach der jeweiligen Vorselektion je 2500 (bei 161 und 172 GeV nur 1500) Vertreter der Signalklasse $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ und der QCD-Ereignisse $Z/\gamma \rightarrow q\bar{q}(g)$ ausgewählt. Diese Anzahl wurde so groß gewählt, um sicherzustellen, dass das Netz die angebotenen Muster nicht auswendig lernen konnte. Im Rahmen des überwachten Lernprozesses wurden dem Netz abwechselnd zufällig ausgewählte Signal- und QCD-Ereignisse mit den Sollergebnissen $+1$ (für Signal) bzw. -1 (für Untergrund) präsentiert und anschließend die Gewichte aufdatiert. Nach einem Zyklus aus je 2500 (1500) Ereignissen beider Klassen wurde der mittlere Fehler aus der Fehlerfunktion bestimmt. Ein Konvergieren dieses Wertes kennzeichnet ein erfolgreiches Training und tatsächlich traten bei allen Trainings nach wenigen hundert Zyklen nur noch Fluktuationen auf. Abbildung 5.5 zeigt den mittleren Fehler als Funktion der Anzahl der Trainingszyklen für die Trainings bei 189 und 207 GeV.

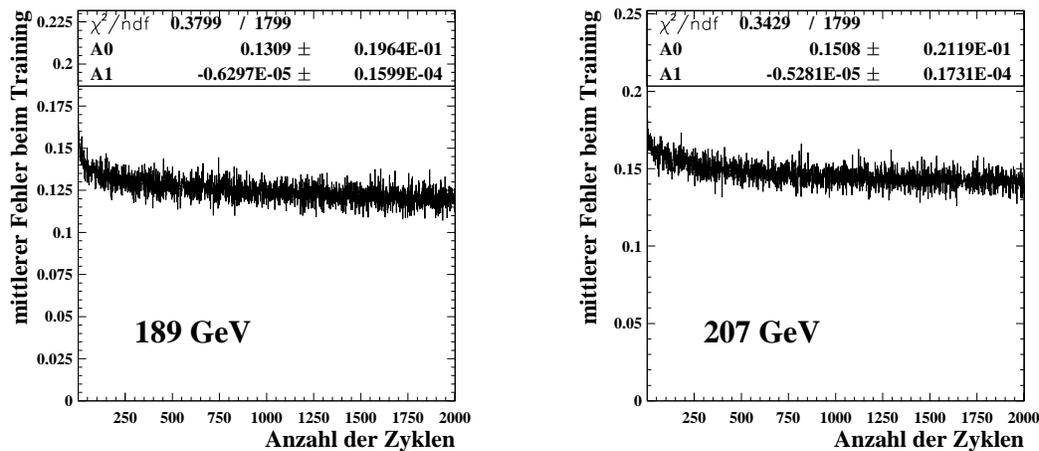


Abbildung 5.5: Die mittleren Fehler während der Trainings des neuronalen Netzes bei 189 und 207 GeV. Die Parameter gehören zu einem Geradenfit ab Zyklus 200.

Geradenfits ab dem 200. Zyklus liefern Steigungen A_1 , die im Rahmen der Fehler mit Null verträglich sind. Dies gilt auch für alle anderen Trainings.

Mit Hilfe zweier kleiner Mengen an simulierten Ereignissen für das Signal und den QCD–Untergrund wurde während des Trainings in regelmäßigen Abständen die Selektionsqualität überprüft. Für alle Ereignisse wurde der Ausgabewert berechnet. Daraus ergaben sich die Effizienzen beider Ereignisklassen. Unter Beachtung der Konvergenz des Fehlers wurde nach 2000 Zyklen ermittelt, zu welchem Zeitpunkt des Trainings die günstigste Relation zwischen Signal und Untergrund bestand. Die zugehörigen Gewichte und Einstellungen des neuronalen Netzes bildeten die Konfiguration für die weitere Analyse.

Die internen Parameter des neuronalen Netzes wurden bei keinem Training verändert. Die verwendeten Werte für die Lernrate η , die Temperatur T der Sigmoidfunktion, den Wertebereich b der initialen Gewichte und den Faktor α , der im Algorithmus die Aufdatierung der Gewichte an die vorangegangene Änderung anpasst, sind Tabelle 5.4 zu entnehmen. Die Einflüsse der Änderungen dieser Werte auf die Selektionsergebnisse wurden im Rahmen der systematischen Studien untersucht und sind in Kapitel 6.2.2 näher erläutert.

Lernrate η	0,0025
Temperatur T	1,0
Wertebereich b	0,6
Faktor α	0,56

Tabelle 5.4: Die verwendeten Werte der wichtigsten Parameter im Backpropagation–Algorithmus des neuronalen Netzes.

Die Nutzung des Netzes und die Selektion

Für die Daten und für alle Simulationsereignisse, die weder während des eigentlichen Trainings noch zur Wahl der Konfiguration verwendet worden waren, wurde der Ausgabewert des neuronalen Netzes berechnet. Abbildung 5.6 zeigt die Verteilungen der Ausgabewerte sowohl für die Daten als auch für die Signal- und Untergrundereignisse bei 189 und 207 GeV. Die entsprechenden Verteilungen für die anderen Energien, aufgeführt in Anhang B, sehen sehr ähnlich aus.

Alle Diagramme zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und den MC–Ereignissen. Der deutliche Unterschied zwischen dem Signal und den QCD–Ereignissen zeigt, dass das Training des neuronalen Netzes erfolgreich war. Semi-leptonische W –Paarereignisse und Zwei–Photon–Ereignisse liegen mehrheitlich bei

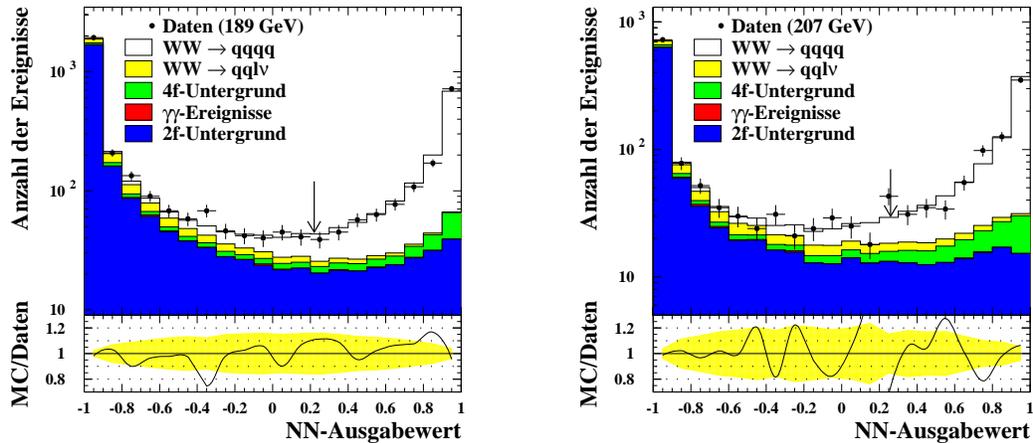


Abbildung 5.6: Die Ausgabeverteilungen des neuronalen Netzes bei 189 und 207 GeV für die Daten (Punkte, mit statistischen Fehlern) und verschiedene Simulationen (Histogramme).

In weiß sind die hadronischen W -Paare dargestellt, darunter folgen die semileptonischen. Es schließen sich die verschiedenen Untergrundprozesse an, zuerst die Vier-Fermion-, dann die Zwei-Photon- und zuletzt die QCD-Ereignisse. Der Pfeil stellt den Schnittwert für die Selektion dar.

Im unteren Abschnitt ist das Verhältnis aus der Summe aller Simulationen zu den Daten aufgetragen.

niedrigen Ausgabewerten und damit im Untergrundbereich. Ereignisse aus dem Vier-Fermion-Untergrund weisen hingegen eher höhere Werte auf. Es handelt sich zumeist um hadronische Z -Paarereignisse, die dem Signal so ähnlich sehen, dass eine Trennung nahezu ausgeschlossen ist.

Kapitel 6

Selektionsergebnisse und Messfehler

6.1 Die Selektionsergebnisse

Die Ausgabewerte des neuronalen Netzes wurden für alle simulierten Ereignisse sowie die Daten unter Verwendung des Trainings bei der entsprechenden Schwerpunktsenergie berechnet.

Die abschließende Periode des Jahres 2000, in der ein Sektor der TPC ausgefallen war, wurde in den beiden Energiebereichen oberhalb und unterhalb von 205,5 GeV unterschiedlich behandelt. Der Anteil des u-Processings bei 205 GeV war so klein (vgl. Tabelle 5.1), dass diese Daten dem e-Processing zugeschlagen und keine zusätzlichen Simulationen verwendet wurden. Bei 207 GeV wurden beide Processings wie eigenständige Energiepunkte behandelt, jedoch auf der Basis nur eines Trainings, welches mit den Simulationen des e-Processings durchgeführt worden war.

Aus den selektierten MC-Ereignissen ließen sich die Selektionseffizienz (definiert in Gleichung 5.3), der verbleibende Untergrund und die Reinheit der Selektion bestimmen. Der Untergrund bg (*background*) berechnete sich aus dem verbliebenen Anteil der Ereignisse sowie dem Wirkungsquerschnitt der Klasse in der Simulation gemäß

$$bg = \frac{N_{sel}}{N_{tot}} \cdot \sigma_{sim} = \varepsilon \cdot \sigma_{sim} \quad (6.1)$$

mit der Einheit pb oder fb. Als Reinheit p (*purity*) wird folgende Kombination aus der Effizienz und dem Simulationswirkungsquerschnitt des Signals sowie dem vollständigen Untergrund bg_{tot} bezeichnet:

$$p = \frac{\varepsilon_{sig} \cdot \sigma_{sig}}{\varepsilon_{sig} \cdot \sigma_{sig} + bg_{tot}}. \quad (6.2)$$

Das Produkt aus Signaleffizienz und Reinheit $\varepsilon \cdot p$ ist ein gutes Maß für die Qualität einer Selektion und gibt gleichzeitig einen Hinweis auf den zu erwartenden statistischen Fehler.

Selektiert wurden alle Ereignisse, deren Ausgabewert des neuronalen Netzes oberhalb eines bestimmten Grenzwertes lag. Tabelle 6.1 zeigt eine Übersicht über die wesentlichen Selektionsergebnisse bei allen untersuchten Schwerpunktsenergien. Bei 161 GeV spiegelt das niedrige Produkt aus Effizienz und Reinheit das ungünstige Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Signal und QCD-Untergrund wider (vgl. Kapitel 4.1.1). Zu höheren Energien hin verbessert sich dieses Verhältnis, ändert sich oberhalb von 183 GeV aber nur noch wenig. Entsprechend stiegen die Selektionsqualitäten zuerst an und blieben dann ab dieser Energie relativ konstant. Dabei lag die Signaleffizienz im Durchschnitt bei über 88% und zeigte keine Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie, sondern nur vom gewählten Grenzwert. Die Resteffizienz für semileptonische WW -Paare lag für Elektronen und Myonen in den meisten Fällen bei unter 1% und für τ -Leptonen bei unter 4%. Damit war der Anteil dieser Ereignisse am Untergrund mit weniger als 0,200 pb sehr klein gegenüber dem bei allen Energien dominierenden QCD-Untergrund und ebenfalls deutlich geringer als der Vier-Fermion-Untergrund, der oberhalb von 180 GeV zu etwa 90% aus hadronischen Z -Paarereignissen bestand. Zwei-Photon-Ereignisse konnten mit einem Beitrag von weniger als 0,014 pb nahezu vernachlässigt werden. Der deutliche Anstieg des ZZ -Untergrundes mit zunehmender Energie basiert auf dem im Bereich der Massenschwelle der Z -Paarproduktion bei etwa 180 GeV stark ansteigenden Wirkungsquerschnitt.

Wie schon beim ersten Einsatz des neuronalen Netzes praktiziert [63], wurde die Lage der Schnitte über das Maximum des Produktes aus Effizienz und Reinheit ausgewählt, da dies den kleinsten statistischen Fehler erwarten ließ und der statistische Fehler gegenüber dem systematischen dominierte. In Abbildung 6.1 ist oben der Wert $\varepsilon \cdot p$ als Funktion der Ausgabevariablen des neuronalen Netzes für 189 und 207 GeV dargestellt. Bei allen Energien außer 161 GeV sind die Verteilungen ähnlich. Die Selektionsqualität ist über einen weiten Bereich sehr gut und ändert sich nur geringfügig, erst bei sehr hohen oder sehr niedrigen Effizienzen fällt $\varepsilon \cdot p$ stark ab. Die Pfeile zeigen die gewählten Schnittwerte im Maximum der Verteilung an.

Der Unterschied in der Verteilung bei 161 GeV (Abbildung 6.1 unten) spiegelt die spezielle Topologie der W -Paarereignisse nahe der Massenschwelle wider. Die W -Bosonen zerfielen dort nahezu in Ruhe, wohingegen sie bei höheren Schwerpunktsenergien im Mittel einen Impuls trugen, der auch auf die Flugrichtungen der Zerfallsprodukte wirkte und zu einem sogenannten *Boost* führte. Der fehlende Boost bewirkte einen stärkeren Unterschied im Vergleich zu den QCD-Ereignissen, die nur einen geringen Energieverlust durch ISR aufwiesen und somit einen Boost besaßen. Dadurch konzentrierten sich die Signalereignisse vermehrt bei den höchsten Ausgabewerten des neuronalen Netzes (vgl. oberes linkes Bild der Abbildung B.1 in Anhang B). Ein sinkender Schnittwert führte somit nur zu einem geringen Anstieg

Jahr	$\langle\sqrt{s}\rangle$ [GeV]	Schnitt	ε_{4q} [%]	Untergrundwerte [pb]				p [%]	$\varepsilon \cdot p$ [%]	\mathcal{L} [pb ⁻¹]	Daten
				bg_{WW}	bg_{QCD}	bg_{4f}	bg_{tot}				
1996	161,31	0,74	70,64	0,005	0,769	0,038	0,813	58,3	41,2	9,77	14
	172,04	0,59	83,10	0,066	1,164	0,076	1,306	77,8	64,7	9,78	46
1997	182,65	0,37	87,54	0,084	1,319	0,226	1,628	79,0	69,2	52,51	416
1998	188,63	0,22	87,90	0,091	1,317	0,400	1,809	78,3	68,8	154,35	1270
1999	191,58	0,12	88,72	0,099	1,336	0,466	1,901	77,9	69,1	25,16	221
	195,51	0,18	88,81	0,119	1,364	0,516	1,999	77,4	68,7	76,08	681
	199,51	0,23	88,24	0,103	1,255	0,547	1,904	78,2	69,0	82,79	735
	201,64	0,09	88,17	0,126	1,285	0,567	1,977	77,5	68,4	40,31	358
2000	204,81	0,22	88,57	0,132	1,278	0,593	2,003	77,5	68,7	82,63	753
	206,61	0,26	88,24	0,192	1,240	0,597	2,029	77,2	68,1	84,47	751
(u1)	206,45	0,27	87,84	0,187	1,283	0,586	2,055	76,9	67,6	51,35	447
									Σ_{Jahre}^{alle}	669,20	5692

Tabelle 6.1: Die wesentlichen Selektionsergebnisse für alle Energien:
 Die Selektionseffizienzen für hadronische WW -Ereignisse, die
 Untergrundwerte für die verschiedenen Ereignisklassen, die Rein-
 heiten und die selektierten Datenereignisse.

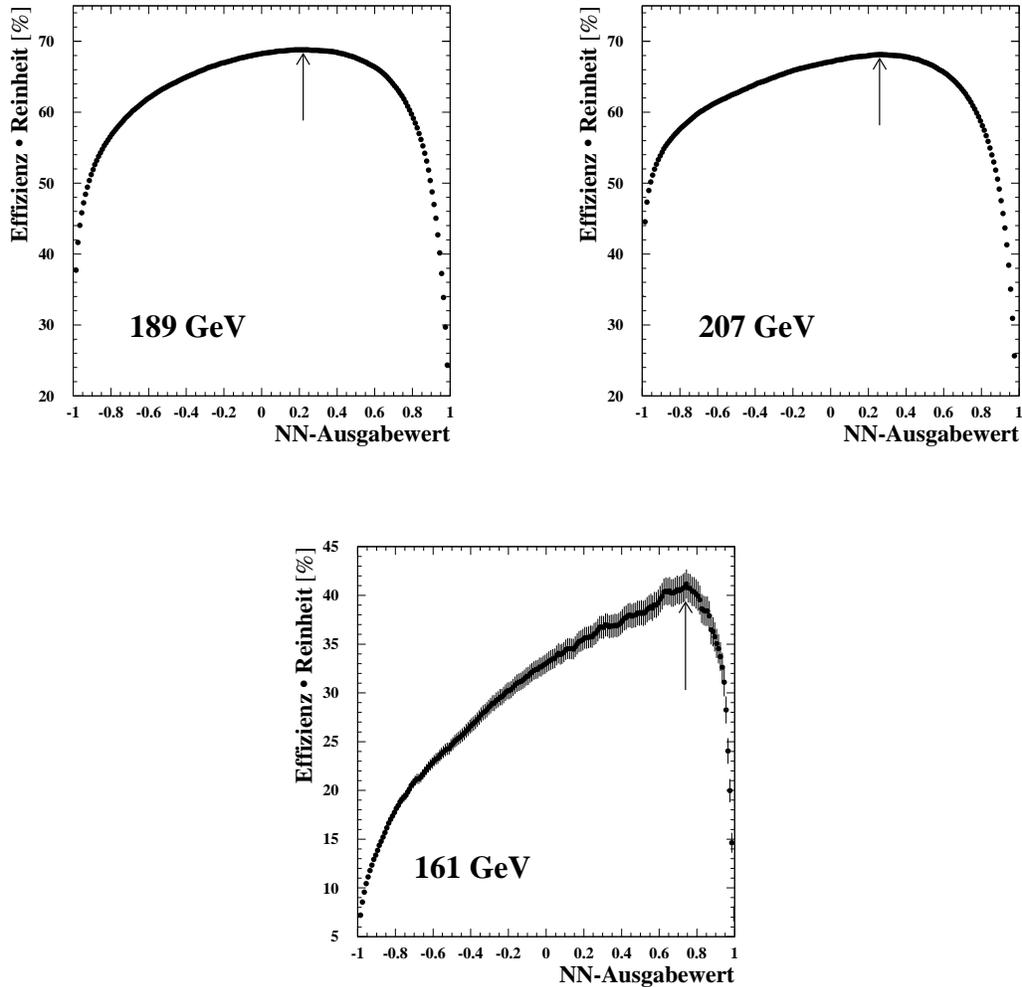


Abbildung 6.1: Die Selektionsqualität des neuronalen Netzes, charakterisiert durch das Produkt aus Effizienz und Reinheit, als Funktion des Ausgabewertes bei verschiedenen Energien. Die Pfeile markieren die Schnittwerte.

der Effizienz, während der Untergrund stärker zunahm bzw. die Reinheit entsprechend zurückging. Folglich fiel auch das Produkt aus Effizienz und Reinheit schneller ab als bei den anderen Schwerpunktsenergien.

Die Ergebnisse im Vergleich zu alten DELPHI-Analysen

Die Analysen und Ergebnisse, die die DELPHI-Kollaboration in früheren Jahren veröffentlicht hat [56–58, 63], basieren ebenfalls auf Selektionen mit optimiertem Produkt $\varepsilon \cdot p$. Daher lassen sie sich gut mit den vorliegenden Resultaten vergleichen.

In Tabelle 6.2 sind die neuen Ergebnisse den alten gegenübergestellt. Bei 189 GeV basiert die alte Analyse auf einem sehr ähnlichen neuronalen Netz. Daher überrascht es nicht, dass die Selektionsqualität vergleichbar ist. Der kleine Unterschied rührt vor allem aus der Verwendung verschiedener Modelle für die QCD-Ereignisse her, bei der alten Analyse wurde PYTHIA verwendet, bei der neuen ARIADNE. Mit PYTHIA erzielt das neue Netz ebenfalls ein $\varepsilon \cdot p$ von 69,5%. Genauere Einzelheiten zu den Unterschieden verschiedener Simulationsmodelle werden im Rahmen der Studien über systematische Unsicherheiten (siehe Kapitel 6.2.2) dargelegt.

Bei den anderen aufgeführten Energien wurde früher eine Selektion auf der Basis sequentieller Schnitte für verschiedene Variablen durchgeführt. Ein neuronales Netz mit diskriminativen Eingabevariablen sollte durch seine Fähigkeit zu einer nichtlinearen Trennung eine bessere Qualität liefern. Dies trifft bei allen Energien auch uneingeschränkt zu, denn das Produkt aus Effizienz und Reinheit steigt relativ um 10 bis 15%.

alte Analysen					
[GeV]	Art der Analyse	ε_{4q} [%]	bg_{tot} [pb]	p [%]	$\varepsilon \cdot p$ [%]
161	lineare Schnitte	61,3	0,61	61,0	37,4
172	lineare Schnitte	82,7	2,14	68,2	56,4
183	lineare Schnitte	82,2	1,82	76,0	62,5
189	neuronales Netz	88,7	1,79	78,6	69,7
vorliegendes neuronales Netz					
[GeV]	Art der Analyse	ε_{4q} [%]	bg_{tot} [pb]	p [%]	$\varepsilon \cdot p$ [%]
161	neuronales Netz	70,6	0,81	58,3	41,2
172	neuronales Netz	83,1	1,31	77,8	64,7
183	neuronales Netz	87,5	1,63	79,0	69,2
189	neuronales Netz	87,9	1,81	78,3	68,8

Tabelle 6.2: Neue und alte Selektionsergebnisse im Vergleich: Selektionseffizienzen, verbleibender Untergrund, Reinheit der Selektion und $\varepsilon \cdot p$.

6.2 Die Diskussion der Messfehler

Die Messfehler unterteilen sich in einen statistischen und einen systematischen Anteil.

6.2.1 Der statistische Fehler

Dieser Fehler ergibt sich, wie der Name schon sagt, aus Grundlagen der Statistik. Ein Ergebnis ist umso verlässlicher und genauer, je mehr Wiederholungen einer Messung durchgeführt werden oder je mehr Daten in eine Messung eingehen. Bei einer Zählrate N , wie sie in dieser Analyse in Form der selektierten Datenergebnisse vorliegt, lässt sich die statistische Unsicherheit annähern durch $\Delta N = \sqrt{N}$. Dies bedeutet, dass der relative Fehler $\frac{\Delta N}{N}$ mit zunehmender Zählrate kleiner wird.

Um den statistischen Fehler zu reduzieren, bestehen im Rahmen von LEP2-Studien die Möglichkeiten, sowohl Ergebnisse über die verschiedenen Schwerpunktsenergien zu mitteln als auch die Resultate aller vier Experimente zu kombinieren.

6.2.2 Die systematischen Unsicherheiten

Für die vorliegende Analyse wurde eine Vielzahl von verschiedenen Effekten untersucht, die zu systematischen Fehlern führte. Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts waren die Auswirkungen aller Systematiken auf die Signaleffizienz und die verschiedenen Untergrundklassen relevant. Aus diesen Unsicherheiten ergab sich dann der systematische Fehler des Wirkungsquerschnitts, wie in Kapitel 7 näher erläutert wird.

Variationen der Parameter des neuronalen Netzes

Die Wahl der Parameter und der Architektur des verwendeten neuronalen Netzes ist in Kapitel 5.3.2 beschrieben. Obwohl eine Variation der Kenngrößen ein anderes Training bedeutet und sich damit auch das Werkzeug zur Selektion verändert, wurden im Rahmen dieser Analyse solche Studien durchgeführt, um den Einfluss auf die Selektionsqualität und das Ergebnis für den Wirkungsquerschnitt zu prüfen.

Die Parameter des Backpropagation-Algorithmus, vor allem der Faktor α , die Temperatur T , der Wertebereich b der initialen Gewichte und die Lernrate η , bestimmen den Ablauf des Trainings. Eine Variation aller dieser Parameter in einem sinnvollen Bereich um die Zentralwerte, die in Tabelle 5.4 aufgeführt sind, zeigte keinen signifikanten Einfluss auf die Selektionsqualität.

Die Architektur wurde einerseits durch eine Variation der Anzahl an verdeckten Knoten und durch Hinzufügen einer zweiten verdeckten Ebene verändert. Es ergaben sich marginale Unterschiede in der Schnelligkeit, in der das Training konvergierte, aber ein Einfluss auf die Selektionsqualität ließ sich nicht feststellen.

Andererseits wurde die Beschränkung auf zwei Trainingsklassen und nur einen Ausgabeknoten aufgehoben. Neben dem Signal und dem QCD-Untergrund wurden auch noch Z -Paarereignisse im Training verwendet, um so eventuell die Trennung von WW - und ZZ -Ereignissen zu verbessern. Entsprechend der drei Klassen wurden drei Ausgabeknoten mit den Sollwerten $(+1|-1|-1)$, $(-1|+1|-1)$ und $(-1|-1|+1)$ verwendet. Durch die sehr große Ähnlichkeit zwischen hadronischen WW - und ZZ -Zerfällen wurden die Ausgabeverteilungen verzerrt, vor allem die Verteilungen für die Bosonpaare gruppierten sich an ihren beiden Knoten in der Mitte. Es blieb zwar eine Selektion möglich, vor allem zwischen QCD- und Signalereignissen. Die Selektionsqualität verbesserte sich jedoch nicht, während das Training mehr Zeit in Anspruch nahm.

Als Pruning wird das Verfahren bezeichnet, Gewichte mit sehr kleinem Wert als unbedeutend zu verwerfen. Es wurden zwei Ansätze in diese Richtung verfolgt.

Im Programm JETNET ist eine entsprechende Option integriert, indem die Fehlerfunktion durch einen Term mit einem Lagrange-Multiplikator λ erweitert wird. Dadurch ergibt sich in den Formeln zur Änderung aller Gewichte und der Schwellenwerte für jeden Knoten ebenfalls ein zusätzlicher Term mit λ . Ein weiterer Parameter D steuert darüber hinaus, wann das Pruning durchgeführt wird. $D = 0$ bedeutet kein Pruning, $D = 1$ steht für permanentes Pruning.

Bei der Verwendung dieser Pruning-Option wurden nicht nur einzelne Gewichte verworfen, sondern verdeckte Knoten vollständig abgetrennt. Bei der Nutzung von fünf oder mehr verdeckten Knoten wurde diese Anzahl auf vier reduziert, aus vier wurden sogar nur drei. Dies bedeutet, dass die Optimierungsaufgabe, die sich hinter der Selektion verbirgt, im mathematischen Sinn weniger Parameter benötigt als ein größeres Netz bereitstellt. Dennoch verbesserte sich bei allen Tests dieses Pruning-Ansatzes die Selektionsqualität gegenüber der Architektur $13 - 7 - 1$ ohne Pruning ebenso wenig wie bei Netzen, die von vorne herein weniger als 7 verdeckte Knoten nutzten.

Der zweite Ansatz, der überprüft wurde, bestand aus einem einfachen äußeren Eingriff in die Trainingsprozedur. Nach einer bestimmten Anzahl von Zyklen wurden alle Gewichte, die unter einem vorgegebenen Wert lagen, aus dem Netz entfernt. Anschließend wurde das Training fortgesetzt.

Verschiedene Tests mit unterschiedlichen Einstellungen für den Grenzwert und die Anzahl der Zyklen wurden durchgeführt. Mit einer Grenze im Bereich von 0,2 bis 0,4 und 200 bis 500 Zyklen reduzierte sich die Anzahl der Gewichte im Mittel um etwa ein Drittel. Abbildung 6.2 zeigt die Topologie eines neuronalen Netzes nach einem

Training über 2000 Zyklen, bei dem alle 350 Zyklen jedes Gewicht mit $|w| < 0,25$ verworfen wurde. Obwohl schließlich von 91 Verbindungen nur 61 verblieben, wurde kein Knoten vollständig abgekoppelt, weder in der Eingabeebene noch in der verdeckten Schicht.

Die Anzahl der Gewichte nach diesem einfachen Pruning lag mit 60 bei ungefähr demselben Wert wie nach dem JETNET-Pruning, da ein Netz mit der Konfiguration $13 - 4 - 1$ genau 56 Verbindungen besitzt. Damit bestätigte sich, dass diese Anzahl an Parametern ausreicht, um das mathematische Problem zu lösen. Aber auch mit dem zweiten Ansatz ließ sich die Selektionsqualität nicht verbessern.

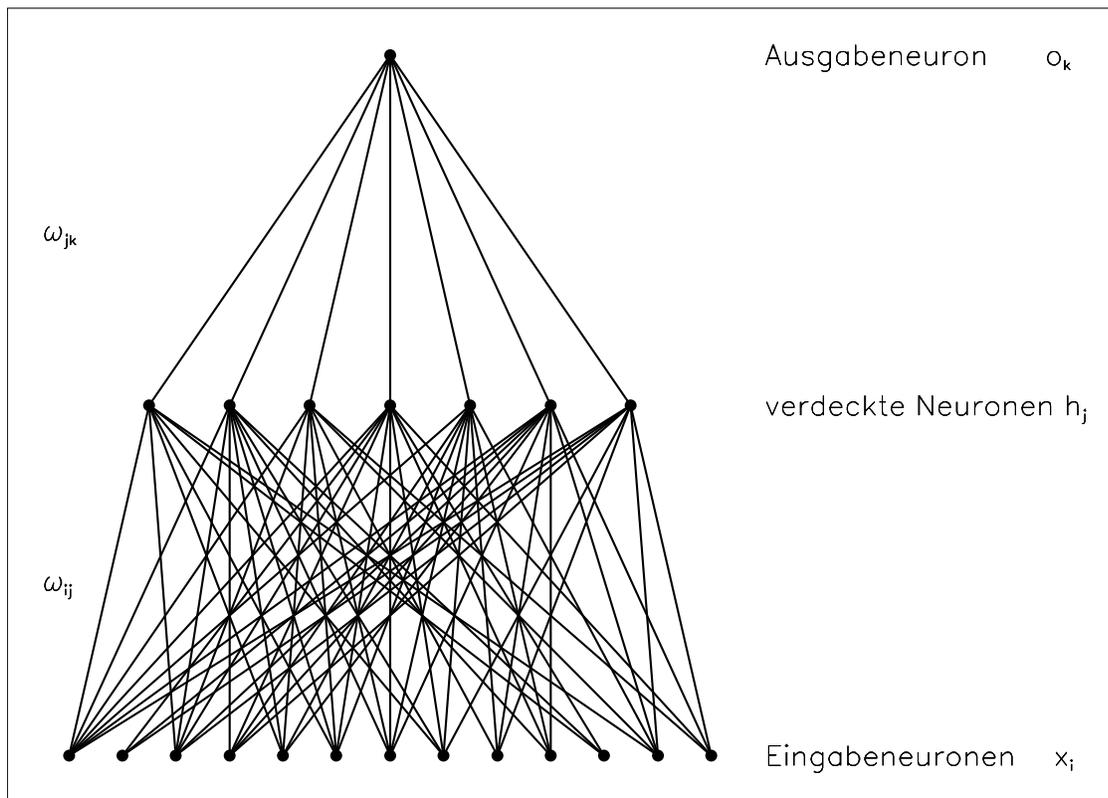


Abbildung 6.2: Die Topologie des neuronalen Netzes nach dem einfachen Pruning-Verfahren.

Insgesamt ließ sich bei keiner der beschriebenen Studien ein signifikanter systematischer Einfluss auf die Selektionsqualität nachweisen. Daher wurde kein Fehler auf die Signaleffizienz oder den Untergrund durch die Wahl der Konfiguration und der Parameter des neuronalen Netzes angenommen.

Statistik der simulierten Ereignismengen

Die Anzahl der simulierten Ereignisse ist im Vergleich mit den Daten in der Regel sehr groß. Dennoch sind die statistischen Unsicherheiten auf Effizienz und Untergrund zu berücksichtigen. Der Fehler einer Effizienz berechnet sich mit der Anzahl N_{tot} aller Ereignisse in der Menge zu

$$\Delta\varepsilon = \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot (1 - \varepsilon)}{N_{tot}}}. \quad (6.3)$$

Für die Untergrundklassen wird analog zu Gleichung 6.1 der Fehler ihrer Effizienz mit dem Wirkungsquerschnitt der Simulation multipliziert.

Tabelle 6.3 gibt einen Überblick über die relativen Fehler bei den beiden wichtigsten Ereignisklassen, dem Signal und dem QCD–Untergrund. Von 183 bis 207 GeV sind die Effekte ähnlich, wobei Unterschiede zumeist auf kleineren Schwankungen der Größe der Ereignismengen sowie auf den unterschiedlichen Schnitten und den damit verbundenen Differenzen in Effizienz und Untergrund selbst beruhen. Bei 161 und 172 GeV spiegelt sich dagegen die geringe Anzahl an simulierten Ereignissen deutlich wider. Für die anderen Untergrundklassen konnten die statistischen Einflüsse vernachlässigt werden.

Dieser statistische Beitrag wies, im Gegensatz zu den meisten anderen systematischen Fehlern, keine Korrelation zwischen den einzelnen Schwerpunktsenergien auf.

Unsicherheit der Luminosität

Die Luminosität wurde mit Hilfe des STIC aus Ereignissen der Bhabha–Streuung bestimmt. Der relative statistische Fehler dieser Messung in der LEP2–Phase lag zwischen 0,11 und 0,30%, der experimentelle Fehler betrug 0,50%. Dazu kam noch eine theoretische Unsicherheit, die 0,25% ausmachte.

Der statistische Fehler war zwischen den verschiedenen Energien unkorreliert und wurde bei den Ergebnissen quadratisch zum statistischen Messfehler addiert. Die beiden anderen Anteile konnten für die vorliegende Analyse zu 0,56% kombiniert werden. Bei der DELPHI–Analyse werden diese beiden Fehler mit Blick auf eine Kombination aller LEP–Ergebnisse getrennt behandelt, da der theoretische Fehler zwischen den vier Experimenten korreliert ist, der experimentelle jedoch nicht.

Theoretische Vorhersagen zum Zwei– und Vier–Fermion–Untergrund

Die theoretischen Vorhersagen zu den Wirkungsquerschnitten der verschiedenen Untergrundprozesse gehen unmittelbar in die Berechnung des verbleibenden Untergrundes ein. Diese Vorhersagen sind mit Unsicherheiten behaftet, die für die verschiedenen Klassen unterschiedlich groß sind.

Energie [GeV]	$\Delta\varepsilon_{4q}$ [%]	Δbg_{QCD} [%]
207	0,09	1,6
207 u-Proc.	0,09	1,6
205	0,09	1,6
202	0,27	1,6
200	0,09	1,1
196	0,10	1,8
192	0,09	1,8
189	0,10	1,3
183	0,14	1,4
172	0,97	4,8
161	1,54	8,1

Tabelle 6.3: Die relativen statistischen Fehler für die Signaleffizienz und den QCD-Untergrund bei allen Schwerpunktsenergien.

Der Effekt auf den QCD-Prozess wurde ausführlich von *Accomando et al.* beschrieben [64]. Die Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt liegt im Bereich unter einem Prozent und konnte damit gegenüber den anderen Systematiken vernachlässigt werden.

Im Vier-Fermion-Bereich hängen die theoretischen Fehler sehr stark vom betrachteten Prozess ab und variieren nach der LEP-Arbeitsgruppe für elektroschwache Physik [9] von 2% für Z -Paarereignisse über 5% für Ereignisse mit nur einem Boson (*Single-Boson-Ereignisse*) bis zu höheren Werten für den Bereich des Phasenraums, in dem $\gamma\gamma$ -Ereignisse dominieren. Die Unsicherheiten von 2% und 5% wurden auf die ermittelten Werte für den ZZ - und den übrigen Vier-Fermion-Untergrund übernommen. Der Untergrund durch Zwei-Photon-Ereignisse war hingegen so klein, dass ein Fehler von 10% zu vernachlässigen war.

Einfluss radiativer Korrekturen in der Simulation

In Kapitel 4.3.2 wird erläutert, wie die aktuellen Vorhersagen zu radiativen Korrekturen in der Simulation implementiert wurden.

Ein einfacher Test des Einflusses dieser Implementierung bestand darin, die Effizienz mit und ohne DPA-Gewicht zu vergleichen. Beide Ergebnisse stimmten im Rahmen der statistischen Genauigkeit überein.

Darüber hinaus existiert eine DELPHI-Studie, in der Ereignisse des Referenzkanals $W^+W^- \rightarrow u\bar{d}\mu\nu_\mu$ verglichen wurden, die einerseits mit der Standardimplementierung durch YFSWW und andererseits mit RACONWW erzeugt worden waren. Trotz deutlicher Unterschiede in der Art, wie die radiative Korrekturen in den Programmen behandelt werden, zeigen die Ergebnisse auf beiden Mengen keinen signifikanten Unterschied.

Als konservative Abschätzung des systematischen Einflusses der radiativen Korrekturen auf die Signaleffizienz wurde mit 0,1% ein Wert im Bereich des statistischen Fehlers der beiden Differenzen angenommen.

Detektoreffekte

Die Spurrekonstruktion und die Teilchenidentifikation waren in der Simulation und bei den Datenereignissen nicht ganz identisch. Dadurch entstanden systematische Fehler in der Bestimmung der Effizienz und des Untergrundes.

Zur Bestimmung dieser Unsicherheiten wurden simulierte Ereignisse mit einer klaren Signatur, z.B. Zwei-Lepton- oder Zweijetereignisse, mit entsprechenden Daten verglichen. In jedem Jahr der LEP2-Phase wurden auch Messungen auf der Z -Resonanz durchgeführt, bei denen, verglichen mit den Hochenergiedaten, die Detektor- und Triggerkonfiguration sowie die verwendete Rekonstruktionssoftware identisch waren. Die Verwendung dieser Ereignismengen ermöglichte durch die hohe Statistik eine präzise Bestimmung der Unterschiede zwischen Daten und Simulation.

Aus diesem Vergleich ergaben sich zwei Korrekturen, einerseits auf die Energien und Polarwinkel der Jets [65] und andererseits auf die Anzahl geladener Spuren im Vorwärtsbereich [66]. Zur Bestimmung der resultierenden systematischen Unsicherheit wurden die Selektionsergebnisse der Analyse einschließlich der Korrekturen mit den Resultaten ohne die Anpassungen verglichen.

Die fehlende Jetkorrektur auf alle simulierten Ereignisse erhöhte die Effizienz um durchschnittlich 0,14%, während kein Einfluss auf den Untergrund zu beobachten war. Konservativ wurde die Differenz vollständig als systematischer Fehler übernommen.

Die Änderung der Multiplizität erfolgte für die Daten, indem einzelne Spuren verworfen wurden. Dies führte zu einer Verringerung der selektierten Ereignisse. Das Verhältnis der beiden Selektionen ohne und mit Korrektur ist in Abbildung 6.3 für jede einzelne Schwerpunktsenergie und für die Summe aller Ereignisse dargestellt. Der Fehler wurde für eine Energie aus den tatsächlich unterschiedlichen Ereignissen ermittelt und für die anderen Energien daraus extrapoliert. Die Übereinstimmung aller Punkte ist gut, die Steigung $P2$ aus dem eingezeichneten Geradenfit ist mit Null verträglich. Für die Ereignisse kombiniert über alle Energien ergab sich ein Verhältnis von 1,003.

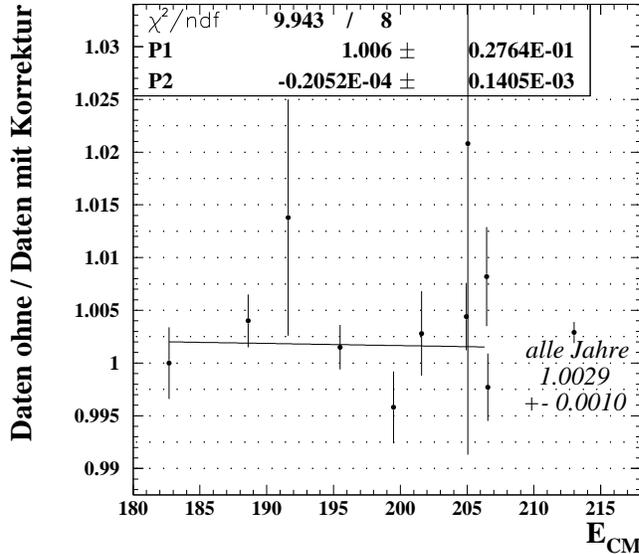


Abbildung 6.3: Das Verhältnis zwischen den selektierten Datenereignissen ohne und mit Korrektur der Multiplizität. Die eingezeichnete Gerade stammt aus einem Geradenfit, dessen Parameter angegeben sind.

In Übereinstimmung mit der Zwei-Fermion-Arbeitsgruppe in DELPHI wurde ein Drittel des ermittelten Effekts, d.h. 0,1%, als systematischer Fehler auf die Effizienz angesehen [67, 68]. Der Untergrund blieb unverändert, da diese Korrektur auf den Datenereignissen durchgeführt wurde.

Unterschiede bei den Eingabevariablen des neuronalen Netzes ließen sich mit einer *Smearing*-Technik untersuchen. In Kapitel 5.3.2 wird gezeigt, dass nur bei der rekonstruierten Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$ Diskrepanzen zwischen Daten und Simulation vorlagen.

Mit verschiedenen Ansätzen wurden die Werte von $\sqrt{s'}$ bei Simulationsereignissen verändert, um eine bessere Übereinstimmung zu erzielen. Dies wurde bei 207 GeV durchgeführt, da dort der größte Unterschied zu verzeichnen war.

Der erste Ansatz bestand in einer Verbreiterung der Verteilung durch Überlagerung einer Gauß-Funktion:

$$\sqrt{s'} \rightarrow \sqrt{s'} - \sqrt{s'} \cdot b \cdot |rnd|. \quad (6.4)$$

Bei *rnd* handelte es sich um eine Zufallszahl aus einer gaußförmig mit Breite 1,0 verteilten Menge. Mit dem Parameter *b* ließ sich eine Variation der Breite der Gauß-Funktion simulieren.

Auf Grund der Art des Unterschiedes in der Verteilung, ein Datenüberschuss überall im flachen Teil und ein Überschuss an MC-Ereignissen nur bei den höchsten

Werten, konnte der Gauß-Ansatz keine vollständige Kompensation liefern. Daher wurde der Fehler so wahrscheinlich unterschätzt. Dennoch zeigt Abbildung 6.4 auf der linken Seite, dass ein gaußförmiges Smearing mit Breite 0,4 für Signal- und QCD-Ereignisse die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation deutlich verbesserte. Ein höherer Wert für b führte zu einer Überkompensation und damit wieder zu einer Verschlechterung der Übereinstimmung.

Für $b = 0,4$ betrug die Änderung der Signaleffizienz $-0,2\%$. Gleichzeitig verringerte sich der QCD-Untergrund um $0,8\%$ und der Anteil der verbliebenen Vier-Fermion-Ereignisse um $0,4\%$.

Im zweiten Ansatz wurde bei jedem 10. Ereignis, für das $\sqrt{s'} > 0,98 \cdot \sqrt{s}$ galt, die rekonstruierte Schwerpunktsenergie um bis zu 30% der nominellen Energie reduziert:

$$\sqrt{s'} \rightarrow \sqrt{s'} - rnd \cdot 0,3 \cdot \sqrt{s}. \quad (6.5)$$

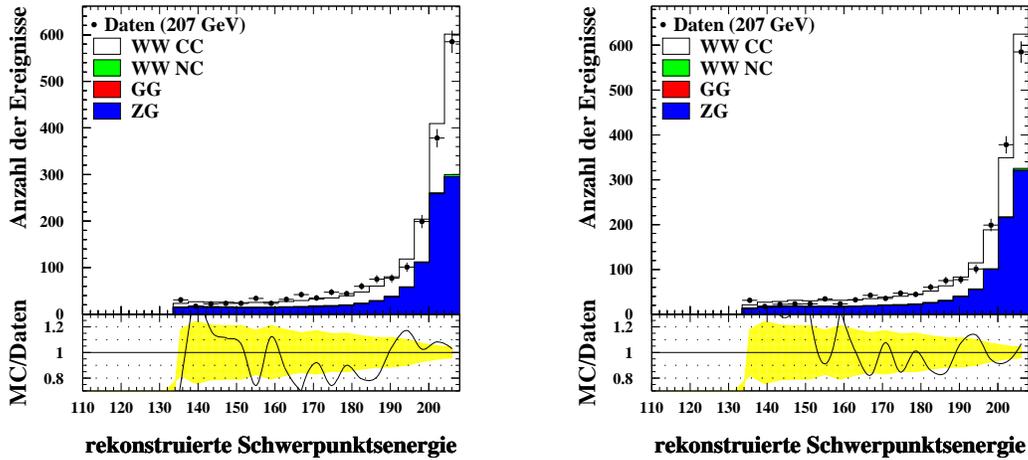


Abbildung 6.4: Die Verteilung der rekonstruierten Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$ bei 207 GeV nach zwei verschiedenen Smearing-Ansätzen, links gaußförmig und rechts alternativ.

In weiß sind die WW -Ereignisse oder die Vier-Fermion-Untergrundprozesse mit identischen Endzuständen (z.B. Z -Paarereignisse) dargestellt. Darunter folgen alle anderen Vier-Fermion- sowie die Zwei-Photon-Ereignisse. Den Abschluss bilden die QCD-Ereignisse. Die Punkte symbolisieren die Daten.

Im unteren Abschnitt ist das Verhältnis aus der Summe aller Simulationen zu den Daten aufgetragen.

In diesem Fall stammte rnd aus einer gleichverteilten Menge an Zufallszahlen aus dem Intervall $]0,1[$.

Diese Korrektur berücksichtigte nicht die tatsächliche Struktur des Ereignisses. Daher ist damit zu rechnen, dass der Fehler so vermutlich überschätzt wurde. Aber auch in diesem Fall zeigte sich bei 207 GeV eine deutlichere Verbesserung im Verhältnis von Simulation zu Daten, wie die rechte Hälfte der Abbildung 6.4 verdeutlicht.

In diesem Fall reduzierte sich die Effizienz um 0,5%, der Anteil der QCD-Ereignisse um 1,8% und der Vier-Fermion-Untergrund um 1,0%.

Bei anderen Energien führten dieselben Ansätze meistens zu einer Überkompensation, da der Unterschied zwischen Daten und Simulation kleiner war. Entsprechend waren auch die Auswirkungen auf Effizienz und Untergrund größer.

Um sowohl keine Überkompensation zu berücksichtigen als auch die Unsicherheiten der beiden Ansätze auszugleichen, wurde der systematische Fehler aus den Ergebnissen beider Ansätze bei 207 GeV gemittelt. Dies ergab eine Unsicherheit von 0,35% auf die Signaleffizienz, 0,7% auf den Vier-Fermion- sowie 1,3% auf den QCD-Untergrund.

Auswirkungen der TPC-Probleme

Wie in Kapitel 5.1 dargelegt wird, fiel in den letzten Monaten der Datennahme ein Sektor der TPC aus. Für die Energien oberhalb 205,5 GeV wurden diese Daten des u-Processings mit einer eigenen Simulation getrennt analysiert und anschließend mit den Ergebnissen der vorhergehenden Periode bei der gleichen Energie kombiniert. Dabei lieferte die Analyse sowohl in der Selektionsqualität als auch bei dem Ergebnis für den Wirkungsquerschnitt Resultate, die im Rahmen der statistischen Fehler übereinstimmten. Auch die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation war nicht schlechter.

Zusätzlich erlaubten Daten aus dieser Periode, die auf der Z -Resonanz aufgenommen wurden, einen Vergleich bei hoher Statistik zu der speziell für diesen Zeitraum produzierten Simulation. Diese Untersuchungen wurden nicht im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt, sondern aus den Analysen des semileptonischen und leptonischen Zerfallskanals übernommen, da dort sowohl hadronische als auch leptonische Ereignisse untersucht worden waren.

Aus der Differenz der Selektionsergebnisse für e- und u-Processing wurde unter Berücksichtigung der ergänzenden Studien mit hadronischen Ereignissen auf der Z -Resonanz der systematische Fehler auf die Signaleffizienz konservativ zu 0,5% abgeschätzt. Der Effekt auf den Untergrund war gegenüber den anderen Systematiken zu vernachlässigen.

FSI-Effekte

Der Einfluss der beiden wichtigsten FSI-Effekte, Colour Reconnection und Bose-Einstein-Korrelation, wurde durch die Berechnung der Selektionseffizienz aus speziellen Ereignismengen untersucht. Dabei wurden die Colour Reconnection mit dem SK1-Modell [69] und die Bose-Einstein-Korrelation mit LUBOEI [70] simuliert.

Im SK1-Modell bestimmt ein Parameter die Stärke der Colour Reconnection. Dadurch standen die Ergebnisse für die Effizienz auch in Abhängigkeit von der Wahl dieses Parameters. In einem sinnvollen Bereich ging die Effizienz im Durchschnitt um weniger als 0,1% zurück.

Für die Bose-Einstein-Korrelation ergaben sich Änderungen der Effizienz von durchschnittlich 0,3%. Allerdings sind diese Ergebnisse durch eine niedrige Statistik der simulierten Ereignisse (Fehler im Schnitt 0,2%) nur begrenzt aussagekräftig. Außerdem zeigen neueste DELPHI-Studien [71] eine schlechte Übereinstimmung zwischen dem verwendeten Modell LUBOEI und den Daten.

Insgesamt wurde der systematische Fehler auf die Effizienz durch FSI-Effekte konservativ zu 0,3% abgeschätzt.

Verschiedene Simulationsmodelle für Partonschauer und Fragmentation

Die Modelle, die in der Simulation für den Partonschauer und die Fragmentation verwendet wurden, hatten sowohl Einfluss auf die Effizienz als auch auf den verbleibenden Untergrund, da beide Größen aus simulierten Ereignissen bestimmt wurden.

Die systematische Unsicherheit auf die Selektionsergebnisse wurde durch die Verwendung unterschiedlicher Programme mit verschiedenen Modellen untersucht.

Bei den Vier-Fermion-Ereignissen wurde PYTHIA/JETSET als Standard gewählt und zum Vergleich dienten ARIADNE und HERWIG. Die Differenz zwischen den Signaleffizienzen aus den verschiedenen Generatoren wurde über die Energien gemittelt und es ergaben sich die relativen Abweichungen von $-0,45\%$ für HERWIG und $+0,23\%$ für ARIADNE. Der größere Wert wurde als systematischer Fehler für die Simulationsmodelle angenommen. Ein Effekt auf den Vier-Fermion-Untergrund war nicht auszumachen.

Die Simulation des wichtigen QCD-Untergrundes basierte bei der vorliegenden Analyse grundsätzlich auf ARIADNE. Dieser Generator liefert für die Vierjetrate die beste Übereinstimmung zwischen Simulation und den DELPHI-Daten, was vor allem bei der hohen Statistik auf der Z-Resonanz deutlich wird [36, 72]. Zum Vergleich wurden PYTHIA und HERWIG herangezogen. Abbildung 6.5 zeigt jeweils das mit PYTHIA bzw. HERWIG und ARIADNE berechnete Verhältnis der Untergrundwerte. Mengen mit PYTHIA-Ereignissen lagen bei allen Energien ab 183 GeV vor und lieferten jeweils konsistente Ergebnisse. Ein Geradenfit weist bei einem χ^2 pro Freiheitsgrad

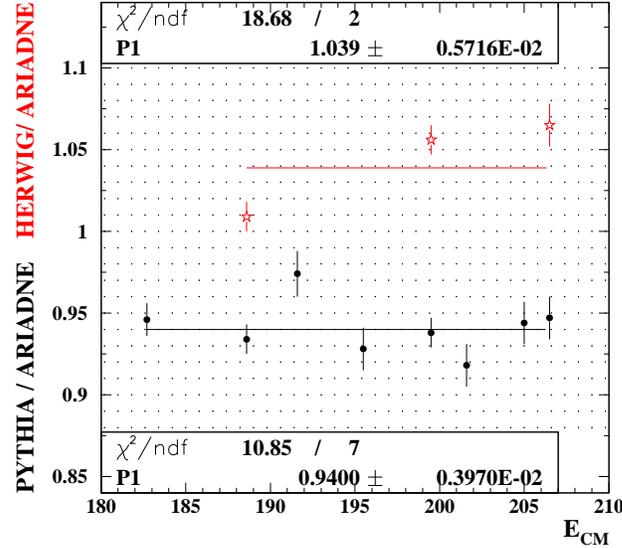


Abbildung 6.5: Das Verhältnis zwischen HERWIG und ARIADNE (obere Hälfte) bzw. zwischen PYTHIA und ARIADNE (untere Hälfte). Die Geraden resultieren jeweils aus dem Fit einer Waagerechten, die Ergebnisse der Fits sind angegeben.

von 10,5/6 eine Steigung auf, die mit Null verträglich ist ($m = (3 \pm 5) \cdot 10^{-4}$). Im Mittel verringerte sich der QCD-Untergrund um 6%.

Mit HERWIG waren Ereignisse nur bei drei Energien generiert worden. Die Resultate weichen erheblich voneinander ab und lassen fast auf eine Energieabhängigkeit schließen, obwohl eine solche Abhängigkeit theoretisch nicht plausibel wäre. Die beiden Werte mit der größeren Abweichung zu ARIADNE sind mit der Abweichung in Höhe von 6%, die sich für PYTHIA über alle verfügbaren Energien ergab, kompatibel.

Als ergänzender Test wurde versucht, den Zwei-Fermion-Untergrund über einen Fit an die Daten anzupassen. Hierzu wurden in der Ausgabeverteilung des neuronalen Netzes die gesamten Daten bei allen Energien ab 183 GeV mit der Summe aller simulierten Ereignisse verglichen, wobei außer den energieabhängigen Signalwirkungsquerschnitten ein energieunabhängiger Skalenfaktor für den QCD-Untergrund verwendet wurde. Auf der linken Seite von Abbildung 6.6 ist zu erkennen, wie wenig sich eine Erhöhung des QCD-Untergrundes um etwa 6% auf die Gesamtverteilung aller Simulationen auswirkt. Die rechte Seite von Abbildung 6.6 zeigt den angepassten Skalenfaktor mit den statistischen Fehlern als Funktion des Intervalls der Verteilung, bei dem der Fit startete, und bestätigt einen Effekt in Höhe von 6%. Ein Zwei-Parameter-Fit ergab innerhalb der statistischen Unsicherheit keine signifikante Abhängigkeit vom Ausgabewert des neuronalen Netzes.

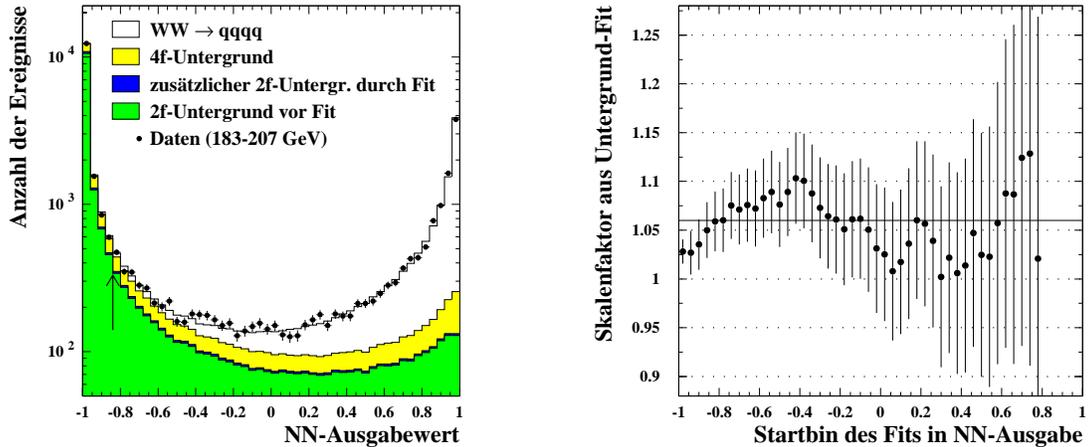


Abbildung 6.6: Links: Die Ausgabeverteilungen des neuronalen Netzes für die Daten (Punkte) und die verschiedenen Simulationen (die beiden oberen Histogramme sowie das unterste) kombiniert für alle Energien ab 183 GeV. Als schmales dunkles Band dazwischen ist der zusätzliche Zwei-Fermion-Untergrund durch den Fit zu erkennen. Der Pfeil bezeichnet den Anfangspunkt des verwendeten Fits.

Rechts: Der Skalenfaktor aus dem Fit des QCD-Untergrundes als Funktion des Startpunkts für den Fit. Die Fehler sind zwischen den Intervallen korreliert.

Auf Grund der übereinstimmenden Ergebnisse der genannten Untersuchungen wurde insgesamt ein systematischer Fehler auf den QCD-Untergrund von 6% durch die verschiedenen Simulationsmodelle angenommen.

Zusammenfassung

Tabelle 6.4 zeigt eine Zusammenfassung der verschiedenen systematischen Fehler auf die Signaleffizienz und den QCD-Untergrund am Beispiel der mittleren Energie von 200 GeV. Für die verschiedenen Vier-Fermion-Prozesse dominierten die theoretischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt (2% für ZZ - und 5% Single-Boson-Ereignisse) sowie die Unsicherheit aus den Detektoreffekten (mit 0,7%). Bis auf die Unsicherheit aus der Statistik der simulierten Ereignismengen und dem speziellen Fehler auf die Effizienz für das 207 GeV u -Processing wurden alle Fehler als voll korreliert zwischen den verschiedenen Energien angesehen.

Fehlerquelle	$\Delta\varepsilon_{4q}$ [%]	Δbg_{QCD} [%]
Statistik der Simulationen	0,09	1,8
radiative Korrekturen	0,10	—
FSI	0,30	—
Detektoreffekte	0,39	1,3
Simulationsmodelle	0,45	6,0
Luminosität	0,56	—

Tabelle 6.4: Die Zusammenfassung der dominierenden systematischen Fehler für die Signaleffizienz und den QCD–Untergrund bei 200 GeV.

Mit Ausnahme von 161 und 172 GeV, bei denen die Statistik der MC–Ereignismengen sehr klein war, dominierte bei dem QCD–Untergrund und damit auch bei dem gesamten Untergrund der Fehler aus den unterschiedlichen Simulationsmodellen für Partonschauer und Fragmentation. Bei der Signaleffizienz rührte die größte Unsicherheit aus der Luminositätsmessung her, desweiteren spielten noch die verschiedenen Modelle, die Detektoreffekte sowie FSI eine Rolle.

In früheren DELPHI–Analysen ohne die Verwendung neuronaler Netze [56–58] sowie bei vergleichenden Studien bei 189 GeV anlässlich der ersten Nutzung dieses Werkzeugs [63] ergaben sich konsistente systematische Effekte für sequentielle Schnitte und für das neuronale Netz. Somit ist nicht davon auszugehen, dass die Verbesserung der Selektionsqualität und damit die Reduzierung des statistischen Fehlers mit einem höheren systematischen Fehler erkauft wurde.

Systematiken bei der Variation des Schnitts

Die zuvor genannten systematischen Fehler aus den verschiedenen vorgestellten Studien wurden mit einem Schnitt in die Ausgabeverteilung des neuronalen Netzes bei optimalem $\varepsilon \cdot p$ ermittelt. Bei einer Variation dieses Grenzwertes ergaben sich unterschiedliche Auswirkungen auf die verschiedenen Fehler.

Durch ihren theoretischen Hintergrund sind weder die Unsicherheiten durch die Luminosität und die radiativen Korrekturen noch die Auswirkungen durch die Wirkungsquerschnitte in den Simulationen betroffen.

Der Einfluss auf den QCD–Untergrund durch verschiedene Simulationsmodelle erwies sich als ziemlich stabil gegen eine Variation. Der relative Fehler stieg erst bei einer sehr reinen Selektion, d.h. einem sehr hohen Schnitt von über 0,6, leicht an. Die Detektoreffekte auf die Untergrundklassen vergrößerten sich zwar deutlich,

waren aber durch die anderen Fehler dominiert, so dass sich diese Zunahme im Gesamtfehler kaum niederschlug.

Substantielle Änderungen ergaben sich hingegen für die Signaleffizienz. Sowohl die Auswirkungen der Simulationsmodelle als auch die Detektoreffekte nahmen z.B. bei Schnittwerten von etwa 0,6 so stark zu, dass sie dieselbe Größenordnung erreichten wie der für die Effizienz sonst dominierende Fehler durch die Luminosität.

Kapitel 7

Die Ergebnisse für den hadronischen WW -Zerfall

7.1 Die Bestimmung des hadronischen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$

7.1.1 Die Berechnung

Bei jeder Schwerpunktsenergie wurde die Ausgabeverteilung des neuronalen Netzes in 50 Intervalle oder *Bins* unterteilt und für jedes Intervall sowohl die partielle Signaleffizienz als auch die Untergrundwerte der verschiedenen Ereignisklassen berechnet. Zur Bestimmung des Beitrags der semileptonischen WW -Zerfälle dienten dabei die Vorhersagen des Standardmodells für die Verzweigungsverhältnisse.

Der Wirkungsquerschnitt wurde über das Prinzip der größten Wahrscheinlichkeit (*Maximum-Likelihood-Fit*) über alle Bins oberhalb des jeweiligen Schnitts berechnet. Um statistische Fluktuationen auf Grund der geringen Anzahl an selektierten Datenereignissen zu umgehen, wurden die Intervalle bei 161 und 172 GeV zu einem einzigen Bin zusammengefasst. Für jedes Intervall i ergab sich aus der Luminosität \mathcal{L} , der Effizienz ε_i und dem gesamten Untergrund bg_{tot_i} unter Verwendung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$ als unbekanntem Parameter die Anzahl N_{erw_i} der erwarteten Ereignisse:

$$N_{erw_i} = \mathcal{L} \cdot (\varepsilon_i \cdot \sigma + bg_{tot_i}). \quad (7.1)$$

Diese Zahl wurde dann mit der Anzahl tatsächlich selektierter Datenereignisse N_{sel_i} verglichen. Unter Verwendung der Poisson-Wahrscheinlichkeit

$$P = \frac{N_{erw}^{N_{sel}}}{N_{sel}!} \cdot e^{-N_{erw}} \quad (7.2)$$

war schließlich die Funktion über alle Bins i

$$f(\sigma) = - \sum_i \ln(P_i) = - \sum_i \left(N_{erw_i} - N_{sel_i} \cdot \ln(N_{erw_i}) + \sum_{j=2}^{N_{sel_i}} \ln(j) \right) \quad (7.3)$$

zu minimieren, um den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$ zu erhalten.

Die Behandlung der systematischen Fehler

Der statistische Fehler ergab sich aus der Anzahl der Datenereignisse direkt aus dem Fit. Der Einfluss jeder systematischen Unsicherheit musste dagegen einzeln bestimmt werden. Dazu wurde der Fit unter der Variation der Signaleffizienz bzw. einer oder mehrerer Untergrundklassen um den entsprechenden Betrag eines Fehlers wiederholt. Die Detektoreffekte ließen sich dabei als korreliert ansehen, so dass die Korrektur auf Effizienz und Untergrund gleichzeitig vorgenommen wurde. Die Abweichung des neuen Fitergebnisses zum alten ergab den systematischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt.

Tabelle 7.1 vermittelt einen Überblick über die systematischen Unsicherheiten durch die verschiedenen Fehlerquellen bei vier unterschiedlichen Schwerpunktsenergien.

		207 GeV	200 GeV	189 GeV	161 GeV
$\sigma_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$ [pb]		7,554	7,845	7,372	0,927
statistischer Fehler [pb]		0,282	0,365	0,257	0,552
systematische Fehler [pb]	TPC-Probleme	0,015	—	—	—
	radiative Korrekturen	0,008	0,008	0,007	0,001
	Simulationswirkungsquerschnitte	0,011	0,011	0,008	0,001
	Simulationsstatistik	0,015	0,012	0,012	0,094
	FSI	0,023	0,024	0,022	0,003
	Detektoreffekte	0,049	0,049	0,047	0,019
	Luminosität	0,053	0,054	0,050	0,012
	Simulationsmodelle	0,077	0,078	0,079	0,069
totaler systematischer Fehler [pb]		0,111	0,111	0,108	0,118

Tabelle 7.1: Die verschiedenen systematischen Fehler im Vergleich zum Wirkungsquerschnitt und dem statistischen Fehler (alle Angaben in pb) bei verschiedenen Schwerpunktsenergien.

Die absoluten systematischen Fehler waren bei den verschiedenen Energien sehr ähnlich, obwohl sich die Zusammensetzung zum Teil deutlich verschoben hatte. Vor allem bei 161 GeV dominierte der Anteil durch die geringen Mengen an MC-Ereignissen, bei den höheren Energien stammten die größten Beiträge aus den unterschiedlichen Simulationsmodellen, der Unsicherheit der Luminositätsmessung und den Detektoreffekten.

Der Vergleich der statistischen und systematischen Fehler macht deutlich, dass bei allen Energien, selbst mit höchster Luminosität, der statistische Fehler dominierte.

7.1.2 Die Ergebnisse

Die ermittelten Wirkungsquerschnitte für den hadronischen Zerfallskanal der W -Paarproduktion sind mit statistischen und systematischen Fehlern in Tabelle 7.2 zusammengefasst. Im Prinzip lieferte das Fit-Programm durch die Poisson-Verteilung immer asymmetrische statistische Fehler. Bei genügend großer Statistik unterschieden sich die beiden Werte jedoch nur marginal. Um die Übersichtlichkeit zu erhöhen, sind daher in der Tabelle die Fehler für alle Energien ab 183 GeV symmetrisch angegeben.

Jahr	$\langle\sqrt{s}\rangle$ [GeV]	$\sigma_{WW\rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$ [pb]
1996	161,31	$0,93^{+0,60}_{-0,51} \pm 0,12$
	172,04	$4,05^{+0,86}_{-0,78} \pm 0,12$
1997	182,65	$7,20 \pm 0,44 \pm 0,11$
1998	188,63	$7,37 \pm 0,26 \pm 0,11$
1999	191,58	$7,74 \pm 0,65 \pm 0,11$
	195,51	$7,75 \pm 0,38 \pm 0,11$
	199,51	$7,84 \pm 0,36 \pm 0,11$
	201,64	$7,76 \pm 0,52 \pm 0,12$
2000	204,81	$8,13 \pm 0,37 \pm 0,11$
	206,55	$7,55 \pm 0,28 \pm 0,11$

Tabelle 7.2: Die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{WW\rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$ für alle Schwerpunktsenergien und mit statistischen (zuerst genannt) und systematischen Fehlern.

Im Vergleich zu den Ergebnissen, die die DELPHI-Kollaboration in früheren Jahren veröffentlicht hat [56–58, 63], zeigen die Ergebnisse dieser neuen Messung eine sehr gute Übereinstimmung bei 183 und 189 GeV. Für das Jahr 1996 liegen die neuen Resultate um etwa eine Standardabweichung niedriger. Dies lässt sich zum einen durch verschiedene verwendete Processings und unterschiedliche MC-Generatoren für den QCD-Untergrund erklären. Zum anderen basierte die Datenselektion bei der vorliegenden Analyse auf einer Datenbank mit geänderten Einträgen zum Detektorstatus, was die Entscheidung beeinflusste, ob alle wesentlichen Detektorkomponenten funktioniert hatten.

In zwei Graphen sind diese Ergebnisse im Vergleich zu verschiedenen theoretischen Vorhersagen auf der Basis des Standardmodells aufgetragen. Abbildung 7.1 zeigt neben den gemessenen Werten mit ihren Gesamtfehlern die Vorhersagen der Programme YFSWW, RACOONWW und GENTLE 2.0 unter Verwendung einer W -Masse von 80,4 GeV. Das schmale Band um die DPA-Kurven zeigt die theoretische Unsicherheit dieser Vorhersagen an. Es herrscht eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den experimentell bestimmten Ergebnissen und den DPA-Erwartungen. Verglichen mit der Kurve von GENTLE liegen die Messwerte im Mittel etwas niedriger.

Abbildung 7.2 enthält zusätzlich zwei Vorhersagen, für die nicht alle drei fundamentalen CC03-Feynmandiagramme bei der W -Paarproduktion berücksichtigt werden. Als

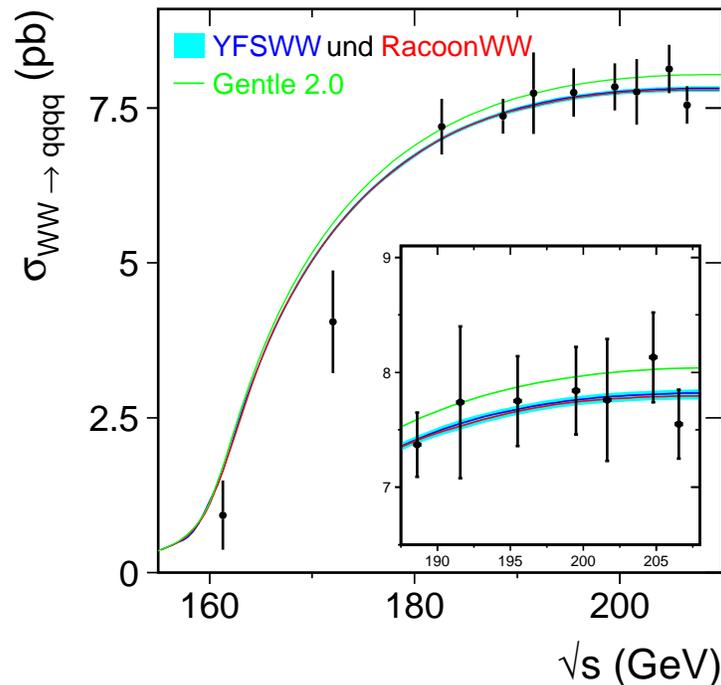


Abbildung 7.1: Die gemessenen Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu den Vorhersagen des Standardmodells von RACOONWW, YFSWW und GENTLE 2.0.

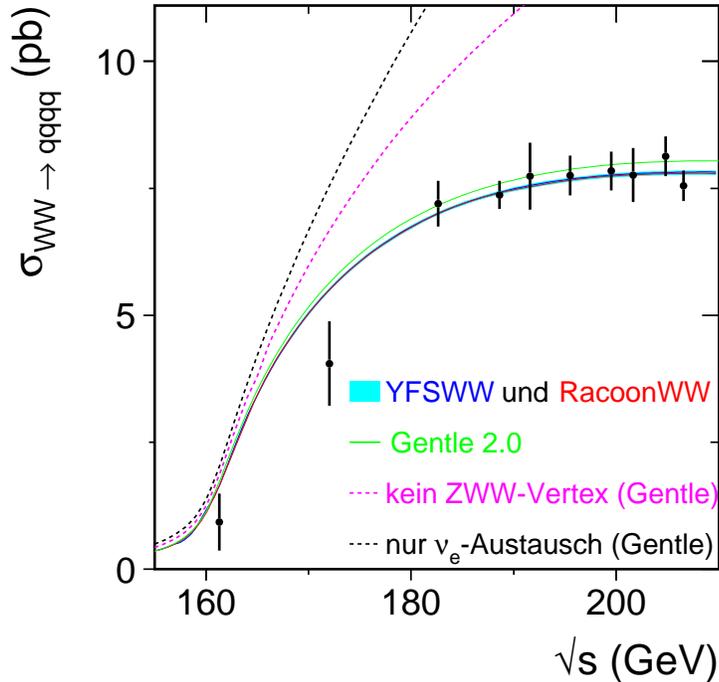


Abbildung 7.2: Die gemessenen Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu weiteren Vorhersagen.

rechte gestrichelte Kurve ist die Erwartung für den Fall eingezeichnet, dass es keinen Drei-Eichboson-Vertex aus einem Z - und zwei W -Bosonen gibt, der Prozess $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow W^+W^-$ verboten ist und sich somit der s -Kanal-Beitrag auf den Photonaustausch reduziert. Die linke gestrichelte Kurve repräsentiert die Annahme, dass ausschließlich der Neutrinoaustausch im t -Kanal zur W -Paarproduktion beiträgt.

Beide Annahmen werden durch die ermittelten Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt eindeutig ausgeschlossen.

7.2 Das Verhältnis $\mathcal{R}_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$

7.2.1 Die Bestimmung

Das Verhältnis aus experimentell bestimmtem und theoretisch erwartetem Wirkungsquerschnitt

$$\mathcal{R}_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}} = \frac{\sigma_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}^{exp}}{\sigma_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}^{theo}} \quad (7.4)$$

ist ein Maß für die Übereinstimmung zwischen Messung und Vorhersage. Durch die Kombination über verschiedene Schwerpunktsenergien lassen sich zusätzlich un-

terschiedliche Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt zu einem einzigen Resultat zusammenfassen. Bei der Kombination ist es jedoch sinnvoll, sich auf die Energien ab 183 GeV zu beschränken. Zum einen sind bei niedrigeren Energien die Vorhersagen stärker von der verwendeten W -Masse abhängig und zum anderen gilt die DPA nicht nahe der Massenschwelle.

Zur Bestimmung des Verhältnisses wurde es im Fit durch Einfügen des theoretisch vorhergesagten Wirkungsquerschnitts σ^{theo} in Gleichung 7.1 an Stelle des Wirkungsquerschnitts als freier Parameter verwendet:

$$N_{erw_i} = \mathcal{L} \cdot (\varepsilon_i \cdot \mathcal{R} \cdot \sigma^{theo} + bg_i). \quad (7.5)$$

Dieser Fit wurde dann nicht nur über eine einzelne Schwerpunktsenergie, sondern auch gleichzeitig über alle ab 183 GeV durchgeführt.

Die Behandlung der systematischen Fehler erfolgte analog zu der Berechnung bei den Wirkungsquerschnitten. Beim Betrachten nur einer Energie ergaben sich dieselben relativen systematischen Unsicherheiten. Im Fall des simultanen Fits über mehrere Energien waren jedoch die Korrelationen der systematischen Fehler zu beachten. Bei den unkorrelierten Unsicherheiten, d.h. bei der MC-Statistik und dem TPC-Ausfall, musste die Variation für die Effizienz oder den Untergrund bei jeder Energie einzeln erfolgen. Für die übrigen, korrelierten Fehler wurden die Variationen für alle Energien gleichzeitig durchgeführt.

7.2.2 Die Resultate

Unter Verwendung der Vorhersage des Programms RACOONWW wurde das Verhältnis $\mathcal{R}_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$ sowohl für jede Energie einzeln als auch mit dem simultanen Fit bestimmt. Abbildung 7.3 stellt diese Ergebnisse graphisch dar.

Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Energien festzustellen. Sowohl die Einzelergebnisse als auch das kombinierte Resultat sind im Rahmen des Gesamtmessfehlers sehr gut mit 1,0 verträglich.

Neben den Ergebnissen für die Vorhersage mit RACOONWW wurden auch für YFSWW und GENTLE 2.0 die \mathcal{R} -Verhältnisse über alle Energien ab 183 GeV ermittelt. Die Werte sind in Tabelle 7.3 mit ihren statistischen und systematischen Fehlern sowie den mittleren theoretischen Unsicherheiten aufgeführt.

Die Ergebnisse für YFSWW und RACOONWW sind nahezu identisch, da sich auch die Vorhersagen kaum unterscheiden. Das Resultat für GENTLE 2.0 liegt, wie schon im Kommentar zu Abbildung 7.1 angedeutet, mit 0,978 unter 1,0. Allerdings ist die Abweichung bei einer Messgenauigkeit von 2,2% und einem theoretischen Fehler von 1,9% keineswegs signifikant. Daher ist es nicht möglich, nur auf der Basis dieser vorliegenden Analyse den Ansatz mit der erweiterten Born-Näherung auszuschließen.

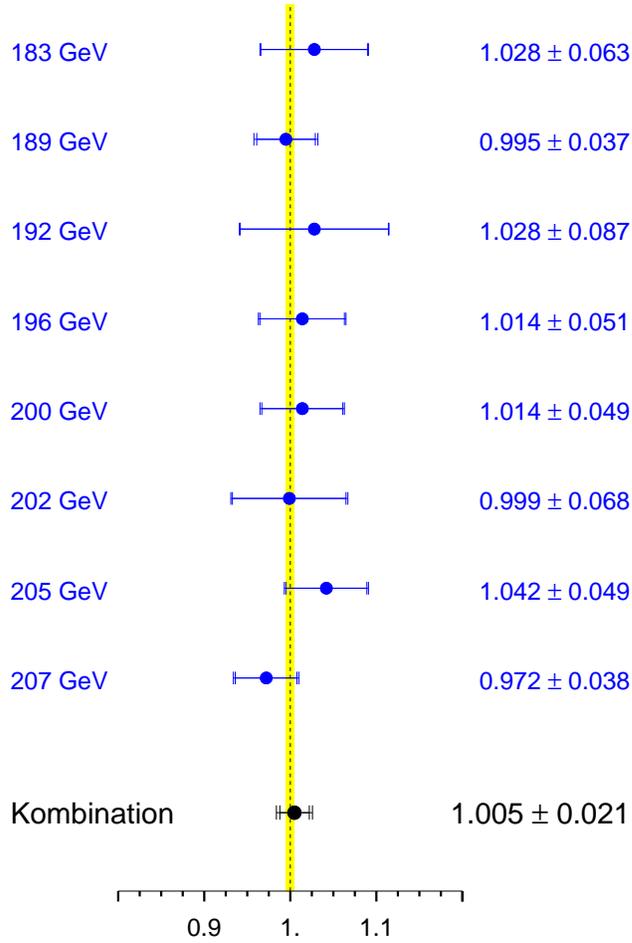


Abbildung 7.3: Das Verhältnis $\mathcal{R}_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$ für die Vorhersagen des Programms RACOONWW bei den einzelnen Energien und aus dem kombinierten Fit. Eingezeichnet sind die statistischen und systematischen Fehler, aufgelistet die Gesamtfehler. Das schmale Band repräsentiert die mittlere theoretische Unsicherheit von RACOONWW in Höhe von 0,5%.

theoretische Vorhersage	$\mathcal{R}_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$
YFSWW	$1,003 \pm 0,017 \pm 0,014 \pm 0,005$
RACOONWW	$1,005 \pm 0,017 \pm 0,014 \pm 0,005$
GENTLE 2.0	$0,978 \pm 0,016 \pm 0,014 \pm 0,019$

Tabelle 7.3: Das Verhältnis $\mathcal{R}_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$ für die Vorhersagen dreier Programme mit statistischen und systematischen Fehlern sowie den mittleren theoretischen Unsicherheiten auf die Vorhersage.

Kapitel 8

Der Einsatz des neuronalen Netzes in verschiedenen DELPHI-Analysen

Ein Ziel der vorliegenden Analyse bestand darin, Anwendung in der offiziellen DELPHI-Messung des totalen Wirkungsquerschnitts der W -Paarproduktion zu finden. Im Jahr 2000 beschloss die DELPHI-Arbeitsgruppe für W -Physik, einheitliche Selektionen für verschiedene Analysen bereitzustellen. Im hadronischen Zerfallskanal wurde auf Grund der herausragenden Selektionsqualität das in der vorliegenden Arbeit beschriebene neuronale Netz ausgewählt. Dadurch ist es inzwischen Bestandteil der meisten DELPHI-Analysen zur W -Physik geworden. Nur bei der Bestimmung der W -Masse wurde auf einen Einsatz verzichtet. In dieser Messung dominiert der systematische Fehler gegenüber der statistischen Unsicherheit. Somit ist eine optimale Selektionsqualität weniger wichtig als die möglichst gute Kontrolle aller Systematiken. Bei dem Einsatz eines neuronalen Netzes wurden Schwierigkeiten und Unwägbarkeiten bei der Bestimmung der systematischen Fehler durch diese Selektion befürchtet und daher wurde eine konventionelle Ereignisselektion vorgezogen.

8.1 Der WW -Wirkungsquerschnitt und die Verzweigungsverhältnisse

Die DELPHI-Messung des Wirkungsquerschnitts der W -Paarproduktion setzt sich aus unterschiedlichen Analysen für die drei Zerfallskanäle zusammen. Alle Analysen wurden im Vergleich zu den ersten Veröffentlichungen [56–58] zum Teil mehrfach überarbeitet und die Selektionen verbessert.

Ein Vorläufer des in der vorliegenden Arbeit beschriebenen neuronalen Netzes wurde erstmals für die Publikation bei 189 GeV [63] eingesetzt. Für die beiden letzten Jahre der Laufzeit von LEP wurden bisher nur vorläufige Ergebnisse veröffentlicht [73, 74]. Derzeit liegt eine neue, umfassende und abschließende Analyse vor, die in Kürze

publiziert wird [75] und alle bisher veröffentlichten Ergebnisse ersetzt. Darin wird die vorgestellte hadronische Selektion verwendet.

In den folgenden Abschnitten werden kurz die Besonderheiten der verschiedenen Selektionen skizziert, anschließend folgen die wesentlichen Ergebnisse.

8.1.1 Die verschiedenen Selektionen

Der leptonische Kanal

Rein leptonische WW -Ereignisse, bei denen beide Bosonen in ein Lepton und ein Neutrino zerfallen, zeichnen sich durch eine niedrige Multiplizität und ein großes Ungleichgewicht in der Impuls- und Energiebilanz durch die Neutrinos aus. Ein solches Ereignis besteht nur aus zwei energiereichen, akoplanaren und akollinearen Leptonen mit verschiedener Ladung. Bei Elektronen und Myonen handelt es sich lediglich um einzelne Spuren, bei τ -Leptonen um schmale Jets. Die wichtigsten Untergrundklassen mit zwei Leptonen im Endzustand sind die Bhabha-Streuung, Zwei-Photon-Ereignisse, Z -Paare sowie QCD- und Single-Boson-Ereignisse.

Die Analyse beginnt mit einer Vorselektion und nutzt dann weitere Detektorinformationen zu einer Teilchenidentifikation. Im letzten Schritt werden für Endzustände mit bzw. ohne Taus zwei verschiedene vorwärtsgerichtete neuronale Netze eingesetzt. Als Eingabegrößen dienen physikalische Observablen, die die charakteristischen Eigenschaften der gesuchten Ereignisse beschreiben, z.B. die Akoplanarität und die Akollinearität im Ereignis, die Richtung des fehlenden Impulses sowie verschiedene Energiewerte.

Semileptonische Ereignisse

Im semileptonischen Kanal zerfällt ein W -Boson in ein Quark-Antiquark-Paar, was zu zwei hadronischen Jets führt. Aus dem anderen W -Boson entstehen ein Lepton und ein Neutrino mit denselben charakteristischen Eigenschaften, die bei dem leptonischen Zerfall beschrieben werden. Zu nennen sind vor allem fehlender Impuls und fehlende Energie sowie isolierte und energiereiche Spuren bzw. ein schmaler Jet. Die größten Beiträge zum Untergrund stammen aus QCD-Ereignissen und aus Vier-Fermion-Prozessen mit zwei Quarks und zwei Leptonen im Endzustand.

Als Herzstück dieser Analyse dient eine iterative Diskriminanzanalyse (IDA). Zuerst wird jedoch eine hadronische Vorselektion durchgeführt und nach identifizierten Leptonen gesucht. Für die IDA werden dann wie bei einem neuronalen Netz Variablen benötigt, die Unterschiede zwischen Signal und Untergrund aufweisen. Die getroffene Auswahl enthält sowohl Variablen, die auch in der hadronischen Analyse verwendet werden (z.B. die rekonstruierte Schwerpunktsenergie und die Multiplizität), als auch Größen, die in der leptonischen Selektion genutzt werden (z.B. Größe und

Richtung des fehlenden Impulses). Für Signal und Untergrund werden alle Observablen in Gaußverteilungen transformiert. Im Rahmen eines Trainingsprozesses mit überwachtem Lernen werden Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen genutzt, um Hyperebenen im Phasenraum der Eingabevariablen zu finden, die ein Trennungspotential zwischen Signal und Untergrund aufweisen. Eine ausführliche Beschreibung dieser Technik hat *D. Jeans*, der Autor dieser semileptonischen Analyse, veröffentlicht [76].

Der hadronische Zerfall

Im hadronischen Kanal kommt das in der vorliegenden Arbeit beschriebene neuronale Netz zum Einsatz. Allerdings wurden die Schnitte in die Ausgabeverteilungen im Hinblick auf eine Kombination der Ergebnisse mit den anderen LEP-Experimenten verändert. Durch die Reduzierung des statistischen Fehlers bei etwa der vierfachen Luminosität liegt das Augenmerk mehr auf den systematischen Fehlern, die zwischen den Experimenten korreliert sind. Dabei handelt es sich vor allem um die Unsicherheit auf den QCD-Untergrund aus den verschiedenen Simulationsmodellen, aber auch um die Auswirkungen auf die Signaleffizienz. Am Ende von Kapitel 6.2.2 ist die Abhängigkeit der verschiedenen Systematiken vom Schnitt aufgeführt. Da sich der Einfluss auf den QCD-Untergrund nicht ändert, lässt sich für Schnitte von zumeist 0,6 bis 0,64 eine Reduzierung des Gesamtfehlers auf das Verhältnis \mathcal{R}_{WW} nach einer LEP-Kombination abschätzen, obwohl sich die systematischen Fehler auf die Effizienz durch die anderen Schnittwerte erhöhen.

8.1.2 Die Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt

Die folgenden Ergebnisse basieren im hadronischen und semileptonischen Kanal bei allen Energien ab 183 GeV auf den zuvor beschriebenen Selektionen, beim leptonen Endzustand ab 189 GeV. Für die anderen Energien wurde auf Grund der geringen Statistik auf eine neue Analyse verzichtet, stattdessen wurden die alten Ergebnisse übernommen.

Der totale Wirkungsquerschnitt wird analog zu dem hadronischen durch einen Likelihood-Fit ermittelt, nur dass in diesem Fall alle Kanäle gleichzeitig berücksichtigt werden.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 8.1 im Vergleich zu den DPA-Vorhersagen des Standardmodells dargestellt. Auch hier zeigt sich über den gesamten Energiebereich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem Experiment und der Theorie. Diese Erkenntnis wird auch durch die Verhältnisse \mathcal{R}_{WW} unterstützt, die in Tabelle 8.1 für verschiedene Vorhersagen mit ihren unterschiedlichen Fehlern aufgeführt sind. Alle genannten Ergebnisse sind vollständig verträglich mit den Resultaten der hadronischen Analyse, die in Kapitel 7 aufgeführt sind. Allerdings sind die Messfehler durch

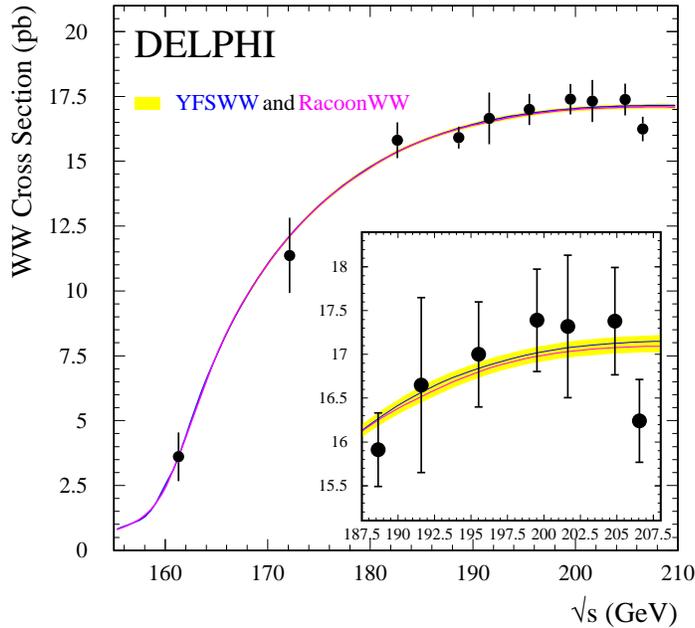


Abbildung 8.1: Die DELPHI-Ergebnisse für den totalen Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu den Vorhersagen des Standardmodells von YFSWW und RACOONWW.

die Kombination aller Kanäle deutlich kleiner geworden. Die Genauigkeit beträgt damit 1,5% nach 2,2% bei der hadronischen Analyse. Dennoch ist auch das Ergebnis für GENTLE 2.0 noch mit der Vorhersage verträglich.

theoretische Vorhersage	\mathcal{R}_{WW}
YFSWW	$0,999 \pm 0,012 \pm 0,010 \pm 0,005$
RACOONWW	$1,001 \pm 0,012 \pm 0,010 \pm 0,005$
GENTLE 2.0	$0,974 \pm 0,012 \pm 0,009 \pm 0,019$

Tabelle 8.1: Das Verhältnis \mathcal{R}_{WW} für die Vorhersagen von RACOONWW, YFSWW und GENTLE 2.0 mit statistischen und systematischen Fehlern sowie den mittleren theoretischen Unsicherheiten auf die Vorhersage.

Bei einer Kombination der Ergebnisse aller vier LEP-Experimente geht der statistische Fehler um etwa einen Faktor 2 zurück und auch der systematische Fehler wird noch kleiner, sofern die Analysen der anderen Kollaborationen vergleichbare Unsicherheiten aufweisen. Insgesamt kann eine Präzision von unter 1% erwartet werden. Ändert sich der Zentralwert im Vergleich zur DELPHI-Analyse nicht, wird dies allerdings nicht ausreichen, um die IBA-Vorhersage von GENTLE 2.0 ausschließen zu können.

8.1.3 Die Resultate für die Verzweigungsverhältnisse

Der Likelihood-Fit über alle Zerfallskanäle kann durch den Einbau weiterer freier Parameter auch genutzt werden, um die Verzweigungsverhältnisse BR_{ij} des W -Zerfalls zu bestimmen. Auf diese Weise können weitere Vorhersagen des Standardmodells überprüft werden.

In der DELPHI-Analyse werden zwei Fits durchgeführt. Im ersten Fall wird zur Bestimmung der drei leptonischen Verzweigungsverhältnisse nur die Unitarität der Verzweigungsverhältnisse vorausgesetzt, d.h. $BR_{e\nu} + BR_{\mu\nu} + BR_{\tau\nu} + BR_{q\bar{q}} = 1$. Die Ergebnisse, dargestellt im oberen Teil der Abbildung 8.2, sind konsistent mit der Annahme der Lepton-Universalität, und der Wert stimmt mit der Standardmodellvorhersage überein.

Die Ermittlung des hadronischen Ergebnisses erfolgt nun unter der zusätzlichen Annahme der Lepton-Universalität, da so der Fehler auf diese Messung reduziert werden kann. Auch dieses Ergebnis entspricht vollauf der Erwartung aus dem Standardmodell.

Eine Kombination der verschiedenen LEP-Ergebnisse wird auch bei den Verzweigungsverhältnissen zu einer Steigerung der Genauigkeit führen. Bisher weisen jedoch weder die neuesten vorläufigen Ergebnisse der anderen Experimente [77–79] noch die letzte verfügbare Kombination [80] eine Abweichung vom Standardmodell auf.

8.1.4 Das CKM-Matrixelement V_{cs}

Das Standardmodell beschreibt einen Zusammenhang zwischen dem leptonischen Verzweigungsverhältnis des W -Zerfalls und den Matrixelementen der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix. Bei LEP treten dabei auf Grund der Schwerpunktsenergie keine Beiträge durch das Top-Quark auf:

$$\frac{1}{BR_{l\nu}} = 3 \cdot \left\{ 1 + \left[1 + \frac{\alpha_s(M_W^2)}{\pi} \right] \cdot \sum_{\substack{i=(u,c) \\ j=(d,s,b)}} |V_{ij}|^2 \right\}. \quad (8.1)$$

DELPHI W decay Branching Ratios 183-207 GeV

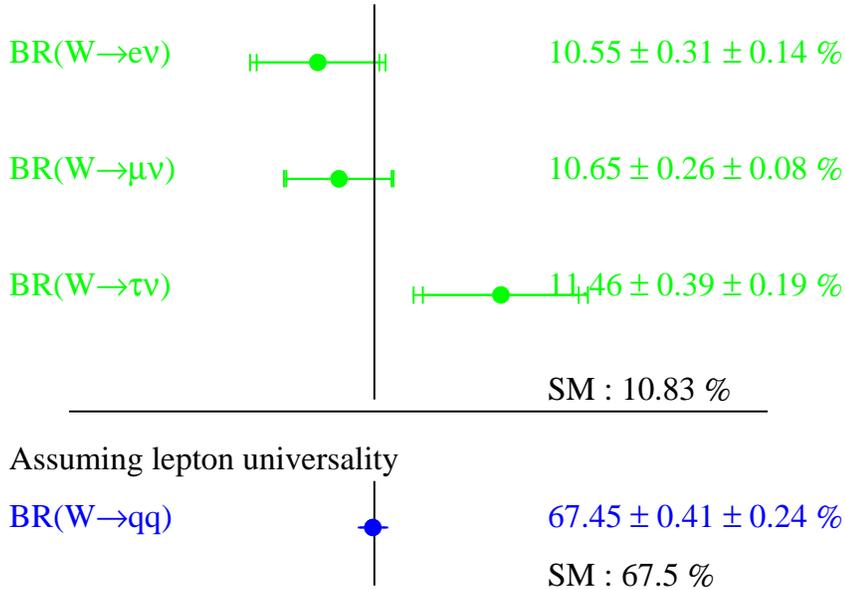


Abbildung 8.2: Die ermittelten Verzweigungsverhältnisse im W -Zerfall im Vergleich zur Vorhersage des Standardmodells

Mit dem Wert der starken Kopplungskonstante von $\alpha_s(M_W^2) = 0,119 \pm 0,002$ (aus dem *Particle Data Book* [1]) ergibt sich aus den ermittelten leptonenischen Verzweigungsverhältnissen:

$$\sum_{\substack{i=(u,c), \\ j=(d,s,b)}} |V_{ij}|^2 = 1,996 \pm 0,043 (BR_{l\nu}) \pm 0,002 (\alpha_s). \quad (8.2)$$

Dabei resultiert der erste Fehler aus der Unsicherheit der Messung der Verzweigungsverhältnisse und der zweite aus dem Fehler der Kopplungskonstanten.

Die Genauigkeit, mit der die sechs Matrixelemente aus anderen Messungen und Experimenten bekannt sind, ist unterschiedlich. Werden die fünf genauesten Ergebnisse verwendet, lässt sich Gleichung 8.2 als Messung für das Matrixelement V_{cs} interpretieren. Mit $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 + |V_{cd}|^2 + |V_{cb}|^2 = 1,0476 \pm 0,0074$ (ebenfalls nach PDG [1]) ergibt sich als Ergebnis:

$$|V_{cs}| = 0,973 \pm 0,019 (\text{stat}) \pm 0,012 (\text{syst}). \quad (8.3)$$

Diese Berechnung lieferte schon bisher über die Kombination aller LEP-Ergebnisse die präziseste Messung für V_{CS} .

8.2 Die Kopplungen mehrerer Eichbosonen

8.2.1 Drei–Eichboson–Kopplungen

Die Analyse der Drei–Boson–Kopplungen (TGC) $W^+W^-Z^0$ bzw. $W^+W^-\gamma$ sucht vor allem nach Abweichungen zur Vorhersage des Standardmodells, um so Hinweise auf neue Physik zu erhalten. Die Existenz anomaler Kopplungen würde sich sowohl im Wirkungsquerschnitt der an den TGC beteiligten Prozesse als auch in differentiellen Verteilungen, z.B. des Winkels, unter dem das W^- erzeugt wird, niederschlagen.

Erste vorläufige Ergebnisse unter Verwendung des neuronalen Netzes in der hadronischen Selektion wurden im Sommer 2002 auf der *ICHEP02*–Konferenz in Amsterdam für die Schwerpunktsenergien von 189 bis 209 GeV präsentiert [81].

Unter Erhaltung der Parität und der Ladungskonjugation und bei elektromagnetischer sowie $SU(2) \times U(1)$ –Eichinvarianz beschreiben drei unabhängige Parameter die TGC: die Kopplungsstärke des WWZ –Vertex g_1^Z , die Dipolkopplung κ_γ und die Quadrupolkopplung λ_γ . Für λ_γ sagt das Standardmodell den Wert 0 voraus. Bei den beiden anderen wird jeweils die Differenz zur Erwartung angegeben:

$$\begin{aligned}\Delta g_1^Z &= +0,003 \begin{matrix} +0,039 \\ -0,038 \end{matrix}, \\ \Delta \kappa_\gamma &= -0,043 \begin{matrix} +0,099 \\ -0,096 \end{matrix}, \\ \lambda_\gamma &= +0,015 \begin{matrix} +0,045 \\ -0,042 \end{matrix}. \end{aligned} \quad (8.4)$$

Alle drei Ergebnisse sind im Rahmen der Fehler mit Null verträglich und lassen somit keinen Hinweis auf Phänomene jenseits des Standardmodells erkennen.

8.2.2 Vier–Eichboson–Kopplungen

Vier–Eichboson–Kopplungen (*quartic gauge couplings*, QGC) treten bei dem Prozess $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow W^+W^-\gamma$ zwischen dem Endzustand aus zwei W –Bosonen und einem Photon sowie dem Zwischenzustand aus einem neutralen Boson auf.

Auch in den Studien zu den QGC geht es um einen Vergleich mit den Vorhersagen des Standardmodells. Die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der genannten Reaktion und die Energiespektren der Photonen im Endzustand lassen bei Abweichungen auf anomale Kopplungen und somit auf die Existenz neuer Physik schließen.

Die Veröffentlichung der abschließenden DELPHI–Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt und die Parameter für anomale Kopplungen wird vermutlich 2003 abgeschlossen [82]. Vorläufige Ergebnisse wurden ebenfalls auf der *ICHEP02*–Konferenz gezeigt [83]. Die Wirkungsquerschnitte für die Energien zwischen 189 und 209 GeV stimmen im Rahmen der Fehler mit der Standardmodellvorhersage überein (siehe Tabelle 8.2).

Energie [GeV]	$\sigma_{WW\gamma}$ [pb] aus der Messung	Standardmodellerwartung [pb]
189	$0,14 \pm 0,09 \pm 0,02$	$0,314 \pm 0,003$
198	$0,43 \pm 0,09 \pm 0,02$	$0,365 \pm 0,009$
206	$0,34 \pm 0,09 \pm 0,02$	$0,395 \pm 0,003$

Tabelle 8.2: Die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{WW\gamma}$ für verschiedene Schwerpunktsenergien mit ihren statistischen (zuerst genannt) und systematischen Fehlern im Vergleich zu der Standardmodellvorhersage mit den zugehörigen theoretischen Unsicherheiten.

Die Beschreibung der Kopplungen erfolgt durch drei Parameter, deren Werte vom Standardmodell zu Null vorhergesagt werden. Zwei dieser Parameter (a_0/Λ^2 , a_c/Λ^2) beziehen sich auf den $W^+W^-\gamma\gamma$ -Vertex, der letzte (a_n/Λ^2) auf die $W^+W^-Z^0\gamma$ -Kopplung:

$$\begin{aligned}
a_0/\Lambda^2 &= +0,001 \pm 0,012 \text{ GeV}^{-2}, \\
a_c/\Lambda^2 &= +0,000 \begin{matrix} +0,021 \\ -0,042 \end{matrix} \text{ GeV}^{-2}, \\
a_n/\Lambda^2 &= -0,08 \begin{matrix} +0,15 \\ -0,06 \end{matrix} \text{ GeV}^{-2}.
\end{aligned} \tag{8.5}$$

Auch bei dieser Analyse zeigt kein Resultat eine signifikante Abweichung von der Erwartung und damit Hinweise auf neue Physik.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden erstmals Ergebnisse für den hadronischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$ der W -Paarproduktion vorgelegt, die über den gesamten Energiebereich der LEP2-Phase aus einer einheitlichen Analyse stammen.

Durch den Einsatz eines vorwärtsgerichteten neuronalen Netzes gelang gegenüber früher angewandter Verfahren auf der Basis sequentieller Schnitte eine deutliche Verbesserung der Selektionsqualität. Durch den damit verbundenen niedrigeren statistischen Fehler bei vergleichbaren systematischen Unsicherheiten konnte eine höhere Genauigkeit der Messergebnisse erzielt werden.

Aus den Daten, die mit dem DELPHI-Detektor von 1996 bis 2000 aufgenommen worden waren, wurde $\sigma_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$ für 10 verschiedene Energiepunkte zwischen 161 und 207 GeV bestimmt. Die Ergebnisse stimmen sehr gut mit der Vorhersage des Standardmodells überein. Eine geringere Anzahl der an der W -Paarproduktion beteiligten Prozesse kann ausgeschlossen werden.

Das Verhältnis $\mathcal{R}_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$ aus experimentell bestimmtem und theoretisch erwartetem Wirkungsquerschnitt ermöglichte es, den Vergleich zwischen Experiment und Erwartung für alle Energien ab 183 GeV auf einen einzigen Wert zusammenzufassen. Die neuesten theoretischen Vorhersagen, die mittels der Double-Pole-Approximation zur Beschreibung radiativer Korrekturen eine Präzision von durchschnittlich etwa 0,5% erreichen, stimmten hervorragend mit den Messergebnissen überein, z.B. lautete das Verhältnis für RACOONWW:

$$\mathcal{R}_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}} = 1,005 \pm 0,017 \text{ (stat)} \pm 0,014 \text{ (syst)} \pm 0,005 \text{ (theo)}.$$

Für eine ältere Vorhersage auf der Basis der erweiterten Born-Näherung weicht das Ergebnis mit 0,978 zwar von der Erwartung ab, aber bei einer Messgenauigkeit von 2,2% nicht signifikant.

Durch die hohe Selektionsqualität findet das neuronale Netz auch Anwendung in verschiedenen DELPHI-Analysen zur WW -Physik, z.B. in Studien zu Drei- und Vier-Boson-Kopplungen. Bei der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts der W -Paarproduktion deckt es den hadronischen Zerfallskanal ab. Die Ergebnisse aus allen Kanälen erreichen ebenfalls eine gute Übereinstimmung zum Standardmodell, speziell mit den DPA-Vorhersagen. Neben dem Wirkungsquerschnitt lassen sich die

Verzweigungsverhältnisse im W -Zerfall berechnen, und auch diese Resultate sind konsistent mit den Erwartungen und mit der Annahme der Leptonuniversalität. Schließlich ist eine sehr präzise Bestimmung des CKM-Matrixelements V_{cs} möglich.

Anhang A

Vergleich zwischen Daten und Simulationen nach der Vorselektion

Die folgenden Abbildungen zeigen Vergleiche zwischen Daten und simulierten Ereignissen für alle Eingabevariablen des neuronalen Netzes nach den jeweiligen Vorselektionen bei 189, 200 und 207 GeV.

Im oberen Teil jeder Abbildung sind die selektierten Daten als Punkte und die simulierten Ereignisse als Histogramme dargestellt. Dabei sind die unterschiedlichen Ereignisklassen übereinander angeordnet. In weiß sind die WW -Ereignisse oder die Vier-Fermion-Untergrundprozesse mit identischen Endzuständen (z.B. Z -Paarereignisse) zu erkennen. Darunter folgen die anderen Vier-Fermion- sowie die Zwei-Photon-Ereignisse. Den Abschluss bildet die große Menge der QCD-Ereignisse. Im unteren Teil jeder Abbildung ist das Verhältnis aus der Summe aller Simulationen zu den Daten aufgetragen.

A.1 189 GeV

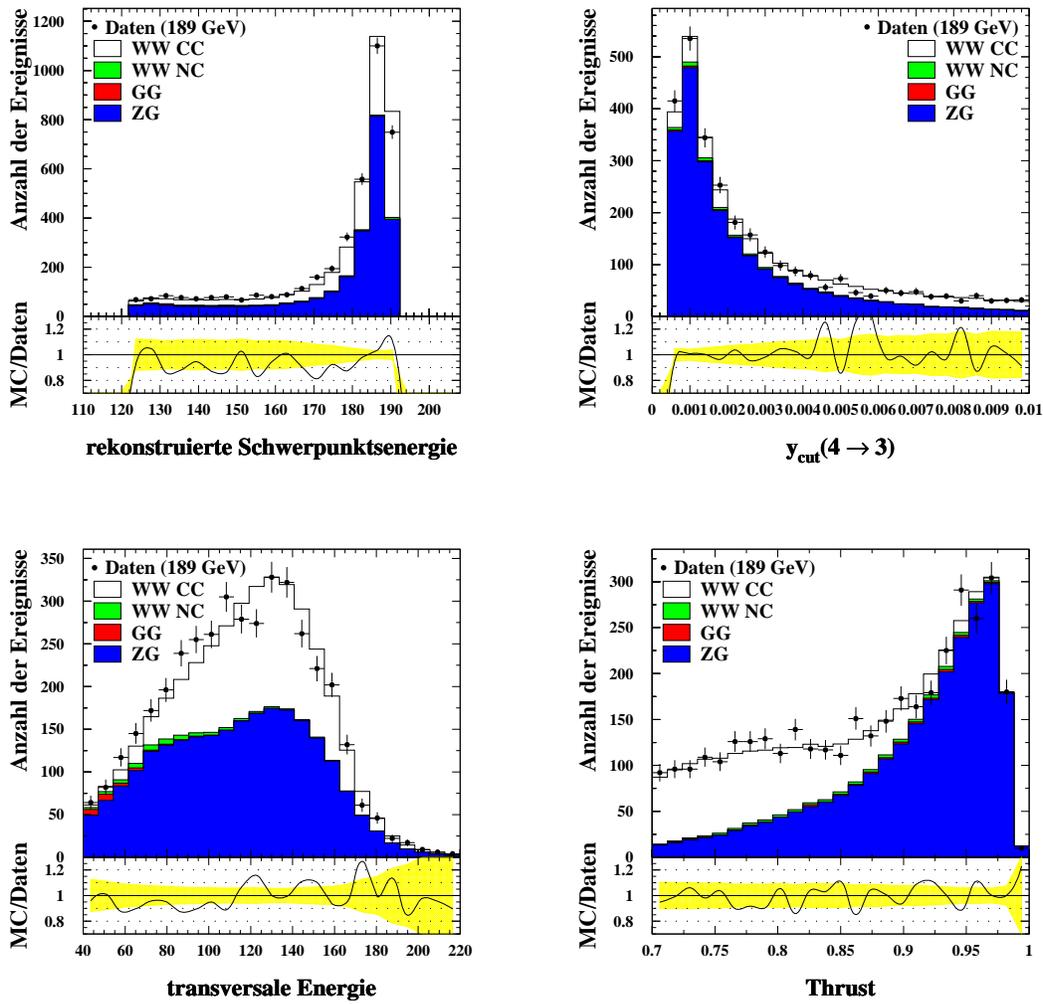


Abbildung A.1: $\sqrt{s'}$, $y_{cut}(4 \rightarrow 3)$, E_{trans} , und Thrust bei 189 GeV.

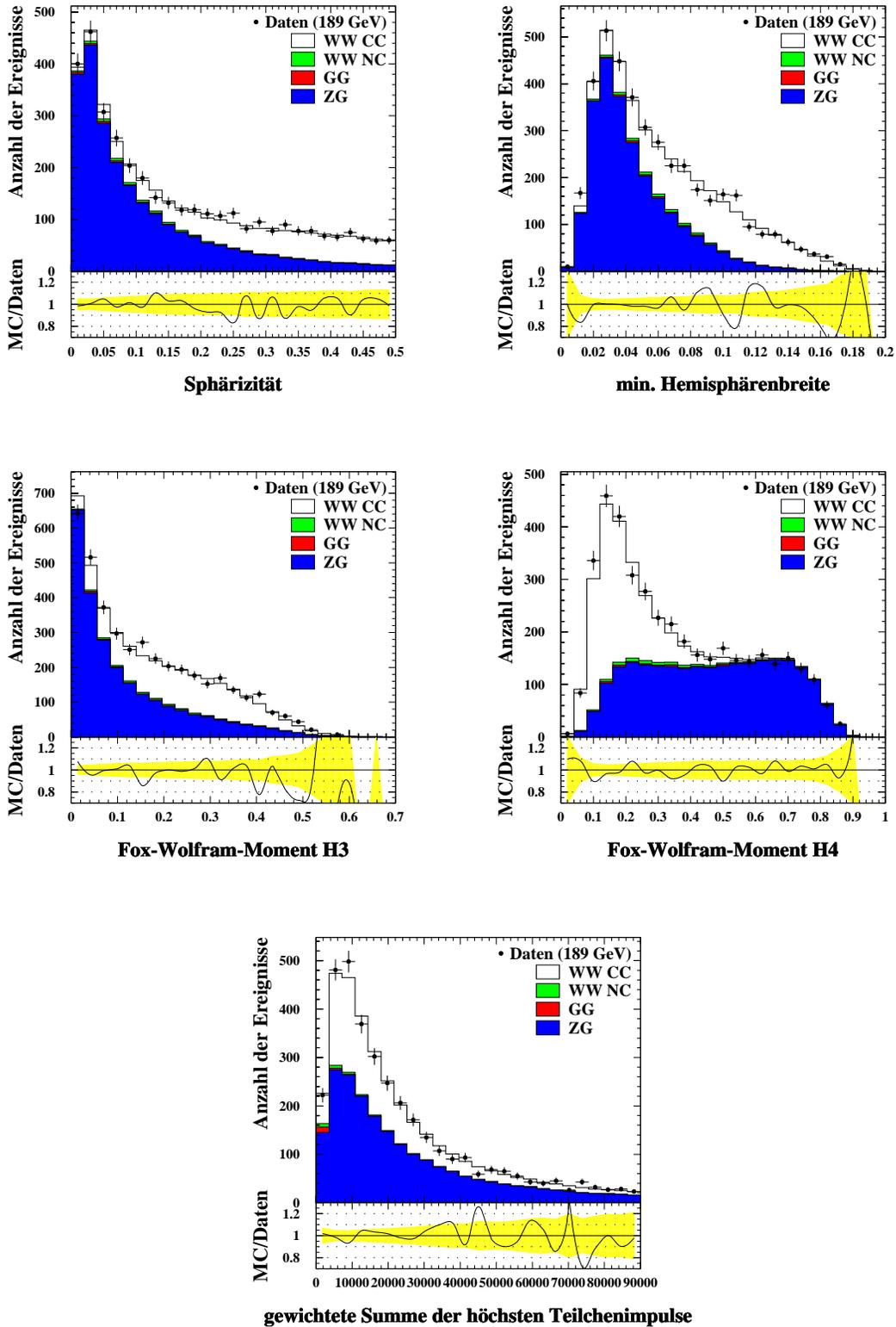


Abbildung A.2: Sphärizität, b_{min} , H_3 , H_4 und p_{sc} bei 189 GeV.

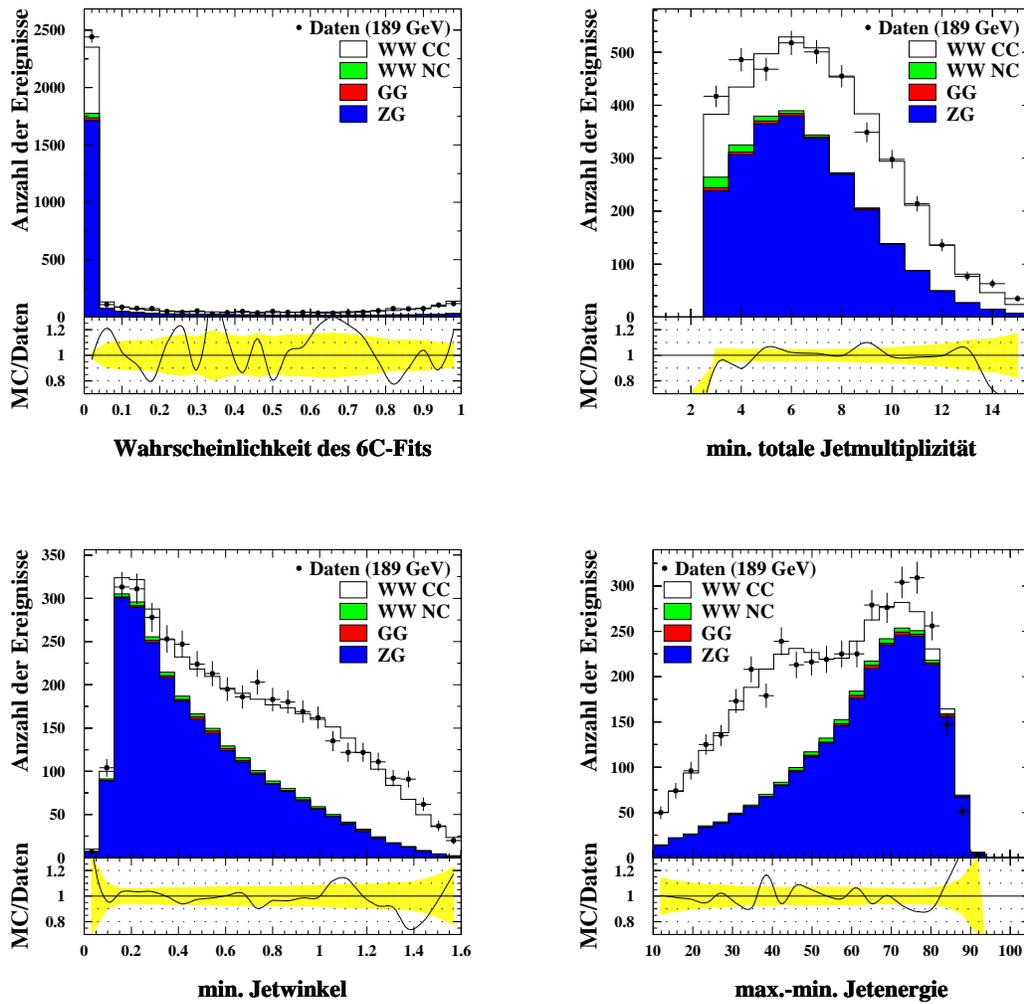
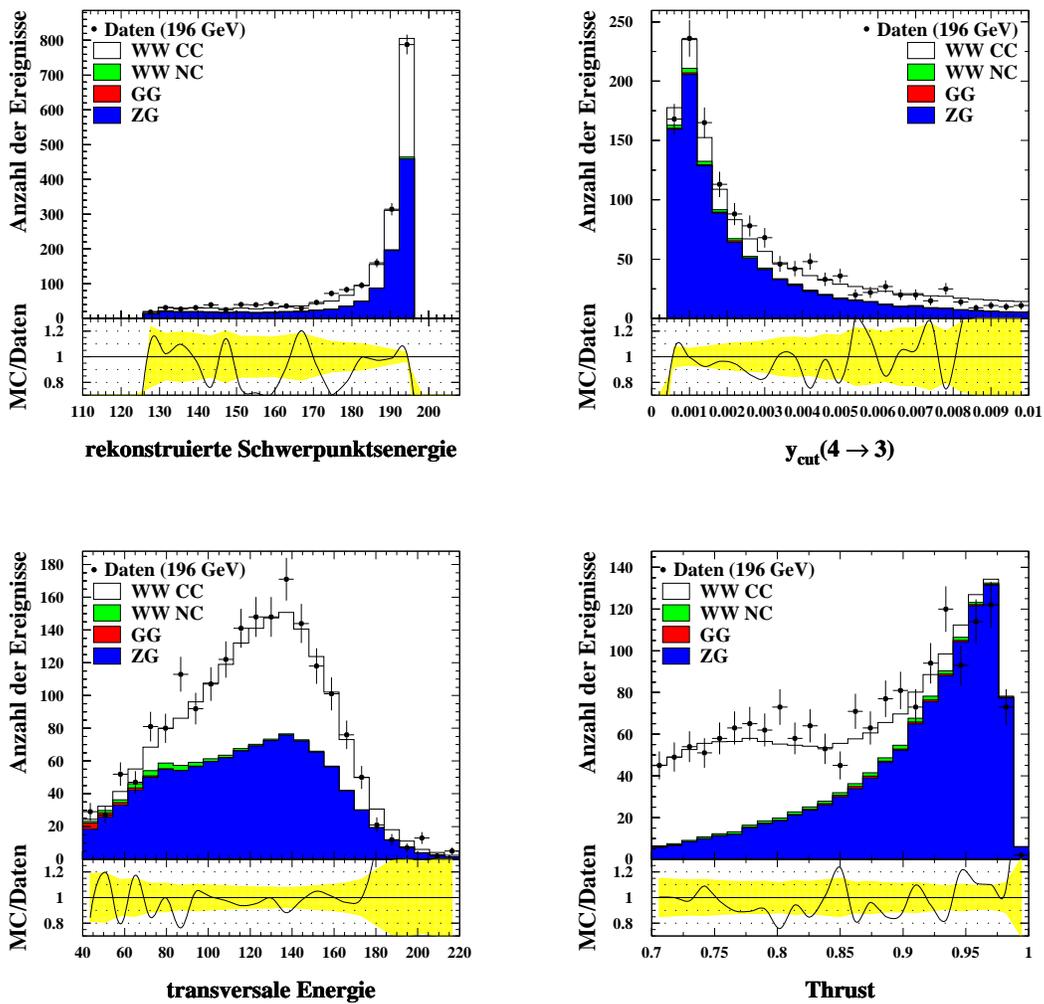


Abbildung A.3: $prob_{WW}$, N_{min} , Θ_{min} und E_{diff} bei 189 GeV.

A.2 196 GeV

Abbildung A.4: $\sqrt{s'}$, $y_{cut}(4 \rightarrow 3)$, E_{trans} , und Thrust bei 196 GeV.

100 Anhang A. Vergleich zwischen Daten und Simulationen nach der Vorselektion

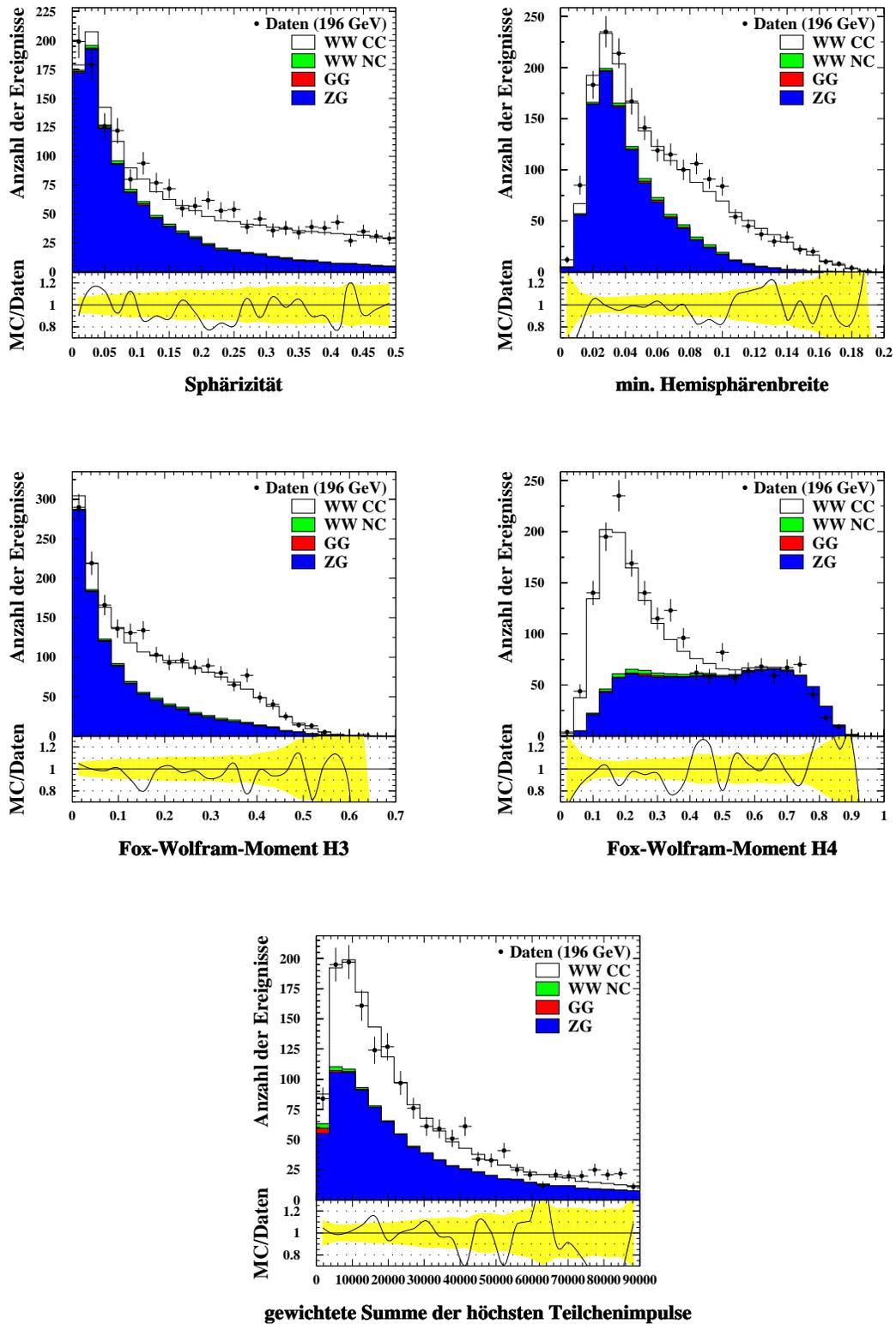


Abbildung A.5: Sphärizität, b_{min} , H_3 , H_4 und psc bei 196 GeV.

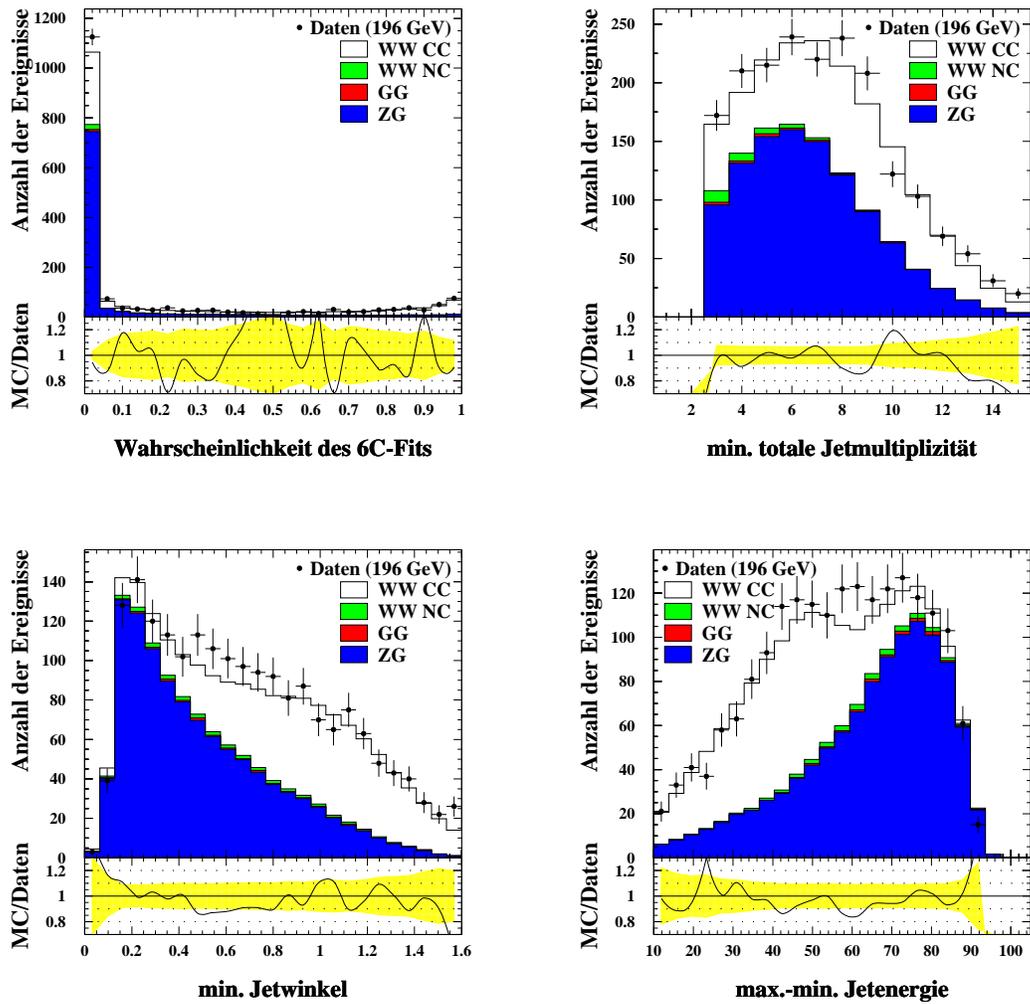


Abbildung A.6: $prob_{WW}$, N_{min} , Θ_{min} und E_{diff} bei 196 GeV.

A.3 207 GeV

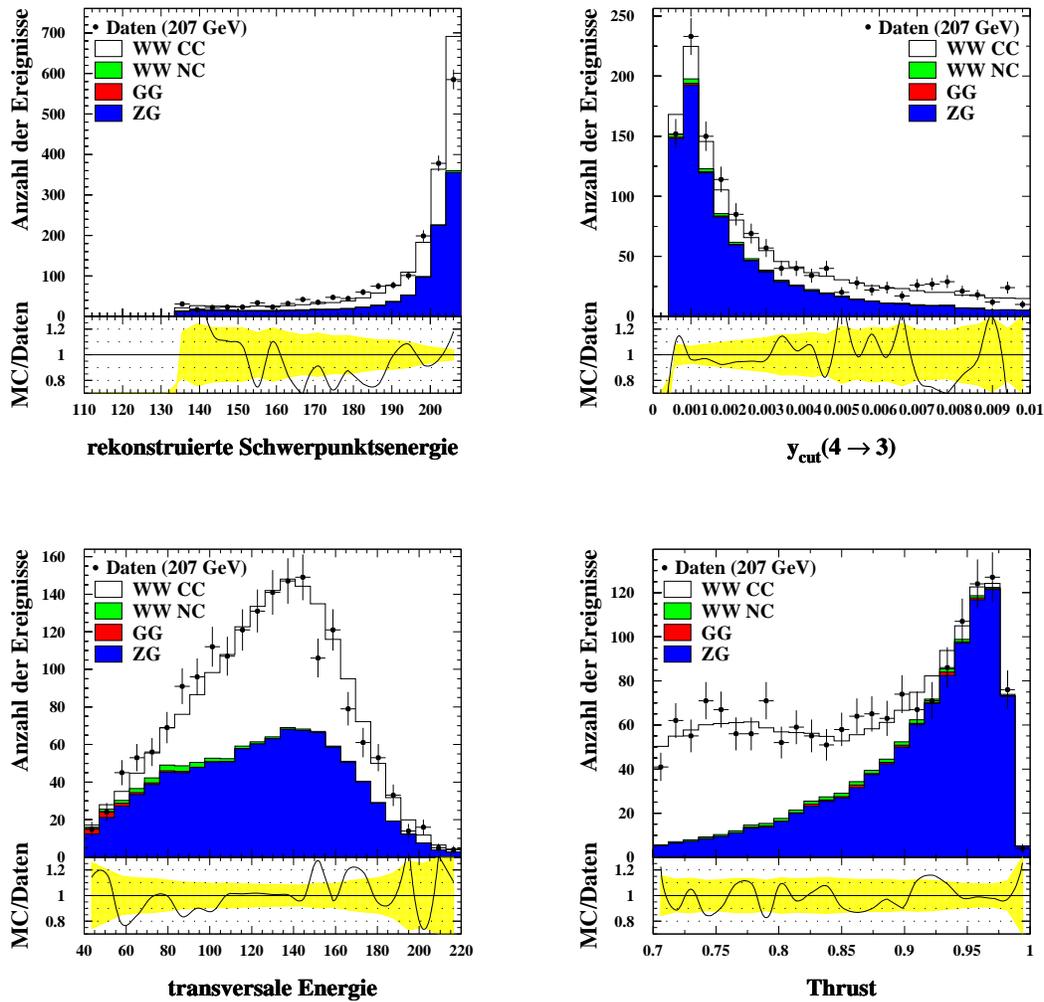


Abbildung A.7: $\sqrt{s'}$, $y_{cut}(4 \rightarrow 3)$, E_{trans} , und Thrust bei 207 GeV.

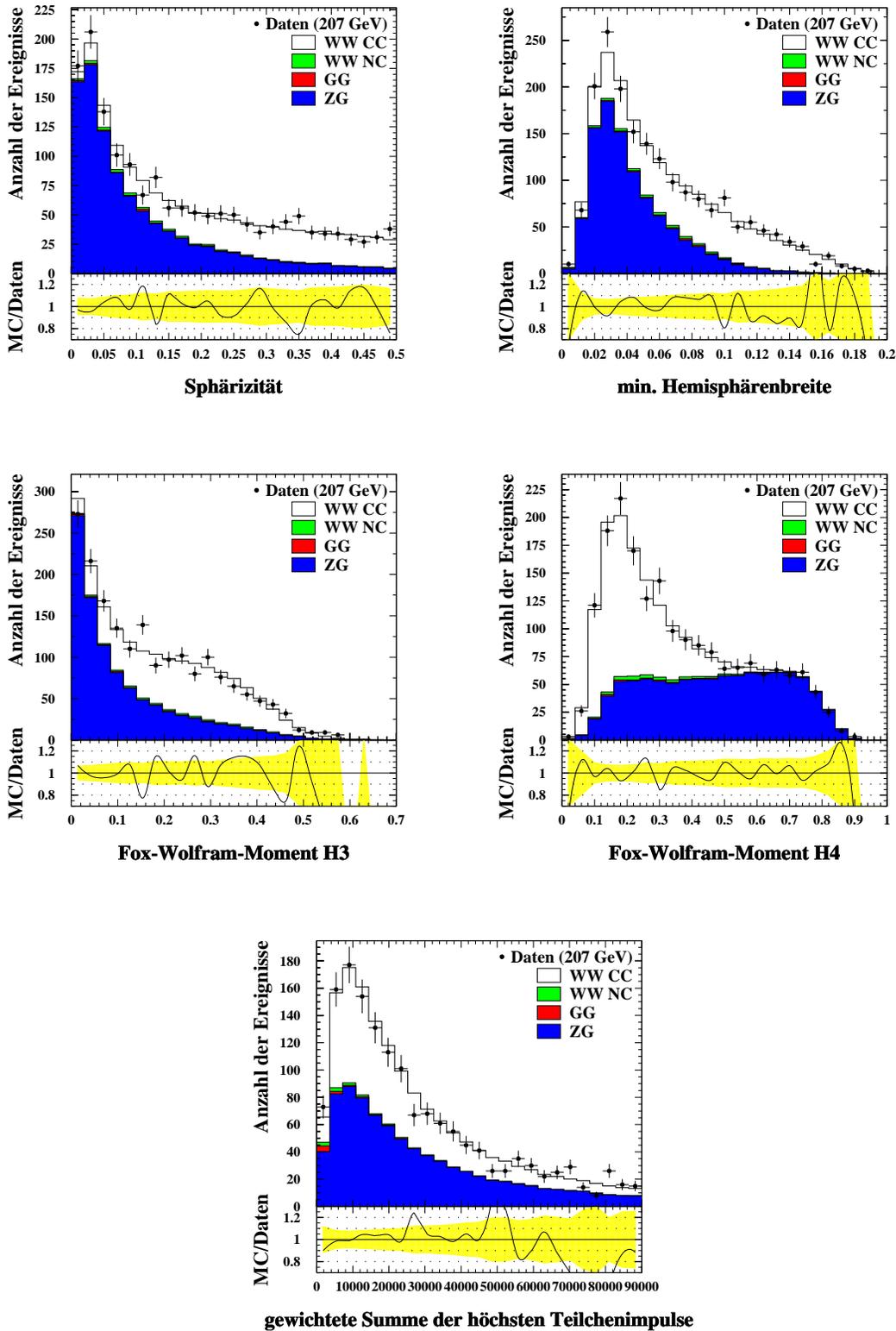


Abbildung A.8: Sphärizität, b_{min} , H_3 , H_4 und p_{sc} bei 207 GeV.

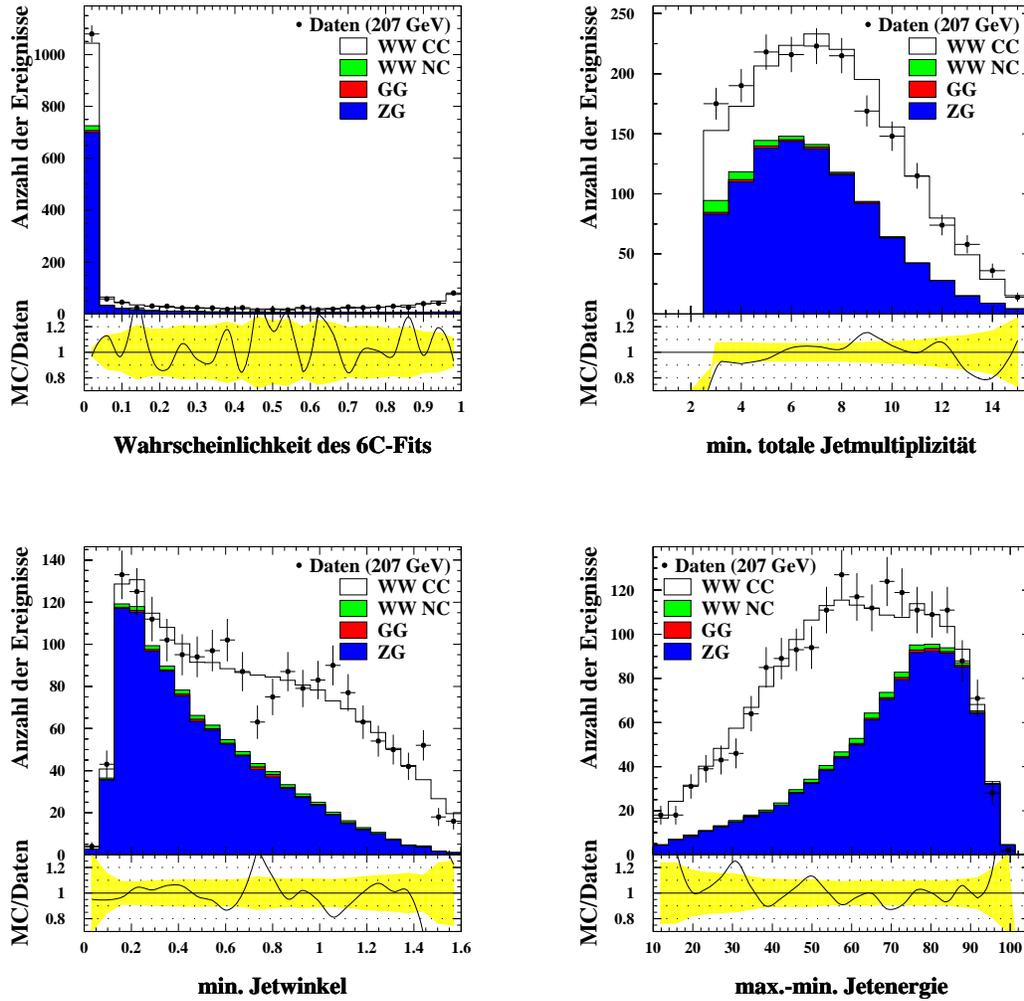


Abbildung A.9: $prob_{WW}$, N_{min} , Θ_{min} und E_{diff} bei 207 GeV.

Anhang B

Die Ausgabeverteilungen des neuronalen Netzes

In diesem Anhang sind die Ausgabeverteilungen des neuronalen Netzes für die verschiedenen Schwerpunktsenergien dargestellt. Für 207 GeV ist der letzte Zeitraum mit dem Ausfall eines TPC-Sektors als u1-Processing getrennt aufgeführt (vgl. Kapitel 5.1).

Im oberen Teil jeder Abbildung sind die Daten als Punkte und die simulierten Ereignisse als Histogramme zu erkennen. Dabei sind die unterschiedlichen Ereignisklassen übereinander angeordnet. Das unterste Histogramm zeigt jeweils den dominierenden Untergrund aus den QCD-Ereignissen. Ganz oben sind in weiß die hadronischen W -Paarereignisse, gefolgt von den semileptonischen, zu sehen. Daran schließen sich alle anderen Vier-Fermion- sowie die Zwei-Photon-Ereignisse an. Um bei den halblogarithmischen Darstellungen den Vergleich zwischen Daten und Simulation zu erleichtern, ist im unteren Teil jeder Abbildung das Verhältnis aus der Summe aller Simulationen zu den Daten aufgetragen.

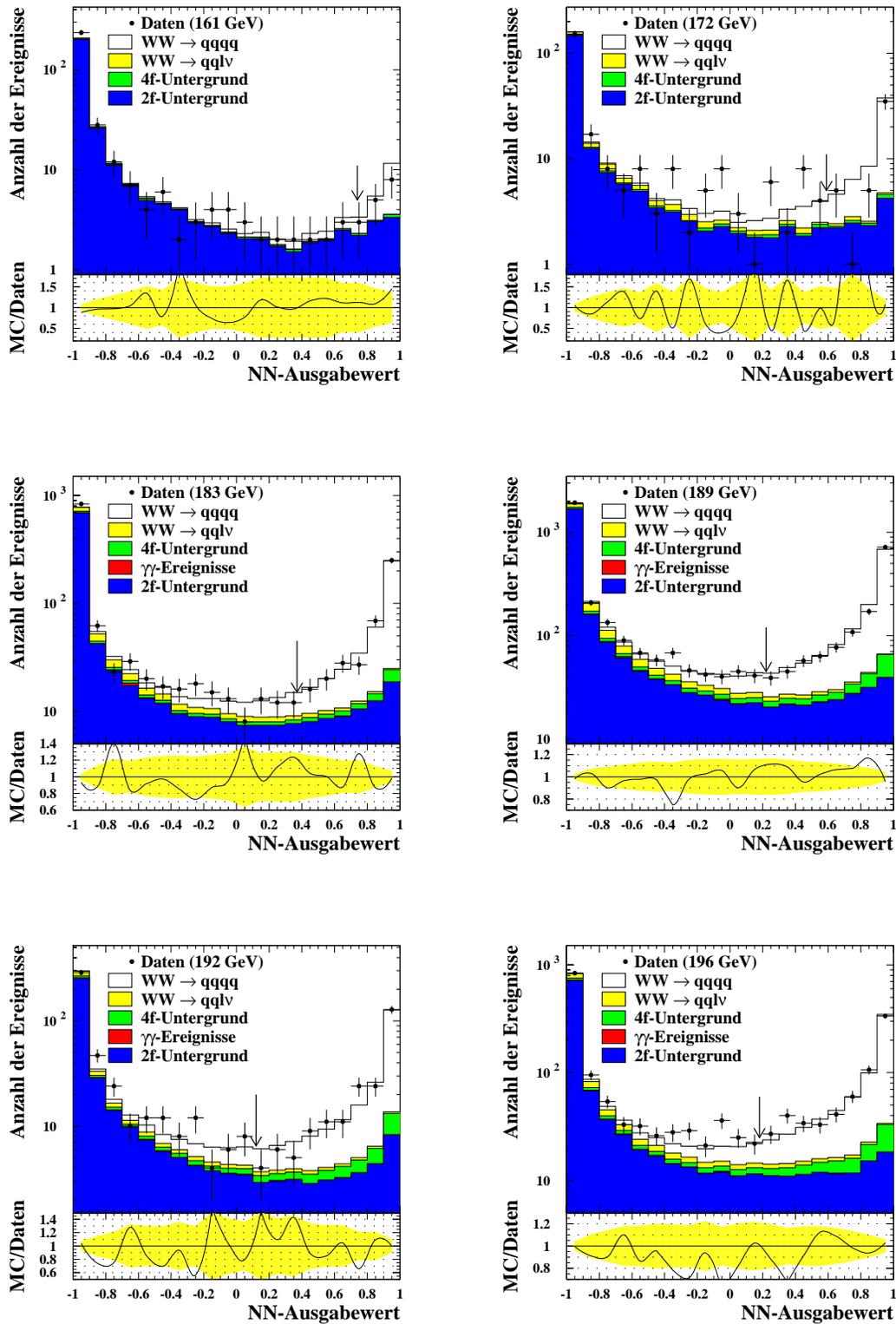


Abbildung B.1: Die Ausgabeverteilungen des neuronalen Netzes für die Schwerpunktsenergien von 161 bis 196 GeV.

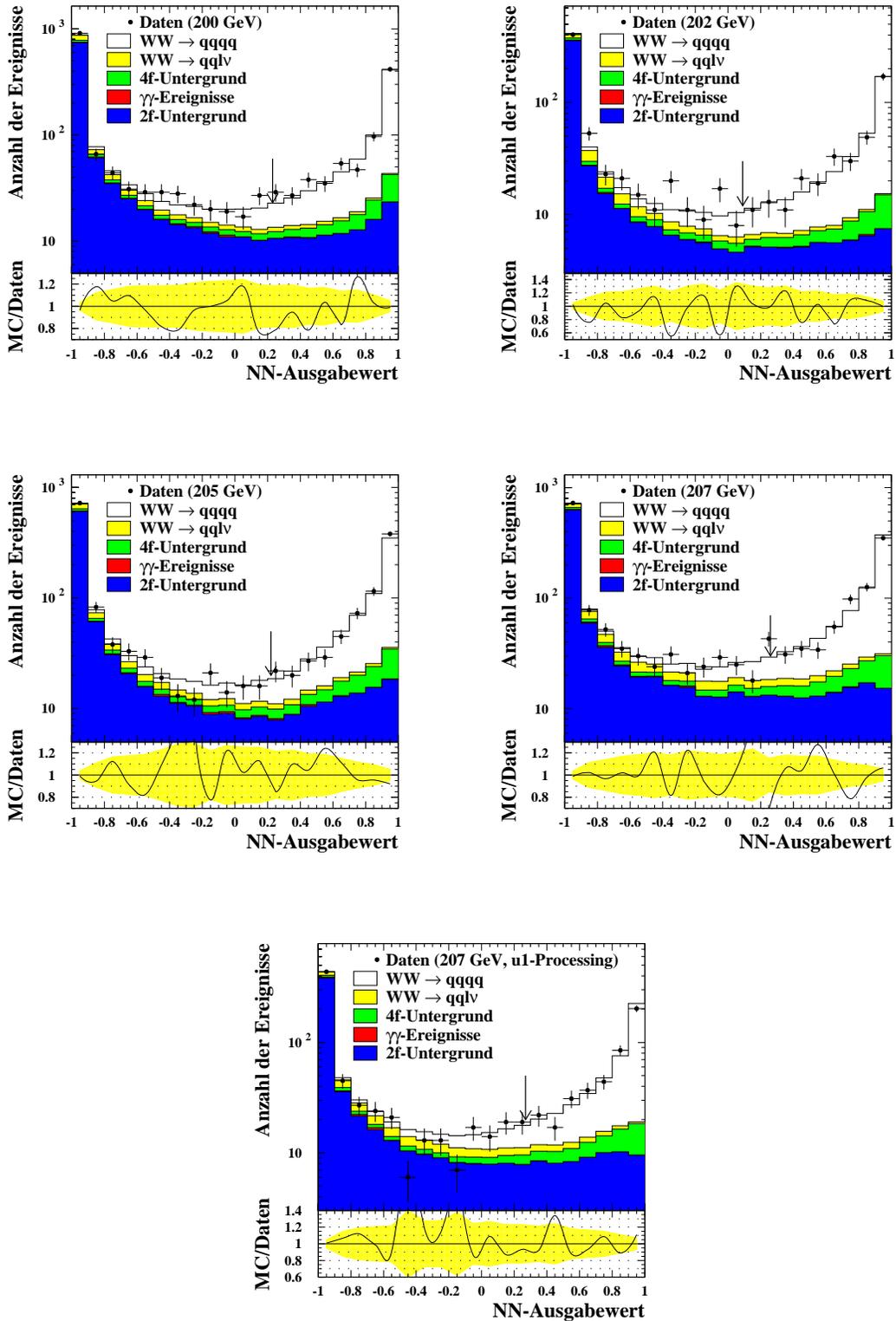


Abbildung B.2: Die Ausgabeverteilungen des neuronalen Netzes für die Schwerpunktsenergien von 200 bis 207 GeV (einschließlich des u1-Processings).

Tabellenverzeichnis

1.1	Die fundamentalen Wechselwirkungen	3
1.2	Die Fermionen des Standardmodells	4
3.1	Der Backpropagation–Lernalgorithmus vorwärtsgerichteter Netzwerke	32
5.1	Die mittleren Schwerpunktsenergien und gesammelten Luminositäten	46
5.2	Die Schnitte der Vorselektion	49
5.3	Die Effizienzen nach der Vorselektion bei unterschiedlichen Energien .	50
5.4	Die verwendeten Parameterwerte des neuronalen Netzes	57
6.1	Die wesentlichen Selektionsergebnisse für alle Schwerpunktsenergien .	61
6.2	Neue und alte Selektionsergebnisse im Vergleich	63
6.3	Die relativen statistischen Fehler für Effizienz und Untergrund	68
6.4	Die Zusammenfassung der dominierenden systematischen Fehler . . .	76
7.1	Die systematischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt	79
7.2	Die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$ für alle Schwerpunktsenergien .	80
7.3	Das Verhältnis $\mathcal{R}_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$ für verschiedene Vorhersagen	84
8.1	Das Verhältnis \mathcal{R}_{WW} für verschiedene Vorhersagen	88
8.2	Die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{WW\gamma}$ für Energien von 189 bis 206 GeV .	92

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die fundamentalen Feynmangraphen der QCD	5
1.2	Die fundamentalen Feynmangraphen der elektroschwachen Theorie . .	8
1.3	Zwei Beispiele für fundamentale Feynmangraphen in der e^+e^- -Physik	9
1.4	Ein Feynmangraph von $\gamma\gamma$ -Ereignissen	9
1.5	Ein Feynmangraph radiativer Ereignisse	10
1.6	Die Feynmangraphen erster Ordnung zur Bosonpaarproduktion . . .	11
1.7	Ein hadronischer W -Zerfall in der e^+e^- -Annihilation	12
1.8	Eine schematische Darstellung von Cluster- und String-Fragmentation	15
2.1	Eine Lageskizze des LEP-Beschleunigers	18
2.2	Der DELPHI-Detektor	20
2.3	Die DELPHI-Analysekette	26
3.1	Gegenüberstellung eines natürlichen und eines künstlichen Neurons .	29
3.2	Mögliche Aktivierungsfunktionen neuronaler Netze	30
3.3	Die Topologie eines vorwärtsgerichteten neuronalen Netzes	32
4.1	Die Wirkungsquerschnitte verschiedener Standardmodellprozesse oberhalb der Z -Resonanz	34
4.2	Der erste hadronische WW -Kandidat bei 161 GeV	36
4.3	Ein semileptonisches und ein leptonisches WW -Ereignis bei 196 GeV	37
5.1	Die integrierte Luminosität des LEP-Beschleunigers	45
5.2	Die Topologie des verwendeten neuronalen Netzes	51
5.3	Der Vergleich zwischen Daten und MC für verschiedene Observablen .	54
5.4	Der Vergleich zwischen Daten und Simulation für $\sqrt{s'}$	55
5.5	Die mittleren Fehler während der Trainings bei 189 und 207 GeV . .	56

5.6	Die Ausgabeverteilungen des neuronalen Netzes bei zwei Energien . . .	58
6.1	Die Selektionsqualität des neuronalen Netzes bei 161, 189 und 207 GeV	62
6.2	Die Topologie des neuronalen Netzes nach Pruning	66
6.3	Der Einfluss der Multiplizitätskorrektur auf die Daten	70
6.4	Die Verteilung für $\sqrt{s'}$ nach Smearing	71
6.5	Die Unterschiede der Simulationsmodelle für den QCD–Untergrund .	74
6.6	Zwei Verteilungen zu dem Fit des Zwei–Fermion–Untergrundes	75
7.1	Die Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu Standardmodellvorhersagen	81
7.2	Die Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu weiteren Vorhersagen . . .	82
7.3	Das Verhältnis $\mathcal{R}_{WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$ für RACOONWW	84
8.1	Die DELPHI–Ergebnisse für den totalen Wirkungsquerschnitt	88
8.2	Die ermittelten Verzweigungsverhältnisse im W –Zerfall	90
A.1	$\sqrt{s'}$, $y_{cut}(4 \rightarrow 3)$, E_{trans} , und Thrust bei 189 GeV	96
A.2	Sphärizität, b_{min} , H_3 , H_4 und psc bei 189 GeV	97
A.3	$prob_{WW}$, N_{min} , Θ_{min} und E_{diff} bei 189 GeV	98
A.4	$\sqrt{s'}$, $y_{cut}(4 \rightarrow 3)$, E_{trans} , und Thrust bei 196 GeV	99
A.5	Sphärizität, b_{min} , H_3 , H_4 und psc bei 196 GeV	100
A.6	$prob_{WW}$, N_{min} , Θ_{min} und E_{diff} bei 196 GeV	101
A.7	$\sqrt{s'}$, $y_{cut}(4 \rightarrow 3)$, E_{trans} , und Thrust bei 207 GeV	102
A.8	Sphärizität, b_{min} , H_3 , H_4 und psc bei 207 GeV	103
A.9	$prob_{WW}$, N_{min} , Θ_{min} und E_{diff} bei 207 GeV	104
B.1	Die Ausgabeverteilungen des neuronalen Netzes für 161 bis 196 GeV .	106
B.2	Die Ausgabeverteilungen des neuronalen Netzes für 200 bis 207 GeV .	107

Literaturverzeichnis

- [1] Particle Data Group; K. Hagiwara et al.: *Review of Particle Physics*. Phys. Rev., D66:010001, 2002.
- [2] G. Zweig: *Quark Catalysis of Exothermic Nuclear Reactions*. Science, 201:973, 1978.
- [3] S. L. Glashow: *Partial Symmetries of Weak Interactions*. Nucl. Phys., 22:579, 1961.
- [4] S. Weinberg: *A Model of Leptons*. Phys. Rev. Lett., 19:1264, 1967.
- [5] J. Goldstone, A. Salam und S. Weinberg: *Broken Symmetries*. Phys. Rev., 127:965, 1962.
- [6] S. Weinberg: *Mass of the Higgs Boson*. Phys. Rev. Lett., 36:294–296, 1976.
- [7] A. D. Linde: *Dynamical Symmetry Restoration and Constraints on Masses and Coupling Constants in Gauge Theories*. JETP Lett., 23:64–67, 1976.
- [8] LEP Working Group for Higgs Boson Searches: *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*. LHWG-2002-01, contributed to the ICHEP 2002 conference in Amsterdam, NL, 2002.
- [9] LEP Electroweak Working Group, SLD Heavy Flavour Working Group; D. Abbaneo et al.: *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*. LEPEWWG-2002-02, 2002.
- [10] M. Kobayashi und T. Maskawa: *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*. Prog. Theor. Phys., 49:652–657, 1973.
- [11] D. Michelsen, H. Müller und F. Wäckerle: *Studies of 5-Parton Events in Electron Positron Annihilation*. IEKP-KA/94-11, Institut für experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe, 1994.
- [12] A. Ballestrero et al.: *Reports of the Working Groups on Precision Calculation for LEP2 Physics*. CERN Yellow Report, Contribution to Proceedings of the LEP2 Monte Carlo Workshop in Geneva, 2000.

-
- [13] U. Flammeyer: *Eine genaue Bestimmung der Ladungsseparation — Systematische Untersuchung des Einflusses von Fragmentationseffekten und ihre Beschreibung durch Monte Carlo Modelle*. Diplomarbeit, Bergische Univ.–GH Wuppertal, WUD 96-25, 1996.
- [14] R. P. Feynman und R. D. Field: *A Parametrization of the Properties of Quark Jets*. Nucl. Phys., B136:1, 1978.
- [15] G. Marchesini et al.: *Simulation of QCD Jets Including Soft Gluon Interference*. Nucl. Phys., B238:492, 1984.
- [16] D. A. Morris: *A Framework for the Fragmentation of a Massless Relativistic String*. Dissertation, Caltech, CALT 68-1440, 1987.
- [17] T. D. Gottschalk: *A Simple Phenomenological Model for Hadron Production from Low Mass Clusters*. Nucl. Phys., B239:325, 1984.
- [18] T. D. Gottschalk: *An Improved Description of Hadronisation in the QCD Cluster Model for e^+e^- Annihilation*. Nucl. Phys., B239:349, 1984.
- [19] T. D. Gottschalk und D. A. Morris: *A New Model for Hadronization and e^+e^- Annihilation*. Nucl. Phys., B288:729, 1987.
- [20] DELPHI Collaboration; P. A. Aarnio et al.: *The DELPHI Detector at LEP*. Nucl. Instrum. Meth., A303:233–276, 1991.
- [21] M. Elsing: *The DELPHI Silicon Tracker in the Global Pattern Recognition*. Nucl. Instrum. Meth., A447:76–89, 2000.
- [22] DELPHI Collaboration; P. Abreu et al.: *Performance of the DELPHI Detector*. Nucl. Instrum. Meth., A378:57–100, 1996.
- [23] DELPHI Trigger Group, A. Augustinus et al.: *The DELPHI Trigger System at LEP2 Energies*. CERN-EP 2002-086, akzeptiert von Nucl. Instrum. Meth., A, 2002.
- [24] Y. Belokopytov und V. Perovozchikov: *Cargo Database Management Package*. DELPHI 93-5 PROG 195, 1993.
- [25] DELPHI Collaboration: *DELPHI Data Analysis Program (DELANA) User's Guide*. DELPHI 89-44 PROG 137, 1989.
- [26] DELPHI Collaboration: *DELSIM, DELPHI Event Generation and Detector Simulation User's Guide*. DELPHI 89-67 PROG 142, 1989.
- [27] DELPHI Collaboration: *DELSIM Reference Manual*. DELPHI 89-68 PROG 143, 1989.

-
- [28] R. Brause: *Neuronale Netze: Eine Einführung in die Neuroinformatik*. B.G. Teubner-Verlag, Stuttgart, 1995.
- [29] R. Rojas: *Neural Networks — A Systematic Introduction*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1996.
- [30] P. Langefeld: *Identifikation von Zerfällen des Z-Bosons in b-Quark-Paare — Multivariate Verfahren und Neuronale Netzwerke im Vergleich*. Diplomarbeit, Bergische Univ.-GH Wuppertal, WUD 93-42, 1993.
- [31] W. S. McCulloch und W. H. Pitts: *A Logical Calculus of the Ideas Immanent in Nervous Activity*. Bulletin of Mathematical Biophysics, Volume V:115–133, 1943.
- [32] D. O. Hebb: *The Organization of Behavior: a Neuropsychological Theory*. Wiley, New York, 1949.
- [33] C. M. Bishop: *Neural Networks for Pattern Recognition*. Clarendon Press, Oxford, 1996.
- [34] F. Rosenblatt: *Principles of Neurodynamics*. Spartan Books, Washington DC, 1962.
- [35] G. E. Hinton, D. E. Rumelhart und R. J. Williams: *Learning Internal Representations by Error Propagation*. Parallel Distributed Processing, MIT Press, Cambridge (MA), Volume 1:318–362, 1986.
- [36] U. Flammeyer: *Multijet-Produktion in der e^+e^- -Annihilation von $\sqrt{s} = 89$ GeV bis 207 GeV*. Dissertation, Bergische Univ.-GH Wuppertal, WUB-DIS 2001-4, 2001.
- [37] W. Beenakker et al.: *WW Cross-Sections and Distributions in Physics at LEP2*, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner. CERN 96-01 Vol. 1, 1996.
- [38] W. Beenakker, F. A. Berends und A. P. Chapovsky: *Radiative Corrections to Pair Production of Unstable Particles: Results for $e^+e^- \rightarrow 4$ Fermions*. Nucl. Phys., B548:3–59, 1999.
- [39] A. Denner, S. Dittmaier, M. Roth und D. Wackerth: *Electroweak Radiative Corrections to $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4$ Fermions in Double-pole Approximation: The RACOONWW Approach*. Nucl. Phys., B587:67–117, 2000.
- [40] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B. F. L. Ward und Z. Was: *The Monte Carlo Event Generator YFSWW3 Version 1.16 for W-Pair Production and Decay at LEP2/LC Energies*. Comput. Phys. Commun., 140:432–474, 2001.

-
- [41] D. Y. Bardin et al.: *GENTLE/4fan v. 2.0: A Program for the Semi-Analytic Calculation of Predictions for the Process $e^+e^- \rightarrow 4f$* . Comput. Phys. Commun., 104:161–187, 1997.
- [42] A. Ballestrero, R. Chierici, F. Cossutti und E. Migliore: *Four-Fermion Simulation at LEP2 in DELPHI*. hep-ph/0210208, 2002.
- [43] E. Accomando, A. Ballestrero und E. Maina: *WPHACT 2.0: A Fully Massive Monte Carlo Generator for Four Fermion Physics at e^+e^- Colliders*. hep-ph/0204052, 2002.
- [44] T. Sjöstrand et al.: *High-Energy Physics Event Generation with PYTHIA 6.1*. Comput. Phys. Commun., 135:238–259, 2001.
- [45] T. Sjöstrand: *High-Energy Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*. Comput. Phys. Commun., 82:74–90, 1994.
- [46] L. Lönblad: *ARIADNE Version 4: A Program For Simulation of QCD Cascades Implementing the Color Dipole Model*. Comput. Phys. Commun., 71:15, 1992.
- [47] G. Corcella et al.: *HERWIG 6: An Event Generator for Hadron Emission Reactions with Interfering Gluons (Including Supersymmetric Processes)*. JHEP, 01:10, 2001.
- [48] F. A. Berends, P. H. Daverveldt und R. Kleiss: *Monte Carlo Simulation of Two Photon Processes. 2. Complete Lowest Order Calculations for Four Lepton Production Processes in Electron Positron Collisions*. Comput. Phys. Commun., 40:285–307, 1986.
- [49] S. Jadach, B. F. L. Ward und Z. Was: *The Precision Monte Carlo Event Generator KK for Two Fermion Final States in e^+e^- Collisions*. Comput. Phys. Commun., 130:260–325, 2000.
- [50] R. W. Assmann: *LEP Operation and Performance With Electron Positron Collisions at 209 GeV*. Proceedings of the 11th Workshop On LEP Performance, Jan 15-19 2001, Chamonix, France, p:323–334, 2001.
- [51] S. Catani, Yu. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock und B. R. Webber: *New Clustering Algorithm for Multi-Jet Cross-Sections in e^+e^- Annihilation*. Phys. Lett., B269:432–438, 1991.
- [52] Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze und S. I. Troian: *On the Concept of Local Parton Hadron Duality*. J. Phys., G17:1585–1587, 1991.
- [53] P. Abreu et al.: *The Estimation of the Effective Centre of Mass Energy in $q\bar{q}\gamma$ Events from DELPHI*. Nucl. Instrum. Meth., A427:487–494, 1999.

-
- [54] L. Lønblad, C. Peterson und T. Røgnvaldsson: *JETNET 3.0: A Versatile Artificial Neural Network Package*. Comput. Phys. Commun., 81:185–220, 1994.
- [55] L. Lønblad, C. Peterson, H. Pi und T. Røgnvaldsson: *JETNET 3.1 — A Neural Network Program for Jet Discrimination and Other High Energy Physics Triggering Situations*. Department of Theoretical Physics, University of Lund, Sweden, 1994.
- [56] DELPHI Collaboration; P. Abreu et al.: *Measurement and Interpretation of the W -Pair Cross-Section in e^+e^- Interactions at 161 GeV*. Phys. Lett., B397:158–170, 1997.
- [57] DELPHI Collaboration; P. Abreu et al.: *Measurement of the W -Pair Cross-Section and of the W Mass in e^+e^- Interactions at 172 GeV*. Eur. Phys. J., C2:581–595, 1998.
- [58] DELPHI Collaboration; P. Abreu et al.: *W -Pair Production Cross-Section and W Branching Fractions in e^+e^- Interactions at 183 GeV*. Phys. Lett., B456:310–321, 1999.
- [59] K. H. Becks, J. Drees, U. Flammeyer und U. Müller: *Separation of Hadronic W Decays from QCD-Background With Self-Organizing Maps*. Nucl. Instrum. Meth., A426:599–604, 1999.
- [60] U. Müller: *Trennung hadronischer W -Zerfälle von QCD-Ereignissen bei DELPHI mit neuronalen Netzen*. Diplomarbeit, Bergische Univ.-GH Wuppertal, WUD 98-09, 1998.
- [61] A. Duperrin: *Measurement of the W Mass in $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ at 183 GeV with Neural Network*. DELPHI 98-150 PHYS 794, 1998.
- [62] G. C. Fox und S. Wolfram: *Observables for the Analysis of Event Shapes in e^+e^- Annihilation and Other Processes*. Phys. Rev. Lett., 41:1581, 1978.
- [63] DELPHI Collaboration; P. Abreu et al.: *W -Pair Production Cross-Section and W Branching Fractions in e^+e^- Interactions at 189 GeV*. Phys. Lett., B479:89–100, 2000.
- [64] E. Accomando et al.: *Standard Model Processes in Physics at LEP 2*, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner. CERN 96-01 Vol. 1, 1996.
- [65] D. Jeans: *Private Kommunikation*, 2002.
- [66] M. Nikolenko: *Private Kommunikation*, 2002.
- [67] DELPHI Hadronic Cross-Section Team; M. Nikolenko et al.: *Backup Note on the Hadronic Cross-Section Analysis Used for the 184 - 207 GeV Publication*. DELPHI internal note, 2002.

-
- [68] DELPHI Collaboration: *Measurement and Interpretation of Fermion–Pair Production at LEP Energies Above the Z Resonance*. Publikation in Vorbereitung (Eur. Phys. J., C), 2003.
- [69] V. A. Khoze und T. Sjöstrand: *On Color Rearrangement in Hadronic W^+W^- Events*. Z. Phys., C62:281–310, 1994.
- [70] L. Lønblad und T. Sjöstrand: *Modelling Bose–Einstein Correlations at LEP2*. Eur. Phys. J., C2:165–180, 1998.
- [71] N. van Remortel: *BEC Studies in DELPHI*. Vortrag auf DELPHI WW–Workshop in Genf, 12.02.2003.
- [72] J. Drees, U. Flügge, K. Hamacher, O. Passon, R. Reinhardt und D. Wicke: *Measurement of the Strong Coupling α_s and Its Energy Dependence from the Four Jet Rate of Hadronic Events with the DELPHI Detector at LEP*. DELPHI 2001-059 CONF 487, contributed to the EPS HEP 2001 conference in Budapest and the LP01 conference in Rome, 2001.
- [73] P. Buschmann et al.: *Measurement of the W –Pair Production Cross–Section and W Branching Ratios at $\sqrt{s} = 192 - 202$ GeV*. DELPHI 2000-039 CONF 357, contributed to the Winter conference in Moriond, 2000.
- [74] P. Buschmann et al.: *Measurement of the W –Pair Production Cross–Section and W Branching Ratios at $\sqrt{s} = 205$ and 207 GeV*. DELPHI 2001-024 CONF 465, contributed to the Winter conference in Moriond, 2001.
- [75] DELPHI Collaboration: *Measurement of the W –Pair Production Cross–Section and W Branching Ratios in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} = 161 - 209$ GeV*. Publikation in Vorbereitung (Eur. Phys. J., C), 2003.
- [76] D. Jeans: *A Discussion of Discriminant Techniques*. DELPHI 2001-135 TRACK 97, 2001.
- [77] ALEPH Collaboration: *Measurement of W –Pair Production and W Branching Ratios in e^+e^- Collisions up to 208 GeV*. ALEPH 2001-013 CONF 2001-010, contributed to the Winter conference in Moriond, 2001.
- [78] L3 Collaboration: *Preliminary Results on the Measurements of W –Pair Cross–Sections in e^+e^- Interactions at $\sqrt{s} = 205 - 208$ GeV and W –Decay Branching Fractions*. L3 Note 2756, contributed to the ICHEP 2002 conference in Amsterdam, NL, 2002.
- [79] OPAL Collaboration: *Measurements of Standard Model Processes in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} = 203 - 209$ GeV*. OPAL Physics Note PN469, 2001.

-
- [80] LEP Electroweak Working Group, SLD Heavy Flavour Working Group; D. Abbaneo et al.: *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*. LEPEWWG-2001-02, 2001.
- [81] S. Andringa et al.: *Measurement of the Trilinear Gauge Boson Couplings in e^+e^- Collisions at 189 - 209 GeV*. DELPHI 2002-034 CONF 568, contributed to the ICHEP 2002 conference in Amsterdam, NL, 2002.
- [82] DELPHI Collaboration: *Measurement of the $W^+W^-\gamma$ Cross-Section and Limits on Anomalous Quartic Gauge Couplings with DELPHI*. Publikation in Vorbereitung (Phys. Lett., B), 2003.
- [83] S. Andringa et al.: *Measurement of the $W^+W^-\gamma$ Cross-Section and Limits on Anomalous Quartic Gauge Couplings with DELPHI*. DELPHI 2002-059 CONF 593, contributed to the ICHEP 2002 conference in Amsterdam, NL, 2002.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt an erster Stelle Herrn Prof. Dr. Jürgen Drees, der mich in seine Arbeitsgruppe aufnahm und der mir die vorliegende Arbeit möglich machte. Unter seiner Führung herrschte ein sehr angenehmes Klima mit einer freien und selbständigen Arbeitsweise. Außerdem ermöglichte er mir, durch zahlreiche Aufenthalte am CERN die Arbeit an einem großen internationalen Forschungsprojekt kennenzulernen und die Ergebnisse meiner Analysen auf nationalen und internationalen Konferenzen zu präsentieren.

Ich danke auch Herrn Prof. Dr. Karl–Heinz Becks sehr herzlich. Er legte schon mit der Vergabe meiner Diplomarbeit den Grundstein für diese Analyse. Dabei brachte er mir das faszinierende Thema der neuronalen Netze näher und bot mir in der Folge die Möglichkeit, meine Kenntnisse auf diesem Gebiet auf mehreren internationalen Workshops zu vertiefen.

Herrn Dr. Helmut Wahlen danke ich sehr für das stetige Interesse an meiner Arbeit und seine ständige, engagierte Unterstützung. Zusammen mit Patrick Buschmann und den anderen Mitgliedern des *WW*–cross section–Teams bei DELPHI leistete er wichtige Beiträge zu dieser Analyse.

Ich bedanke mich herzlich bei allen Kollegen hier in Wuppertal und am CERN für die angenehme Zusammenarbeit und ihre Hilfsbereitschaft, besonders bei meinen Zimmernachbarn Dr. Uwe Flammeyer, Dr. Siegfried Hahn, Hendrik Hoeth, Dr. Klaus München, Martin Siebel und Dr. Daniel Wicke. Torsten Harenberg, Andreas Kootz und Wolfgang Liebig danke ich speziell für ihren Rat und ihren Einsatz, wenn die Hardware wieder einmal streikte.

Mein ganz besonders herzlicher Dank geht an meine Eltern für ihre andauernde Unterstützung und Geduld, nicht nur während meines Studiums.