

**Untersuchungen am
Drei-Eichbosonen-Vertex
der elektroschwachen
Wechselwirkung
mit dem ALEPH-Detektor**

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

Sascha Marc Schmeling
geboren in St. Ingbert

Mainz
2000

Tag der Einreichung: = 7. November 2000
Tag der mündlichen Prüfung: = 24. November 2000

Inhaltsverzeichnis

I	Einleitung.....	6
II	Theoretische Grundlagen.....	9
II.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik.....	9
II.2	Die Elektroschwache Wechselwirkung	11
II.3	Produktion von W-Boson-Paaren	13
II.4	Zerfall von W-Bosonen	14
II.5	Kopplungen dreier Eichbosonen	15
II.5.1	Die Polarisation der W-Bosonen.....	16
II.5.2	Drei-Eichbosonen-Kopplungen	20
III	Das ALEPH-Experiment am Elektron-Positron-Speicherring LEP.....	23
III.1	LEP – Der Large Electron-Positron-Speicherring.....	23
III.2	Der ALEPH-Detektor.....	25
III.2.1	Das Strahlrohr	25
III.2.2	Der Vertex-Detektor	25
III.2.3	Die innere Spurkammer.....	26
III.2.4	Die Zeitprojektionskammer	27
III.2.5	Das elektromagnetische Kalorimeter	28
III.2.6	Die supraleitende Spule	29
III.2.7	Das hadronische Kalorimeter mit den Myon-Kammern.....	29
III.2.8	Die Luminositätsmonitore.....	30
III.2.9	Der Trigger.....	30
III.2.10	Die Datenerfassung	31
III.2.11	Ereignisrekonstruktion	32
IV	Die Datenanalyse	33

IV.1	Die Signatur des Signals	34
IV.2	Wichtige Komponenten des Untergrunds	34
IV.2.1	Elektron-Positron-Streuung	34
IV.2.2	Fermion-Paarbildung	34
IV.2.3	Zwei-Photon-Ereignisse.....	35
IV.2.4	Ereignisse mit Z-Bosonen.....	35
IV.2.5	Ereignisse mit W-Bosonen	37
IV.3	Monte Carlo-Simulationen	37
IV.3.1	Standardmodell-Prozesse.....	38
IV.3.2	Prozesse mit speziellen Parametern.....	38
IV.4	Kinematische Rekonstruktion.....	39
IV.5	Die Messung der Polarisation der W-Bosonen	41
IV.6	Bestimmung der Kopplungskonstanten am Drei-Eichbosonen-Vertex	43
IV.6.1	Die Methode der optimalen Observablen.....	43
IV.6.2	Das Programm „TGCFFITTER“	44
V	Die Ereignisselektion	47
V.1	Vorselektion	47
V.1.1	Die ρ -Variable	48
V.1.2	Die Leptonidentifikation.....	48
V.2	Endgültige Selektion für den Schwerpunktsenergiebereich 183-202 GeV.....	49
V.2.1	Beispiele selektierter Ereignisse	52
V.3	Die Abschätzung von Effizienz und Reinheit	54
V.4	Die Güte der kinematischen Rekonstruktion.....	55
VI	Die Analyseergebnisse	57
VI.1	Polarisation von W-Bosonen	57
VI.1.1	Akzeptanzkorrektur	58
VI.1.2	Ergebnis der Anpassung.....	58
VI.2	Die Kopplungen am Drei-Eichbosonen-Vertex.....	60
VI.2.1	Ergebnisse für einzelne Schwerpunktsenergien	60
VI.2.2	Kombination über alle betrachteten Schwerpunktsenergien.....	62
VI.3	Systematische Unsicherheiten	64
VI.3.1	Die Beschreibung der Daten im Monte Carlo.....	64
VI.3.2	Die Bestimmung der Reinheit	65

VI.3.3	Die Vermessung und Rekonstruktion von Spuren im Detektor.....	65
VI.3.4	Genauigkeit von Eingabeparametern	66
VI.3.5	Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten	67
VI.4	Zusammenfassung der Analyseergebnisse.....	67
VI.4.1	Die Polarisationsanteile von W-Bosonen	67
VI.4.2	Die Kopplungsparameter am Drei-Eichbosonen-Vertex der elektroschwachen Wechselwirkung	67
VII	Zusammenfassung	71
	Anhang	75
VIII	Literaturverzeichnis.....	79
IX	Abbildungsverzeichnis	81
X	Tabellenverzeichnis.....	85

I Einleitung

Seit Demokrit gefordert hat, es müsse elementare Bausteine der Materie geben, hat der Mensch nach eben diesen Konstituenten der Materie geforscht. Teilchenphysik, wie wir sie heute kennen, begann mit der Entdeckung der Bestandteile stabiler Materie: Elektronen, Protonen und Neutronen. Damit war zum ersten Male eine Beschreibung aus „elementaren“ Bausteinen möglich.

Heute wissen wir, daß Protonen und Neutronen nicht elementar sind, weiterhin hat man viele weitere Teilchen auf der gleichen Größenskala entdeckt, den sogenannten „Teilchenzoo“. Seit Mitte der sechziger Jahre kennen wir alle Bausteine, die wir heute „elementar“ nennen, Quarks und Leptonen, insgesamt zwölf Teilchen, die bis zu einer Skala von einem tausendstel Fermi (10^{-18} m) wirklich elementar sind. Damit war das Standardmodell der Teilchenphysik geboren, welches den elementaren Teilchen eine Ordnung gibt und sie mit Wechselwirkungen verknüpft. Zusätzlich gibt es zu jedem elementaren Teilchen aus Symmetrieüberlegungen ein sogenanntes Antiteilchen.

Seit vielen Jahren versucht man die Werte zu isolieren, welche die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen parametrisieren, im Standardmodell geschieht dies prinzipiell durch den Austausch von Wechselwirkungs- oder Austauschteilchen, deren bekanntester Vertreter das Photon ist. Es gibt sehr genaue Beschreibungen der Mechanismen dieser Wechselwirkungen, die Quantenfeldtheorien, die bestimmte Kopplungsparameter festlegen beziehungsweise voraussagen und miteinander verknüpfen.

Ziel vieler Experimente der Teilchenphysik ist es, eben diese Theorien zu überprüfen. Eine besondere Rolle spielt dabei das Europäische Laboratorium für Teilchenphysik (CERN für *Conseil Européen de la Recherche Nucléaire*), wo seit den fünfziger Jahren an Großexperimenten die Teilchenphysik vorangebracht wird. Viele wichtige Entwicklungen gingen und gehen vom CERN aus, und so betreibt die Institution an ihrem Sitz in Genf den größten Elektron-Positron-Speicherring der Welt (LEP für *Large Electron-Positron collider*). Vier Kollaborationen von Wissenschaftlern (ALEPH, L3, Opal und Delphi) haben sich zusammengefunden und jeweils ein Experiment an diesem Speicherring in Betrieb genommen, und wenn sich nun die Laufzeit von LEP dem Ende nähert, können die Physiker auf einige wichtige Errungenschaften in Bezug auf das Standardmodell der Teilchenphysik zurückblicken.

Die Elektronen und Positronen im LEP-Ring werden in den Experimenten zur Kollision gebracht und erzeugen dabei neue Teilchen. Seit 1996 arbeitet LEP bei einer Energie, die es ermöglicht, die Wechselwirkungsteilchen (Bosonen) der elektroschwachen Wechselwirkung in Paaren zu erzeugen. Eine besondere Bedeutung kommt dabei der Erzeugung von zwei W-Bosonen aus ei-

nem Z-Boson zu, die Eigenschaften sowohl der W-Bosonen selbst, als auch die Eigenschaften der Wechselwirkung zwischen Z- und W-Bosonen beinhalten wichtige Informationen über die Struktur des Standardmodells.

Hauptziel der letzten Jahre bei LEP und insbesondere bei ALEPH war es, die Masse und den Paarproduktionswirkungsquerschnitt von W-Bosonen möglichst präzise zu bestimmen. Immer interessanter, nicht zuletzt durch die immer größere Datenmenge und die damit zusammenhängende hohe statistische Signifikanz, wird die Untersuchung der Kopplungsparameter am sogenannten Drei-Eichbosonen-Vertex, an dem aus einem Photon oder einem Z-Boson ein W-Boson-Paar entsteht. Die dort auftretenden Kopplungsparameter haben eine zentrale Bedeutung für das Standardmodell und gelten im Vergleich mit den hochpräzisen Daten, die während der ersten Phase von LEP, bei der mehr als 16 Millionen Z-Bosonen produziert und studiert wurden, als Test des Modells und können potentiell Hinweise auf neue Physik über das Standardmodell hinaus geben.

Ziel der hier vorliegenden Analyse ist es, mit Ereignissen einer klaren Signatur, die Kopplungsparameter am Drei-Eichbosonen-Vertex zu bestimmen, und die Anteile verschiedener Polarisationszustände von W-Bosonen zu messen. Dazu wurde der Fall gewählt, in dem beide W-Bosonen rein leptonisch, also in Elektronen oder Myonen und die zugehörigen Neutrinos zerfallen. Diese Ereignisse lassen sich recht gut vermessen und mit einer hohen Reinheit von den anderen Ereignissen trennen.

Im ersten Kapitel werden die Grundlagen der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung und die Zusammenhänge mit der Polarisation und den Kopplungsparametern erläutert. Kapitel 2 gibt einen kurzen Überblick über LEP und den ALEPH-Detektor, bevor in Kapitel 3 die Grundlagen der Analyse beschrieben werden. Das folgende Kapitel widmet sich der Selektion der Signalereignisse aus der großen Datenmenge, die von ALEPH aufgezeichnet wird. Im letzten Kapitel werden die Ergebnisse der Analyse der selektierten Daten und eine Abschätzung ihrer Fehler präsentiert.

II Theoretische Grundlagen

Die wesentlichen Grundlagen der Hochenergiephysik, insbesondere das Standardmodell der Teilchenphysik, sowie speziell die elektroschwache Wechselwirkung mit ihren Eichbosonen, sind Thema dieses Kapitels. Dabei wird auf die massiven W-Bosonen besonderer Wert gelegt.

II.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Die Kernaussage des Standardmodells der Teilchenphysik ist es, daß den grundlegenden Bausteinen der Materie, den Quarks und Leptonen, sowie den die Wechselwirkungen vermittelnden Teilchen, den Bosonen, ein ordnendes Schema zugrundeliegt.

Im minimalen Standardmodell gibt es sechs Leptonen, die sich sowohl in ihrer Ladung als auch ihrer Masse unterscheiden, das Elektron, das Myon und das Tauon, sowie die zugehörigen Neutrinos. Die drei erstgenannten Leptonen tragen jeweils eine elektrische Ladungseinheit und haben Ruhemassen von $0,511 \text{ MeV}/c^2$, $105,658 \text{ MeV}/c^2$ beziehungsweise $1777 \text{ MeV}/c^2$ ^[1]. Die Neutrinos werden als masselos betrachtet und sind elektrisch neutral, können somit nur an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen.

Ferner gibt es sechs Quarks, die sich ebenfalls in ihrer Masse unterscheiden und drittelzahlige elektrische Ladungen tragen. Die Quarkmassen liegen im Bereich von $1 \text{ MeV}/c^2$ bis $175 \text{ GeV}/c^2$ ^[1].

Alle bis heute nachgewiesenen Hadronen sind Kombinationen aus Quark und Antiquark (Mesonen) beziehungsweise aus drei Quarks (Baryonen). Die bekannte stabile Materie ist aus den Teilchen der jeweils ersten Familie (vgl. Tabelle II-1) zusammengesetzt.

Die elementaren Teilchen sowie die zusammengesetzten Hadronen unterliegen je nach ihrer Ladung den vier fundamentalen Wechselwirkungen,

1. der elektromagnetischen Wechselwirkung,
2. der schwachen Wechselwirkung,
3. der starken Wechselwirkung und
4. der Gravitationswechselwirkung,

die durch Austauschteilchen, sogenannte Eichbosonen vermittelt werden. Dabei ist die Gravitation gegenüber den anderen Wechselwirkungen in der Teilchenphysik aufgrund ihrer geringen Stärke vernachlässigbar und wird daher hier nicht weiter betrachtet.

Fermionen	Leptonen		Quarks	
1. Familie	Elektron e $1e$	Elektronneutrino ν_e 0	up-Quark u $+\frac{2}{3}e$	down-Quark d $-\frac{1}{3}e$
2. Familie	Myon μ $1e$	Myonneutrino ν_μ 0	charm-Quark c $+\frac{2}{3}e$	strange-Quark s $-\frac{1}{3}e$
3. Familie	Tauon τ $1e$	Tauneutrino ν_τ 0	top-Quark t $+\frac{2}{3}e$	bottom-Quark b $-\frac{1}{3}e$

Tabelle II-1: Übersicht der elementaren Teilchen des Standardmodells mit deren Formelzeichen und elektrischer Ladung. Zu jedem Teilchen existiert ein Antiteilchen mit inverser elektrischer Ladung.

Die Strukturen der verschiedenen Wechselwirkungen werden durch verschiedene theoretische Ansätze beschrieben, zum Beispiel die elektromagnetische Wechselwirkung durch die Quantenelektrodynamik (QED) mit dem Photon (γ) als masselosem Austauschteilchen, welches an die elektrische Ladung koppelt.

Die schwache Wechselwirkung kennt drei Austauschteilchen, ein ungeladenes (Z^0), sowie zwei geladene (W^+ , W^-), welche an die sogenannte schwache Ladung koppeln. In der schwachen Wechselwirkung spricht man vom neutralen beziehungsweise geladenen Strom, je nachdem welche Eichbosonen an der Wechselwirkung beteiligt sind. Im Gegensatz zu den Austauschteilchen der anderen Wechselwirkungen tragen die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung eine Masse. Zum Ende der sechziger Jahre machten Glashow, Salam und Weinberg den erfolgreichen Ansatz, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zur elektroschwachen Theorie zu vereinheitlichen.

Wechselwirkung	Eichboson(en)	Spin	Masse
elektromagnetisch	γ	$1\hbar$	0
schwach	Z^0, W^\pm	$1\hbar$	$m_Z = 91,1882 \pm 0,0022 \text{ GeV}/c^2$ $m_W = 80,419 \pm 0,056 \text{ GeV}/c^2$
stark	g	$1\hbar$	0
Gravitation	Graviton	$2\hbar$	$m_{\text{Graviton}} < 7 \cdot 10^{-28} \text{ eV}/c^2$

Tabelle II-2: Die Austauschteilchen der fundamentalen Wechselwirkungen. Die angegebenen Massen entstammen [1].

In Anlehnung an die QED entstand die Quantenchromodynamik (QCD) zur Beschreibung der starken Wechselwirkung mit dem Gluon (g) als masselosem Austauschteilchen, das an die soge-

nannte Farbladung der Quarks koppelt. Es gibt drei Farben, wobei allerdings nur farbneutrale Kombinationen aus Quarks als freie Teilchen beobachtet werden. Diese Eigenschaft wird als „Confinement“ bezeichnet. Gluonen tragen selbst Farbladung und können somit miteinander wechselwirken.

II.2 Die Elektroschwache Wechselwirkung

In dieser Theorie sind die Fermionen in Multipletts des schwachen Isospins \vec{T} (vgl. [2]) angeordnet. Die geladenen Eichbosonen koppeln nur an linkshändige Fermionen, weshalb diese in Dubletts mit $|\vec{T}| = \frac{1}{2}$ und $T_3 = \pm \frac{1}{2}$ angeordnet sind. Rechtshändige Fermionen bilden Singulets mit $|\vec{T}| = 0$. Weiterhin führt man die schwache Hyperladung Y ein, die durch folgende Gleichung aus elektrischer Ladung und schwachem Isospin definiert ist: $Y \equiv 2 \cdot (Q - T_3)$. Eine Zusammenstellung der Eigenschaften einer Auswahl der Fermionen findet sich in Tabelle II-3.

Lepton	$ \vec{T} $	T_3	Q	Y
ν_e	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	-1
e_L^-	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1
e_R^-	0	0	-1	-2

Tabelle II-3: Elektroschwache Eigenschaften ausgewählter Leptonen (aus [2]).

Die elektroschwache Theorie ist invariant unter Drehungen im Raum des schwachen Isospins ($SU(2)_L$ -Transformationen) und unter Transformationen der Hyperladung ($U(1)_Y$ -Transformationen). Fordert man lokale Eichinvarianz unter Transformationen der Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ führt dies zu insgesamt vier Vektorfeldern, $W_1^\mu, W_2^\mu, W_3^\mu$ für die $SU(2)_L$ und B^μ für die $U(1)_Y$, mit denen sich die Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung wie folgt schreiben läßt (aus [2]):

$$\mathcal{L}_{EW} = \underbrace{-\frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}}_I + \underbrace{\bar{\psi}\gamma^\mu(i\partial_\mu - gT \cdot W_\mu - g'\frac{1}{2}Y \cdot B_\mu)\psi}_II.$$

Dabei stellt ψ ein Fermiondublett dar, während die Operatoren T und Y Darstellungen der Gruppen $SU(2)_L$ beziehungsweise $U(1)_Y$ sind, sowie g und g' die zugehörigen Kopplungskonstanten. Weiterhin gilt: $W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu - g \cdot W_\mu \times W_\nu$ und $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$.

Diese Lagrangedichte läßt sich in zwei Hauptteile aufspalten, die Kinematik und die Selbstwechselwirkung der Eichbosonen (I) und die Kinematik der Fermionen sowie deren Wechselwirkung mit den Eichbosonen (II).

Wie man leicht erkennt, wirkt $-gT \cdot W_\mu$ nicht auf rechtshändige Fermionen, aufgrund der V-A-Struktur der schwachen Wechselwirkung, da für diese $\vec{T} = \vec{0}$ gilt.

Die physikalischen Felder der Wechselwirkungen sind nicht identisch mit den theoretischen W^μ und B^μ , sondern Linearkombinationen aus diesen:

$$\begin{aligned} Z^\mu &= W_3^\mu \cdot \cos \theta_W - B^\mu \cdot \sin \theta_W \\ A^\mu &= B^\mu \cdot \cos \theta_W + W_3^\mu \cdot \sin \theta_W \end{aligned}$$

für das Photonfeld A^μ und das neutrale Feld der schwachen Wechselwirkung Z^μ . Die Kopplung des Photonfeldes an Neutrinos verschwindet dabei. Der in diesen Beziehungen auftretende Winkel θ_W ist der sogenannte Weinbergwinkel, der sich aus

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \frac{e}{g}$$

ergibt. Die zwei geladenen Felder der schwachen Wechselwirkung ergeben sich aus:

$$W^{\pm\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1^\mu \pm W_2^\mu).$$

Diese Felder sind jedoch noch nicht identisch mit den beobachtbaren Austauscheteilchen Z , γ und W , es fehlt ihnen bisher eine Masse. Quadratische Terme in den Feldern würden die Eichinvarianz verletzen. In der Theorie führt man nun das sogenannte Higgsfeld ϕ ein, welches sowohl an die Eichbosonen als auch an sich selbst koppelt. Die einfachste mögliche Struktur besteht aus einem Dublett bezüglich des Isospins zweier skalarer komplexer Felder.

Der Mechanismus, der zum Auftreten von Massentermen in der Lagrangedichte führt, die die Eichinvarianz nicht verletzen, heißt „spontane Symmetriebrechung“, eine Bedingung, die im Grundzustand des Systems nicht erkennbar ist. So lautet die Bedingung für den Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes: $\phi_0 = \langle 0 | \phi | 0 \rangle \neq 0$.

Die Massen der Eichbosonen werden durch einen Zusatz zur Lagrangedichte \mathcal{L}_{EW} eingeführt:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{EW} + \left| \left(i\partial_\mu - gT \cdot W_\mu - g' \frac{1}{2} Y \cdot B_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi),$$

wobei $V(\phi)$ das Higgspotential darstellt. Der Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes ergibt sich aus dem Minimum dieses Potentials. Insgesamt ergibt sich für die Massen der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung folgende Beziehung:

$$m_W = m_Z \cdot \cos \theta_W.$$

Fermionmassen werden analog eingeführt. Im folgenden werden die Eigenschaften und Wechselwirkungen der Eichbosonen, insbesondere der geladenen, näher betrachtet.

II.3 Produktion von W-Boson-Paaren

Seit 1996 arbeitet LEP bei Energien oberhalb der Schwelle für die Produktion von W-Boson-Paaren. In Abbildung II-1 sind die drei Prozesse dargestellt, durch die W-Boson-Paare bei LEP produziert werden.

Der obere Prozeß, Austausch eines Neutrinos zwischen Elektron und Positron, ist der dominante Prozeß unmittelbar oberhalb der Produktionsschwelle. Die beiden unteren Prozesse zeigen die Annihilation des Elektron-Positron-Paares in ein Z-Boson beziehungsweise ein Photon und die anschließende W-Boson-Paarbildung.

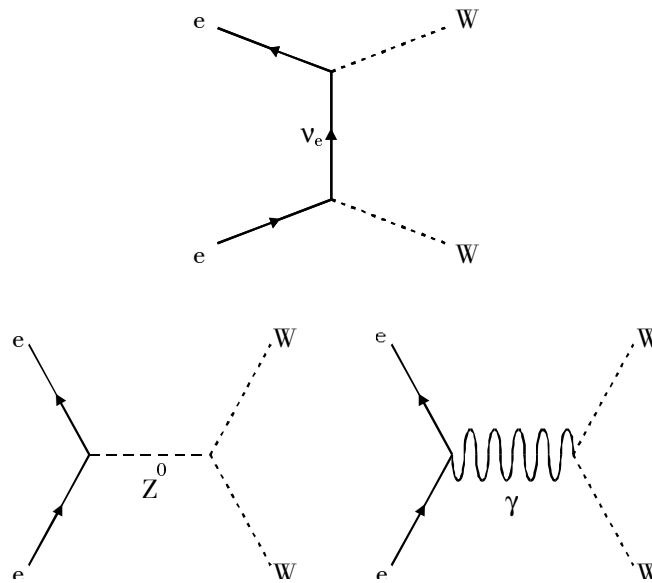


Abbildung II-1: Feynman-Diagramme für die Prozesse zur Produktion von W-Boson-Paaren bei LEP

Zusätzlich gibt es noch die Möglichkeit, aus der Elektron-Positron-Annihilation ein Higgs-Boson zu bilden, welches wiederum W-Boson-Paare bilden kann. Dieser Prozeß ist jedoch um einen Faktor m_e/m_W unterdrückt und wird hier nicht betrachtet.

In Bornscher Näherung stellt sich das Matrixelement für die drei abgebildeten Prozesse wie folgt dar (vgl. [3] S. 88):

$$\mathcal{M}_{\text{Born}} = \frac{e^2}{2 \cdot \sin^2 \theta_W} \cdot \mathcal{M}_I \delta_\kappa + e^2 \mathcal{M}_Q$$

Dabei ist κ der Helizitätsindex für die einlaufenden Elektronen ($\delta_\kappa = 1$ für linkshändige und $\delta_\kappa = 0$ für rechtshändige). Die beiden Aufspaltungen des Matrixelementes sind eichinvariant unter $SU(2)_L$ - beziehungsweise $U(1)_Y$ -Transformationen. Diese wiederum lassen sich in die

Beiträge der einzelnen in Abbildung II-1 gezeigten Diagramme aufspalten, der Index steht dabei für das jeweils ausgetauschte Teilchen:

$$\mathcal{M}_I = \frac{1}{t} \mathcal{M}_\nu + \frac{2}{s - m_Z^2 c^4} (\mathcal{M}_Z - \mathcal{M}_\gamma)$$

$$\mathcal{M}_Q = \left(\frac{2}{s} - \frac{2}{s - m_Z^2 c^4} \right) (\mathcal{M}_Z - \mathcal{M}_\gamma)$$

Nahe der W-Boson-Paarproduktionsschwelle, also für kleine

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_W^2}{s}}$$

läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für die W-Boson-Paarproduktion wie folgt schreiben, wobei θ den Streuwinkel zwischen e^+ und W^+ und θ_W den Weinbergwinkel darstellt:

$$\left(\frac{d\sigma_{WW}}{d\Omega} \right)_{Born} = \frac{\alpha^2}{s} \cdot \frac{1}{4 \cdot \sin^4 \theta_W} \cdot \beta \cdot \left(1 + 4\beta \cdot \cos \theta \cdot \frac{3 \cos^2 \theta_W - 1}{4 \cos^2 \theta_W - 1} + \mathcal{O}(\beta^2) \right)$$

Bei höherer Schwerpunktsenergie – zumindest im Rahmen des LEP-Energiebereichs – steigt der relative Anteil der beiden Annihilationsprozesse an und somit auch der Wirkungsquerschnitt. Bei LEP werden sowohl der W-Boson-Paarproduktionswirkungsquerschnitt als auch die Masse des W-Bosons direkt gemessen und somit auch ein Test des Standardmodells der Teilchenphysik durchgeführt.

Ebenso treten zum ersten Mal die Drei-Eichbosonen-Vertices der elektroschwachen Wechselwirkung auf und die Kopplungen der drei Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung können gemessen werden. Darauf wird im folgenden genauer eingegangen.

II.4 Zerfall von W-Bosonen

Die produzierten W-Bosonen können nun in zwei verschiedenen Kanälen zerfallen (vgl. Abbildung II-2):

- leptonisch (in geladenes Lepton und zugehöriges Antineutrino) oder
- hadronisch (in Quark und Antiquark).

Im ersten Fall wird im ALEPH-Detektor nur das geladene Lepton registriert, im zweiten Fall werden nicht die Quarks und Antiquarks selbst, sondern deren Hadronisationsprodukte nachgewiesen.

In dieser Arbeit sollen nur rein leptonisch zerfallende W-Boson-Paare betrachtet werden. Diese machen zwar nur ungefähr 10,8% der W-Boson-Paarzerfälle aus (vgl. [3] S. 105), lassen sich je-

doch besonders gut vermessen, da mögliche Fehler wie in der Messung der Winkelverteilungen von sogenannten Jets, Hadronisationsprodukten von Quarks, nicht auftreten.

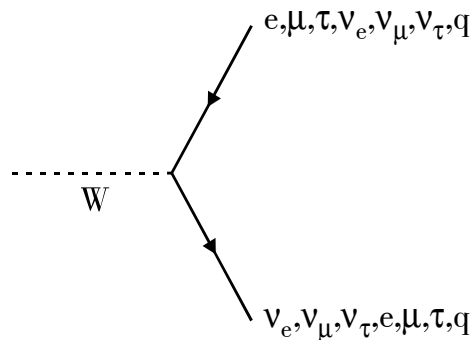


Abbildung II-2: Die Zerfallsmöglichkeiten der W-Bosonen

II.5 Kopplungen dreier Eichbosonen

In Abbildung II-3 sind theoretische Vorhersagen und die Messungen der vier LEP-Experimente für den Produktionswirkungsquerschnitt von W-Boson-Paaren in Elektron-Positron-Annihilation dargestellt. Daraus läßt sich der Einfluß der Kopplungen zwischen den drei Eichbosonen bereits erkennen. Fehlen die beiden unteren Diagramme aus Abbildung II-1, ergibt sich der obere, divergente Verlauf, läßt man keine Kopplung des neutralen an die geladenen Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung zu, der gestrichelte, ebenfalls divergente, Graph.

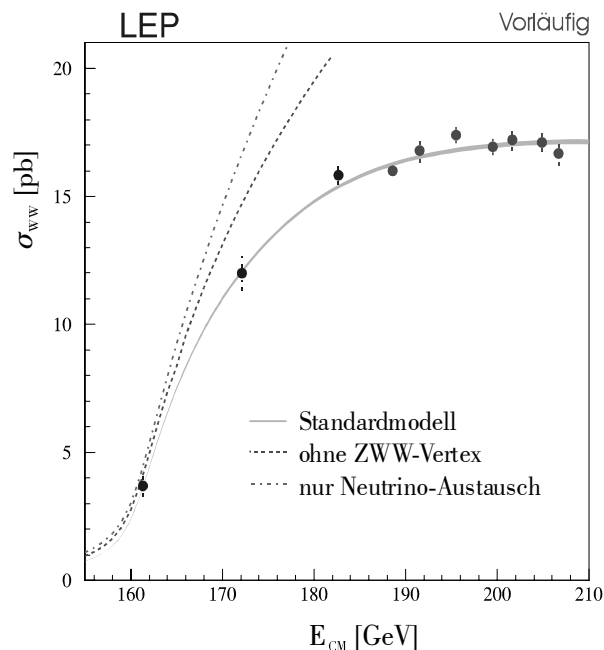


Abbildung II-3: Theoretische Vorhersagen für den Produktionswirkungsquerschnitt von W-Boson-Paaren und kombinierte Resultate der vier LEP-Experimente (vgl. [4]).

Es gibt nun mehrere Möglichkeiten, die Kopplungen der drei Eichbosonen zu untersuchen:

- indirekt über die Messung der Polarisation der W-Bosonen und
- direkt mit verschiedenen Verfahren, die in [5] näher betrachtet werden.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Messung des Anteils longitudinal polarisierter W-Bosonen und eine direkte Messung der Drei-Eichbosonen-Kopplungen beschrieben.

II.5.1 DIE POLARISATION DER W-BOSONEN

Verschiedene Helizitäten der W-Bosonen zeigen sich in verschiedenen Winkelverteilungen für die geladenen Leptonen aus dem Zerfall der Bosonen. Hier werden nur „on-shell“-produzierte W-Bosonen betrachtet. Das Matrixelement für die W-Boson-Paarproduktion läßt sich dann in Abhängigkeit von den Helizitäten der Strahlleptonen und der W-Bosonen als Summe der Beiträge der einzelnen Prozesse aus Abbildung II-1 ausdrücken:

$$\mathcal{M}(\kappa, \lambda, \bar{\lambda}) = \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_\nu$$

Dabei sind für κ die Werte ± 1 möglich und $\pm \kappa/2$ die Helizitäten der Strahlleptonen und λ beziehungsweise $\bar{\lambda}$ die der W-Bosonen. Mittels d -Funktionen (vgl. [5] S. 535) stellt sich die θ -abhängige Helizitätsamplitude wie folgt dar:

$$\mathcal{M}(\kappa, \lambda, \bar{\lambda}, \theta) = \sqrt{2} \cdot \kappa \cdot e^2 \cdot \tilde{\mathcal{M}}(\kappa, \lambda, \bar{\lambda}, \theta) \cdot d(\kappa, \lambda - \bar{\lambda}, \theta)$$

Für W-Bosonen entgegengesetzter Helizitäten trägt nur der t-Kanal-Neutrinoaustausch bei und ergibt sich wie folgt:

$$\mathcal{M}_t(-1, \lambda, -\lambda, \theta) = -\sqrt{2} \cdot e^2 \cdot \frac{-\sqrt{2}}{\sin^2 \theta_W} \cdot \frac{1}{1 + \beta^2 - 2\beta \cos \theta} \cdot \lambda \sin \theta \cdot \frac{1 - \lambda \cos \theta}{2}$$

Für die verbleibenden Beiträge läßt sich die reduzierte Amplitude als Summe der Anteile der einzelnen Prozesse aufstellen:

$$\tilde{\mathcal{M}}(\kappa, \lambda, \lambda, \theta) = \tilde{\mathcal{M}}_\gamma(\kappa, \lambda, \lambda) + \tilde{\mathcal{M}}_Z(\kappa, \lambda, \lambda) + \tilde{\mathcal{M}}_\nu(\kappa, \lambda, \lambda, \theta)$$

Die in den reduzierten Amplituden auftretenden Koeffizienten¹ **A**, **B** und **C** hängen von den Kopplungsparametern ab, es gelten $\beta = \sqrt{1 - 4m_W^2/s}$ und $\gamma = \sqrt{s}/2m_W$, θ_W ist der Weinbergwinkel und θ der Streuwinkel zwischen e^+ und W^+ .

¹ Eine tabellarische Aufstellung der Koeffizienten sowie der d -Funktionen findet sich in [5] S. 535.

$$\begin{aligned}
\tilde{\mathcal{M}}_\gamma(\kappa, \lambda, \bar{\lambda}) &= -\beta \cdot \mathbf{A}_{\lambda\bar{\lambda}}^\gamma \\
\tilde{\mathcal{M}}_Z(\kappa, \lambda, \bar{\lambda}) &= \beta \cdot \mathbf{A}_{\lambda\bar{\lambda}}^Z \cdot \left(1 - \delta_{\kappa,-1} \frac{1}{2 \sin^2 \theta_W} \right) \cdot \frac{s}{s - m_Z^2} \\
\tilde{\mathcal{M}}_\nu(\kappa, \lambda, \bar{\lambda}, \theta) &= \delta_{\kappa,-1} \frac{1}{2\beta \sin^2 \theta_W} \cdot \left(\mathbf{B}_{\lambda\bar{\lambda}} - \frac{\mathbf{C}_{\lambda\bar{\lambda}}}{1 + \beta^2 - 2\beta \cos \theta} \right)
\end{aligned}$$

Insgesamt ergibt sich der folgende differentielle Wirkungsquerschnitt für die W-Boson-Paarproduktion, die Koeffizienten der Summanden sind die Quadrate der oben bereits genannten d-Funktionen. Man beachte, daß in die Summe über die Helizitäten der Strahlleptonen nur die reduzierten Amplituden für die beiden s-Kanal-Prozesse eingehen. Die Amplitude des t-Kanal-Neutrinoaustauschs zusammen mit seinen Interferenzen mit den anderen Prozessen findet sich im letzten Summanden.

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma_{WW}}{d \cos \theta} &= \frac{\pi \alpha^2 \beta}{4s} \cdot \left(\sum_{\kappa=\pm 1} \left\{ \frac{\sin^2 \theta}{2} \left(|\tilde{\mathcal{M}}_{\kappa,+}|^2 + |\tilde{\mathcal{M}}_{\kappa,-}|^2 + |\tilde{\mathcal{M}}_{\kappa,0}|^2 \right) + \right. \right. \\
&\quad + \frac{(1 + \kappa \cos \theta)^2}{4} \left(|\tilde{\mathcal{M}}_{\kappa,+0}|^2 + |\tilde{\mathcal{M}}_{\kappa,0-}|^2 \right) + \\
&\quad \left. \left. + \frac{(1 - \kappa \cos \theta)^2}{4} \left(|\tilde{\mathcal{M}}_{\kappa,0+}|^2 + |\tilde{\mathcal{M}}_{\kappa,-0}|^2 \right) \right\} \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \sin^2 \theta \frac{2}{\sin^4 \theta_W} \frac{1}{(1 + \beta^2 - 2\beta \cos \theta)^2} \right)
\end{aligned}$$

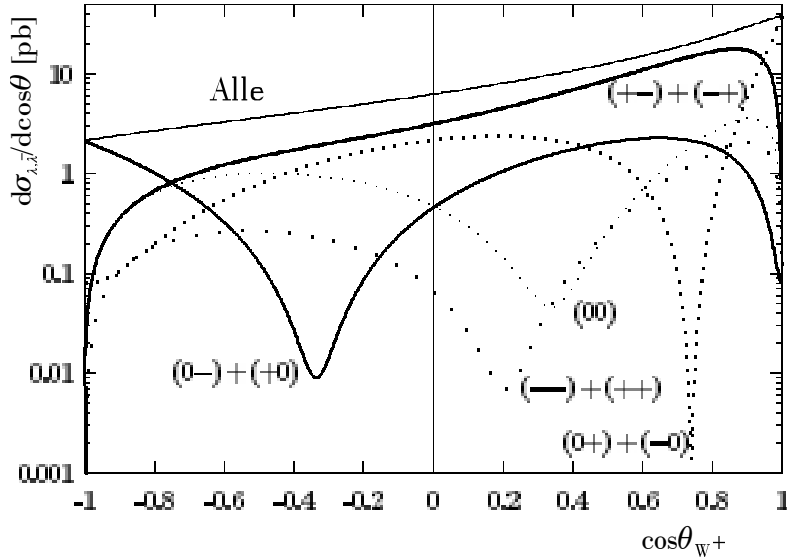


Abbildung II-4: Winkelverteilungen für W-Boson-Paare mit verschiedenen Helizitäten bei einer Schwerpunktsenergie von 190 GeV (aus [5] S. 537).

In Abbildung II-4 sind die Beiträge der verschiedenen Helizitätskombinationen zum Wirkungsquerschnitt als Funktion des Polarwinkels des W^+ -Bosons dargestellt. Insbesondere erkennt man die Dominanz des t-Kanal-Neutrinoaustauschs in einem großen Winkelbereich.

Die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte der W-Bosonen ist aufgrund der V-A-Struktur der elektroschwachen Wechselwirkung sensitiv auf die Polarisation der W-Bosonen. Daher eignen sich diese als Analysator für die Polarisationszustände. Man transformiert die Zerfallsprodukte – in diesem Fall geladenes Lepton und zugehöriges Neutrino – in das Ruhesystem des W-Bosons und erhält somit für den Impuls des geladenen Leptons:

$$\vec{p}_l^* = m_W/2 \cdot \begin{pmatrix} \sin \theta^* \cdot \cos \phi^* \\ -\sin \theta^* \cdot \sin \phi^* \\ \cos \theta^* \end{pmatrix}.$$

Damit entspräche ein in Richtung des W-Bosons abgestrahltes Lepton $\theta^* = 0$. Dies gilt analog für das Lepton aus dem zweiten W-Boson-Zerfall. Unter Vernachlässigung der Masse des Leptons ergibt sich folgende Zerfallsamplitude:

$$\mathcal{M}_*^\pm(\lambda) = \frac{e \cdot m_W}{\sqrt{2} \cdot \sin \theta_W} \cdot l_\lambda^\pm(\theta^*, \phi^*) \text{ mit}$$

$$l_\lambda^\pm(\theta^*, \phi^*) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}}(1 \mp \cos \theta^*) \cdot e^{-i\phi^*} & \lambda = - \\ -\sin \theta^* & \lambda = 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(1 \pm \cos \theta^*) \cdot e^{-i\phi^*} & \lambda = + \end{cases}$$

Diese Winkelverteilungen sind proportional zu einem vom Winkel θ^* abhängigen Faktor für die verschiedenen Polarisationszustände der W-Bosonen.

Die Amplituden für die W-Boson-Paarproduktion und den Zerfall lassen sich zu einer fünffach-differentiellen Winkelverteilung kombinieren:

$$\frac{d^5 \sigma_{WW}(e^+ e^- \rightarrow W^+ W^- \rightarrow l \bar{\nu}_l \nu_l \bar{l})}{d \cos \theta d \cos \theta_l^* d \phi_l^* d \cos \theta_l'^* d \phi_l'^*} = \frac{\beta}{128 \pi s} \left(\frac{3}{8 \pi} \right)^2 BW(W^- \rightarrow l \bar{\nu}_l) BW(W^+ \rightarrow \nu_l \bar{l})$$

$$\times \sum_{\kappa, \lambda, \bar{\lambda}, \lambda', \bar{\lambda}'} \mathcal{M}(\kappa, \lambda, \bar{\lambda}, \theta) \mathcal{M}^*(\kappa, \lambda', \bar{\lambda}', \theta)$$

$$\times D_{\lambda, \lambda'}(\theta_l^*, \phi_l^*) D_{\bar{\lambda}, \bar{\lambda}'}(\pi - \theta_l'^*, \phi_l'^* + \pi)$$

Die Amplituden \mathcal{M} rühren von der oben diskutierten W-Boson-Paarproduktion her und die BW sind die Breit-Wigner-Propagatoren für die W-Boson-Produktion, ferner gilt:

$$D_{\lambda,\lambda'}(\theta,\phi) = l_\lambda(\theta,\phi)l_{\lambda'}^*(\theta,\phi)$$

Aus dieser Winkelverteilung kann man die Spin-Dichte-Matrix ablesen, die im folgenden nur noch in abgekürzter Form verwendet wird:

$$P_{\lambda,\lambda'}^{\bar{\lambda}} = \sum_{\sigma} \mathcal{M}(\kappa,\lambda,\bar{\lambda},\theta) \cdot \mathcal{M}^*(\kappa,\lambda',\bar{\lambda}',\theta)$$

Integriert man über alle Zerfälle von positiv geladenen W-Bosonen so erhält man die inklusive Winkelverteilung für negativ geladene W-Bosonen:

$$\frac{d^3\sigma_{W^-}}{d\cos\theta d\cos\theta_l^* d\phi_l^*} = \frac{\beta}{128\pi s} \left(\frac{3}{8\pi} \right) BW(W^- \rightarrow l\bar{\nu}_l) \cdot P_{\lambda,\lambda'}^{\bar{\lambda}} \cdot D_{\lambda,\lambda'}(\theta_l^*,\phi_l^*)$$

und analog für die positiv geladenen W-Bosonen:

$$\frac{d^3\sigma_{W^+}}{d\cos\theta d\cos\theta_l^* d\phi_l^*} = \frac{\beta}{128\pi s} \left(\frac{3}{8\pi} \right) BW(W^+ \rightarrow l\nu_l) \cdot P_{\lambda,\lambda'}^{\bar{\lambda}} \cdot D_{\lambda,\lambda'}(\theta_l^*,\phi_l^*)$$

Integriert man diese dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitte über die Azimutalwinkel erhält man:

$$\frac{d\sigma_{W^-}}{d\cos\theta d\cos\theta_l^*} = \frac{d\sigma_{W^-}}{d\cos\theta} \sum_{\lambda} \frac{3}{4} (l_{-\lambda}(\theta_l^*))^2$$

Analog erhält man einen Ausdruck für die positiv geladenen W-Bosonen. Damit lassen sich beide W-Boson-Zerfälle eines Ereignisses zur Analyse verwenden, jedoch können keine Korrelationen direkt berücksichtigt werden. Aufgespalten für die verschiedenen Helizitäten erhält man folgende Darstellung des differentiellen Wirkungsquerschnitts:

$$\frac{d\sigma_W}{d\cos\theta d\cos\theta^*} = \frac{d\sigma_W(\lambda=0)}{d\cos\theta} \frac{3}{4} \sin^2\theta^* + \frac{d\sigma_W(\lambda=+)}{d\cos\theta} \frac{3}{8} (1 - \cos\theta^*)^2 + \frac{d\sigma_W(\lambda=-)}{d\cos\theta} \frac{3}{8} (1 + \cos\theta^*)^2$$

Damit lassen sich die Anteile der verschiedenen Helizitäten für jedes Intervall von $\cos\theta$ bestimmen. Integriert man über alle W-Boson-Produktionswinkel erhält man den in Abbildung II-5 dargestellten Verlauf. Zur Veranschaulichung der Additivität der einzelnen Helizitäten wurden ihre Anteile im Verhältnis der Standardmodellerwartung bei 183 GeV (durchgezogener Graph) – 56,3% beziehungsweise 18% für die Helizitäten – und + (gestrichelt) und 25,7% für die Helizität 0 (punktiert) – gezeichnet.

Betrachtet man verschiedene Intervalle von $\cos\theta_{W^+}$, zum Beispiel $[-1, -0,4]$, $(-0,4, 0,3]$, $(0,3, 0,9]$ und $(0,9, 1,0]$ – eine durch den Verlauf der Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Helizitätskombinationen (vgl. Abbildung II-4) motivierte Wahl, lassen sich die Anteile für von unterschiedlichen Helizitäten dominierte W-Boson-Paare untersuchen.

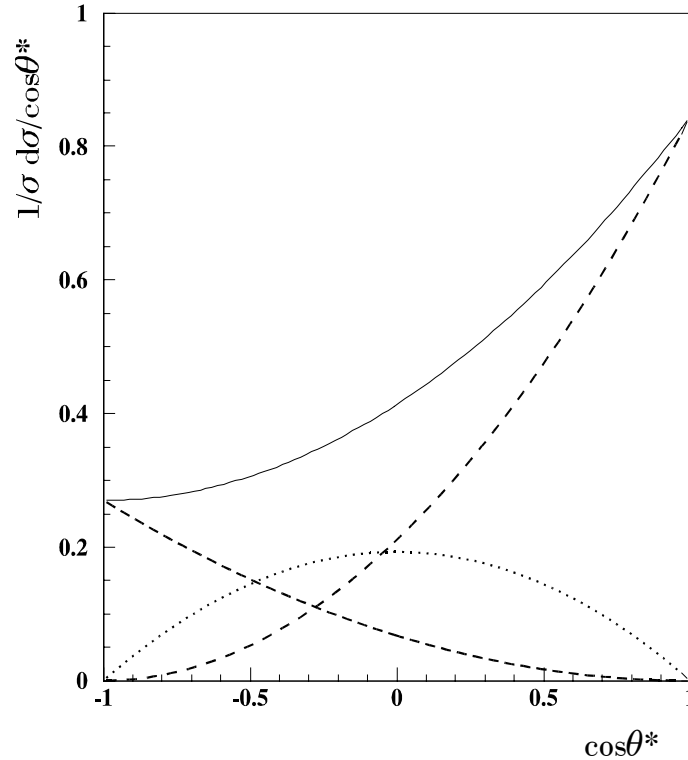


Abbildung II-5: Winkelverteilung der geladenen Leptonen im Ruhesystem des W-Bosons. Der gepunktete Graph zeigt den Verlauf für die Helizität 0, die gestrichelten für die Helizitäten + und -, und die durchgezogene Linie stellt die Mischung des Standardmodells dar, auf die hier normiert wurde.

Mittels der Messung der Anteile verschiedener Helizitäten der W-Bosonen kann man die Kopplungsparameter untersuchen. Leider führt diese Methode der Bestimmung nicht zu einem präzisen Ergebnis, läßt sich jedoch als Test des Standardmodells durchaus heranziehen (vgl. [6]).

Daher wird hier eine weitere Methode präsentiert, die auf der Verwendung sogenannter „optimaler Observabler“ beruht. Das Prinzip dieser Methode ist im Kapitel IV dargestellt.

II.5.2 DREI-EICHBOSONEN-KOPPLUNGEN

Zunächst stellt man die allgemeinste lorentzinvariante Lagrangefunktion für den Drei-Eichbosonen-Vertex auf und findet dort zunächst jeweils sieben freie Parameter für die Kopplungen der W-Bosonen an das Z-Boson und an das Photon.

Diese Lagrangefunktion ist eine Erweiterung der in II.2 bereits vorgestellten Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung. Alle Fermionen werden hier als masselos betrachtet. Neben Kopplungen, die sowohl die C- als auch die P-Symmetrie getrennt (mit den Parametern g_1^V , κ_V , λ_V) beziehungsweise nur CP-Symmetrie erhalten (g_5^V), werden dabei auch Kopplun-

gen eingeführt, die die CP-Symmetrie verletzen. Diese sind mit g_4^V , $\tilde{\kappa}_V$, $\tilde{\lambda}_V$ parametrisiert. Aufgrund der geringen Statistik in der vorliegenden Analyse sind diese Parameter jedoch nicht zugänglich.

$$\begin{aligned}
i\mathcal{L}_{eff}^{WWW} = & g_{WWW} \cdot \left(g_1^V \cdot V^\mu \cdot (W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\nu}) + \right. \\
& + \kappa_V \cdot W_\mu^+ W_\nu^- V^{\mu\nu} \\
& + \lambda_V \cdot \frac{V^{\mu\nu} W_\nu^{+\rho} W_{\rho\nu}^-}{m_W^2} \\
& + i g_V^5 \cdot \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \cdot \left((\partial^\rho W^{-\mu}) W^{+\nu} - W^{-\mu} (\partial^\rho W^{+\nu}) \right) V^\sigma \\
& + i g_V^4 \cdot W_\mu^- W_\nu^+ \cdot (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) \\
& - \tilde{\kappa}_V \cdot \frac{1}{2} \cdot W_\mu^- W_\nu^+ \cdot \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \cdot V_{\rho\sigma} \\
& \left. - \tilde{\lambda}_V \cdot \frac{W_{\rho\mu}^- W_\nu^{+\mu} \cdot \varepsilon^{\nu\rho\alpha\beta} \cdot V_{\alpha\beta}}{2m_W^2} \right)
\end{aligned}$$

mit $V \in \{\gamma, Z\}$, $g_{WW\gamma} = e$, $g_{WWZ} = e \cdot \cot\theta_W$, $W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu$, $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$, $\varepsilon^{0123} = 1$.

Durch die elektromagnetische Eichinvarianz sind die Parameter $g_\gamma^1 = 1$ und $g_\gamma^5 = 0$ bereits festgelegt. Wird zusätzlich Invarianz bezüglich $SU(2) \times U(1)$ verlangt, erhält man weitere Relationen zwischen den Parametern: $\kappa_Z - 1 = (\kappa_\gamma - 1) \cdot \tan\theta_W + g_Z^1 - 1$, $\lambda_Z = \lambda_\gamma$.

Zusätzlich werden hier nur Kopplungsparameter betrachtet, die die CP-Symmetrie erhalten. Zusammen mit den Definitionen $\Delta\kappa_V = \kappa_V - 1$, $\lambda = \lambda_\gamma = \lambda_Z$ verbleibt eine Lagrangefunktion mit drei freien Parametern:

$$i\mathcal{L}_{eff}^{WWW} = g_{WWW} \left((1 + \Delta g_1^V) \cdot V^\mu (W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\nu}) + (1 + \Delta\kappa_V) W_\mu^+ W_\nu^- V^{\mu\nu} + \lambda_V \frac{V^{\mu\nu} W_\nu^{+\rho} W_{\rho\nu}^-}{m_W^2} \right)$$

Die C- und P-Symmetrie erhaltenden Terme der Lagrangefunktion können als Terme niedrigster Ordnung der W-Boson-Photon-Wechselwirkung betrachtet werden. Dabei stellen $Q_W = eg_\gamma^1$ die Ladung der W-Bosonen, $\mu_W = \frac{e}{2m_W} (g_\gamma^1 + \kappa_\gamma + \lambda_\gamma)$ das magnetische Dipolmoment und $q_W = -\frac{e}{m_W^2} (\kappa_\gamma - \lambda_\gamma)$ das elektrische Quadrupolmoment dar. Die hier vorgestellte Parametrisierung ist eine von mehreren möglichen sinnvollen. Eine übersichtliche Zusammenstellung findet sich in [7]. Im Standardmodell gilt für die hier verwendeten Kopplungsparameter:

$$g_V^1 = \kappa_V = 1$$

$$\lambda_V = g_V^4 = g_V^5 = \tilde{\kappa}_V = \tilde{\lambda}_V = 0$$

Zur Messung der Kopplungsparameter gibt es verschiedene Methoden, welche in [5] auf Seite 541ff vergleichend vorgestellt werden:

- die Methode der Spin-Dichte-Matrix (vgl. II.5.1),
- die Maximum-Likelihood-Methode und
- die Methode der optimalen Observablen (vgl. IV.6.1).

Wie bereits Abbildung II-3 veranschaulicht hat, haben die Kopplungsparameter direkten Einfluß auf den W-Boson-Paarproduktionswirkungsquerschnitt. Daher wird dieser in der vorliegenden Analyse (vgl. IV.6.1) als zentrale Observable verwendet.

III Das ALEPH-Experiment am Elektron-Positron-Speicherring LEP

Alle hier analysierten Meßdaten wurden mit dem ALEPH-Detektor am LEP-Speicherring des Europäischen Laboratoriums für Teilchenphysik (CERN) bei Genf aufgezeichnet.

III.1 LEP – Der Large Electron-Positron-Speicherring

Der Speicherring LEP ist Teil des Beschleunigerkomplexes des CERN und dient der Beschleunigung von Elektronen und ihren Antiteilchen, den Positronen, zur Untersuchung der Elektron-Positron-Annihilation. Dazu gibt es am Speicherring vier Experimente, ALEPH, Delphi, L3 und Opal, die das gesamte Spektrum der Physik bei den erreichten Energien untersuchen.

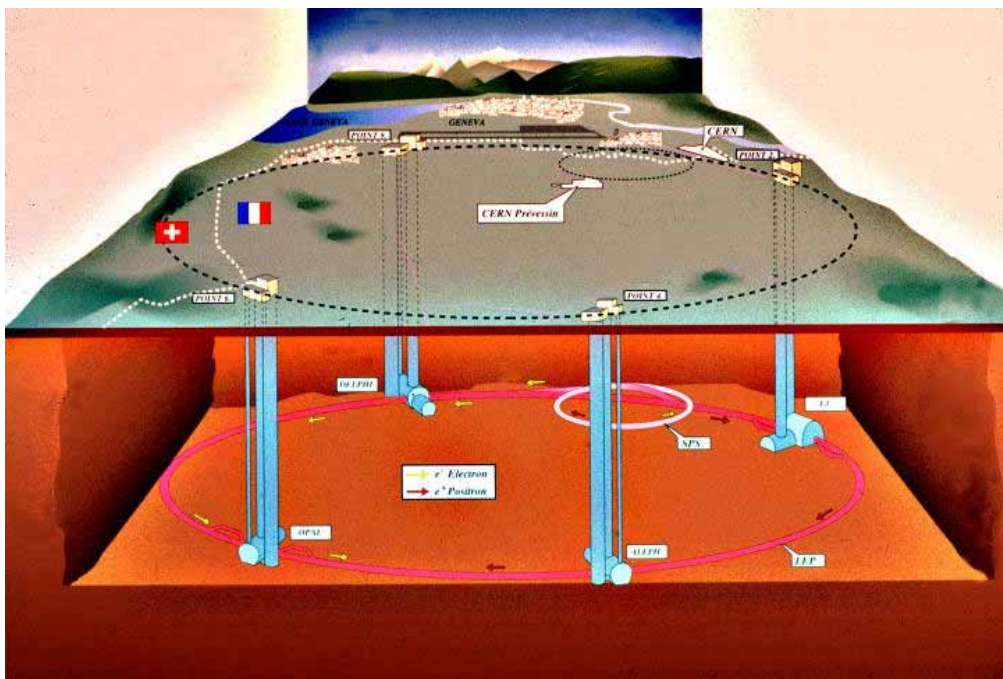


Abbildung III-1: Lageskizze des LEP-Speicherrings

Der LEP-Ring hat einen Umfang von 26659 m und liegt zwischen 50 m und 175 m unter der Oberfläche. Aus vielen verschiedenen Gründen – es mußten zum Beispiel Verbindungen zu den bereits bestehenden Beschleunigern bestehen, man wollte die Tiefe der Zugangsschächte minimieren – wurde der Tunnel mit einer Neigung von 1,4% zur Horizontalen gebaut. LEP ist kein perfekter Kreis, sondern besteht aus acht Kreisbögen (arcs) und acht geraden Sektionen (straight sections), in denen die Experimentalzonen liegen. Diese Zonen sind von 1 bis 8 nummeriert und in den geradzahigen Zonen befinden sich die vier LEP-Experimente.

Elektronen und Positronen werden in mehreren Stufen bis zu den gewünschten Energien beschleunigt. Die erste Stufe bildet LIL (Lepton-Injection-Linear-Accelerator), ein Linearbeschleuniger, in dem die Teilchen auf 200 MeV beschleunigt und in EPA (Electron-Positron-Accumulator), einen kleinen Speicherring, eingeschossen werden. Dort werden sie bis zu einer Energie von 600 MeV beschleunigt und dann zunächst in das Proton-Synchrotron, wo sie bis zu einer Energie von 3,5 GeV beschleunigt werden, und – als letzte Stufe vor LEP – in das Super-Proton-Synchrotron eingeschossen. Dort wird eine Energie von 22 GeV erreicht, die Einschubenergie für den LEP-Ring. Am Super-Proton-Synchrotron (SPS) gibt es eine Reihe von Experimenten, welche die Protonen- und Antiprotonen-Strahlen nutzen. 1983 wurden an zwei SPS-Experimenten die W- und Z-Bosonen nachgewiesen.

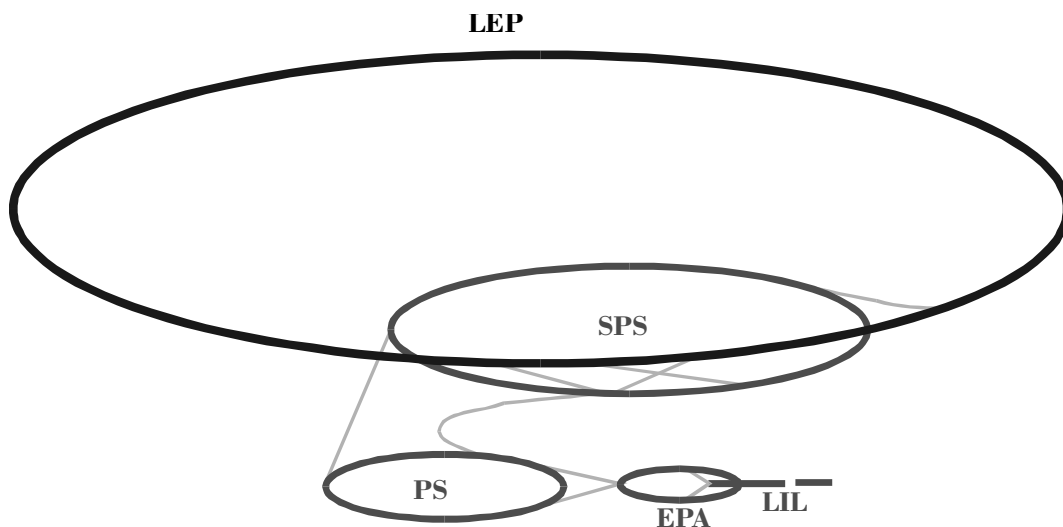


Abbildung III-2: Skizze des CERN-Beschleunigerkomplexes

Die genaue Messung der Eigenschaften des Z-Bosons war das Ziel von LEP I. In dieser Phase wurden Elektronen und Positronen auf Energien um 45,6 GeV beschleunigt, um eine Schwerpunktsenergie von 91,2 GeV bei der Annihilation zu erreichen. Während LEP I (1989-1995) wurden von allen vier LEP-Experimenten zusammen mehr als 16 Millionen Z-Boson-Ereignisse aufgezeichnet und unter anderem die Masse des Z-Bosons mit hoher Präzision bestimmt.

Seit 1997 wird LEP in der Phase II bei Energien über 80 GeV betrieben. Die maximal – bis 1999 – erreichte Strahlenergie lag bei 102 GeV. Insgesamt wurde in dieser Phase eine Luminosität von $L = 468 \text{ pb}^{-1}$ integriert.

III.2 Der ALEPH-Detektor

Eines der vier Experimente am Speicherring LEP ist der Detektor der ALEPH-Kollaboration. ALEPH – Apparatus for LEP Physics – ist so gebaut, daß fast der gesamte Raumwinkel mit aktiven Detektoren abgedeckt ist. Im folgenden findet sich eine kurze Beschreibung der einzelnen Subdetektoren, in der üblichen Reihenfolge, vom Wechselwirkungspunkt nach außen senkrecht zum Strahlrohr, danach parallel dazu. Eine genaue Beschreibung findet sich in [8] und [9]. Alle hier genannten Daten stammen von dort, sofern nicht anders angegeben.

III.2.1 DAS STRAHLROHR

Im Inneren des ALEPH-Detektors besteht das Strahlrohr nicht wie in den anderen Sektionen aus Aluminium, sondern aus Beryllium, dem leichtesten Metall, welches bei Normalbedingungen fest ist. Sinn dieses Aufbaus ist es, den bei der Wechselwirkung entstehenden Teilchen möglichst wenig Materie vor den aktiven Detektorelementen in den Weg zu legen.

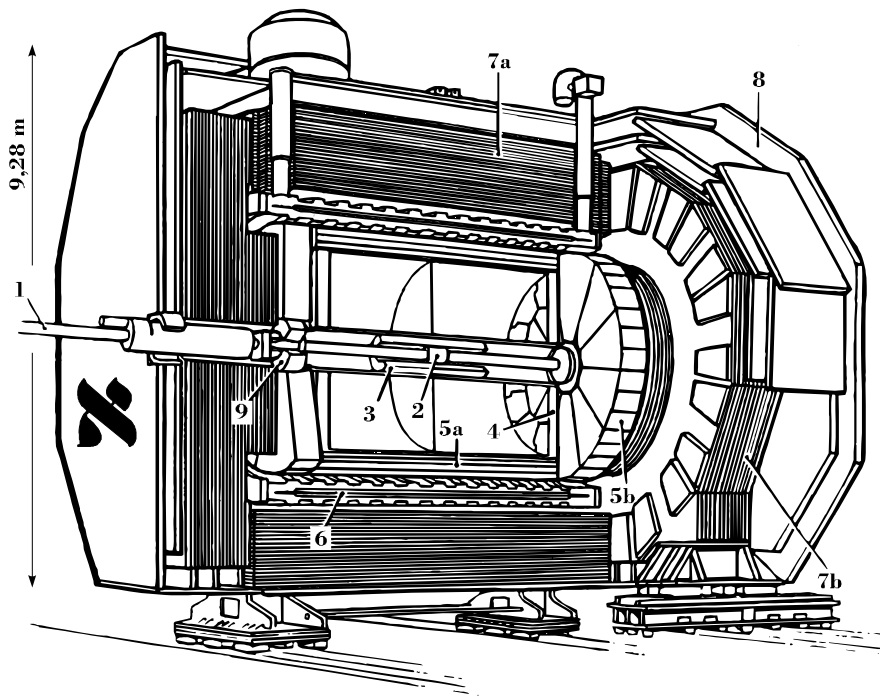


Abbildung III-3: Querschnitt durch den ALEPH-Detektor mit 1. Strahlrohr, 2. Vertex Detektor, 3. innerer Spurkammer, 4. Zeitprojektionskammer, 5. elektromagnetischem Kalorimeter, 6. supraleitender Spule, 7. hadronischem Kalorimeter, 8. Myon-Kammern und 9. Luminositätsmonitoren.

III.2.2 DER VERTEX-DETEKTOR

Der Vertex-Detektor (VDet) umschließt unmittelbar das Strahlrohr im Zentrum des ALEPH-Detektors, um dort Teilchenspuren vom Wechselwirkungspunkt aus präzise zu vermessen. Damit ist es insbesondere möglich, sekundäre Zerfälle von Teilchen, die nur wenige Millimeter zurückle-

gen, zu rekonstruieren. In der vorliegenden Analyse wird weniger diese Möglichkeit von Nutzen sein, als vielmehr die hohe Ortsauflösung, die im Zusammenwirken mit der weiteren Vermessung der Teilchenspur zu einer sehr guten Impuls- und Winkelauflösung führt.

1995 wurde der erste Vertex-Detektor für LEP Phase II durch ein verbessertes System ersetzt. Neben einer verbesserten Ortsauflösung wurden der aktive Raumwinkelbereich vergrößert und die Materialdicke verringert. Der VDet '95 besteht nun aus zwei Lagen doppelseitigen Silizium-Streifendetektoren von $300\ \mu\text{m}$ Dicke, mit Abständen von $6,3\ \text{cm}$ beziehungsweise $10,9\ \text{cm}$ vom nominellen Wechselwirkungspunkt. Die Streifen sind auf einer Seite parallel, auf der anderen senkrecht zur Strahlachse angeordnet und vermessen den Azimutalwinkel ϕ beziehungsweise die z -Koordinate des Durchgangs durch die jeweilige Lage.

Die aktuelle Akzeptanz liegt nun in einem Polarwinkelbereich von $-0,95 < \cos \theta < 0,95$, der Streifenabstand zur ϕ -Bestimmung beträgt $25\ \mu\text{m}$, derjenige zur Bestimmung der z -Koordinate $51\ \mu\text{m}$. Aufgrund der genauen Kenntnis der Position des VDet ergibt sich die Koordinatenauflösung zu $\sigma_{r,\phi} \approx 10\ \mu\text{m}$ beziehungsweise $\sigma_z \approx 15\ \mu\text{m}$ für senkrechte Spuren, die sich bis zum Ende des akzeptierten Winkelbereichs auf $\sigma_z \approx 50\ \mu\text{m}$ verschlechtert. Diese wie auch die meisten anderen Messungen zur Auflösung von Detektorkomponenten werden durch Selektion von hochenergetischen Myonen bei der LEP I-Energie durchgeführt.

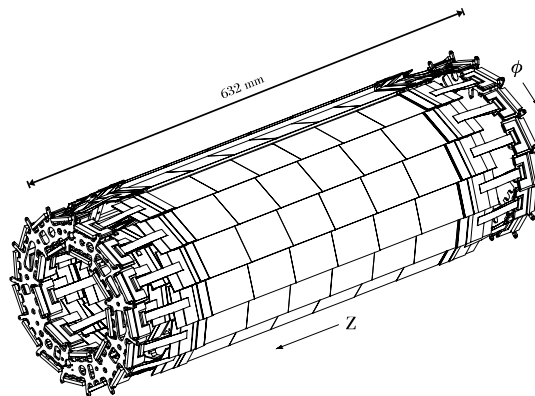


Abbildung III-4: Zeichnung des Vertex Detektors

III.2.3 DIE INNERE SPURKAMMER

Unmittelbar um den Vertex-Detektor befindet sich die innere Spurkammer (Inner Tracking Chamber), eine zylindersymmetrische Vieldrahtproportionalkammer. Hauptaufgabe neben der präzisen Spurvermessung ist eine schnelle Information über die Anzahl und Richtung der verschiedenen Spuren, um die Entscheidung für die Detektorauslese zu treffen (vgl. dazu III.2.9).

Geladene Teilchen induzieren Signale auf den Signaldrähten der mit 80% Argon und 20% Kohlendioxid gefüllten Kammer. Die ITC besteht aus 960 $30\ \mu\text{m}$ dicken Signaldrähten aus vergoldetem Wolfram in acht Lagen und den notwendigen Felddrähten mit einer Dicke von $147\ \mu\text{m}$. Insgesamt ergibt sich eine Auflösung von $\sigma_{r,\phi} \approx 150\ \mu\text{m}$ senkrecht und $\sigma_z \approx 50\ \text{mm}$ parallel zur Strahlachse.

III.2.4 DIE ZEITPROJEKTIONSKAMMER

Mit der großen Zeitprojektionskammer (Time Projection Chamber) werden Spuren geladener Teilchen dreidimensional räumlich vermessen und Teilchen aufgrund des spezifischen Energieverlusts identifiziert. Ein geladenes Teilchen hinterläßt in der mit 91% Argon und 9% Methan gefüllten TPC eine Ionisationsspur. Die freien Elektronen driften im homogenen elektrischen Feld zu den segmentierten Endkappen. Diese bestehen aus jeweils 18 Sektoren genannten, mit Ausleseelektroden kombinierten, Drahtkammern. Es gibt drei Typen von Sektoren: K, M und W, in zwei Reihen um den inneren Feldkäfig. Dieser Feldkäfig besteht aus einem inneren Zylinder von 62 cm Durchmesser und einem äußeren von 360 cm. Auf den Innenseiten sind in Ringen Elektroden angebracht, um ein homogenes Feld zwischen der Membrane, die auf einem Potential von $-26,7$ kV betrieben wird, und den Endkappen sicherzustellen. Dazu sind die Elektroden mit Widerständen untereinander verbunden.

Die Messung der Spurparameter erfolgt auf den Sektoren, die aus 148 (K-Sektoren, innen) beziehungsweise 190 (M- und W-Sektoren, außen) aktiven Signaldrähten, einer entsprechenden Anzahl Felddrähten, einer Lage „Gating“-Drähte und „Pads“ genannten Elektroden bestehen. Dabei legen der Auftreffpunkt der gedrifteten Elektronen die $r\phi$ -Koordinate und die Driftzeit die z -Koordinate fest. Dies wird mit den „Pads“ vermessen, welche in konzentrischen Ringen angeordnet sind. Zur Messung der z -Koordinate benötigt man eine genaue Kenntnis der Driftgeschwindigkeit von Elektronen in der Gasmischung der TPC. Zur Bestimmung dieser Größe gibt es verschiedene Verfahren, ein Laserkalibrationssystem, welches ebenso Aufschluß über Feldverzerrungen gibt, und ein Verfahren, daß sich das Wissen um die genaue relative Position von VDet und TPC zu nutze macht und alle vermessenen TPC-Spuren so verschiebt, daß sie gemeinsam mit den VDet-Koordinaten Spuren durch VDet, ITC und TPC ergeben. Beide Verfahren liefern vergleichbare Werte von ungefähr $5,255$ cm/ μ s.

Insgesamt werden für Spuren, die die TPC vom Innen- bis zum Außendurchmesser durchqueren, 21 Punkte im Raum gemessen, was der Anzahl der konzentrischen Ringe von „Pads“ entspricht, sowie der spezifische Energieverlust für alle Spuren, die mindestens 150 Signaldrähte in der $r\phi$ -Projektion überquert haben. Dabei werden Ortsauflösungen von $\sigma_{r\phi} \approx 180$ μ m senkrecht und $\sigma_z \approx 1$ mm parallel zur Strahlachse für Spuren unter einem Polarwinkel $\theta = 90^\circ$ erreicht, sowie eine relative Auflösung von 4,5% für den spezifischen Energieverlust.

Die drei bisher vorgestellten Spurdetektoren werden zusammen mit der supraleitenden Spule (vgl. III.2.6) zur Impulsmessung verwendet. Dabei werden die folgenden Auflösungen bei einem homogenen Magnetfeld der Stärke 1,5 Tesla erreicht, der Impuls ist dabei in GeV gegeben:

$$\frac{\sigma_p}{p} = 1,3 \cdot 10^{-3} p \text{ (nur TPC)}$$

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0,6 \cdot 10^{-3} p \text{ (VDet, ITC und TPC)}$$

² Um die Bildung von Raumladung durch positive Ionen aus dem Bereich der Ladungskaskaden um die Signaldrähte zu verhindern, wurde eine weitere Drahtlage eingeführt, die ein Driften dieser Ionen verhindert.

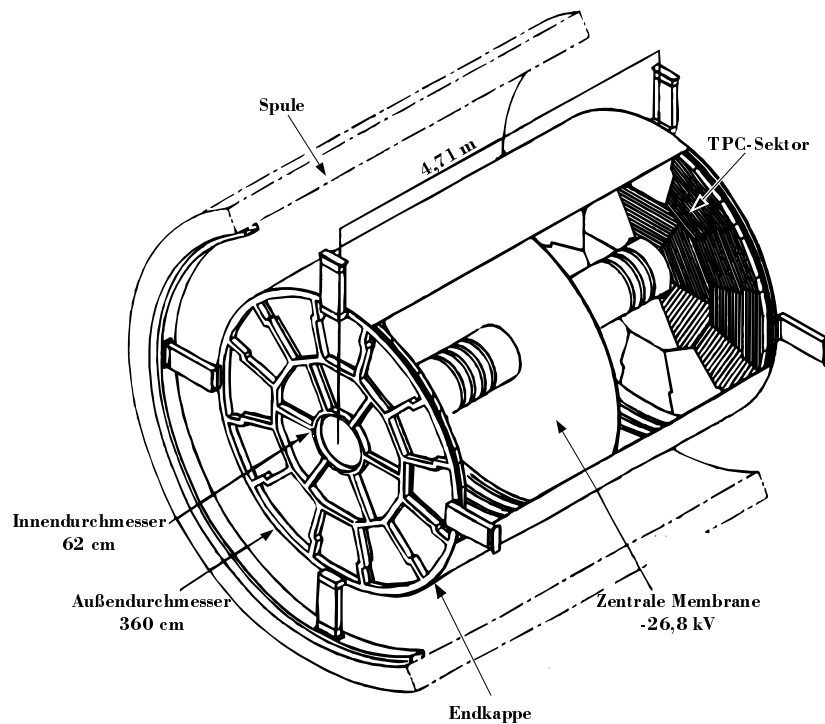


Abbildung III-5: Die Zeitprojektionskammer TPC

III.2.5 DAS ELEKTROMAGNETISCHE KALORIMETER

Ebenso wie die Spurdetektoren liegt das elektromagnetische Kalorimeter (Electromagnetic Calorimeter) innerhalb der supraleitenden Spule. Neben der Messung der Energie elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen ist die Teilchenidentifikation Aufgabe des ECal.

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus je zwölf Modulen im zylindrischen Mittelteil, dem „Barrel“, und in den beiden Endkappen. Diese bestehen aus je 45 abwechselnden Lagen von Bleiabschirmung und Proportionalkammern. Die Kammern werden mit einem Gasgemisch von 80% Xenon und 20% Kohlendioxid betrieben. Insgesamt beträgt die Dicke des Kalorimeters 407 mm, was 21,5 Strahlungslängen entspricht. Das Kalorimeter umschließt die TPC vollständig und deckt bis auf einen Konus mit Öffnungswinkel 13° um die Strahlachse den gesamten Raumwinkel ab.

Die Teilchenidentifikation geschieht über die räumliche Ausdehnung des induzierten Schauers. Es werden folgende Auflösungen erreicht:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,18 \text{ GeV}^{1/2}}{\sqrt{E}}$$

$$\sigma_x = \sigma_y = \frac{6,8 \text{ mm} \cdot \text{GeV}^{1/2}}{\sqrt{E}}$$

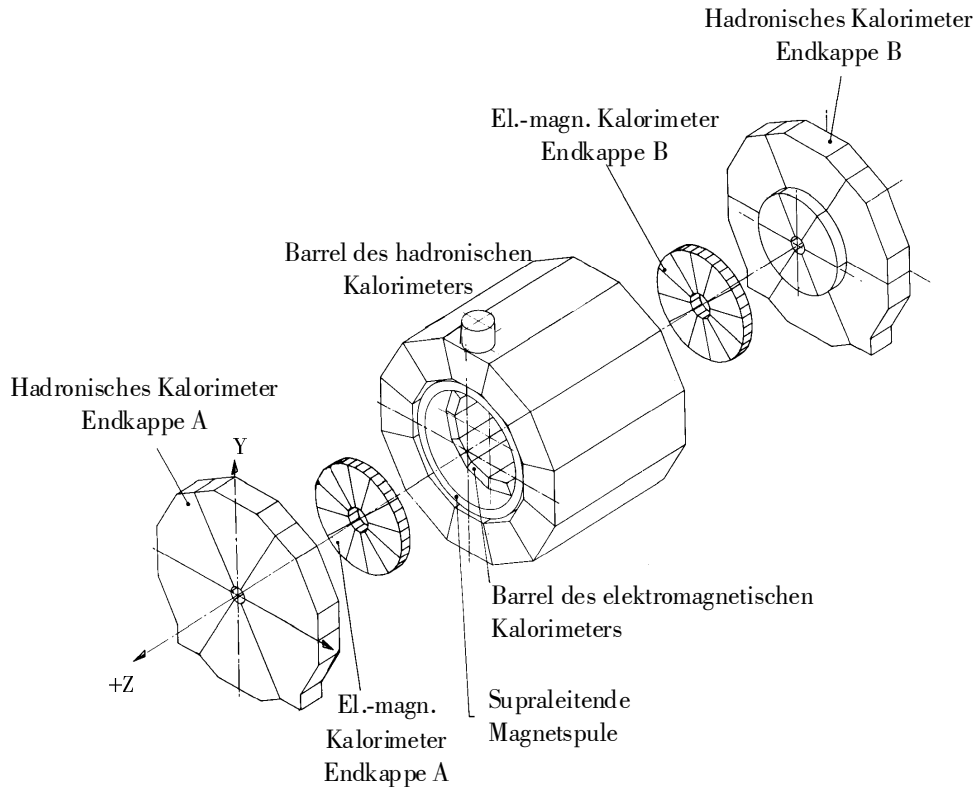


Abbildung III-6: Die Kalorimeter des ALEPH-Detektors mit der supraleitenden Spule

III.2.6 DIE SUPRALEITENDE SPULE

Die Messung von Impulsen geschieht im ALEPH-Detektor durch die genaue Vermessung der Teilchenspuren in einem gut bekannten Magnetfeld. Dazu befinden sich alle Spurdetektoren innerhalb einer supraleitenden Spule, die mit flüssigem Helium gekühlt bei 3,2K betrieben wird und ein Feld von 1,5 T im Inneren liefert. Als Rückflußjoch für das Magnetfeld dient das hadronische Kalorimeter, welches im Anschluß beschrieben wird.

III.2.7 DAS HADRONISCHE KALORIMETER MIT DEN MYON-KAMMERN

Hauptaufgabe des hadronischen Kalorimeters (Hadron Calorimeter) ist die Messung der Energie stark wechselwirkender Teilchen. Dazu ist es aus 23 abwechselnden Lagen Stahlabschirmung und Streamer-Röhren aufgebaut. Die Stahllagen sind jeweils 50 mm dick, die Streamer-Röhren werden mit einem Gasgemisch von 22,5% Argon, 47,5% Kohlendioxid und 30% Isobutan betrieben. Dieses System ermöglicht eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{84\% \text{ GeV}^{1/2}}{\sqrt{E}}$$

Außerhalb dieser Lagenpaare gibt es eine weitere Stahllage von 102 mm, womit die Materialdicke des HCal nun 7,2 Strahlungslängen entspricht und weitestgehend alle Hadronen absorbiert.

Um das hadronische Kalorimeter und somit an der Außenseite des ALEPH-Detektors befinden sich die Myon-Kammern, zwei Lagen von zueinander senkrecht stehenden Streamer-Röhren, die minimal ionisierende Teilchen wie Myonen, die den Detektor vollständig durchqueren können, nachweisen.

III.2.8 DIE LUMINOSITÄTSMONITORE

Zur Messung der Luminosität werden sogenannte Bhabha-Ereignisse, Kleinwinkel-Elektron-Positron-Streuung von Strahlteilchen, verwendet. Der Wirkungsquerschnitt σ_{Bhabha} ist sehr genau bekannt und ausreichend groß, daß eine Zählung dieser Ereignisse unter bestimmten Polarwinkeln eine sehr genaue Luminositätsbestimmung liefert:

$$L = \frac{N_{\text{Bhabha}}}{\sigma_{\text{Bhabha}}}$$

Der Wirkungsquerschnitt ist bei kleinen Polarwinkeln θ am höchsten, daher sind die Luminositätsmonitore nah am Strahlrohr in großer Entfernung zum Wechselwirkungspunkt montiert.

Die Ereignisse werden mit drei verschiedenen Subdetektoren aufgezeichnet, dem Siliziumkalorimeter (SiCal), dem Luminositätskalorimeter (LCal) und dem Bhabha-Kalorimeter (BCal). Dabei dient das BCal hauptsächlich dazu, eine schnelle Abschätzung für die Luminosität bereits während des Betriebs (online) zu erhalten, SiCal und LCal erreichen dann in der späteren Auswertung (offline) die geforderte Genauigkeit von 0,1%.

III.2.9 DER TRIGGER

Die rund 700000 Auslesekanäle des ALEPH-Detektors könnten theoretisch eine Datenmenge von rund 500 MB/s liefern. Diese Datenmenge konnte jedoch zur Zeit der Projektierung nicht aufgezeichnet werden. Ebenso stammen nicht alle registrierten Ereignisse tatsächlich von Wechselwirkungen der Strahlteilchen. Nicht „erwünschte“ Untergrundereignisse sind dabei zum Beispiel Ereignisse mit kosmischen Myonen, Strahlwechselwirkungen mit Restgas im Strahlrohr oder Synchrotronstrahlung.

Zur Filterung interessanter Ereignisse gibt es beim ALEPH-Detektor ein dreistufiges Triggersystem. Die ersten beiden Stufen sind als Hardware realisiert, die dritte Stufe in der Datennahmesoftware. Die Stufen wurden so entworfen, daß die erste Stufe die Ereignisrate auf 500 Hz, die zweite auf 10 Hz und die dritte auf 1 Hz reduziert. Die Erfahrung hat jedoch gezeigt, daß nur sehr selten Raten von mehr als 10 Hz nach der ersten Stufe auftreten.

Die erste Stufe (Level 1) trifft aufgrund von Informationen aus ITC, ECal, HCal, den Myon-Kammern und den Luminositätsmonitoren eine erste Entscheidung innerhalb von $5 \mu\text{s}$ nach einer Strahlkreuzung. Fällt diese Entscheidung negativ aus, werden alle Subdetektoren zurückgesetzt und sind bereits bei der nächsten Strahlkreuzung wieder bereit zur Auslese. Wenn die Entscheidung jedoch positiv ausfällt, werden die Inhalte der Subdetektoren, bis auf VDet, vollständig ausgelesen, dies dauert bei der TPC ungefähr $50 \mu\text{s}$, da die Elektronen zunächst die Driftstrecke von 2,2 m zurücklegen müssen.

Die zweite Stufe (Level 2) trifft nun aufgrund der erweiterten vorliegenden Informationen eine Entscheidung, die im wesentlichen auf den in der TPC vermessenen Spuren basiert. Fällt auch diese Entscheidung positiv aus, wird der gesamte Detektor ausgelesen. Dies dauert insgesamt ungefähr 1 ms, während der der ALEPH-Detektor keine neuen Ereignisse aufzeichnen kann.

Danach ist der Detektor wieder bereit, die nächste Stufe läuft bereits auf dem Datennahrechner ab und erzeugt keine weitere Totzeit. Diese dritte Stufe verwendet nun bereits Teile der Analysesoftware, wie Spurrekonstruktion und Kalorimeteranalyse.

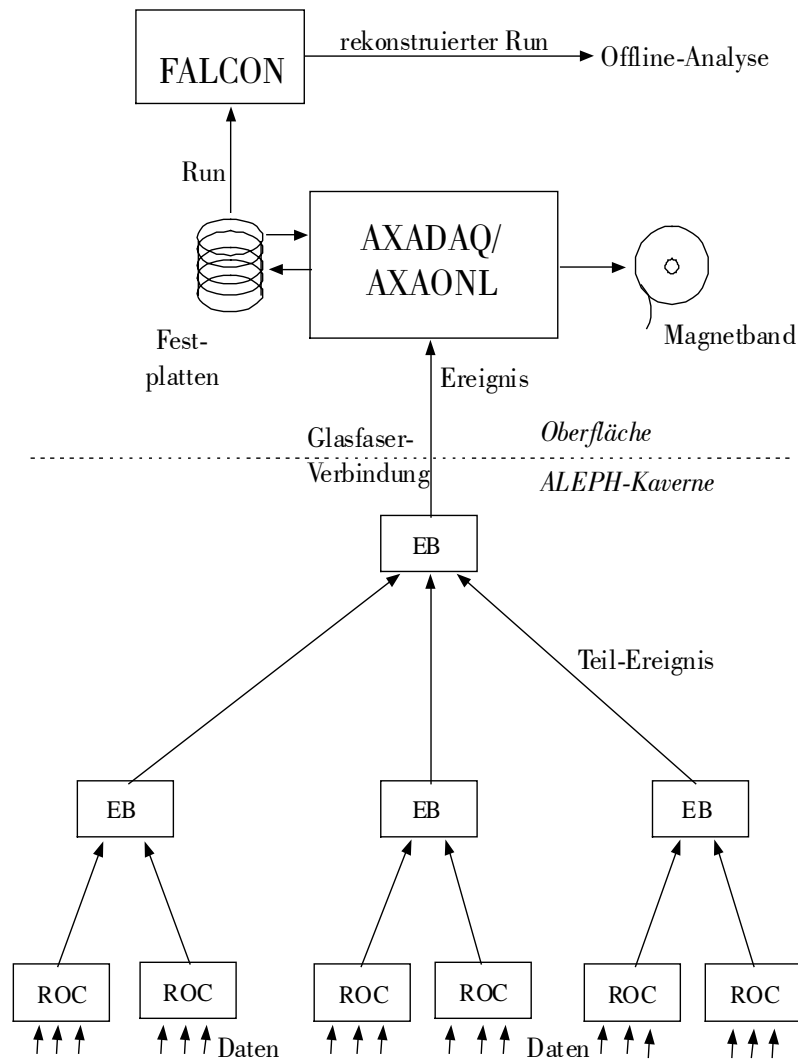


Abbildung III-7: Schema der Datenerfassung beim ALEPH-Detektor

III.2.10 DIE DATENERFASSUNG

Die Aufgabe des Datenerfassungssystems besteht darin, die große Menge an Rohdaten der einzelnen Subdetektoren nach der Vorselektion durch den Trigger aufzuzeichnen. Dies geschieht in mehreren Stufen, die im folgenden kurz erläutert werden:

1. Für die Subdetektoren gibt es jeweils eine oder mehrere Auslesekontrollleinheiten (Read-Out Controller). Diese stellen die Daten der angeschlossenen Sensoren in digitaler Form bereit.
2. Die Daten der ROCs werden von Ereignisprozessoren (Event-Builder) zu Teilereignissen zusammengefaßt, bei Subdetektoren mit vielen Auslesekanälen ist auch diese Aufgabe auf mehrere Prozessoren verteilt.
3. Diese Teilereignisse werden vom Hauptereignisprozessor (Main Event-Builder) zu einem ALEPH-Ereignis zusammengefaßt und dann per optischer Verbindung an den aktuellen Datennahmerechner gesandt.
4. Dort werden die Rohdaten auf Festplatten zwischengespeichert, bevor diese in Einheiten von sogenannten „Runs“ auf Band gespeichert und zur Weiterverarbeitung an weitere Rechner gegeben werden, wo unter anderem aus den Rohdaten Spuren und Objekte in den Kalorimetern rekonstruiert werden (vgl. III.2.11).

Abbildung III-7 zeigt einen vereinfachten Überblick über das Datenerfassungssystem des ALEPH-Detektors. Die darin gezeigten Auslesekontrollprozessoren, sowie die Ereignisprozessoren, sind als „Fast-Intelligent-Controller“ auf VME-Einschüben realisiert und verwenden das Betriebssystem OS9, während die Datennahmerechner und das Rekonstruktionssystem „FALCON“ einen Verbund von Alpha-Rechnern unter dem Betriebssystem VMS darstellen.

III.2.11 EREIGNISREKONSTRUKTION

Abgeschlossene „Runs“ werden in „FALCON“ prozessiert, d. h. aus den rohen Detektordaten werden Spuren rekonstruiert, sogenannte „Cluster“ in den Kalorimetern identifiziert und wenn möglich mit Spuren assoziiert. Dies geschieht in mehreren Stufen auf den Rechnern des ALEPH-Online-Clusters, früher auf einem abgeschlossenen Teil davon, eben „FALCON“, heute werden diese Aufgaben auf mehrere Rechner des ALEPH-Online-Clusters verteilt.

Die erste Stufe, genannt „PASS0“ paßt in der TPC gemessene Spuren durch Variation der Driftgeschwindigkeit so an, daß sie vom Wechselwirkungspunkt kommen. Dies ist eine weitere Methode der Bestimmung dieser Driftgeschwindigkeit (vgl. III.2.4).

Danach läuft das Programmpaket „JULIA“ und erzeugt aus den Rohdaten sogenannte POT-Dateien (Production Output Tape). Diese enthalten neben den Sensorinformationen aus dem Detektor bereits rekonstruierte Spuren mit zugeordneten Kalorimeterbereichen, isolierte Kalorimeterbereiche und Informationen über die Ereignisklasse. Diese Einteilung erfolgt unter anderem nach der Anzahl der geladenen Teilchenspuren und den angesprochenen Subdetektoren.

Nach diesem Schritt werden die Daten mittels einer Netzwerkverbindung an einen Rechner im CERN-Rechenzentrum übertragen und dort auf Band gespeichert. Gleichzeitig werden die übertragenen „Runs“ mit den wichtigsten Daten in eine Datenbank eingetragen und können danach analysiert werden.

IV Die Datenanalyse

Im folgenden wird das in Abbildung IV-1 definierte Koordinatensystem verwendet, welches das allgemein übliche ALEPH-Koordinatensystem (vgl. [8]) um die Definitionen der Zerfallswinkel im Ruhesystem der W-Bosonen erweitert.

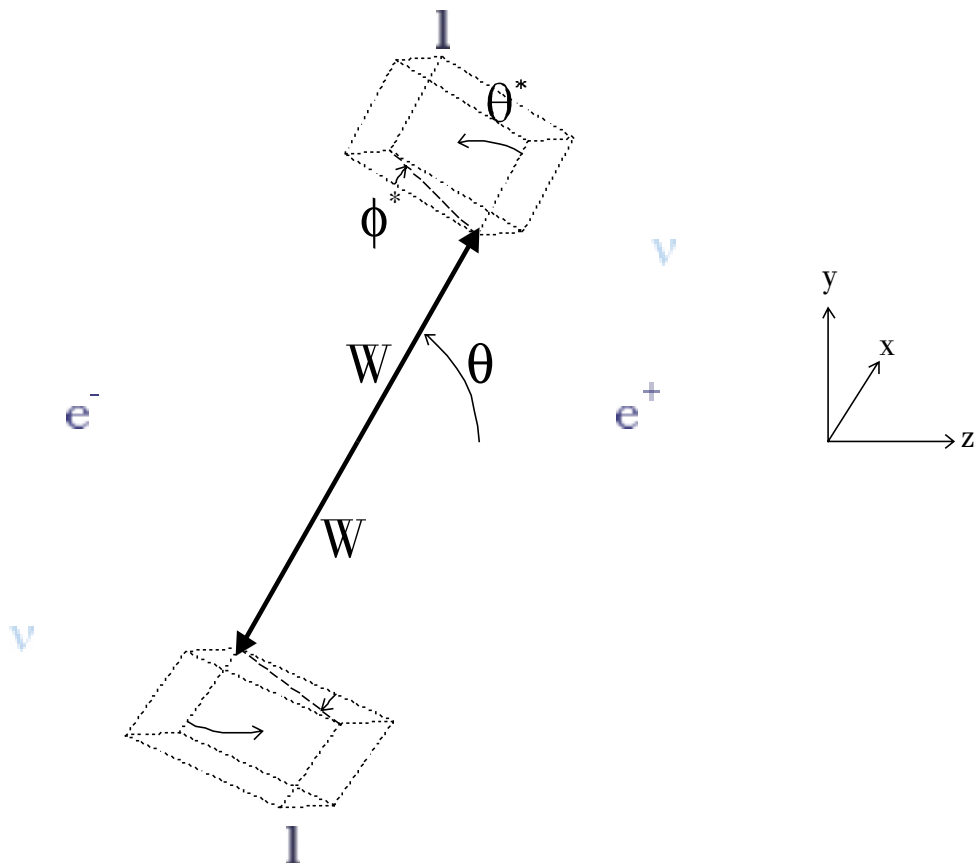


Abbildung IV-1: Ein W-Boson-Paar im ALEPH-Koordinatensystem

IV.1 Die Signatur des Signals

Bei rein leptonisch zerfallenden W-Boson-Paaren lassen sich im Detektor nur die geladenen Leptonen nachweisen. Daraus ergibt sich die Schwierigkeit, die beiden W-Bosonen korrekt zu rekonstruieren, da die Kinematik jeweils eines Zerfallsprodukts, des jeweiligen Neutrinos, nicht bekannt ist (vgl. dazu IV.4).

Ein Signalereignis zeigt sich somit im Detektor als im allgemeinen akollineares Ereignis mit zwei entgegengesetzt geladenen Leptonen und einer sichtbaren Energie in der Größenordnung der Strahlenergie. Der Wirkungsquerschnitt für die W-Boson-Paarproduktion liegt bei 16 bis 18 Picobarn, jedoch zerfallen nur rund 10,8% der Paare rein leptonisch.

IV.2 Wichtige Komponenten des Untergrunds

Ereignisse mit Signaturen im Detektor, die der Signatur des Signals nahe kommen und nicht vollständig durch die Selektion verworfen werden können, sind im folgenden aufgelistet.

IV.2.1 ELEKTRON-POSITRON-STREUUNG

Die sogenannte Bhabha-Streuung von Elektronen und Positronen ist ein sehr genau berechenbarer Prozeß der Quantenelektrodynamik und wird zur Bestimmung der Luminosität verwendet (vgl. III.2.8). Der Wirkungsquerschnitt ist sehr hoch – in der Größenordnung von einem Nanobarn innerhalb der Detektorakzeptanz bei den hier betrachteten Schwerpunktsenergien – und die Signatur des Prozesses mit Elektron und Positron entspricht bis auf die Kollinearität und die sichtbare Energie der des Signals.

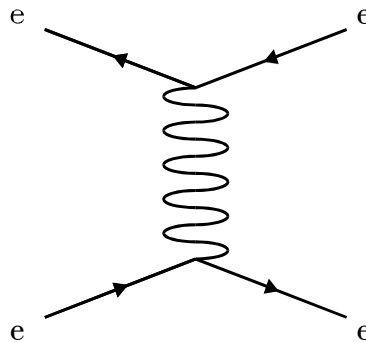


Abbildung IV-2: Feynman-Diagramm zur Elektron-Positron-Streuung

IV.2.2 FERMION-PAARBILDUNG

Hierzu gehören sowohl Prozesse, deren Signatur der des Signals sehr ähnlich sind (Lepton-Paarbildung), als auch solche, die aufgrund zu vieler Spuren sehr unterschiedlich sind (Quark-Paarbildung mit anschließender Hadronisierung). Während bei LEP1 die in Paaren gebildeten Leptonen noch weitestgehend kollinear waren, spielt bei den LEP2-Energien die Abstrahlung von Photonen im Anfangs- und im Endzustand – dies bewirkt sowohl eine Winkelveränderung als

auch eine Verringerung der sichtbaren Energie im Detektor – eine immer größere Rolle und somit verbleibt eine nicht vernachlässigbare Anzahl von Ereignissen der Signalsignatur.

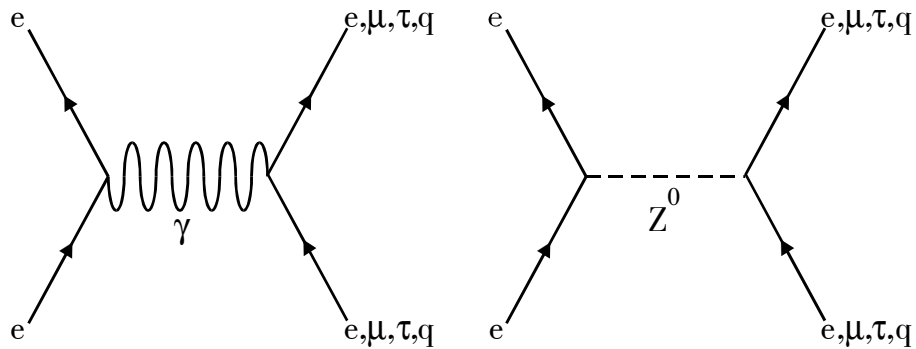


Abbildung IV-3: Feynman-Diagramme zur Fermion-Paarbildung

IV.2.3 ZWEI-PHOTON-EREIGNISSE

Der Prozeß zur Erzeugung von sogenannten Zwei-Photon-Ereignissen ist ein sehr gut bekannter QED-Prozeß und kann sehr genau berechnet werden. Der Wirkungsquerschnitt ist sehr hoch – in der Größenordnung von drei bis vier Nanobarn für Elektronen und Myonen beziehungsweise einem halben Nanobarn für Tauonen – und die Signatur entspricht sehr gut der des Signals, zwei geladene, oft akollineare, Leptonen im Detektor mit nur einem Teil der Schwerpunktsenergie.

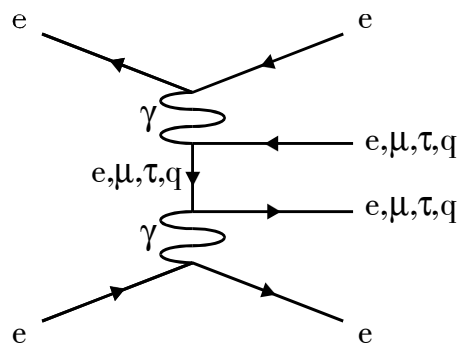


Abbildung IV-4: Feynman-Diagramm zur Klasse der Zwei-Photon-Ereignisse

IV.2.4 EREIGNISSE MIT Z-BOSONEN

Prozesse, bei denen Z-Bosonen entstehen, die weiter leptonisch zerfallen, stellen den zweitgrößten Anteil an Untergrundprozessen dar.

Es ist dabei sowohl möglich Z-Bosonen paarweise (vgl. Abbildung IV-5), als auch einzeln (vgl. Abbildung IV-6 und Abbildung IV-7) zu erzeugen. Dabei ist die Abstrahlung eines einzelnen Z-Bosons wesentlich wahrscheinlicher.

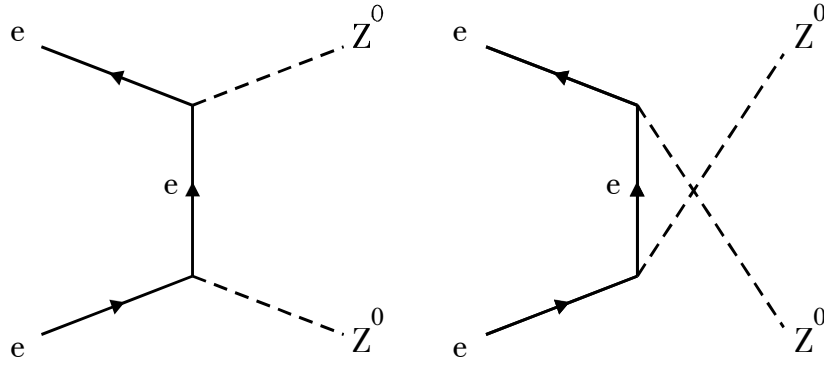


Abbildung IV-5: Feynman-Diagramme zur Z-Boson-Paarproduktion

Bei der Paarproduktion entsprechen Ereignisse, in denen beide Z-Bosonen leptonisch zerfallen, dabei entweder eines in ein Neutrino-Antineutrino-Paar und das andere in geladene Leptonen oder beide in geladene Leptonen, von denen jeweils eines nicht registriert wird, der Signalsignatur, da in beiden Fällen akollineare Leptonen nachgewiesen werden. Die sichtbare Energie liegt ebenfalls im gleichen Bereich wie die eines Signalereignisses.

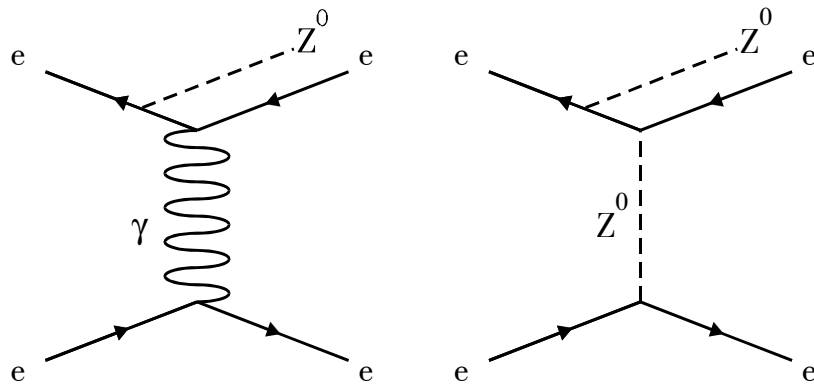


Abbildung IV-6: Zwei Feynman-Diagramme zur Abstrahlung eines Z-Bosons. Die Abstrahlung nach dem Z- beziehungsweise Photon-Austausch gehört ebenso zu den dominanten Prozessen in diesem Kanal.

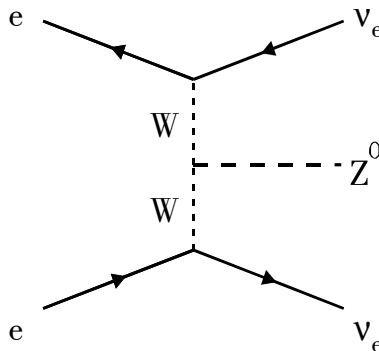


Abbildung IV-7: Fusion zweier W-Bosonen zu einem Z-Boson und zwei Neutrinos im Endzustand

Bei der Abstrahlung eines Z-Bosons werden häufig die beiden Strahlteilchen nicht registriert. Damit verbleiben – bei leptonisch zerfallendem Z-Boson – zwei unterschiedlich geladene Leptonen im Detektor mit einer sichtbaren Energie im Bereich der Strahlenergie. Läßt man virtuelle Z-

Bosonen zu, ist der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß divergent und erreicht bei den üblichen Einschränkungen noch immer die Größenordnung von 100 Picobarn.

Der zuletzt betrachtete Prozeß zur Z-Boson-Erzeugung ist stark unterdrückt und erreicht nur einen Wirkungsquerschnitt in der Größenordnung von 15 Femtobarn. Jedoch ist die beobachtete Signatur der des Signals sehr ähnlich.

IV.2.5 EREIGNISSE MIT W-BOSONEN

Zu den Untergrundereignissen dieser Kategorien gehört neben der W-Boson-Paarbildung wie in den Signalereignissen, die Klasse der sogenannten Single-W-Boson-Ereignisse (vgl. Abbildung IV-8). Diese Ereignisse enthalten zwar auch einen Drei-Eichbosonen-Vertex, sind aber topologisch so verschieden, daß sie nicht gleichzeitig mit W-Boson-Paaren betrachtet werden können. Trotzdem ist ihre Signatur mit zwei akollinearen Leptonen bei einer sichtbaren Energie in der Größenordnung der Strahlenergie der des Signals sehr ähnlich.

Bei der Paarbildung erzeugte W-Bosonen zerfallen hauptsächlich nicht in Paare von Elektron und Elektroneneutrino beziehungsweise Myon und Myoneneutrino, sondern zum Großteil hadronisch. Diese Ereignisse werden als Untergrundereignisse betrachtet, ebenso wie in Tau-Tauneutrino-Paare zerfallende W-Bosonen. Letztere können nicht vollständig rekonstruiert werden, da sie mehr als zwei nicht nachgewiesene Neutrinos enthalten.

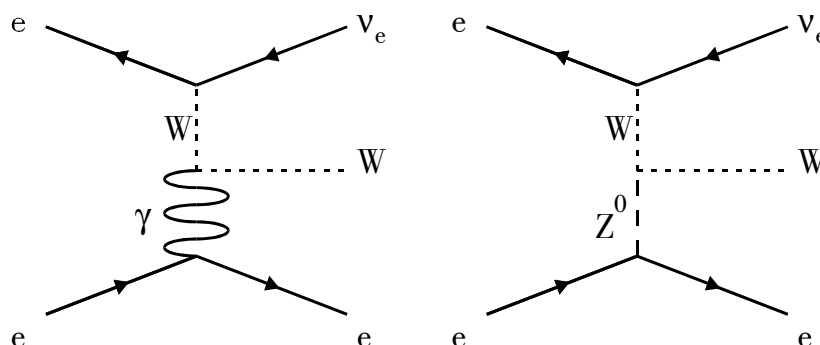


Abbildung IV-8: Die beiden dominanten Feynman-Diagramme für die Erzeugung einzelner W-Bosonen

IV.3 Monte Carlo-Simulationen

Für Standardmodell-Prozesse wurden offiziell von der ALEPH-Kollaboration erzeugte Ereignismengen verwendet. Lediglich für verschiedene Ereignismengen mit abweichenden Parametern, wie Kopplungsparameter und Polarisationszustände, wurden private Produktionen gemacht. Eine Beschreibung aller Generatoren findet sich in [10]. Die hier beschriebenen Programme simulieren die Standardmodell-Prozesse. Die Simulation der Detektorsignatur und von Effekten im Detektor, wie zum Beispiel Konversionen, geschieht mit dem Programmpaket GALEPH, welches auf dem Programm GEANT (vgl. [11]) aufbaut. Dieses erzeugt wie der Detektor Rohdaten, welche mit dem Rekonstruktionsprogramm JULIA (vgl. III.2.10) weiterverarbeitet werden.

IV.3.1 STANDARDMODELL-PROZESSE

Die Signalereignisse wurden mit dem Monte Carlo-Ereignisgenerator KORALW 1.21 generiert. KORALW berücksichtigt die Massen der Fermionen, Abstrahlung von Photonen im Anfangs- und im Endzustand sowie Coulomb-Korrekturen. Eine Zusammenstellung dieser Ereignismengen sowie derjenigen der folgenden Simulationen findet sich in Tabelle IV-1.

Die Ereignisse der Elektron-Positron-Streuung (vgl. IV.2.1) wurden mit dem Programm BHWIDE simuliert. Bei kleinen Streuwinkeln hat dieser Kanal einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt, der auch bei Beschränkung auf die im Detektor nachweisbaren Winkel signifikant ist.

Fermion-Paarproduktion (vgl. IV.2.2) wurde mit dem Programm KORALZ in der Version 4.2 generiert. Das Programm wurde bereits bei LEP1 verwendet und ist sehr gut auf die Z-Resonanz und die dort vorkommenden Prozesse angepaßt.

Zwei-Photon-Ereignisse (vgl. IV.2.3) wurden mit PHOT02 generiert, welches eine vollständige Beschreibung des zugrundeliegenden QED-Prozesses enthält. Damit ist es für die Simulation von leptonischen Zwei-Photon-Ereignissen gut geeignet.

Der von Wirkungsquerschnitt her vernachlässigbare Prozeß der W-Fusion (vgl. Abbildung IV-7) wurde mit ZNNBAR generiert.

Alle weiteren Prozesse (vgl. IV.2.4, IV.2.5) wurden mit dem Programm PYTHIA in der Version 5.7 generiert, welches alle Standardmodell-Prozesse bei Collider-Experimenten simulieren kann.

Generator	Verwendete Ereignisse bei einer Schwerpunktsenergie von				
	183 GeV	189 GeV	196 GeV	200 GeV	202 GeV
KORALW	479990	557560	349969	399995	399990
BHWIDE	360000	360000	300000	300000	300000
KORALZ	120000	400000	100000	60000	100000
PHOT02	900000	700000	1020000	n. ex.	1080000
PYTHIA	156000	349986	311312	170000	319992
ZNNBAR	20000	20000	20000	20000	20000

Tabelle IV-1: Anzahl der verwendeten Monte Carlo-Ereignisse aus Standardmodell-Prozessen

IV.3.2 PROZESSE MIT SPEZIELLEN PARAMETERN

Zur Überprüfung der Analysen wurden verschiedene Mengen von Signalereignissen bei variierten Standardmodell-Parametern erzeugt. Für die Polarisationsanalyse wurden jeweils 100000 Ereignisse mit ausschließlich transversal beziehungsweise ausschließlich longitudinal polarisierten W-Bosonen für jede betrachtete Schwerpunktsenergie auf der Generatorebene erzeugt. Jeweils 10000 Ereignisse aus jeder Menge wurden mit GALEPH und JULIA weiterverarbeitet. Aus diesen Ereignismengen wurden gewichtete Mengen für verschiedene Polarisationsanteile (0%, 25%, 50%, 75% und 100% transversale Polarisation der W-Bosonen) kombiniert. Zur Bestimmung

notwendiger Korrekturen bei der Messung der Kopplungsparameter wurden weitere Mengen mit gegenüber den Standardmodell-Werten veränderten Parametern Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$ und λ_γ erzeugt.

IV.4 Kinematische Rekonstruktion

Zur kinematischen Rekonstruktion kann man zunächst einen vereinfachten Ansatz (vgl. [6](#)) machen, wenn man folgende Annahmen macht:

- keine Photonabstrahlung,
- die Zerfallsbreite der W-Bosonen ist Null.

Diese Annahmen übersetzen sich in folgende Bedingungen:

$$m_W = m_{W_1} = m_{W_2}$$

$$E_W = E_{W_1} = E_{W_2} = \frac{E_{CM}}{2}.$$

Damit gelten dann für die Energien und Impulse der Neutrinos, die sowohl hier als auch im allgemeinen Fall als masselos angenommen werden, folgende Relationen:

$$E_\nu = E_{CM}/2 - E_{\bar{l}}, \quad E_{\bar{\nu}} = E_{CM}/2 - E_l$$

$$\vec{p}_\nu^2 = \left(E_{CM}/2 - E_{\bar{l}} \right)^2, \quad \vec{p}_{\bar{\nu}}^2 = \left(E_{CM}/2 - E_l \right)^2.$$

$$(p_{\bar{l}} + p_\nu)^2 = (p_l + p_{\bar{\nu}})^2 = m_W^2$$

Diese lassen sich unter Zuhilfenahme von Impulserhaltung schreiben als:

$$(\vec{p}_l + \vec{p}_{\bar{l}}) \cdot \vec{p}_{\bar{\nu}} = E_{CM}/2 \cdot (E_l - E_{\bar{l}}) - E_l^2 - \vec{p}_l \cdot \vec{p}_{\bar{l}} + \frac{1}{2}(m_l^2 + m_{\bar{l}}^2)$$

$$\vec{p}_l \cdot \vec{p}_{\bar{\nu}} = E_{CM}/2 \cdot E_l - E_l^2 + \frac{1}{2}m_W^2 + \frac{1}{2}m_l^2.$$

So läßt sich eine Lösung für den Impuls des Antineutrinos bestimmen:

$$\vec{p}_{\bar{\nu}} = -E_{CM}/2 \cdot E_{\bar{l}} - \vec{p}_l \cdot \vec{p}_{\bar{l}} + \frac{1}{2}m_W^2 + \frac{1}{2}m_l^2.$$

Verlangt man außerdem, daß die gemessenen Impulse der beiden Leptonen nicht parallel sind, kann man den Impuls des Antineutrinos wie folgt schreiben:

$$\vec{p}_{\bar{\nu}} = a \cdot \vec{p}_l + b \cdot \vec{p}_{\bar{l}} + c \cdot \vec{p}_l \times \vec{p}_{\bar{l}}.$$

Insgesamt erhält man so folgendes Gleichungssystem für die Parameter a und b ,

$$\begin{aligned} a \cdot \vec{p}_l^2 + b \cdot \vec{p}_l \cdot \vec{p}_{\bar{l}} &= E_{CM}/2 \cdot E_l - E_l^2 + \frac{1}{2} m_W^2 + \frac{1}{2} m_l^2 \\ a \cdot \vec{p}_l \cdot \vec{p}_{\bar{l}} + b \cdot \vec{p}_{\bar{l}}^2 &= -E_{CM}/2 \cdot E_{\bar{l}} - \vec{p}_l \cdot \vec{p}_{\bar{l}} + \frac{1}{2} m_W^2 + \frac{1}{2} m_{\bar{l}}^2 \end{aligned}$$

welches sich wie folgt lösen läßt:

$$\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \frac{\vec{p}_l}{\vec{p}_l^2 \cdot \vec{p}_{\bar{l}}^2 - (\vec{p}_l \cdot \vec{p}_{\bar{l}})^2} \begin{pmatrix} \vec{p}_{\bar{l}}^2 & -\vec{p}_l \cdot \vec{p}_{\bar{l}} \\ -\vec{p}_l \cdot \vec{p}_{\bar{l}} & \vec{p}_l^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{CM}/2 \cdot E_l - E_l^2 + \frac{1}{2} m_W^2 + \frac{1}{2} m_l^2 \\ -E_{CM}/2 \cdot E_{\bar{l}} - \vec{p}_l \cdot \vec{p}_{\bar{l}} + \frac{1}{2} m_W^2 + \frac{1}{2} m_{\bar{l}}^2 \end{pmatrix}.$$

Der Parameter c läßt sich – bis auf sein Vorzeichen – aus der folgenden Gleichung bestimmen:

$$c^2 = \frac{1}{|\vec{p}_l \times \vec{p}_{\bar{l}}|} \left(\left(E_{CM}/2 - E_l \right)^2 - a^2 \vec{p}_l^2 - b^2 \vec{p}_{\bar{l}}^2 - 2ab \cdot \vec{p}_l \cdot \vec{p}_{\bar{l}} \right).$$

Die sich hieraus ergebende Ambiguität spiegelt die Freiheit bei der Wahl der Neutrinoimpulse wider. Nur im Falle $c=0$, sind die Neutrinos bereits festgelegt. Im Falle $c>0$ wird die positive Wurzel aus obigem Ausdruck verwendet. Der Fall $c<0$ tritt nur auf, wenn die W-Bosonen nicht „on-shell“ produziert wurden, das heißt, eine endliche W-Zerfallsbreite angenommen werden muß, oder wenn Photonabstrahlung vorliegt. In diesem Fall ist die obige Gleichung nicht lösbar und es wird die im folgenden beschriebene Methode angewandt.

Nimmt man nun an, die Masse der W-Bosonen variere, einer Breit-Wigner-Verteilung mit der Breite von $\Gamma_W = 2,08$ GeV folgend, kann man einige der Ereignisse mit W-Bosonen außerhalb der Massenschale rekonstruieren. Dazu werden die Massen der beiden W-Bosonen im Rahmen von $\pm 2 \cdot \Gamma_W$ um die Referenzmasse von 80,35 GeV variiert. Für die Energien der W-Bosonen gilt dann:

$$E_{W_1} = \frac{E_{CM}^2 + m_{W_1}^2 c - m_{W_2}^2 c}{2 \cdot E_{CM}} \quad \text{beziehungsweise} \quad E_{W_2} = \frac{E_{CM}^2 + m_{W_2}^2 c - m_{W_1}^2 c}{2 \cdot E_{CM}}.$$

Nun lassen sich mit den obigen Ausführungen die Koeffizienten a , b und c bestimmen. Ergibt sich dabei eine Lösung für c , wird der Wert folgender Likelihood-Funktion bestimmt und solange weiter variiert, bis ein Maximum dieser Funktion gefunden wurde:

$$L = (\Gamma_W m_{W, \text{Ref}}) \cdot \frac{\Gamma_W m_{W, \text{Ref}}}{(m_{W_1}^2 - m_{W, \text{Ref}}^2) + (\Gamma_W m_{W, \text{Ref}})^2} \cdot \frac{\Gamma_W m_{W, \text{Ref}}}{(m_{W_2}^2 - m_{W, \text{Ref}}^2) + (\Gamma_W m_{W, \text{Ref}})^2}.$$

Mittels dieser Methode lassen sich ungefähr 97% der Ereignisse rekonstruieren, bei denen die W-Bosonen nicht auf der Massenschale produziert worden sind, und die mit der vorher diskutierten Methode nicht rekonstruiert werden könnten.

IV.5 Die Messung der Polarisation der W-Bosonen

Für die Bestimmung der Helizitätszustände der W-Bosonen nutzt man die Unterschiede in den Winkelverteilungen der Zerfallsprodukte dieser Bosonen aus. Dies ist in II.5.1 vorgestellt worden. Aufgrund der geringen Statistik wurde in dieser Analyse nicht die Unterscheidung zwischen drei Helizitäten, sondern zwischen den beiden Polarisationszuständen transversale Polarisation (Helizitäten + und -) und longitudinale Polarisation (Helizität 0) gemacht. In dieser Zusammenstellung ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für die W-Bosonen wie folgt:

$$\frac{d\sigma_W}{d|\cos\theta^*|} = \frac{3}{4} \underbrace{\frac{d\sigma_W(\lambda = +/-)}{d|\cos\theta^*|}}_{f_{\pm}} \cdot (1 + \cos^2\theta^*) + \frac{3}{2} \underbrace{\frac{d\sigma_W(\lambda = 0)}{d|\cos\theta^*|}}_{f_0} \cdot \sin^2\theta^*.$$

Die beiden Faktoren f_{\pm}, f_0 stellen die Anteile der Helizitätszustände an der Mischung dar.

In Abbildung IV-9 sind als Funktion von $|\cos\theta^*|$ der Verlauf der Wirkungsquerschnitte für Mengen rein longitudinal polarisierter W-Bosonen (gepunktet), rein transversal polarisierter (gestrichelt) und der Mischung des Standardmodells bei einer Schwerpunktsenergie von 190 GeV dargestellt.

Durch Variation des Faktors f_{\pm} wird die Funktion

$$F(\cos\theta^*, f_{\pm}) = \frac{3}{4} \cdot f_{\pm} \cdot (1 + \cos^2\theta^*) + \frac{3}{2} \cdot (1 - f_{\pm}) \cdot \sin^2\theta^*$$

an die gemessene Winkelverteilung angepaßt. Damit kann man den Anteil transversal beziehungsweise longitudinal polarisierter W-Bosonen bestimmen. Zu diesem Zweck findet ein χ^2 -Test (vgl. [12]) Anwendung, der darauf optimiert ist, die Form der Winkelverteilung anzupassen.

Die gemessene Verteilung wurde in zehn Intervalle der Weite 0,1 in $|\cos\theta^*|$ aufgeteilt. Der Ansatz lautet:

$$\chi^2(f_{\pm}) = \sum_{i=1}^{10} \frac{(\langle \tilde{N}_i \rangle - E_i(f_{\pm}))^2}{(\delta \tilde{N}_i)^2}.$$

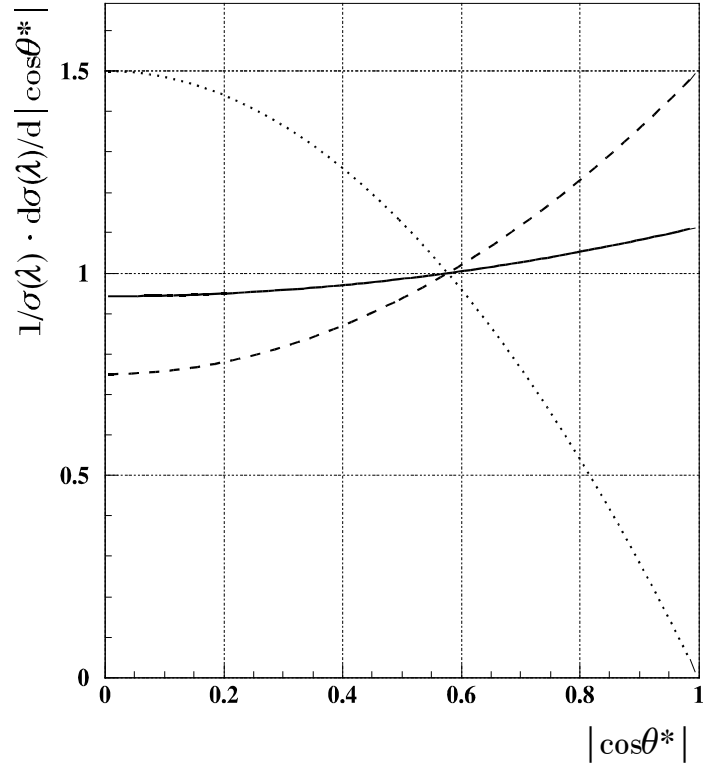


Abbildung IV-9: Theoretische Vorhersagen für die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte von W-Bosonen für verschiedene Helizitätszustände.

Dabei gilt

$$E_i(f_{\pm}) = \int_{\frac{i-1}{10}}^{\frac{i}{10}} F(x, f_{\pm}) dx + \int_{\frac{-i}{10}}^{\frac{-i-1}{10}} F(x, f_{\pm}) dx,$$

\tilde{N}_i ist die Summe der gemessenen Ereignisse im Intervall $[\frac{i-1}{10}, \frac{i}{10}]$ nach Akzeptanzkorrektur und $\delta\tilde{N}_i$ der zugehörige statistische Fehler.

Wie später gezeigt werden wird (vgl. Abbildung VI-1), läßt sich die Verteilung des Untergrundes als Funktion von $|\cos\theta^*|$ als Parabel beschreiben und kann somit parametrisiert werden. Diese – dargestellt durch die Untergrunderwartung b_i im Intervall i – geht dann im aus Monte Carlo-Studien bestimmten Verhältnis, parametrisiert durch die Reinheit π der Selektion, als Korrektur der Meßdaten in die χ^2 -Funktion wie folgt ein:

$$\langle \tilde{N}_{i,Signal} \rangle = \frac{\langle \tilde{N}_i \rangle - (1 - \pi) \cdot b_i}{\pi}.$$

Die χ^2 -Funktion hat den zu bestimmenden Faktor f_{\pm} als freien Parameter und folgende Gestalt:

$$\chi^2(f_{\pm}) = \sum_{i=1}^{10} \frac{\left(\frac{\langle \tilde{N}_i \rangle - (1-\pi) \cdot b_i}{\pi} - E_i(f_{\pm}) \right)^2}{(\delta \tilde{N}_i)^2}.$$

Die Minimierung dieser Funktion geschieht mit Funktionen des Programmpakets „MINUIT“ (vgl. [13]), welches auch den statistischen Fehler auf den erhaltenen Wert liefert. Aufgrund der kleinen Datenmenge, sowie der geringen Veränderung des Anteils verschieden polarisierter W-Bosonen im betrachteten Energiebereich, wurden die Datensätze aller betrachteten Schwerpunktsenergien zusammengefaßt und der Polarisationsanteil durch die beschriebene Anpassung bestimmt.

IV.6 Bestimmung der Kopplungskonstanten am Drei-Eichbosonen-Vertex

Zur Bestimmung der Kopplungskonstanten wurde die Methode der optimalen Observablen (vgl. [14]) gewählt, da sie potentiell die höchste Sensitivität hat (vgl. [5] S. 546ff). Im folgenden wird diese Methode dargestellt und abschließend das verwendete Programm „TGCFITTER“ erläutert.

IV.6.1 DIE METHODE DER OPTIMALEN OBSERVABLEN

Die hier verwendete Methode arbeitet nach dem Prinzip, auf bestimmte Kopplungsparameter sensitive kinematische Observable zu kombinieren und so die Sensitivität auf Abweichungen vom Standardmodell zu erhöhen. Betrachtet man eine Kopplung mit dem Parameter g_i und einem Startwert g_i^0 , so kann man, unter der Voraussetzung, daß die Amplituden linear von den Kopplungsparametern abhängig sind, den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Entwicklung um einen Startwert wie folgt schreiben:

$$\frac{d\sigma_{WW}}{d\Omega} = S_0(\Omega) + \sum_i S_{1,i}(\Omega)g_i + \sum_{i,j} S_{2,ij}(\Omega)g_i g_j,$$

wobei Ω die fünf gemessenen Winkelinformationen darstellt. Daraus läßt sich die „optimale“ Observable θ_i definieren:

$$\theta_i = \frac{S_{1,i}(\Omega)}{S_0(\Omega)},$$

Diese enthält alle Informationen, falls die Entwicklung nach dem ersten Glied abbricht. Ihr Mittelwert $\langle \theta_i \rangle$ ist meßbar und die Kovarianzmatrix $V(\theta)$ berechenbar. Damit gilt für die i-te optimale Observable

$$\langle \mathbf{o}_i \rangle = \langle \mathbf{o}_i \rangle_0 + \sum_j V(\mathbf{o})_{ij} g_j,$$

woraus sich die Kopplungsparameter g_j bestimmen lassen. Mittels einer so aufgebauten Observablen kann man die Kopplungsparameter über eine iterative χ^2 -Anpassung bestimmen. Die Testfunktion für eine Menge von Kopplungsparametern $\mathbf{g} = \{g_1, \dots\}$ hat dabei folgende Gestalt:

$$\chi_{\text{Kinematik}}^2(\mathbf{g}) = \sum_{i,j} (\langle \mathbf{o}_i \rangle - E(\mathbf{o}_i)) \cdot V(\mathbf{o})_{ij}^{-1} \cdot (\langle \mathbf{o}_j \rangle - E(\mathbf{o}_j)).$$

Die jeweiligen Erwartungswerte $E(\mathbf{o}_j)$ werden mittels der Umgewichtung von Monte Carlo-Ereignissen zum jeweiligen Startwert bestimmt. Die höchste Sensitivität hat diese Methode nahe dem Startwert, daher wird sie iterativ angewandt, bis eine vorher festzulegende obere Grenze für Veränderungen des Ergebnisses zwischen zwei Iterationsschritten unterschritten wird.

Wie in II.5 diskutiert, hängt der Wirkungsquerschnitt für die W-Boson-Paarproduktion unmittelbar von den Kopplungsparametern ab und stellt somit eine wichtige Information dar. Diese wird mittels Addition eines Terms an die χ^2 -Funktion in die Anpassung integriert:

$$\chi^2(\mathbf{g}) = \chi_{\text{Kinematik}}^2(\mathbf{g}) + \frac{(\langle \sigma_{WW}^{\text{lept}} \rangle - E(\sigma_{WW}^{\text{lept}}(\mathbf{g})))^2}{\underbrace{\Delta \langle \sigma_{WW}^{\text{lept}} \rangle^2}_{= \chi_{\text{Wirkungsquerschnitt}}^2(\mathbf{g})}}.$$

Dabei steht $\langle \sigma_{WW}^{\text{lept}} \rangle$ für den aus den selektierten Daten bestimmten Wirkungsquerschnitt für rein leptonische W-Boson-Paarereignisse.

Diese Methode wird in der vorliegenden Analyse zur Bestimmung der Kopplungsparameter Δg_Z^1 , $\Delta \kappa_\gamma$ und λ_γ angewandt. Während der Bestimmung eines Parameters bleiben die jeweils anderen auf ihren Standardmodellwert fixiert.

Aufgrund ihrer Konstruktion ist diese Methode frei von Beeinflussung durch den Startwert und die gewählte Observable, sofern das Monte Carlo die Daten richtig beschreibt.

IV.6.2 DAS PROGRAMM „TGCFITTER“

Die soeben erläuterte Anpassung ist im Programm TGCFITTER implementiert, welches von der WW-Arbeitsgruppe der ALEPH-Kollaboration entwickelt wurde. Dieses Programm erlaubt es, unter anderem mittels der Methode der optimalen Observablen, die Kopplungsparameter am Drei-Eichbosonen-Vertex zu bestimmen. Dabei werden sowohl kinematische Informationen wie auch der Wirkungsquerschnitt sowohl des Signalprozesses als auch der Untergrundprozesse verwendet. Zu diesem Zweck werden die Verteilungen als Funktion der Kopplungsparameter parametrisiert.

In diesem Fall wurden jeweils folgende Datensätze als Eingaben für die verschiedenen Schwerpunktsenergien verwendet:

- die gemessenen Daten,
- ein Satz KORALW-4-Fermion-Monte Carlo,
- je ein Satz PYTHIA-Monte Carlo für Z-Boson-Paarproduktion und Z-Abstrahlung,
- ein Satz BHWIDE-Monte Carlo,
- je ein Satz KORALZ-Di-Myon- und Di-Tauon-Monte Carlo und
- je ein Satz PHOTO2-Monte Carlo für die verschiedenen Leptonen.

Zur Vermeidung von Doppelzählung von Ereignissen der W- und Z-Boson-Paarproduktion ist in den Datensätzen ausreichend Information enthalten und der PYTHIA-Datensatz wird entsprechend korrigiert.

Das Programm führt eine Maximum-Likelihood-Anpassung durch. Dazu wird das in IV.6.1 aufgestellte χ^2 wie folgt transformiert:

$$-\log L(g_i) = 0,5 \cdot \chi^2(g_i).$$

Ausgabe des Programms sind für jeden gemessenen Kopplungsparameter, neben den Zahlenwerten mit Anpassungsfehlern, die Konturen der negativen Log-Likelihood-Funktionen für den Parameter sowohl als Gesamtergebnis, als auch aufgeteilt in die Anteile der kinematischen Information und des Wirkungsquerschnitts.

Die Kombination der Messungen für die verschiedenen Schwerpunktsenergien geschieht durch Summieren der entsprechenden negativen Log-Likelihood-Funktionen.

V Die Ereignisselektion

Wesentlich für die Extraktion der Eichbosonenkopplungen ist eine gute Selektion der verwendeten Ereignisse. Im hier betrachteten rein leptonischen Zerfallskanal spielt die Qualität der Ereignisselektion eine ganz besondere Rolle, da es ohnehin nur wenige „Signalereignisse“ in den ALEPH-Daten gibt.

Im folgenden werden Ereignisse der W-Paarproduktion, bei denen beide W-Bosonen in Elektronen oder Myonen und die zugehörigen Neutrinos zerfallen als „Signalereignisse“ und alle sonstigen Ereignisse bei den betrachteten Schwerpunktsenergien als „Untergrundereignisse“ betrachtet – dies schließt unter anderem hadronisch oder semi-leptonisch zerfallende W-Boson-Paare ein. Wie in IV.1 dargestellt, zeigt sich ein Signalereignis als zwei akollineare Leptonspuren mit einem großen Anteil nicht sichtbarer Energie.

V.1 Vorselektion

Eine schnelle Verarbeitung der großen Datenmengen kann dadurch erreicht werden, daß man zunächst aus allen genommenen Daten diejenigen vorselektiert, die lockeren Kriterien für das gewünschte Signal genügen. Damit kann die Datenmenge um den Faktor 5000 verkleinert werden.

zugelassenes Minimum	Schnittvariable	zugelassenes Maximum
	Anzahl geladener Spuren	4
2	Anzahl der Jets	2
2	entgegengesetzt geladene Spuren	
2	identifizierte e/μ	
	ρ	0,6
	E_{12}	1% E_{CM}

Tabelle V-1: Verwendete Schnittvariablen und deren zugelassener Bereich in der Vorselektion

Hier wurde insbesondere ein Schnitt auf die Anzahl der geladenen Spuren im Detektor verwendet (vgl. Tabelle V-1), ebenso wurde verlangt, daß mindestens zwei entgegengesetzt geladene Spuren vermessen worden sind. Ferner wurde bereits hier gefordert, daß eine kinematische Lösung für die gefundenen Leptonen existiert (vgl. IV.4). Die Anzahl der Jets wurde hier mit dem DURHAM-Algorithmus mit einem Schnitt bei $Y = 0.01$ berechnet. Die Variable E_{12} bezeichnet den Anteil gemessener Energie in einem Konus mit einer Öffnung von 12° um die Strahlachse.

V.1.1 DIE ρ -VARIABLE

Diese spezielle Variable soll die Kollinearität eines Ereignisses charakterisieren. Der Wert der ρ -Variablen berechnet sich wie folgt:

$$\rho = \frac{2 \cdot |\vec{p}_{1_T} \times \vec{p}_{2_T}|}{|\vec{p}_{1_T}| + |\vec{p}_{2_T}|}.$$

Damit stellt diese Variable ein Maß für die Abweichung der Transversalimpulse der beiden Leptonen von der Kollinearität dar (vgl. Abbildung V-1).

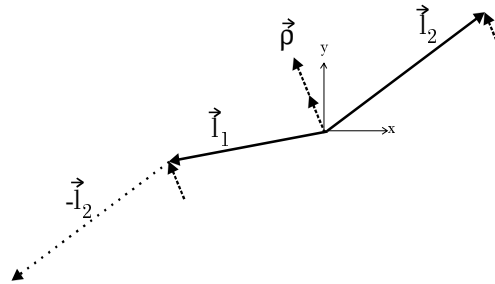


Abbildung V-1: Skizze zur Veranschaulichung der ρ -Variablen

V.1.2 DIE LEPTONIDENTIFIKATION

Für diese Analyse wurde das Schauerprofil, gemessen im elektromagnetischen Kalorimeter (vgl. III.2.5), zur Identifikation von Elektronen verwendet. Eine genaue Beschreibung des Verfahrens sowie dessen Leistungsfähigkeit findet sich in [15]. Hier wurden sowohl das longitudinale als auch das transversale Schauerprofil parametrisiert und die Schätzgrößen

$$R_T = \frac{X_T - \langle X_T \rangle}{\sigma_{X_T}}, \quad R_L = \frac{X_L - \langle X_L \rangle}{\sigma_{X_L}}$$

definiert. Dabei stellen X_T und X_L die gemessenen Werte für die Ausdehnung des Schauers und $\langle X_T \rangle$ und $\langle X_L \rangle$ die Mittelwerte der für Elektronen erwarteten Schauerprofile dar. σ_{X_T} und σ_{X_L} stehen für die jeweiligen Auflösungen. Abbildung V-2 zeigt die gemessenen Verteilun-

gen für Elektronen und Hadronen. Ebenso eingetragen sind die angewandten Schnitte auf die beiden Schätzgrößen. Als identifizierte Elektronen für diese Analyse gelten geladene Spuren in der Zeitprojektionskammer, deren zugeordneter Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter den Anforderungen $R_T > -3$, $-2,4 < R_L < 3$ genügt.

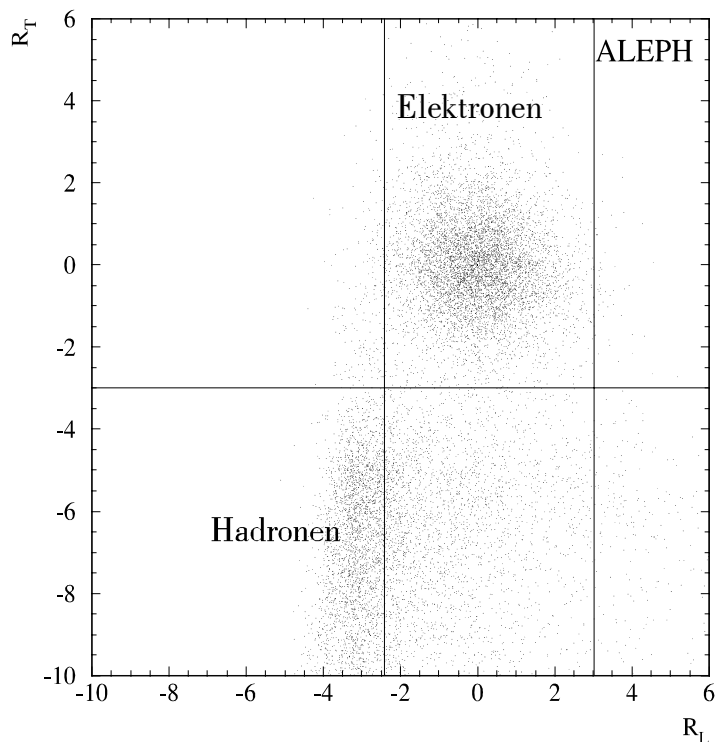


Abbildung V-2: Schätzgrößen für die Elektronidentifikation (aus [15](#))

Wurde eine geladene Spur nicht als Elektron identifiziert, wird geprüft, ob sie die Kriterien für Myonen im hadronischen Kalorimeter oder in den Myon-Kammern erfüllt. Für das hadronische Kalorimeter bedeutet dies, daß

- entweder mehr als 40% der erwarteten Lagen des Kalorimeters
- oder vier innerhalb der letzten zehn Lagen

angesprochen haben müssen.

Die Anzahl der erwarteten Lagen wird dabei durch die Extrapolation der Spur aus der Zeitprojektionskammer bestimmt. Ebenso gilt ein Myon als identifiziert, wenn eine der beiden Myon-Kammern in der Umgebung der Spurextrapolation angesprochen hat.

V.2 Endgültige Selektion für den Schwerpunktsenergiebereich 183-202 GeV

Nach der soeben beschriebenen Vorselektion werden die Schnitte aus Tabelle V-2 angewendet. Sie wurden im Hinblick auf eine möglichst große Qualitätsvariable Q (vgl. V.3) optimiert. Es

wurde ebenso darauf Wert gelegt, daß Effizienz und Reinheit zwischen den verschiedenen Ereignismengen nicht zu sehr schwanken.

zugelassenes Minimum	Schnittvariable	zugelassenes Maximum
2	Anzahl geladener Spuren	3
2	Anzahl geladener Spuren mit einem gemessenen Impuls von mehr als 10% E_{CM}/c	2
2% E_{CM}	Summe der Transversalimpulse aller gemessenen Objekte	
25% E_{CM}	E_{sichtbar}	80% E_{CM}

Tabelle V-2: Verwendete Schnittvariablen und deren zugelassener Bereich in der endgültigen Selektion

Dabei wurde insbesondere die Abhängigkeit der Schnitte von der jeweiligen Schwerpunktsenergie betrachtet und diese war – zumindest für den betrachteten Bereich – linear. Die vorliegende Selektion reduziert, nachdem die Vorselektion im wesentlichen hadronische Ereignisse verworfen hat, den Anteil von Zwei-Lepton-Ereignissen (vgl. IV.2.1 und IV.2.2) und Zwei-Photon-Ereignissen (vgl. IV.2.3) mittels der Einschränkung der sichtbaren Energie drastisch. Die Einschränkung der Anzahl der geladenen Spuren wirkt sich hauptsächlich auf Ereignisse mit Z-Bosonen (vgl. IV.2.4) aus. Der Anteil von Ereignissen mit einem W-Boson (vgl. IV.2.5) wird durch die Forderung nach einem minimalen Transversalimpuls reduziert. Es verbleibt ein großer Anteil der W-Boson-Paarereignisse, bei denen mindestens ein W-Boson in ein Tauon und das zugehörige Neutrino zerfällt. Diese Tauonen zerfallen bereits innerhalb des Strahlrohrs in Neutrinos sowie Leptonen geringerer Masse oder Hadronen. Während hadronisch zerfallende Tauonen durch die Teilchenidentifikation (vgl. V.1.2) bereits verworfen wurden, verbleiben leptonisch zerfallende Tauonen und können wegen der starken Ähnlichkeit mit der Signatur des Signals nicht verworfen werden.

In Abbildung V-3 sind verschiedene charakteristische Verteilungen exemplarisch bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV dargestellt. Die durchgezogenen Histogramme zeigen die erwarteten Ereignisse inklusive der Untergrunderwartung. Die schraffierten Histogramme stellen die reine Untergrunderwartung dar. Dabei steht das senkrecht schraffierte Histogramm für diejenigen W-Boson-Paarereignisse, bei denen mindestens ein W-Boson in ein Tauon und das zugehörige Neutrino zerfällt, das diagonal schraffierte für nicht-WW-Untergrund. Weiterhin eingetragen sind die in den ALEPH-Daten gefundenen Ereignisse mit dem jeweiligen statistischen Fehler.

Man erkennt eine gute Übereinstimmung der Erwartung mit den Daten. Dies ist insbesondere für die Analyse der Kopplungsparameter mittels optimaler Observabler zentral, da die notwendige Parametrisierung der einzelnen Komponenten von Signal und Untergrund nur dann sinnvoll ist, wenn die Vorhersagen des Monte Carlos den tatsächlich gefundenen Daten entsprechen.

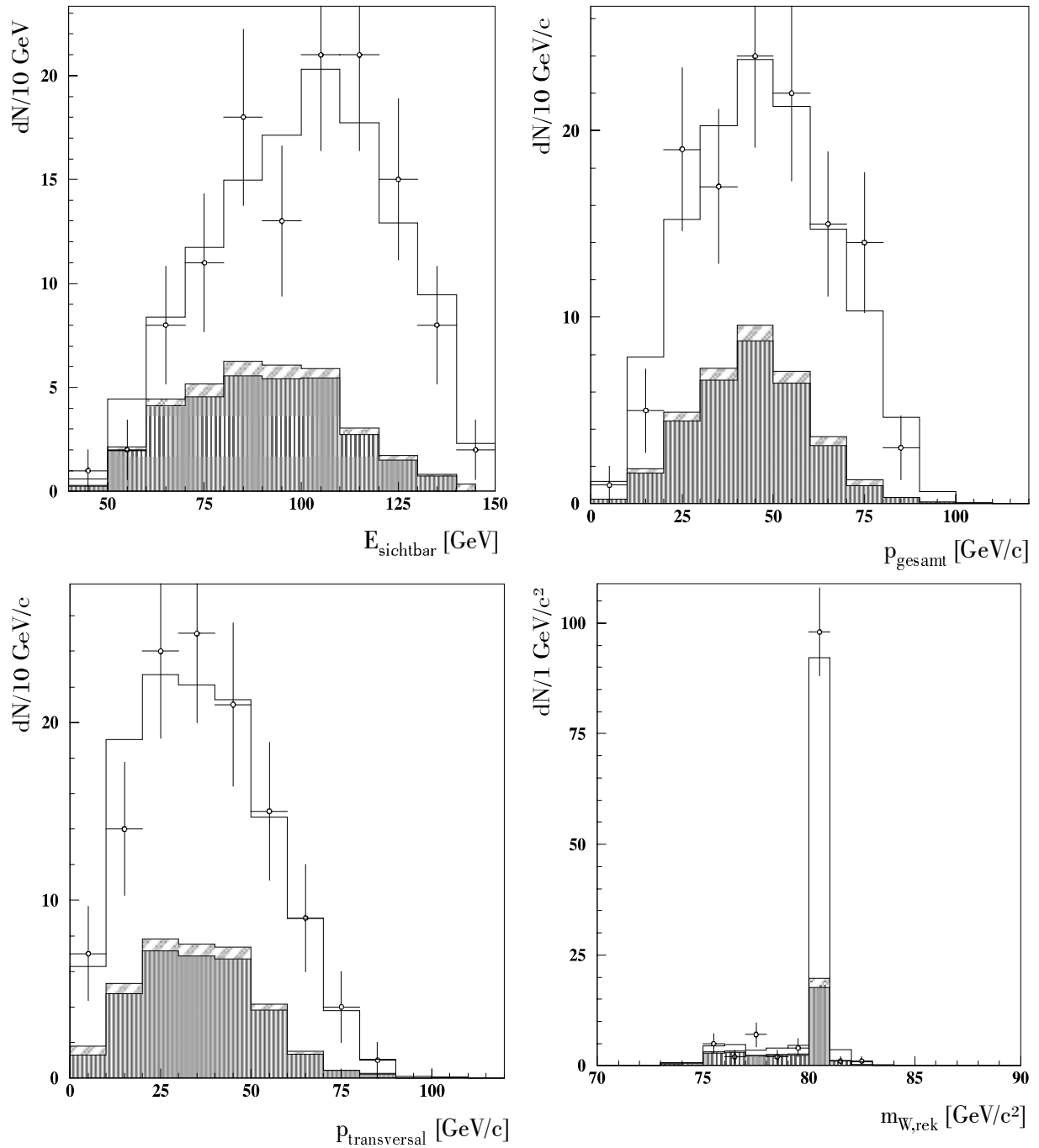


Abbildung V-3: Verteilungen charakteristischer Größen nach allen Schnitten. Die schraffierten Histogramme stellen jeweils die Untergrunderwartung (senkrecht für W-Boson-Paare, bei denen zumindest eines in ein Tauon und zugehöriges Neutrino zerfällt, und diagonal für nicht-WW-Untergrund), das nicht gefüllte Histogramm die Summe von Untergrund- und Signalerwartung jeweils bei einer Schwerpunktenergie von 189 GeV dar. Die Kreuze markieren die selektierten Ereignisse mit ihrem statistischen Fehler. Dargestellt sind – von links oben nach rechts unten – die Summe der sichtbaren Energie im Detektor, der Gesamtimpuls des Ereignisses, der gesamte Transversalimpuls und die rekonstruierte W-Boson-Masse.

V.2.1 BEISPIELE SELEKTIERTER EREIGNISSE

Die folgenden Abbildungen zeigen selektierte Ereignisse verschiedener Signalsignaturen. Man erkennt in diesen Darstellungen, die mit dem Programm „DALI“ (*Abkürzung für Display of ALEph Interactions*) (vgl. [16]) aus den prozessierten Daten erstellt wurden, die im Kapitel III.2 beschriebenen Subdetektoren des ALEPH-Detektors und die Spuren der Teilchen leicht wieder. Die linke Hälfte nimmt die x-y-Projektion ein, rechts oben sieht man die r-z-Projektion und rechts unten einen sogenannten ϕ - θ -Plot, der eine Projektion des gesamten Raumwinkels in die Ebene darstellt. In den ersten beiden Projektionen steht ein schwarzes Quadrat für einen vermessenen Punkt im Raum, in der letzten und auf den Kalorimeterabbildungen geben Histogramme die jeweilig deponierte Energie an. Man erkennt ferner die zwei Signaturen, Elektronen lassen den Vertexdetektor, die innere Spurkammer, die Zeitprojektionskammer und das elektromagnetische Kalorimeter ansprechen, während Myonen auch Einträge im hadronischen Kalorimeter und in den Myon-Kammern erzeugen.

Abbildung V-4 zeigt ein W-Boson-Paar, bei dem beide W-Bosonen in ein Elektron-Neutrino-Paar zerfallen. In dieser Abbildung erkennt man die nur geringe Akollinearität, die zu Problemen in der Unterscheidung mit Ereignissen der Lepton-Paarproduktion führt. Diese Probleme treten in Ereignissen, in denen die W-Bosonen in unterschiedliche Leptonen zerfallen (vgl. Abbildung V-5) nicht auf. Ein Beispiel für das andere Extrem nahezu kollinearere Ereignisse zeigt Abbildung V-6, in der beide W-Bosonen in Myon-Neutrino-Paare zerfallen. Abbildung V-7 zeigt schließlich eines der erwarteten Ereignisse mit gut sichtbarer Akollinearität.

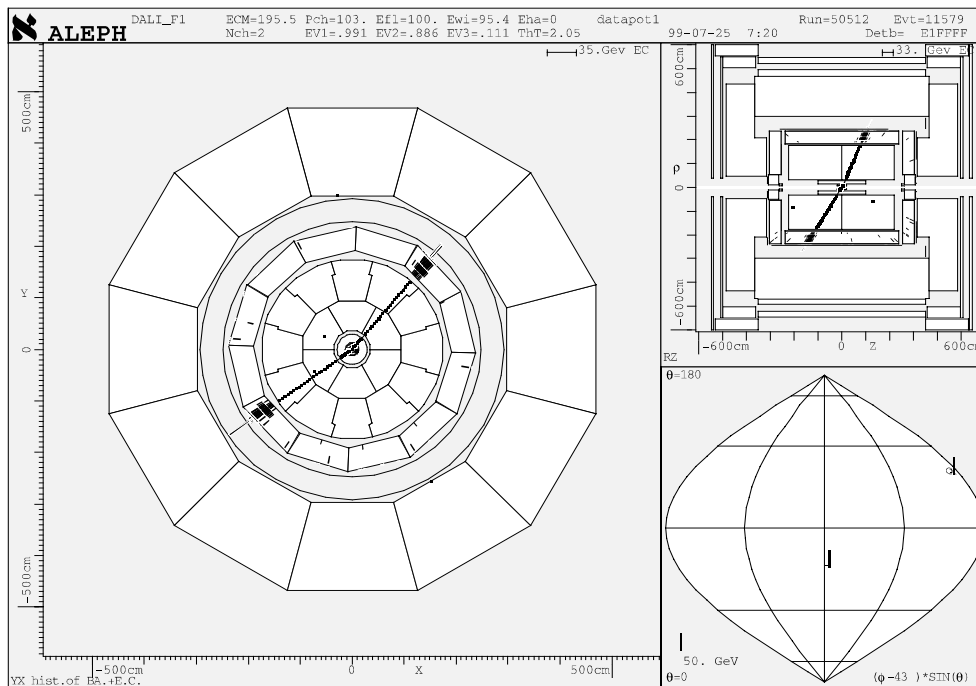


Abbildung V-4: Grafische Darstellung eines Ereignisses $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu_e e^-\bar{\nu}_e$ bei einer Schwerpunktsenergie von 196 GeV.

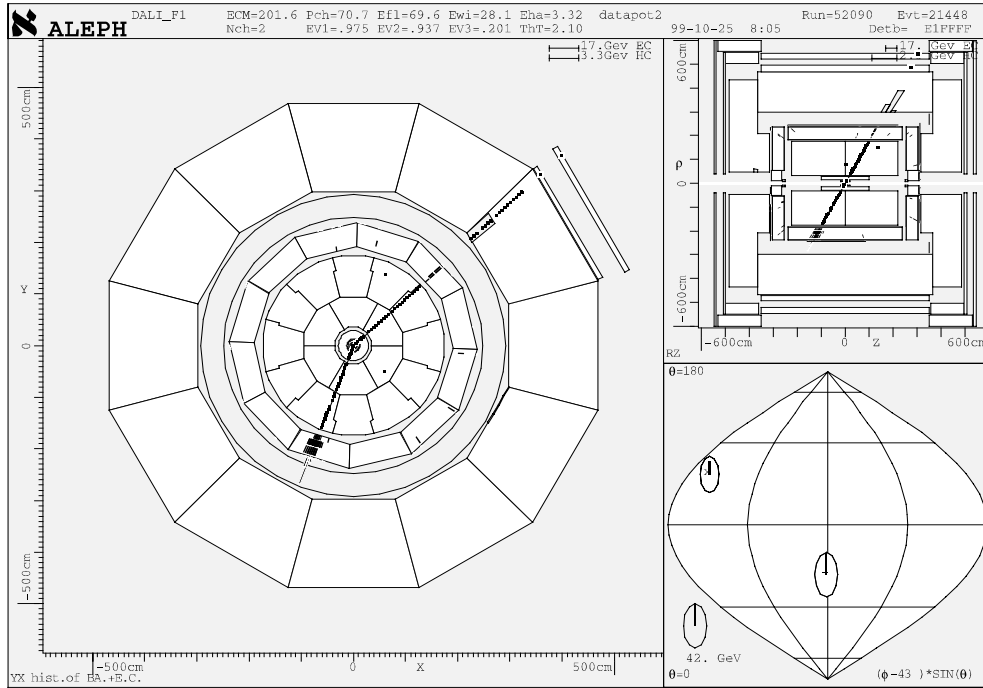


Abbildung V-5: Grafische Darstellung eines Ereignisses $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu e^-\bar{\nu}_e$ bei einer Schwerpunktsenergie von 202 GeV.

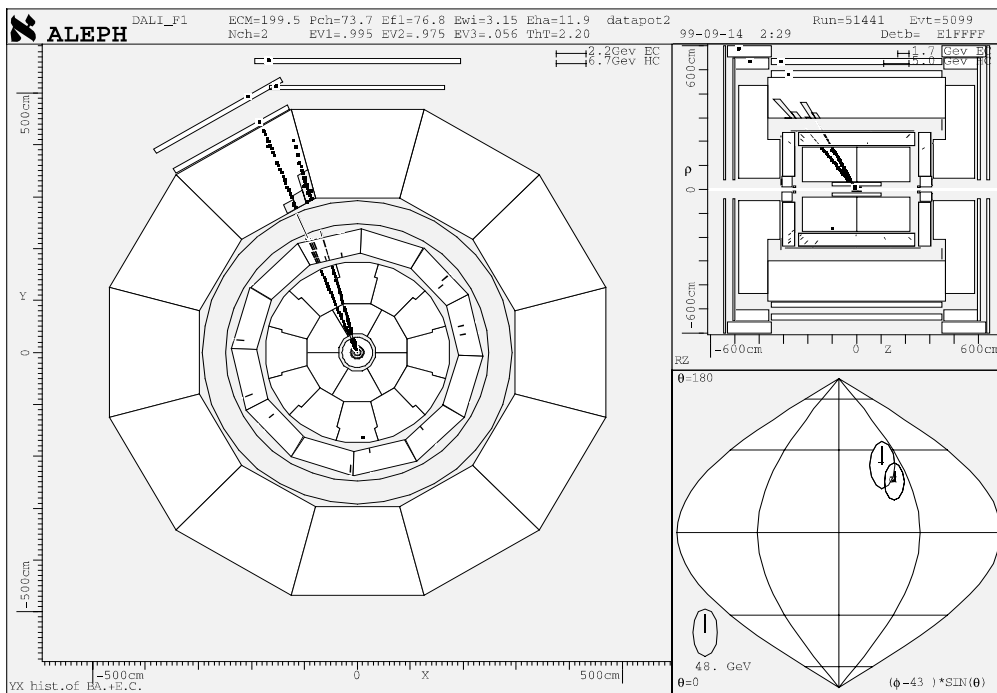


Abbildung V-6: Grafische Darstellung eines Ereignisses $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu \mu^-\bar{\nu}_\mu$ bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV.

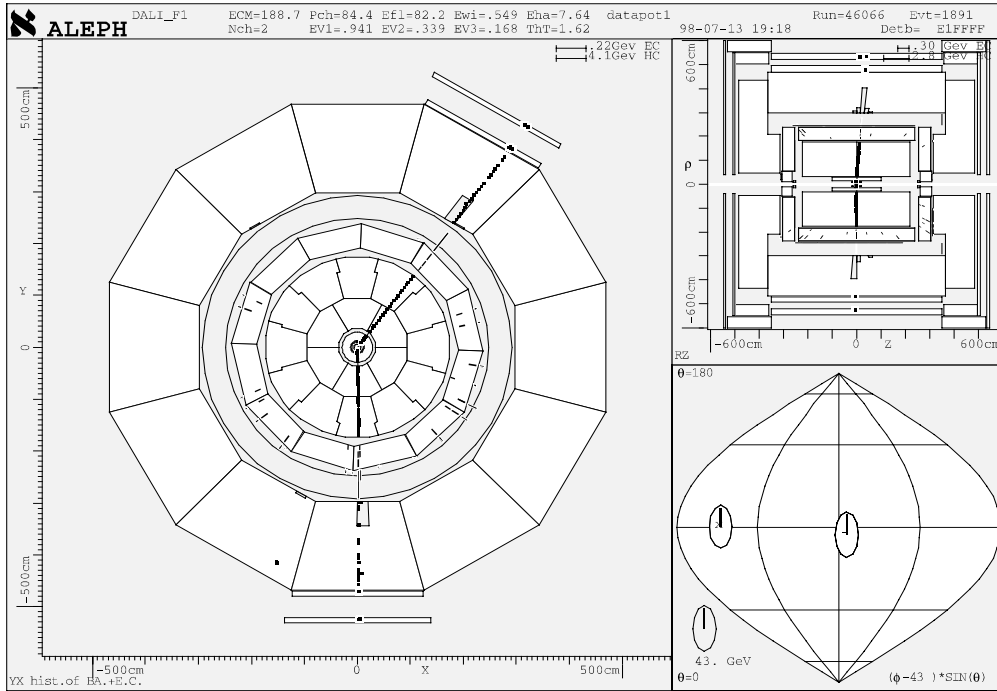


Abbildung V-7: Grafische Darstellung eines Ereignisses $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu\mu^-\bar{\nu}_\mu$ bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV.

V.3 Die Abschätzung von Effizienz und Reinheit

Unter Verwendung der in IV.3 bereits beschriebenen Monte Carlo-Datensätze können nun die Effizienz, Reinheit und Qualität der Selektionsprozedur bestimmt werden. Diese Größen errechnen sich wie folgt aus den Anzahlen der selektierten und erzeugten Signalereignisse sowie den Wirkungsquerschnitten der einzelnen Prozesse nach der Selektionsprozedur:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{selektiert}}}{N_{\text{Gesamt}}}, \pi = \frac{\sigma_{\text{Signal}}}{\sigma_{\text{Signal}} + \sigma_{\text{Untergrund}}}, Q = \sqrt{\varepsilon \cdot \pi}$$

E_{CM}	Effizienz (ε)	Reinheit (ρ)	Qualität
183 GeV	(68,35±0,83)%	(75,59±0,10)%	(71,88±0,28)%
189 GeV	(71,47±0,85)%	(69,81±0,08)%	(70,63±0,27)%
196 GeV	(67,64±0,82)%	(75,14±0,07)%	(71,29±0,24)%
200 GeV	(65,38±0,81)%	(74,23±0,06)%	(69,66±0,22)%
202 GeV	(63,13±0,79)%	(73,91±0,07)%	(68,31±0,23)%

Tabelle V-3: Zusammenstellung der Effizienzen, Reinheiten und Qualitäten der Selektionsprozedur für die verschiedenen betrachteten Schwerpunktsenergien

Verwendet man diese Selektionsprozedur auf den vorhandenen ALEPH-Daten, die in den Jahren 1997-1999 genommen wurden, werden insgesamt 302 Ereignisse selektiert, bei $329,0 \pm 38,9$ erwarteten. Wie man aus Tabelle V-4 entnehmen kann, stimmt die Zahl der selektierten Ereignisse bei Schwerpunktsenergien von 183 GeV, 196 GeV, 200 GeV und 202 GeV innerhalb des Fehlers gut mit der Erwartung überein, nur bei 189 GeV ist eine Abweichung von $1,9\sigma$ zu beobachten.

E_{CM}	L	N_{erwartet}	$\Delta N_{\text{erwartet}}$	$N_{\text{selektiert}}$
183 GeV	$(57,005 \pm 0,112) \text{ pb}^{-1}$	38,4	6,2	37
189 GeV	$(174,350 \pm 0,202) \text{ pb}^{-1}$	142,2	11,9	120
196 GeV	$(79,834 \pm 0,141) \text{ pb}^{-1}$	57,4	7,6	54
200 GeV	$(85,979 \pm 0,150) \text{ pb}^{-1}$	62,3	7,9	66
202 GeV	$(41,993 \pm 0,106) \text{ pb}^{-1}$	28,6	5,3	25
Gesamt	$(439,161 \pm 0,327) \text{ pb}^{-1}$	329,0	38,9	302

Tabelle V-4: Zusammenstellung von Luminositäten und den Ergebnissen der Selektionsprozedur

Der hierbei angegebene Fehler auf die Anzahl der erwarteten Ereignisse berechnet sich wie folgt:

$$\Delta N_{\text{erwartet}} = \sqrt{(\Delta L \cdot \delta_{\text{Selektion}})^2 + \sqrt{N_{\text{erwartet}}}^2 + (L \cdot \Delta \delta_{\text{Selektion}})^2}$$

Dabei stellt $\sqrt{N_{\text{erwartet}}}$ eine Abschätzung für den Fehler auf die Anzahl der selektierten Ereignisse dar.

V.4 Die Güte der kinematischen Rekonstruktion

Wie bereits in IV.4 diskutiert, existiert bei der Zuordnung der Neutrinos zu den gemessenen Leptonen eine Ambiguität, die nicht aufgelöst werden kann. Ein Maß für die Güte der Wahl der Neutrinos ist zum einen die Differenz zwischen der tatsächlichen und der rekonstruierten Energie der Neutrinos (vgl. Abbildung V-8). Man kann recht gut zwei Fälle unterscheiden: in Bezug auf die Energie korrekt rekonstruierte Neutrinos und solche, bei denen die rekonstruierte Energie stark von der wahren differiert. Daraus kann man ablesen, daß der Großteil der Ereignisse eine gut rekonstruierte Energie haben und die Mehrzahl der verbleibenden mit einer zu hohen Energie rekonstruiert werden.

Ebenso wie die rekonstruierte Energie kann man die für die Polarisationsanalyse wichtige Größe $\cos\theta^*$ betrachten. Die Verteilung der rekonstruierten Polarwinkel der Leptonen im Ruhesystem des jeweiligen W-Bosons (siehe Abbildung V-9) zeigt ähnliches Verhalten.

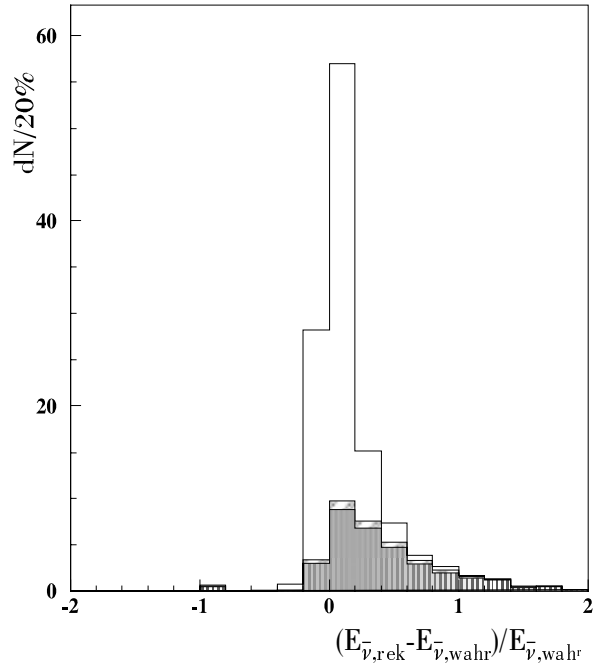


Abbildung V-8: Differenz zwischen der wahren und der rekonstruierten Energie der Neutrinos bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV. Die schraffierten Flächen (senkrecht für W-Boson-Paare, bei denen zumindest eines in ein Tauon und zugehöriges Neutrino zerfällt, und diagonal für nicht-WW-Untergrund) stellen den Untergrund und das nicht gefüllte Histogramm die Summe aus Signal- und Untergrunderwartung dar.

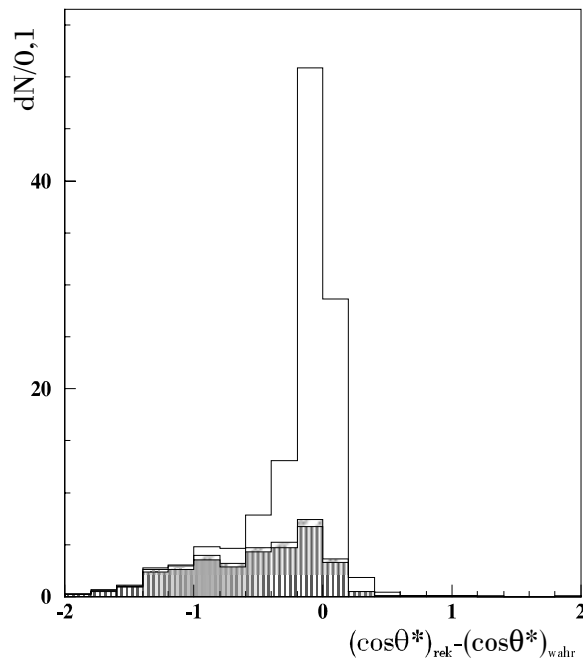


Abbildung V-9: Differenz zwischen dem rekonstruierten und dem wahren Polarwinkel eines Leptons aus dem W-Boson-Zerfall im Ruhesystem des W-Bosons. Die schraffierten Flächen (senkrecht für W-Boson-Paare, bei denen zumindest eines in ein Tauon und zugehöriges Neutrino zerfällt, und diagonal für nicht-WW-Untergrund) stellen den Untergrund und das nicht gefüllte Histogramm die Summe aus Signal- und Untergrunderwartung dar.

VI Die Analyseergebnisse

VI.1 Polarisation von W-Bosonen

Zur Bestimmung der Polarisation einzelner W-Bosonen wurde die in IV.5 erläuterte Methode verwendet. Zentral für diesen Ansatz ist die möglichst genaue Reproduktion der ursprünglichen Winkelverteilungen. Abbildung VI-1 zeigt den Vergleich der Erwartung aus dem Monte Carlo mit den selektierten Daten. Hierbei werden alle analysierten Schwerpunktsenergien gemeinsam betrachtet, die Variation mit den einzelnen Schwerpunktsenergien liegt innerhalb der Fehler. Man erkennt die signalähnliche Struktur des Untergrunds. Diese ist in der Dominanz des Hauptuntergrundes begründet, in Tauonen zerfallenden W-Bosonen.

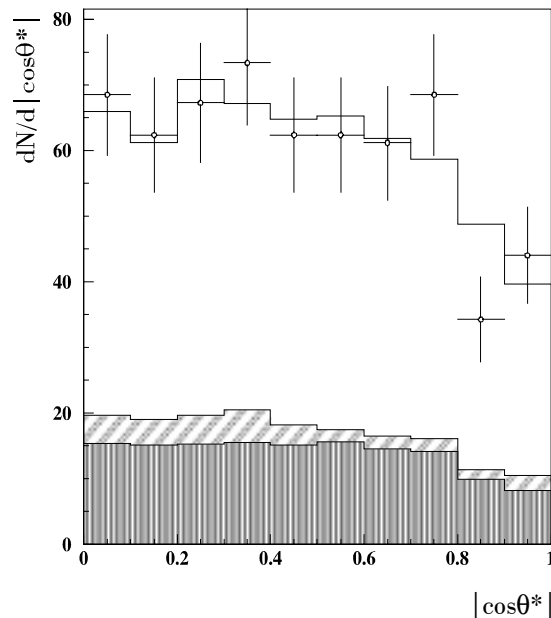


Abbildung VI-1: Rekonstruierte Verteilungen der Polarwinkel der Leptonen im Schwerpunktsystem des jeweiligen rekonstruierten W-Bosons der Untergrunderwartung (schraffierte Histogramme), der Summe aus Signal- und Untergrunderwartung (ungefülltes Histogramm) aus dem Monte Carlo und der Daten bei allen betrachteten Schwerpunktsenergien. Angegeben sind die statistischen Fehler.

VI.1.1 AKZEPTANZKORREKTUR

Nachdem die Monte Carlo-Ereignisse nach der Detektorsimulation rekonstruiert wurden, ergibt sich erwartungsgemäß keine vollständige Übereinstimmung der rekonstruierten Winkelverteilung mit der im Monte Carlo produzierten. Dazu werden aus dem Monte Carlo Korrekturfaktoren für jedes Intervall einer Verteilung bestimmt. Die Korrekturfaktoren variieren zwischen den einzelnen Intervallen (vgl. Abbildung VI-2). Die Abhängigkeit vom jeweiligen Anteil transversal polarisierter W-Bosonen ist im Rahmen der Fehler der Korrekturfaktoren vernachlässigbar. Die resultierende Winkelverteilung nach Anwendung dieser Korrekturen ist Ausgangspunkt der weiteren Polarisationsanalyse.

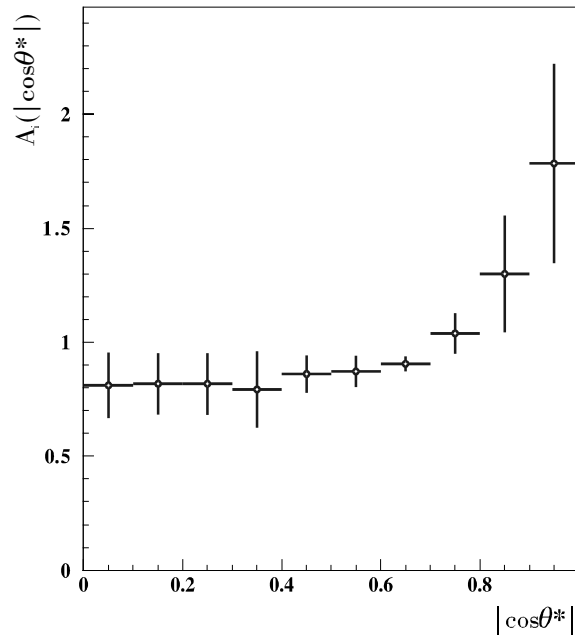


Abbildung VI-2: Faktoren für die Akzeptanzkorrektur für W-Bosonen ermittelt durch Vergleich von rekonstruiertem und produziertem Standardmodell-Monte Carlo. Diese Korrekturen wurden aus 100000 W-Boson-Paarereignissen bestimmt.

VI.1.2 ERGEBNIS DER ANPASSUNG

Der Ansatz für den χ^2 -Test lautet wie in IV.5 motiviert:

$$\chi^2(f_{\pm}) = \sum_{i=1}^{10} \frac{\left(\frac{\langle \tilde{N}_i \rangle - (1 - \pi) \cdot b_i}{\pi} - E_i(f_{\pm}) \right)^2}{(\delta \tilde{N}_i)^2}$$

Dabei entspricht π der Reinheit der Selektion (vgl. V.3) und b_i ist die Parametrisierung des Untergrunds.

Durch χ^2 -Anpassung an insgesamt 20000 rein leptonisch zerfallende W-Boson-Paarereignisse aus KORALW-Monte Carlo, generiert bei den betrachteten Schwerpunktsenergien, wurden die Polarisationsanteile des Standardmodells bestimmt. Dabei wurden die Monte Carlo-Ereignisse sowohl vor als auch nach der Detektorsimulation und den Akzeptanzkorrekturen betrachtet und kein Unterschied im Ergebnis der Anpassung festgestellt. Es ergibt sich ein Wert von 75,1% für den Anteil transversal polarisierter W-Bosonen und somit 24,9% für den Anteil longitudinal polarisierter. Der statistische Fehler beträgt 0,1%.

Die Anpassung an die selektierten Daten aus den Jahren 1997 bis 1999 im Schwerpunktsenergiebereich 183 GeV bis 202 GeV ergaben das Fit-Resultat

$$f_{\pm} = 0,716 \pm 0,064$$

in Übereinstimmung mit dem Standardmodell. Der angegebene Fehler ist der statistische. Abbildung VI-3 illustriert dieses Ergebnis (als durchgezogene Linie) in Überlagerung mit den gemessenen Punkten der Verteilung (als Kreise mit Angabe des statistischen Fehlers auf die Anzahl der gemessenen Spuren pro Intervall) und der Erwartung des Standardmodells (gepunktete Linie). Die schattierte Fläche repräsentiert den oben angegebenen Fehler.

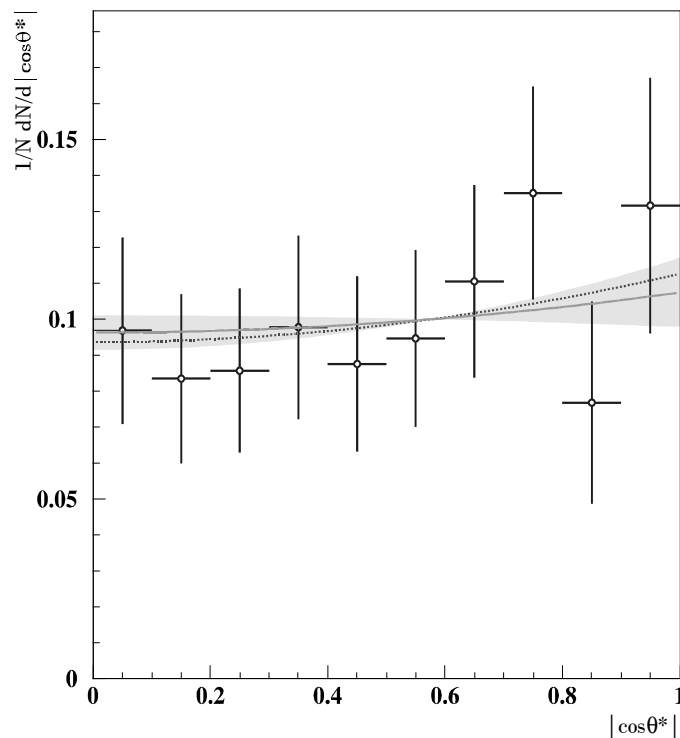


Abbildung VI-3: Ergebnis der χ^2 -Anpassung an die Winkelverteilung nach Abzug des Untergrunds. Die durchgezogene Linie stellt das Ergebnis dar, die schattierte Fläche den statistischen Fehler. Die Erwartung des Standardmodells ist gepunktet eingezeichnet.

VI.2 Die Kopplungen am Drei-Eichbosonen-Vertex

Mit der in IV.6 dargestellten Analysemethode wurden die selektierten Datensätze ausgewertet. Im Gegensatz zur obigen Polarisationsanalyse, bei der die Datensätze aller Schwerpunktsenergien kombiniert angepaßt wurden, werden für die Bestimmung der Kopplungsparameter die fünf Datensätze getrennt behandelt.

VI.2.1 ERGEBNISSE FÜR EINZELNE SCHWERPUNKTSENERGIEN

In Abbildung VI-4 finden sich die Ergebnisse der Bestimmung der Kopplungsparameter für 189 GeV mit jeweils einer Log-Likelihood-Kurve für die drei betrachteten Kopplungsparameter. Für jede Kopplung ist zusätzlich noch zwischen den verwendeten Informationen für die jeweilige Bestimmung unterschieden in kinematische Information (die optimalen Observablen), Information aus dem Wirkungsquerschnitt und deren Kombination, welche die Summe der beiden Log-Likelihood-Kurven darstellt. Im Anhang finden sich die entsprechenden Ergebnisse für alle Schwerpunktsenergien in der gleichen Aufteilung. Tabelle VI-1 zeigt die Ergebnisse für die einzelnen Kopplungsparameter bei allen betrachteten Schwerpunktsenergien.

E_{CM}	Parameter	Meßwert	E_{CM}	Parameter	Meßwert
183 GeV	Δg_Z^1	$-0,03^{+0,61}_{-0,56}$	200 GeV	Δg_Z^1	$0,34^{+0,26}_{-0,44}$
	$\Delta \kappa_\gamma$	$0,17^{+0,87}_{-0,80}$		$\Delta \kappa_\gamma$	$-0,23^{+0,59}_{-0,34}$
	λ_γ	$0,11^{+0,63}_{-0,56}$		λ_γ	$0,20^{+0,33}_{-0,72}$
189 GeV	Δg_Z^1	$0,07^{+0,32}_{-0,35}$	202 GeV	Δg_Z^1	$0,23^{+0,32}_{-0,42}$
	$\Delta \kappa_\gamma$	$0,12^{+0,52}_{-0,42}$		$\Delta \kappa_\gamma$	$0,22^{+0,46}_{-0,45}$
	λ_γ	$0,04^{+0,28}_{-0,26}$		λ_γ	$0,30^{+0,27}_{-0,33}$
196 GeV	Δg_Z^1	$0,22^{+0,34}_{-0,52}$			
	$\Delta \kappa_\gamma$	$0,32^{+0,51}_{-0,60}$			
	λ_γ	$0,21^{+0,30}_{-0,39}$			

Tabelle VI-1: Ergebnisse der Bestimmung der Kopplungsparameter bei den Schwerpunktsenergien von 183 GeV bis 202 GeV mit der Methode der optimalen Observablen.

Die Kombination wird eindeutig von der Information aus dem Wirkungsquerschnitt dominiert. Aufgrund der nicht immer richtigen Zuordnung der Neutrinos zu den W-Bosonen ist die kinematische Information im Mittelwert gegenüber der Information aus dem Wirkungsquerschnitt verschoben. Es ergeben sich zum Teil Doppel-Minima-Strukturen beziehungsweise Fälle, in denen

das Minimum so breit ist, daß ein Wert von $-\Delta\log L = 0,5$ nicht mehr in diesem Maßstab darstellbar ist. Im folgenden wird nur die Kombination der Informationen aus Kinematik und Wirkungsquerschnitt betrachtet.

Eine Zusammenstellung der erhaltenen Mittelwerte für die einzelnen Kopplungsparameter sowie deren 1σ -Fehler aus der Log-Likelihood-Funktion findet sich in Tabelle VI-1. Die Ergebnisse sind im Rahmen des Fehlers kompatibel mit der Standardmodellerwartung, die für die betrachteten Kopplungsparameter definitionsgemäß 0 ist.

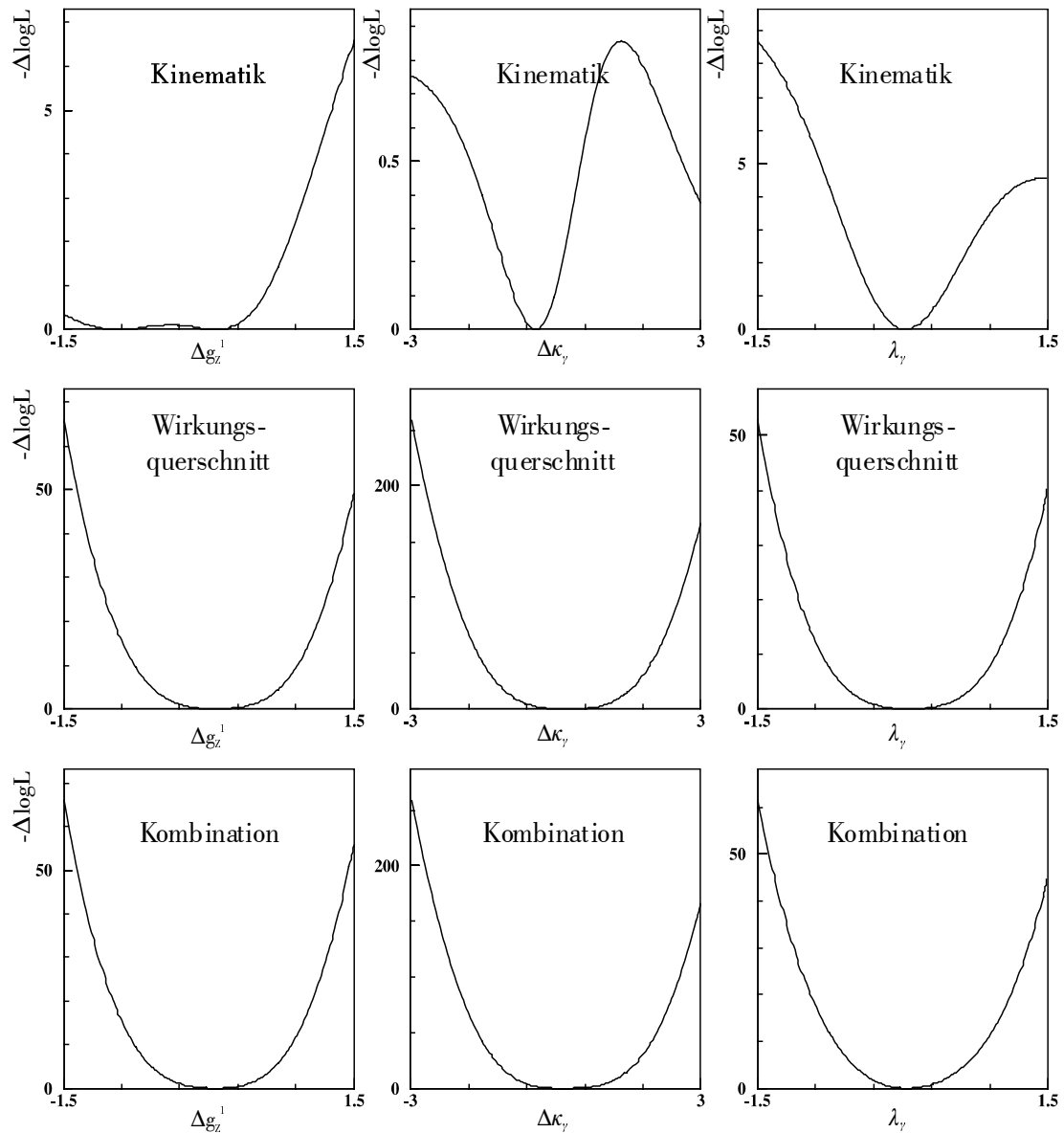


Abbildung VI-4: Ergebnisse der Kopplungsbestimmung bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV. Die Kurven sind die Log-Likelihood-Graphen für die einzelnen Kopplungen (von links nach rechts) und jeweils für die Ergebnisse aus der Verwendung von kinematischer Information, Information über den Wirkungsquerschnitt und die Kombination der beiden vorgenannten (von oben nach unten).

VI.2.2 KOMBINATION ÜBER ALLE BETRACHTETEN SCHWERPUNKTSENERGIEN

Zur Erhöhung der Signifikanz des Ergebnisses, kann man die Ergebnisse für die einzelnen Schwerpunktsenergien kombinieren, indem man die jeweiligen Log-Likelihood-Funktionen auf-addiert. Damit ergeben sich die in Tabelle VI-2 zusammengestellten Werte Auch diese sind im Rahmen der Fehler verträglich mit den Annahmen des Standardmodells.

ECM	Kopplungsparameter	Meßwert
183 GeV - 202 GeV	Δg_Z^1	$0,19^{+0,13}_{-0,16}$
	$\Delta \kappa_\gamma$	$0,06^{+0,27}_{-0,09}$
	λ_γ	$0,16^{+0,11}_{-0,13}$

Tabelle VI-2: Ergebnisse für die betrachteten Kopplungsparameter aus der Kombination der fünf Schwerpunktsenergien.

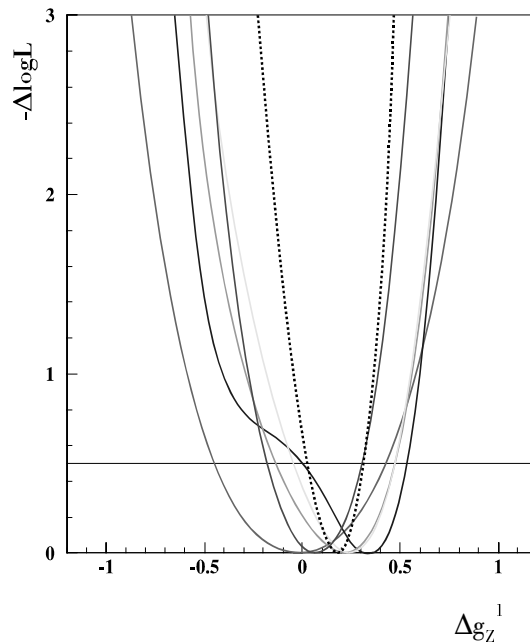


Abbildung VI-5: Zusammenstellung der Log-Likelihood-Kurven für den Kopplungsparameter Δg_Z^1 . Der gepunktete Graph stellt die Resultierende dar, während die durchgezogenen Graphen die Beiträge der einzelnen Schwerpunktsenergien andeuten. Zur besseren Veranschaulichung der statistischen Fehler wurde eine Gerade bei $-\Delta \log L = 0,5$ überlagert.

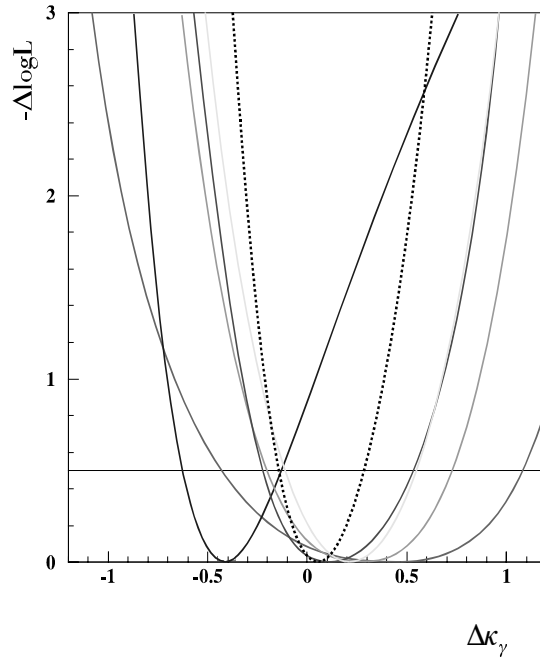


Abbildung VI-6: Zusammenstellung der Log-Likelihood-Kurven für den Kopplungsparameter $\Delta\kappa_\gamma$. Der gepunktete Graph stellt die Resultierende dar, während die durchgezogenen Graphen die Beiträge der einzelnen Schwerpunktsenergien andeuten. Zur besseren Veranschaulichung der statistischen Fehler wurde eine Gerade bei $-\Delta\log L = 0,5$ überlagert.

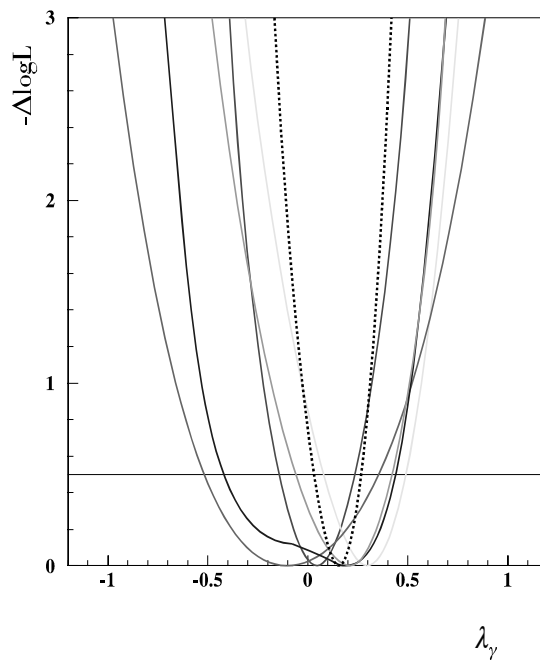


Abbildung VI-7: Zusammenstellung der Log-Likelihood-Kurven für den Kopplungsparameter λ_γ . Der gepunktete Graph stellt die Resultierende dar, während die durchgezogenen Graphen die Beiträge der einzelnen Schwerpunktsenergien andeuten. Zur besseren Veranschaulichung der statistischen Fehler wurde eine Gerade bei $-\Delta\log L = 0,5$ überlagert.

VI.3 Systematische Unsicherheiten

Die vorliegende Analyse zur Polarisation, sowie die Bestimmung der Kopplungsparameter des Standardmodells, hängen stark davon ab,

- wie gut die Beschreibung der einzelnen Ereignisklassen in der Simulation ist, damit verbunden,
- wie genau die Bestimmung der Reinheit der Selektion ist,
- wie genau die Vermessung von Spuren in den Spurdetektoren und Kalorimetern ist und
- wie genau die Masse der Bosonen und weitere Konstanten bekannt sind.

Diese Unsicherheiten wurden untersucht und ihre Beiträge zu den verschiedenen Messungen ermittelt. Zunächst wurde die Datenselektion mit veränderten Parametern wiederholt, und später die so gewonnenen Datenmengen auf die gleiche Art analysiert, wie der ursprünglich selektierte Datensatz. Fehler in Parametern, die in die χ^2 -Anpassung beziehungsweise das Programm „TGC FITTER“ eingehen, wurden im Rahmen sinnvoller Grenzen variiert und der ursprünglich selektierte Datensatz damit analysiert. Daraus resultieren die in den folgenden Abschnitten diskutierten Fehler als Differenz zwischen den Ergebnissen aus dem ursprünglichen Datensatz und den variierten zu

$$\sigma_{\text{syst}, \text{Variation}}^{\pm} = |X(\text{Variation}) - X|$$

Die ermittelten Unsicherheiten werden als unkorreliert angenommen. Damit ergibt sich für den gesamten systematischen Fehler auf die Meßgröße X :

$$\sigma_{\text{syst}}^{\pm}(X) = \sqrt{\sigma_{\text{syst}}^{\pm 2}(X)^{MC} + \sigma_{\text{syst}}^{\pm 2}(X)^{\text{Reinheit}} + \sigma_{\text{syst}}^{\pm 2}(X)^{\text{Det.}} + \sigma_{\text{syst}}^{\pm 2}(X)^{\text{Rek.}} + \sigma_{\text{syst}}^{\pm 2}(X)^{Mw}}$$

Für alle Quellen systematischer Unsicherheiten wurde untersucht, ob diese Unsicherheiten symmetrisch sind. Es wurde keine asymmetrischen systematischen Fehler gefunden.

Für die Bestimmung der Kopplungskonstanten gibt es noch einen weiteren systematischen Fehler, die Unsicherheit auf die Berechnung des 4-Fermion-Matrixelementes, welches zur Umgewichtung der vorhandenen Datenmengen bei der Iteration der Kopplungsparameter verwendet wird. Dieser wird mit 0,03 für alle Kopplungsparameter angenommen (vgl. [17](#)).

VI.3.1 DIE BESCHREIBUNG DER DATEN IM MONTE CARLO

Die Ereignisgeneratoren liefern zu einer produzierten Menge einer bestimmten Ereignisklasse jeweils den Wirkungsquerschnitt und die zugehörige Unsicherheit. Aufgrund der großen Anzahl der verwendeten Monte Carlo-Ereignisse ist diese Unsicherheit für die meisten Kanäle im Bereich weniger Femtobarn, bei einigen sogar darunter. Zur Abschätzung der Auswirkungen auf die

Bestimmung der Kopplungsparameter wurden die dort verwendeten Werte um jeweils ± 50 fb variiert. Es wurde keine Änderung im Zentralwert der Kopplungsparameter beobachtet.

Die Genauigkeit der Beschreibung der Untergrund-Prozesse wurde durch den Vergleich der Resultate der Polarisationsmessung überprüft. Es wurden die Polarisationsanteile der W-Bosonen auf zwei Monte Carlo-Ereignismengen bestimmt, die sich durch das Hinzufügen beziehungsweise Weglassen der Untergrundprozesse unterschieden. Die beobachtete Verschiebung betrug 1,3% bei einem statistischen Fehler der Monte Carlo-Ereignismenge von 3,4%. Es wird daher kein systematischer Fehler für diesen Effekt angenommen. Wohl aber wird der statistische Fehler der Monte Carlo-Mengen als systematischer Fehler betrachtet.

VI.3.2 DIE BESTIMMUNG DER REINHEIT

Die Reinheit wurde durch Anwendung der Selektionsprozedur auf die einzelnen Monte Carlo-Datenmengen für Signal- und Untergrund-Prozesse bestimmt. Dabei wurden die in Tabelle IV-1 zusammengestellten Mengen verwendet. Die Anzahl der nach der Selektion verbliebenen Ereignisse wurde um jeweils $\pm 2\%$ variiert. Die maximale Variation der Reinheit betrug dabei 1,2%.

Zur Bestimmung des Einflusses der Unsicherheit der Reinheit der Datenselektion wurde der Eingabeparameter der χ^2 -Anpassung im Rahmen der Variation der Reinheiten der Datenmengen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien zuzüglich einer Unsicherheit von 2,0% variiert.

$$\sigma_{\text{sys}}^{\pm}(f_{\pm})^{\text{Reinheit}} = 0,001$$

VI.3.3 DIE VERMESSUNG UND REKONSTRUKTION VON SPUREN IM DETEKTOR

Diese systematische Studie kann man in drei Anteile aufteilen,

- die Genauigkeit der Vermessung von Spuren in den Spurdetektoren,
- die Genauigkeit der Kalibration der Kalorimeter des Detektors und
- die Behandlung von Bremsstrahlungseffekten.

Zur Bestimmung der Unsicherheit auf die Spurvermessung wurden die gemessenen Impulse der geladenen Leptonen im Rahmen des in III.2.4 angegebenen Fehlers variiert. Die resultierenden Unsicherheiten auf die Bestimmung der polarisierten Anteile waren nicht meßbar, ebenso lagen die Variationen der Kopplungsparameter unterhalb des angegebenen Bereichs.

Neben einer absoluten Unsicherheit in der Kalibration der Kalorimeter des ALEPH-Detektors, tritt eine Unsicherheit in der relativen Kalibration zwischen einzelnen Modulen der Kalorimeter auf. Die absolute Kalibration der Kalorimeter des ALEPH-Detektors wurde um jeweils $\pm 4\%$ für beide Kalorimeter variiert, während die relative Kalibration des elektromagnetischen Kalorimeters um $\pm 6\%$ und des hadronisch Kalorimeters um $\pm 1,3\%$ variiert wurde. Für die Bestimmung der Polarisationsanteile ergaben sich dabei folgende Unsicherheiten, aufgeschlüsselt nach den Anteilen des elektromagnetischen und des hadronischen Kalorimeters:

$$\sigma_{\text{sys}}^{\pm}(f_{\pm})^{\text{Kalorimeter}} = \sqrt{0,001^2 + 0,004^2} = 0,004$$

Die durch Unsicherheiten in der Kalorimeterkalibration bedingten Fehler bei der Bestimmung der Kopplungsparameter sind im wesentlichen für alle betrachteten Schwerpunktsenergien gleich, jedoch meist unterhalb eines Prozents. Daher werden hier jeweils 0,01 für die Unsicherheit beim elektromagnetischen und beim hadronischen Kalorimeter angenommen. Die vom elektromagnetischen und vom hadronischen Kalorimeter herrührenden Unsicherheiten sind wie oben quadratisch addiert.

$$\sigma_{\text{sys}}^{\pm}(g_i)^{\text{Kalorimeter}} = \sqrt{0,01^2 + 0,01^2} = 0,01$$

Besonderere Bedeutung kommt bei rein leptonischen Ereignissen der Behandlung von Bremsstrahlungsprozessen zu. Es wurden drei verschiedene Methoden auf der Datenmenge betrachtet und die unten genannten Unsicherheiten gefunden. Die Methoden der Behandlung von Bremsstrahlungseffekten unterscheiden sich im wesentlichen in der Definition der gemessenen Photonen, welche zu einer vermessenen Elektron-Spur hinzuaddiert werden. Dazu gibt es verschiedene Ansätze: die Auswahl der identifizierten Photonen aufgrund ihrer Nähe zur Spur des geladenen Leptons (Methoden 1 und 3), definiert durch einen minimalen Winkel von 1° bzw. 2° , sowie die Extrapolation der Photonspur zu ihrem Entstehungspunkt, möglicherweise Material des Strahlrohrs oder innen liegender Detektoren, und Bestimmung des Abstandes des Ursprungs der Elektron-Spur und der neutralen Einträge im elektromagnetischen Kalorimeter.

$$\sigma_{\text{sys}}^{\pm}(f_{\pm})^{\text{Bremsstrahlung}} = 0,013$$

$$\sigma_{\text{sys}}^{\pm}(\Delta g_Z^1)^{\text{Bremsstrahlung}} = 0,08$$

$$\sigma_{\text{sys}}^{\pm}(\Delta \kappa_\gamma)^{\text{Bremsstrahlung}} = 0,07$$

$$\sigma_{\text{sys}}^{\pm}(\lambda_\gamma)^{\text{Bremsstrahlung}} = 0,07$$

Damit ergibt sich folgende systematische Unsicherheit für Detektor- und Rekonstruktionseffekte:

$$\sigma_{\text{sys}}^{\pm}(f_{\pm})^{\text{Detektor}} = 0,014$$

$$\sigma_{\text{sys}}^{\pm}(\Delta g_Z^1)^{\text{Detektor}} = 0,08$$

$$\sigma_{\text{sys}}^{\pm}(\Delta \kappa_\gamma)^{\text{Detektor}} = 0,07$$

$$\sigma_{\text{sys}}^{\pm}(\lambda_\gamma)^{\text{Detektor}} = 0,07$$

VI.3.4 GENAUGIGKEIT VON EINGABEPARAMETERN

Das Programm „TGC FITTER“ benötigt zur Bestimmung der Kopplungsparameter bestimmte bereits gemessene Größen des Standardmodells, wie die Massen der Bosonen und allgemeine

Kopplungskonstanten. Diese wurden im Rahmen ihrer Fehler aus [1] variiert, jedoch ergab sich nur in einem Parameter eine Unsicherheit von 0,01 bei Variation der W-Boson-Masse. Zur Abschätzung aller Parameter, wird dieser Fehler für alle Kopplungsparameter angesetzt.

VI.3.5 ZUSAMMENFASSUNG DER SYSTEMATISCHEN UNSICHERHEITEN

Die gefundenen Unsicherheiten zur Bestimmung der Kopplungsparameter und der Polarisationsanteile der W-Bosonen waren allesamt im wesentlichen symmetrisch und sind im folgenden zusammengestellt:

$$\begin{aligned}\sigma_{syst}^{\pm}(f_{\pm}) &= 0,037 \\ \sigma_{syst}^{\pm}(\Delta g_Z^1) &= 0,09 \\ \sigma_{syst}^{\pm}(\Delta \kappa_{\gamma}) &= 0,08 \\ \sigma_{syst}^{\pm}(\lambda_{\gamma}) &= 0,08\end{aligned}$$

VI.4 Zusammenfassung der Analyseergebnisse

Aus den Abschnitten VI.1 - VI.3 ergeben sich folgende Ergebnisse für die Bestimmung der Polarisationsanteile der W-Bosonen und der Kopplungsparameter am Drei-Eichbosonen-Vertex der elektroschwachen Wechselwirkung:

VI.4.1 DIE POLARISATIONSANTEILE VON W-BOSONEN

Der Anteil transversal polarisierter W-Bosonen in Prozessen der W-Boson-Paarproduktion wurde bestimmt zu

$$f_{\pm} = 0,716 \pm 0,064_{stat.} \pm 0,037_{syst.}$$

Das Ergebnis ist im Rahmen des Fehlers verträglich mit der Erwartung des Standardmodells (75,1%), sowie einer Messung der L3-Kollaboration für die gleichen betrachteten Schwerpunktsenergien im semileptonischen und im hadronischen Zerfallskanal der W-Boson-Paare (vgl. [18]).

Abbildung VI-8 zeigt das Ergebnis der vorliegenden Analyse zusammen mit dem statistischen und dem systematischen Fehler.

VI.4.2 DIE KOPPLUNGSPARAMETER AM DREI-EICHBOSONEN-VERTEX DER ELEKTROSCHWACHEN WECHSELWIRKUNG

Die Kopplungsparameter der elektroschwachen Wechselwirkung am Drei-Eichbosonen-Vertex wurden mittels optimaler Observabler bestimmt. Die vorliegenden Ergebnisse sind im Rahmen der Fehler verträglich mit der Erwartung des Standardmodells wobei mit bisherigen Messungen der ALEPH-Kollaboration (vgl. [19]) und der LEP Elektroweak Working Group (vgl. [20]). Es erge-

ben sich folgende Kopplungsparameter, die in Abbildung VI-9 bis Abbildung VI-11 mit statistischem und systematischem Fehler dargestellt sind:

$$\begin{aligned}
 g_Z^1 &= 1,19 \quad +0,13 \quad +0,09 \\
 &\quad \quad \quad -0,16_{stat.} \quad -0,09_{syst.} \\
 \kappa_\gamma &= 1,06 \quad +0,27 \quad +0,08 \\
 &\quad \quad \quad -0,09_{stat.} \quad -0,08_{syst.} \\
 \lambda_\gamma &= 0,16 \quad +0,11 \quad +0,08 \\
 &\quad \quad \quad -0,13_{stat.} \quad -0,08_{syst.}
 \end{aligned}$$

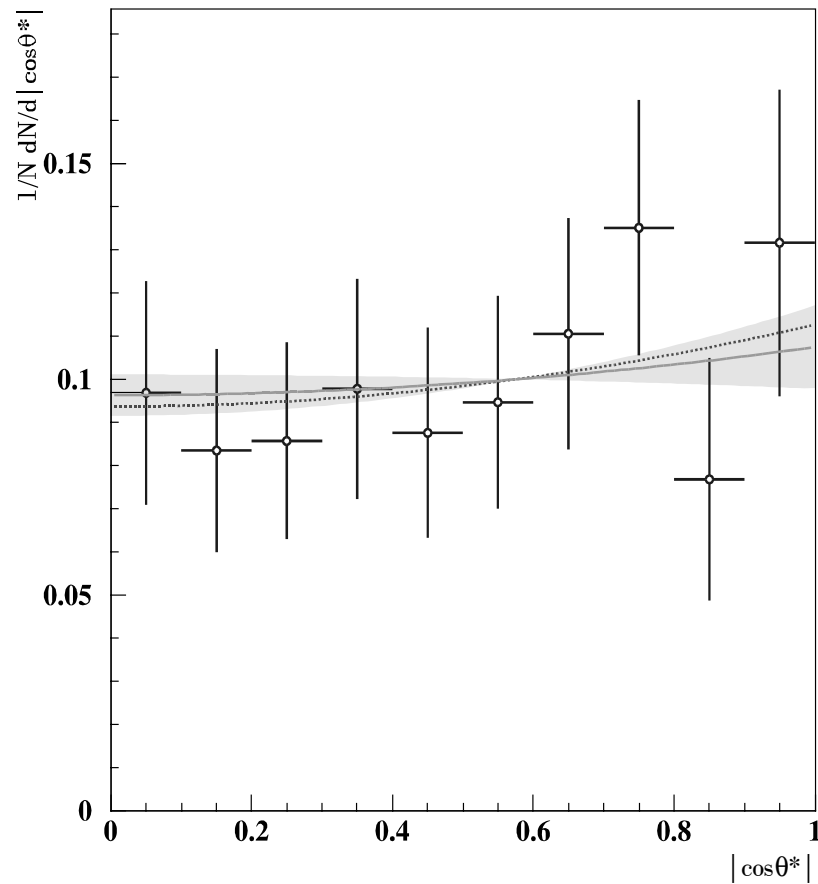


Abbildung VI-8: Resultat der Bestimmung der Polarisationsanteile von W-Bosonen. Die durchgezogene Linie stellt das Ergebnis der Anpassung dar, die innere schattierte Fläche den statistischen, die äußere den systematischen Fehler. Die Erwartung des Standardmodells ist gepunktet eingetragen.

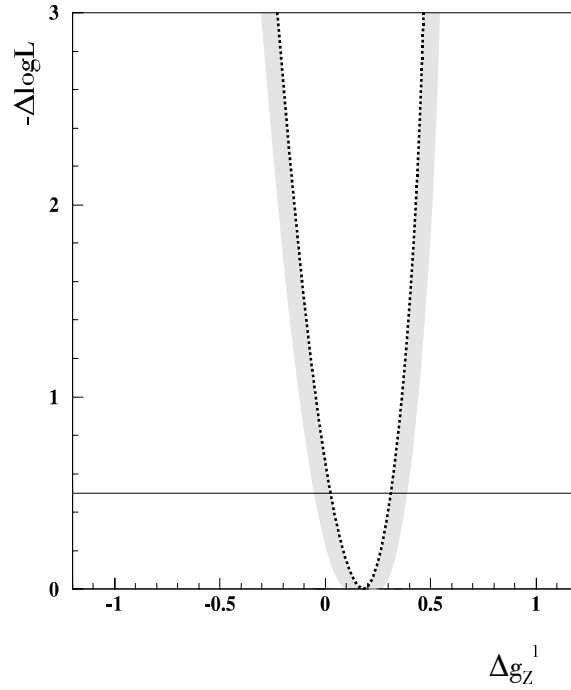


Abbildung VI-9: Log-Likelihood-Kurve für den Kopplungsparameter Δg_Z^1 . Der gepunktete Graph stellt die Resultierende dar, die schattierte Fläche den systematischen Fehler. Zur besseren Veranschaulichung des statistischen Fehlers wurde eine Gerade bei $-\Delta \log L = 0,5$ überlagert.

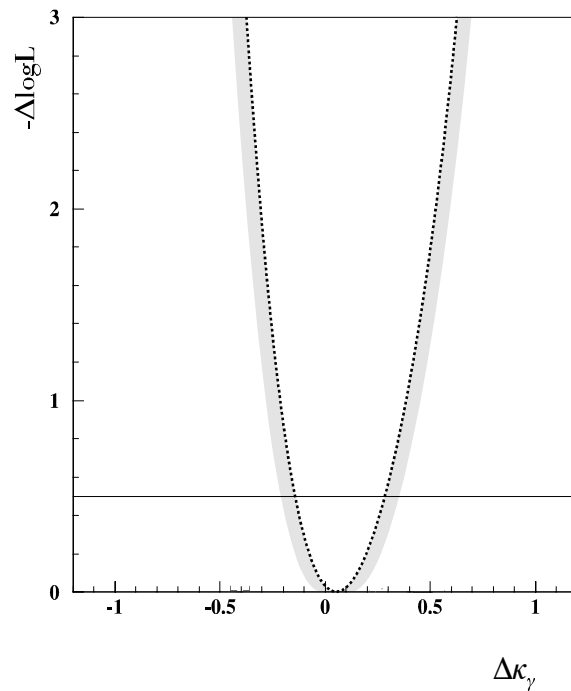


Abbildung VI-10: Log-Likelihood-Kurve für den Kopplungsparameter $\Delta \kappa_\gamma$. Der gepunktete Graph stellt die Resultierende dar, die schattierte Fläche den systematischen Fehler. Zur besseren Veranschaulichung des statistischen Fehlers wurde eine Gerade bei $-\Delta \log L = 0,5$ überlagert.

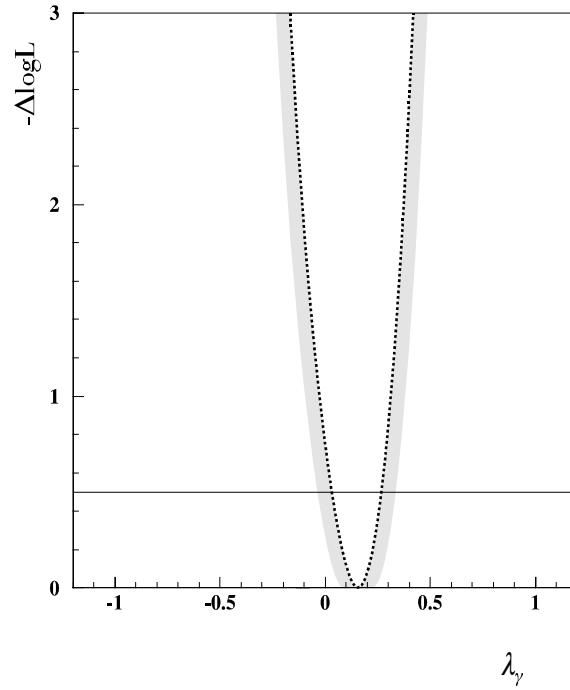


Abbildung VI-11: Log-Likelihood-Kurve für den Kopplungsparameter λ_γ . Der gepunktete Graph stellt die Resultierende dar, die schattierte Fläche den systematischen Fehler. Zur besseren Veranschaulichung des statistischen Fehlers wurde eine Gerade bei $-\Delta \log L = 0,5$ überlagert.

VII Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden vom ALEPH-Detektor am Speicherring LEP des CERN in Genf genommene Datenmengen aus den Jahren 1997 bis 1999 analysiert und sowohl Kopplungsparameter am Drei-Eichbosonen-Vertex der W-Boson-Paarproduktion, als auch die Anteile longitudinal beziehungsweise transversal polarisierter W-Bosonen, bei Schwerpunktsenergien von 183 GeV bis 202 GeV bestimmt. Betrachtet wird der rein leptonische Zerfallskanal, in dem beide W-Bosonen in ein Elektron–Neutrino- oder ein Myon–Neutrino-Paar zerfallen, der einen geringen Wirkungsquerschnitt aufweist, aber eine klare Detektorsignatur.

Die aufgezeichneten Ereignisse werden selektiert und dabei eine Reinheit von durchschnittlich 72% erreicht. Der Hauptuntergrund besteht aus W-Boson-Paaren, bei denen zumindest ein W-Boson in ein Tauon–Neutrino-Paar zerfällt. Dieser Kanal zeigt ein sehr signalähnliches Verhalten. Die selektierten Ereignisse werden kinematisch rekonstruiert, um die Winkelverteilungen der Zerfallsprodukte der W-Bosonen zu extrahieren. Die dabei auftretenden Ambiguitäten aufgrund der nicht nachgewiesenen Neutrinos sind klein – in der Größenordnung von 6%, beeinflussen jedoch die kinematische Information für die Parameterbestimmung.

Aus den Polarwinkelverteilungen der geladenen Zerfallsprodukte der W-Bosonen werden die Anteile longitudinal beziehungsweise transversal polarisierter W-Bosonen durch Anpassung der theoretischen Vorhersage an die selektierten Daten bestimmt. Dabei wird gefunden, daß

$$f_{\pm} = (71,6 \pm 6,4_{stat.} \pm 3,7_{syst.}) \%$$

der produzierten W-Bosonen transversal polarisiert sind, in Übereinstimmung mit der Vorhersage des Standardmodells (75,1%). Dieser Wert ist ein erster Hinweis auf die Kopplungsparameter am Drei-Eichbosonen-Vertex.

Diese werden mittels der Methode der optimalen Observablen aus der gleichen selektierten Datenmenge bestimmt. Die drei betrachteten Kopplungsparameter g_Z^1 , κ_γ und λ_γ sind drei der insgesamt 14 in der allgemeinsten lorentzinvarianten Lagrangefunktion für den Drei-Eichbosonen-Vertex. Es werden nur diese drei behandelt, da sie die einzigen sind, die sowohl CP-Symmetriehaltend sind, als auch durch Eichinvarianz oder Symmetrien noch nicht festliegen. Das Standardmodell sagt $g_Z^1=1$, $\kappa_\gamma=1$ und $\lambda_\gamma=0$ voraus. Es ergeben sich folgende Kopplungsparameter:

$g_Z^1 =$	1,19	$+0,13$ $-0,16_{stat.}$	$+0,09$ $-0,09_{syst.}$
$\kappa_\gamma =$	1,06	$+0,27$ $-0,09_{stat.}$	$+0,08$ $-0,08_{syst.}$
$\lambda_\gamma =$	0,16	$+0,11$ $-0,13_{stat.}$	$+0,08$ $-0,08_{syst.}$

Mit diesen Kopplungsparametern, die allesamt mit den Erwartungen des Standardmodells ($g_Z^1 = 1$, $\kappa_\gamma = 1$ und $\lambda_\gamma = 0$) verträglich sind, lassen sich wichtige Eigenschaften der W-Bosonen quantifizieren:

$$\mu_W = \frac{e}{2m_W} \cdot (g_\gamma^1 + \kappa_\gamma + \lambda_\gamma) = \frac{e}{2m_W} \cdot \left(2,22^{+0,31}_{-0,19} \right),$$

das magnetische Dipolmoment eines W-Bosons und

$$q_W = -\frac{e}{m_W^2} \cdot (\kappa_\gamma - \lambda_\gamma) = -\frac{e}{m_W^2} \cdot \left(0,90^{+0,32}_{-0,18} \right),$$

sein elektrisches Quadrupolmoment.

Die Messung der Kopplungsparameter stellt einen wichtigen Test des minimalen Standardmodells dar. In einem Jahr wird es möglich sein, diesen Test mit allen Daten aus der Phase II des Betriebs von LEP durchzuführen und die Genauigkeit durch Kombination mit anderen LEP-Experimenten zu erhöhen.

Anhang

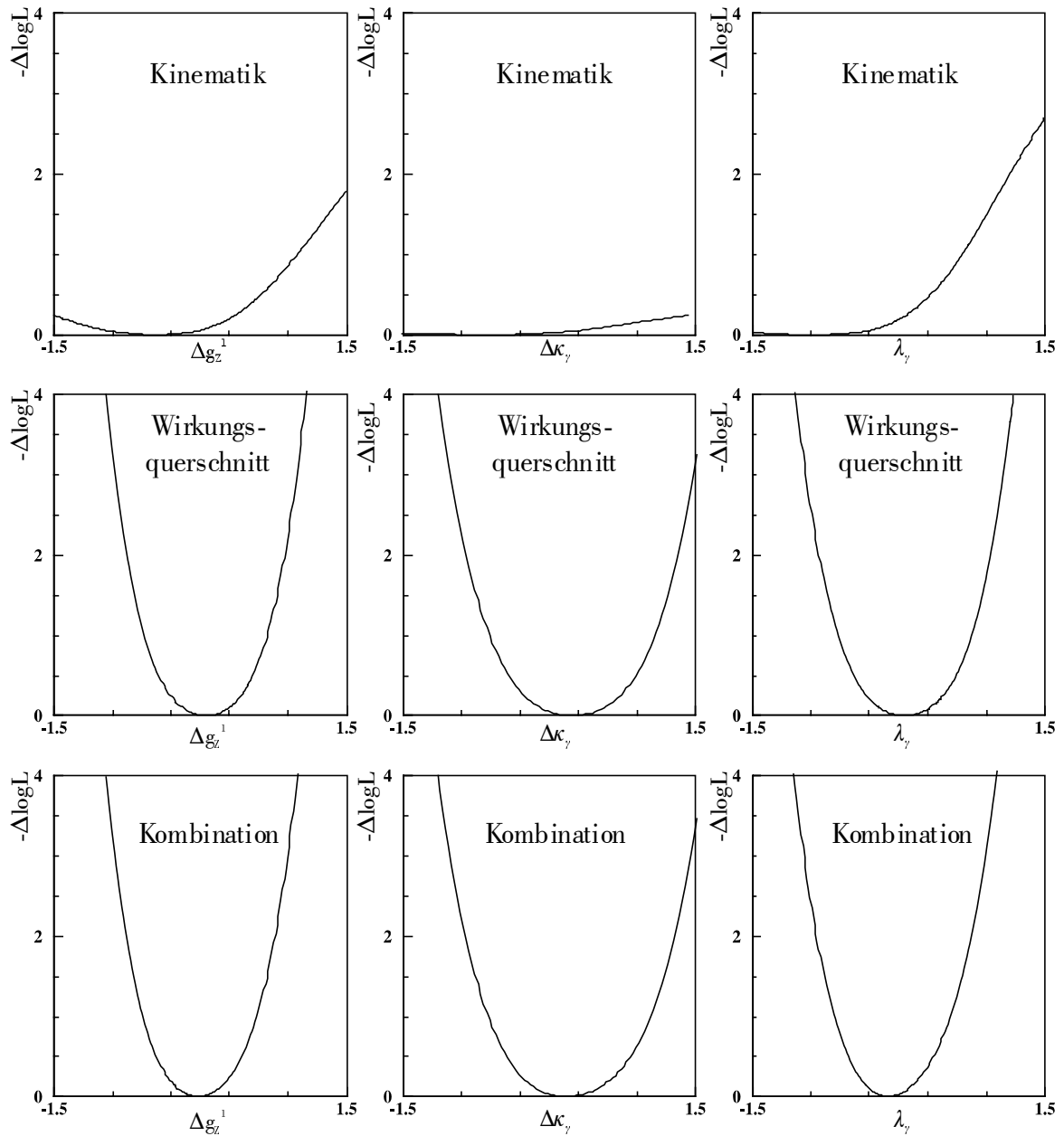


Abbildung: Ergebnisse der Kopplungsbestimmung bei einer Schwerpunktsenergie von 183 GeV. Die Kurven sind die Log-Likelihood-Graphen für die einzelnen Kopplungen (von links nach rechts) und jeweils für die Ergebnisse aus der Verwendung von kinematischer Information, Information über den Wirkungsquerschnitt und die Kombination der beiden vorgenannten (von oben nach unten).

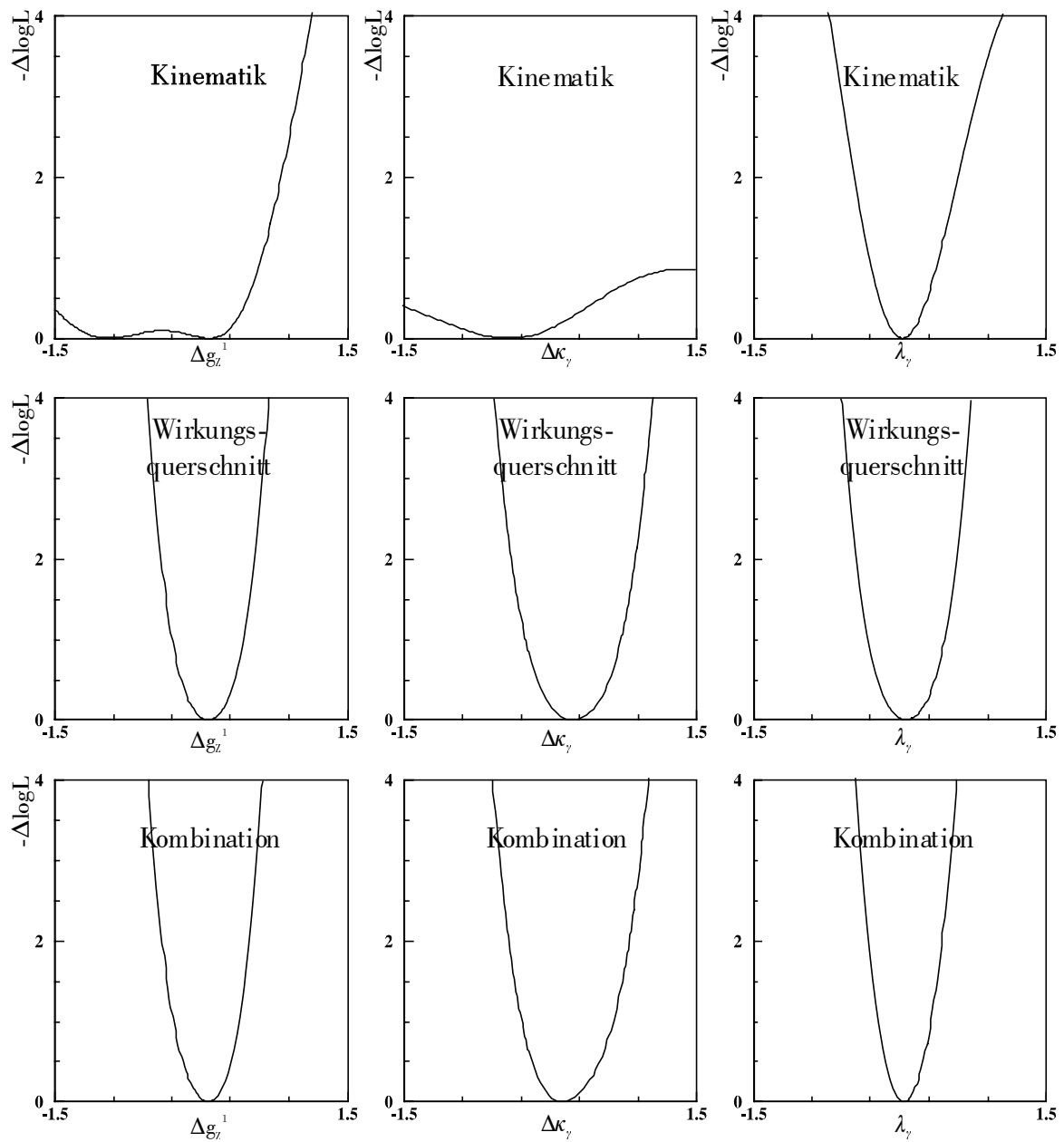


Abbildung: Ergebnisse der Kopplungsbestimmung bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV. Die Kurven sind die Log-Likelihood-Graphen für die einzelnen Kopplungen (von links nach rechts) und jeweils für die Ergebnisse aus der Verwendung von kinematischer Information, Information über den Wirkungsquerschnitt und die Kombination der beiden vorgenannten (von oben nach unten).

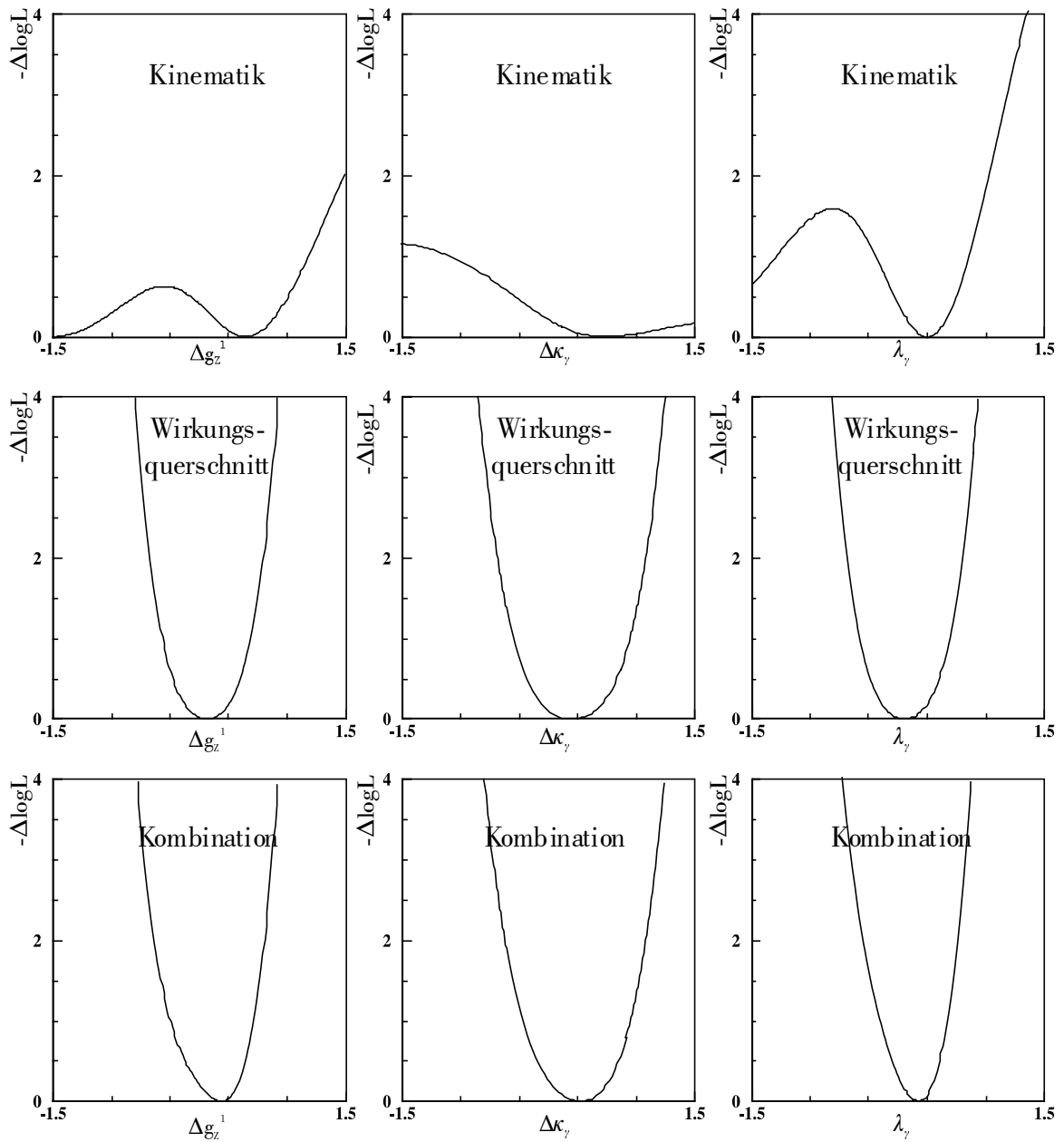


Abbildung: Ergebnisse der Kopplungsbestimmung bei einer Schwerpunktsenergie von 196 GeV. Die Kurven sind die Log-Likelihood-Graphen für die einzelnen Kopplungen (von links nach rechts) und jeweils für die Ergebnisse aus der Verwendung von kinematischer Information, Information über den Wirkungsquerschnitt und die Kombination der beiden vorgenannten (von oben nach unten).

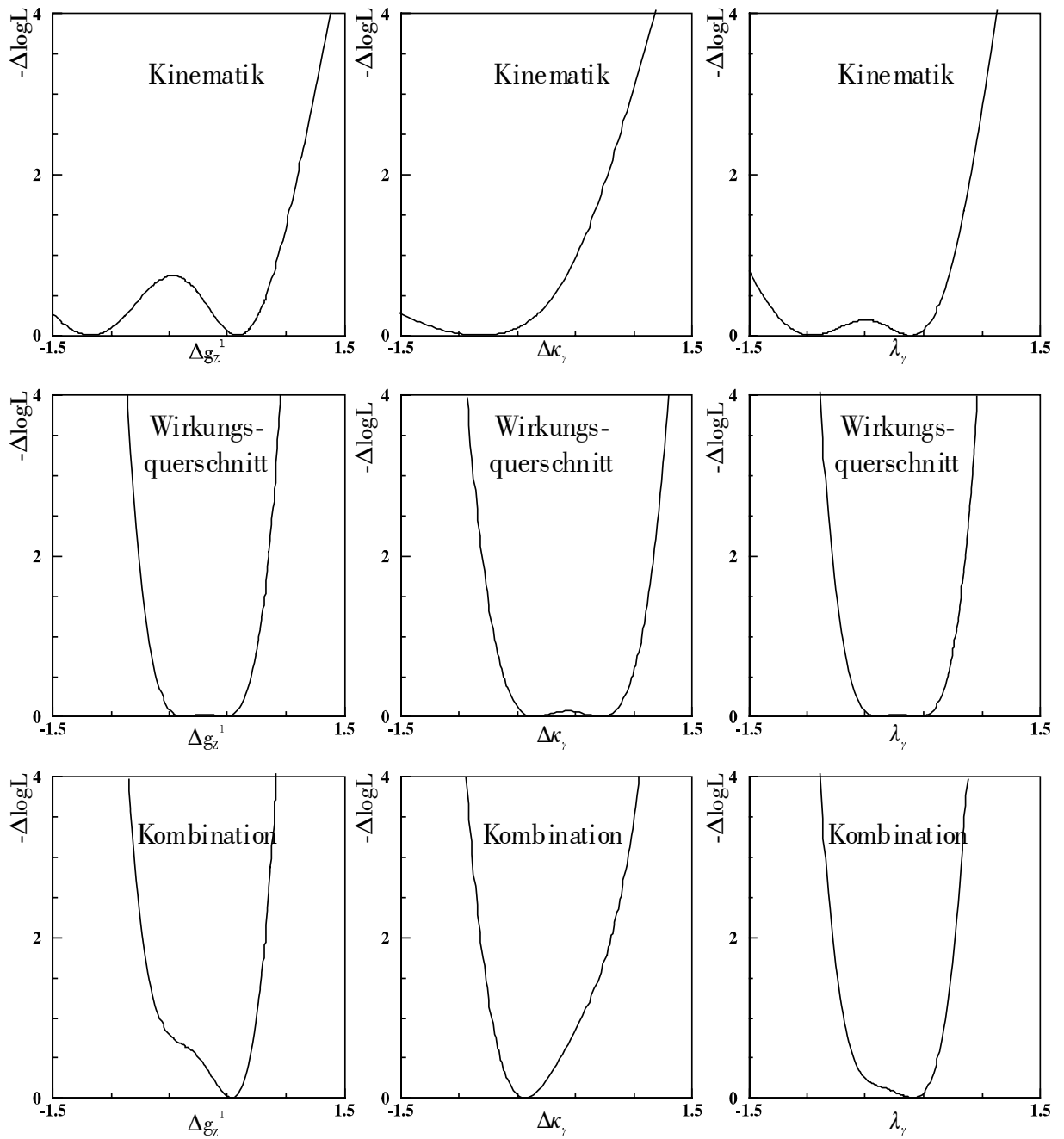


Abbildung: Ergebnisse der Kopplungsbestimmung bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV. Die Kurven sind die Log-Likelihood-Graphen für die einzelnen Kopplungen (von links nach rechts) und jeweils für die Ergebnisse aus der Verwendung von kinematischer Information, Information über den Wirkungsquerschnitt und die Kombination der beiden vorgenannten (von oben nach unten).

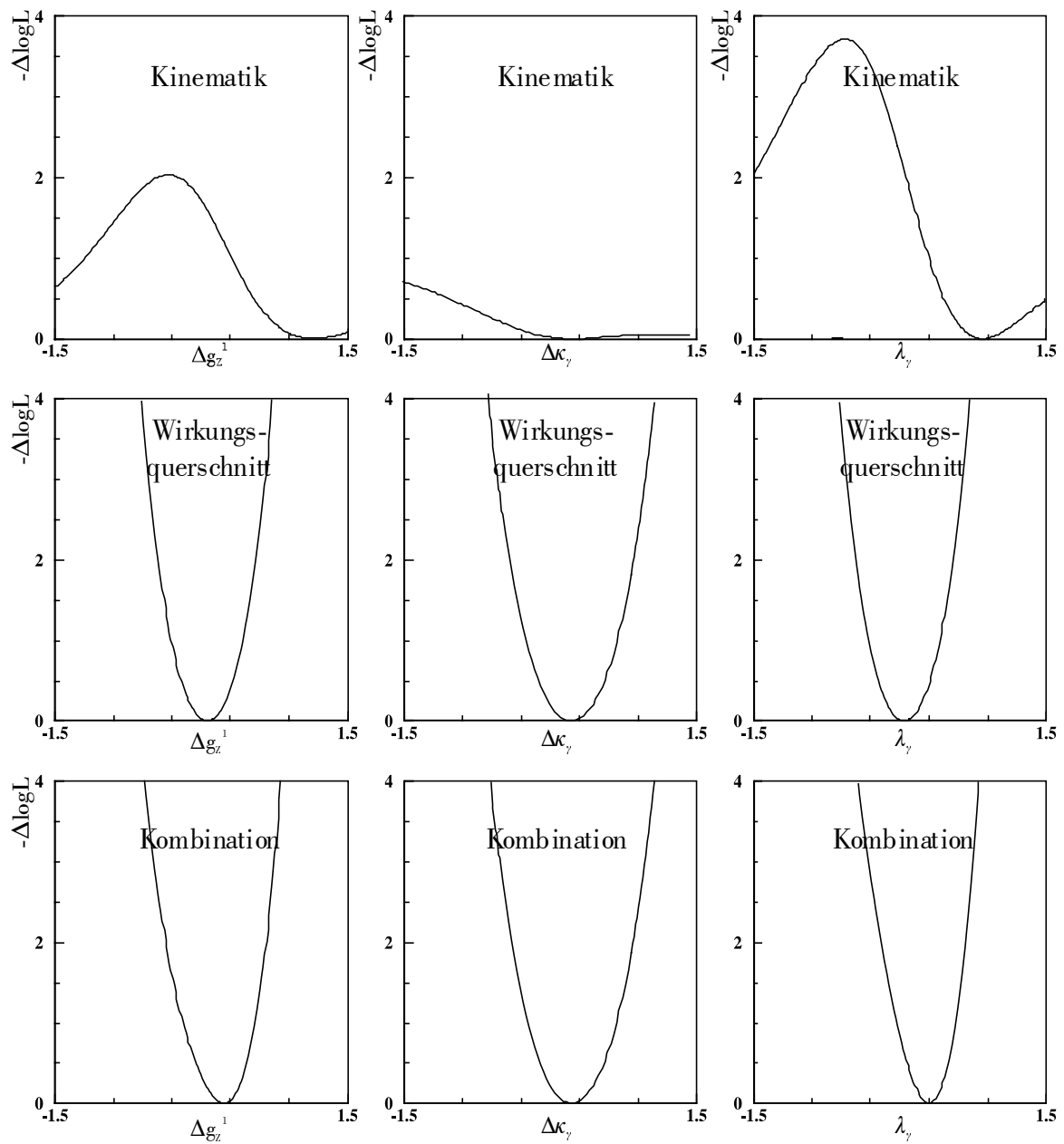


Abbildung: Ergebnisse der Kopplungsbestimmung bei einer Schwerpunktsenergie von 202 GeV. Die Kurven sind die Log-Likelihood-Graphen für die einzelnen Kopplungen (von links nach rechts) und jeweils für die Ergebnisse aus der Verwendung von kinematischer Information, Information über den Wirkungsquerschnitt und die Kombination der beiden vorgenannten (von oben nach unten).

VIII Literaturverzeichnis

- [1] D. E. Groom et al. (Particle Data Group): Review of Particle Physics, Eur. Phys. J. C 15 (2000)
- [2] F. Halzen, A. Martin: Quarks and Leptons, New York, 1984
- [3] W. Beenakker und F. A. Berends (Conv.): WW Cross-Sections and Distributions, in: G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner (ed.): Physics at LEP2, Vol. 1, CERN, 1996
- [4] Webseite der LEP Electroweak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [5] G. Gounaris, J.-L. Kneur und D. Zeppenfeld (Conv.): Triple Gauge Boson Couplings, in: G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner (ed.): Physics at LEP2, Vol. 1, CERN, 1996
- [6] K. Hagiwara, K. Hikasa, R. Peccei, D. Zeppenfeld: Probing the Weak Boson Sector in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, Nucl. Phys. B282, S. 253ff, 1987
- [7] G. Bella, D. Charlton, P. Clarke: Triple Gauge Boson Parameters, OPAL TN-492, 1997
- [8] C. Bowdery (Ed.): The ALEPH Handbook 1995 Vol. 1, CERN, 1995
- [9] C. Bowdery (Ed.): The ALEPH Handbook 1995 Vol. 2, CERN, 1997
- [10] G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner (ed.): Physics at LEP2, Vol. 2, CERN, 1996
- [11] R. Brun et al.: Geant User's Guide, CERN, 1984 (überarbeitete Version 1992)
- [12] V. Blobel, E. Lohrmann: Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse, Teubner Verlag, Stuttgart, 1998
- [13] F. James: MINUIT – Function Minimization and Error Analysis – Reference Manual, CERN, 1994
- [14] M. Diehl, O. Nachtmann: Optimal Observables for the Measurement of Three Gauge Boson Couplings in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, Zeitschrift für Physik C62 (1994) S. 397ff
- [15] ALEPH-Kollaboration (D. Buskulic et al.): Performance of the ALEPH Detector at LEP, Nuclear Instruments and Methods A360, S. 481-506, 1995
- [16] Beschreibung unter <http://alephwww.cern.ch/DALI>
- [17] ALEPH-Kollaboration: Measurement of Triple Gauge-Boson Couplings at 183-189 GeV, ALEPH 99/019, Conference Note

- [18] L3-Kollaboration (M. Acciarri et al.): Improved Measurement of Longitudinally and Transversely Polarised W^\pm Bosons, L3 Note 2501, 2000
- [19] ALEPH-Kollaboration: Measurement of Triple Gauge-Boson Couplings at 183-202 GeV, ALEPH 2000/055, Conference Note zur ICHEP2000, Osaka
- [20] S. Jézéquel: Charged Triple Gauge Coupling at LEP, Vortrag bei der ICHEP2000, Osaka

IX **Abbildungsverzeichnis**

Abbildung II-1: Feynman-Diagramme für die Prozesse zur Produktion von W-Boson-Paaren bei LEP	13
Abbildung II-2: Die Zerfallsmöglichkeiten der W-Bosonen	15
Abbildung II-3: Theoretische Vorhersagen für den Produktionswirkungsquerschnitt von W-Boson-Paaren und kombinierte Resultate der vier LEP-Experimente.....	15
Abbildung II-4: Winkelverteilungen für W-Boson-Paare mit verschiedenen Helizitäten bei einer Schwerpunktsenergie von 190 GeV	17
Abbildung II-5: Winkelverteilung der geladenen Leptonen im Ruhesystem des W-Bosons	20
Abbildung III-1: Lageskizze des LEP-Speicherrings	23
Abbildung III-2: Skizze des CERN-Beschleunigerkomplexes	24
Abbildung III-3: Querschnitt durch den ALEPH-Detektor.....	25
Abbildung III-4: Zeichnung des Vertex Detektors.....	26
Abbildung III-5: Die Zeitprojektionskammer TPC	28
Abbildung III-6: Die Kalorimeter des ALEPH-Detektors mit der supraleitenden Spule	29
Abbildung III-7: Schema der Datenerfassung beim ALEPH-Detektor	31
Abbildung IV-1: Ein W-Boson-Paar im ALEPH-Koordinatensystem.....	33
Abbildung IV-2: Feynman-Diagramm zur Elektron-Positron-Streuung.....	34
Abbildung IV-3: Feynman-Diagramme zur Fermion-Paarbildung	35
Abbildung IV-4: Feynman-Diagramm zur Klasse der Zwei-Photon-Ereignisse.....	35
Abbildung IV-5: Feynman-Diagramme zur Z-Boson-Paarproduktion	36
Abbildung IV-6: Zwei Feynman-Diagramme zur Abstrahlung eines Z-Bosons	36
Abbildung IV-7: Fusion zweier W-Bosonen zu einem Z-Boson und zwei Neutrinos im Endzustand	36
Abbildung IV-8: Die beiden dominanten Feynman-Diagramme für die Erzeugung einzelner W-Bosonen	37

Abbildung IV-9: Theoretische Vorhersagen für die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte von W-Bosonen für verschiedene Helizitätszustände.....	42
Abbildung V-1: Skizze zur Veranschaulichung der ρ -Variablen.....	48
Abbildung V-2: Schätzgrößen für die Elektronidentifikation (aus).....	49
Abbildung V-3: Verteilungen charakteristischer Größen nach allen Schnitten.....	51
Abbildung V-5: Grafische Darstellung eines Ereignisses $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu_e e^-\bar{\nu}_e$ bei einer Schwerpunktsenergie von 196 GeV.....	52
Abbildung V-6: Grafische Darstellung eines Ereignisses $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu e^-\bar{\nu}_e$ bei einer Schwerpunktsenergie von 202 GeV.....	53
Abbildung V-7: Grafische Darstellung eines Ereignisses $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu \mu^-\bar{\nu}_\mu$ bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV.....	53
Abbildung V-8: Grafische Darstellung eines Ereignisses $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu \mu^-\bar{\nu}_\mu$ bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV.....	54
Abbildung V-9: Differenz zwischen der wahren und der rekonstruierten Energie der Neutrinos bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV.....	56
Abbildung V-10: Differenz zwischen dem rekonstruierten und dem wahren Polarwinkel eines Leptons aus dem W-Boson-Zerfall im Ruhesystem des W-Bosons.....	56
Abbildung VI-1: Rekonstruierte Verteilungen der Polarwinkel der Leptonen im Schwerpunktsystem des jeweiligen rekonstruierten W-Bosons.....	57
Abbildung VI-2: Faktoren für die Akzeptanzkorrektur für W-Bosonen.....	58
Abbildung VI-3: Ergebnis der χ^2 -Anpassung an die Winkelverteilung nach Abzug des Untergrunds.....	59
Abbildung VI-4: Ergebnisse der Kopplungsbestimmung bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV.....	61
Abbildung VI-5: Zusammenstellung der Log-Likelihood-Kurven für den Kopplungsparameter Δg_Z^1	62
Abbildung VI-6: Zusammenstellung der Log-Likelihood-Kurven für den Kopplungsparameter $\Delta \kappa_\gamma$	63
Abbildung VI-7: Zusammenstellung der Log-Likelihood-Kurven für den Kopplungsparameter λ_γ	63
Abbildung VI-8: Resultat der Bestimmung der Polarisationsanteile von W-Bosonen.....	68
Abbildung VI-9: Log-Likelihood-Kurve für den Kopplungsparameter Δg_Z^1	69
Abbildung VI-10: Log-Likelihood-Kurve für den Kopplungsparameter $\Delta \kappa_\gamma$	69
Abbildung VI-11: Log-Likelihood-Kurve für den Kopplungsparameter λ_γ	70

Abbildung VII-1: Ergebnisse der Kopplungsbestimmung bei einer Schwerpunktsenergie von 183 GeV	73
Abbildung I-2: Ergebnisse der Kopplungsbestimmung bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV	74
Abbildung I-3: Ergebnisse der Kopplungsbestimmung bei einer Schwerpunktsenergie von 196 GeV	75
Abbildung I-4: Ergebnisse der Kopplungsbestimmung bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV	76
Abbildung I-5: Ergebnisse der Kopplungsbestimmung bei einer Schwerpunktsenergie von 202 GeV	77

X Tabellenverzeichnis

Tabelle II-1: Übersicht der elementaren Teilchen des Standardmodells mit deren Formelzeichen und elektrischer Ladung	10
Tabelle II-2: Die Austauschteilchen der fundamentalen Wechselwirkungen. Die angegebenen Massen entstammen	10
Tabelle II-3: Elektroschwache Eigenschaften ausgewählter Leptonen (aus).....	11
Tabelle IV-1: Anzahl der verwendeten Monte Carlo-Ereignisse aus Standardmodell-Prozessen .	38
Tabelle V-1: Verwendete Schnittvariablen und deren zugelassener Bereich in der Vorselektion	47
Tabelle V-2: Verwendete Schnittvariablen und deren zugelassener Bereich in der endgültigen Selektion.....	50
Tabelle V-3: Zusammenstellung der Effizienzen, Reinheiten und Qualitäten der Selektionsprozedur für die verschiedenen betrachteten Schwerpunktsenergien.....	54
Tabelle V-4: Zusammenstellung von Luminositäten und den Ergebnissen der Selektionsprozedur	55
Tabelle VI-1: Ergebnisse der Bestimmung der Kopplungsparameter bei den Schwerpunktsenergien von 183 GeV bis 202 GeV mit der Methode der optimalen Observablen.....	60
Tabelle VI-2: Ergebnisse für die betrachteten Kopplungsparameter aus der Kombination der fünf Schwerpunktsenergien.	62