



FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

**Bestimmung der
Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie
myonischer Zerfälle des Z-Bosons**

Michael Vollmer

28
**November 1992
WUB-DIS 92-14**

**Bestimmung der
Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie
myonischer Zerfälle des Z–Bosons**

Michael Vollmer

**November 1992
WUB-DIS 92-14**

Abstract

Measurements of the forward–backward asymmetry for the reaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ are presented using data recorded in 1991 with the DELPHI detector at LEP. From a scan around the Z^0 resonance at eight different center of mass energies a sample of 11465 events remain in the polar region $11^\circ < \Theta < 169^\circ$. From a fit to this measurement and the muon asymmetry data published by DELPHI in 1990, the value of the effective weak mixing angle is determined to be $\sin\theta_{eff} = 0.2329_{-0.0043}^{+0.0058}$ (expt). Using the measurement of the leptonic partial width as a further constraint, the effective vector and axial–vector couplings are derived with the values $g_a = -0.4984_{-0.0017}^{+0.0017}$ and $g_v = -0.0343_{-0.0085}^{+0.0114}$. These results are in good agreement with the expectations of the Minimal Standard Modell.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Das Standardmodell	2
2.1 Starke Wechselwirkung	2
2.2 Elektroschwache Wechselwirkung	3
2.3 Fermionproduktion im Bereich der Z^0 -Resonanz	4
2.4 Elektroschwache Strahlungskorrekturen	8
3. Das DELPHI Experiment	13
3.1 Der Detektor	13
3.2 Die Analysekette	18
3.2.1 Die Bearbeitung der Daten	18
3.2.2 Die Simulation des Experimentes	20
4. Methoden zur Messung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie	22
4.1 Zählmethode	22
4.2 Methode des Maximum Likelihood Fit	23
4.3 Methode der differentiellen Asymmetrie	24
4.4 Vergleich der Methoden	24
5. Nachweis myonischer Ereignisse	26
5.1 Spurbehandlung	26
5.1.1 Bestimmung der Impaktparameter	26
5.1.2 Kosmische Myonen	30
5.1.3 Refit von Spuren	31
5.2 Myonidentifikation	35

5.2.1	Elektromagnetische Kalorimeter	35
5.2.2	Hadronkalorimeter	37
5.2.3	Myonkammern	41
5.2.4	Identifikationsverluste	43
5.3	Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz	44
5.3.1	Rekonstruktionseffizienz der Vorwärtskammern	46
5.4	Geometrieakzeptanz des Detektors	48
5.5	Myonnachweiswahrscheinlichkeit des DELPHI Detektors	49
5.6	Ereignisselektion	50
6.	Systematische Unsicherheiten der Myonanalyse	54
6.1	Einfluß der Ladungsmessung	54
6.2	Die Ladungsakzeptanz des Detektors	56
6.3	Einfluß der Winkelmessung	57
6.4	Genauigkeit des Maximum Likelihood Fit	58
6.5	Bhabha Ereignisse	60
6.6	Tau Ereignisse	61
6.7	Kosmische Myonen	62
6.8	Einfluß der geometrischen Akzeptanz des Detektors	64
6.9	Einfluß der Strahlenergie	65
6.10	Zusammenfassung des systematischen Fehlers	66
7.	Diskussion der Ergebnisse	67
7.1	Messung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie	67
7.2	Bestimmung von Parametern des Standardmodells	69
8.	Zusammenfassung	76

1. Einleitung

Das europäische Forschungszentrum CERN¹ in der Nähe von Genf bietet Physikern aller Nationen eine außergewöhnliche Infrastruktur für Grundlagenforschungen im Bereich der Elementarteilchenphysik. Das derzeit größte Projekt des CERN besteht in dem Betrieb der Beschleunigeranlage LEP², in der Elektron- und Positronstrahlen mit Energien im Bereich von 45 GeV zur Kollision gebracht werden. Diese bislang für die e^+e^- -Annihilation unzugänglichen Schwerpunktsenergien führen in einer intermediären Phase zur Bildung des neutralen Z^0 -Vektorbosons, das anschließend in Fermion-Antifermionpaare zerfällt.

Das Z^0 -Boson gehört neben den geladenen W^\pm -Bosonen und dem Photon zur Klasse der Austauschteilchen, die als Vermittler der elektroschwachen Wechselwirkung im Rahmen des Standardmodells beschrieben werden. Ende der 60er Jahre konnten Glashow, Weinberg und Salam eine theoretische Formulierung finden, die vereinheitlichend die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung als unterschiedliche Erscheinungsformen einer Kraft zusammenfaßt. Zusammen mit der Beschreibung der starken Wechselwirkung durch die QCD³ wird das Standardmodell gebildet und gilt heute als das grundlegende Konzept der Elementarteilchenphysik. Die von dem Modell vorhergesagten massiven Austauschteilchen Z^0 und W^\pm konnten 1983 mit Experimenten am Proton-Antiproton-Speicherring $Spp\bar{S}$ direkt nachgewiesen werden, wodurch das Standardmodell eine herausragende Bestätigung erfuhr.

Eine präzise Überprüfung des Standardmodells wird durch die hohe Z^0 -Produktionsrate des LEP-Beschleunigers ermöglicht, an dem die vier Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL aufgebaut sind. Seit der Inbetriebnahme Ende 1989 sind mehrere Millionen Z^0 -Zerfälle von allen Experimenten nachgewiesen worden, so daß erstmalig präzise Messungen elektroschwacher Parameter des Z^0 durchgeführt werden konnten. Die nachweisbaren Vorhersagen des Standardmodells stehen in sehr guter Übereinstimmung mit den Meßergebnissen aller LEP-Experimente.

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Messung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie myonischer Zerfallereignisse des Z^0 , die im Jahr 1991 mit Hilfe des DELPHI Detektors nachgewiesen wurden.

In den folgenden Kapiteln werden Eigenschaften des Standardmodells und für Asymmetriemessungen relevante Aspekte vorgestellt, gefolgt von einer Beschreibung des Detektors. Danach wird die Selektion myonischer Ereignisse diskutiert und der Einfluß möglicher systematischer Fehlerquellen behandelt.

Abschließend werden die Messungen der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie präsentiert und mit Vorhersagen des Standardmodells verglichen.

¹Conseil Européene pour la Recherche Nucleaire

²Large Electron Positron collider

³Quanten Chromo Dynamik

2. Das Standardmodell

Nach dem heutigen Verständnis der Elementarteilchenphysik beschreiben Quantenfeldtheorien die in der Natur existierenden fundamentalen Kräfte. Diese Kräfte werden durch den Austausch von Feldquanten, den Eichbosonen, vermittelt und führen zu nachweisbaren Wechselwirkungen von Teilchen. Prozesse, die sich auf die elektromagnetische, die schwache oder starke Wechselwirkung zurückführen lassen, werden im Rahmen einer großen Theorie, dem Standardmodell, beschrieben. Hier sind die grundlegenden Eigenschaften dieser Wechselwirkungen in der formalen Struktur der Eichgruppe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ [1] zusammengefaßt.

2.1 Starke Wechselwirkung

Die Eichtheorie QCD beschreibt in der Gruppe $SU(3)$ die starke Wechselwirkung zwischen Quarks, aus denen sich die Teilchenklasse der Hadronen aufbaut. Hadronen setzen sich aus der Klasse der Mesonen, einem Quark–Antiquark Zustand, und aus der Klasse der Baryonen, bestehend aus drei Quarks, zusammen. Die starke Kraft wird durch acht Eichbosonen, den masselosen Gluonen, vermittelt. Als fundamentaler Prozeß der QCD ist die Gluonselfkopplung anzusehen, zu dem keine Analogie bei den anderen Wechselwirkungen existiert. Ein weiterer Prozeß der QCD äußert sich in der Gluonabstrahlung, die zur Bildung von Hadronjets führen kann. Die Stärke der Wechselwirkung wird durch die starke Kopplungskonstante α_s angegeben, deren Größe bei steigendem Impulsübertrag kleiner wird. Bei Impulsüberträgen im Bereich der Z^0 -Masse lassen sich QCD-Prozesse in Störungsreihen entwickeln, da der Entwicklungsparameter α_s hier klein genug ist [2].

Die sechs verschiedenen Quarksorten (u,d,s,c,b,t), von denen das Topquark allerdings experimentiell noch nicht nachgewiesen wurde, sind mit einem Freiheitsgrad, der Farbe, behaftet. Dadurch kann z. B. die Existenz des Ω -Baryons erklärt werden, das als $3s$ -Zustand nach dem Pauli'schen Ausschließungsprinzip für Fermionen einen verbotenen Zustand darstellt. Die Forderung, daß Quarks in drei verschiedenen Farben vorliegen können, wurde durch e^+e^- -Experimente bei verschiedenen Schwerpunktsenergien bestätigt. Der Freiheitsgrad Farbe produziert in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ dreimal mehr hadronische Endzustände verglichen zu farblosen Quarks, so daß der Farbfaktor 3 explizit in dem Verhältnis von hadronischem zu myonischem Streuquerschnitt gemessen wird.

In der QCD-Theorie können Quarks als freie Ladungsträger nicht existieren. Sollten sie das Potential eines Quarkverbandes verlassen können, entstehen durch die Fragmentierung farbneutrale Hadronen. Dadurch wird die Untersuchung des Quarkanfangszustandes erschwert, da zur Zeit phänomenologisch motivierte Monte Carlo Modelle das Bindeglied zwischen Quarkanfangszustand und dem nachweisbaren hadronischen Endzustand beschreiben.

2.2 Elektroschwache Wechselwirkung

In dem Standardmodell ist es zum ersten Mal gelungen, eine vereinheitlichende Beschreibung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung durchzuführen. Diese elektroschwache Wechselwirkung setzt sich aus der $SU(2)$ -Gruppe des schwachen Isospins I und der $U(1)$ -Gruppe der schwachen Hyperladung Y zusammen. Die dritte Komponente des schwachen Isospins I_3 und die schwache Hyperladung sind durch die Beziehung

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}$$

mit der elektrischen Ladung Q eines Teilchens verknüpft. Anhand dieser elektroschwachen Quantisierung lassen sich die fundamentalen Fermionen in drei Familien einordnen. Ihr Aufbau ist in Tabelle 1 zusammenfassend dargestellt. Weitere Familien können durch Messungen der totalen Linienbreite des Z^0 , die von allen LEP-Experimenten [3, 4, 5, 6] bestimmt wurde, ausgeschlossen werden. Nur zwischen den linkshändigen Mitgliedern eines Isospin-

Q	I	I_3	Y	<i>Fermionen</i>		
0 -1	1/2	1/2 -1/2	-1	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$
2/3 -1/3	1/2	1/2 -1/2	1/3	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$
-1	0	0	-2	$(e)_R$	$(\mu)_R$	$(\tau)_R$
2/3	0	0	4/3	$(u)_R$	$(c)_R$	$(t)_R$
-1/3	0	0	-2/3	$(d)_R$	$(s)_R$	$(b)_R$

Tabelle 1: Aufbau der Familien mit ihren fundamentalen Fermionen

blets können paritätsverletzende Prozesse mit geladenen Strömen stattfinden, da masselose Neutrinos nur eine Helizität besitzen. Dieser Sachverhalt kommt in der Multipllettstruktur der drei Familien zum Ausdruck. Die paritätsverletzende Vektor-Axialvektorkopplung der schwachen Wechselwirkung und die paritätserhaltende Vektorkopplung der elektromagnetischen Wechselwirkung bestimmen die Eichung der $SU(2) \times U(1)$ -Gruppe. Die masselosen Eichbosonen W^i , ($i = 1-3$)/ B der $SU(2)/U(1)$ -Gruppe werden durch Linearkombinationen der drei Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung

$$\begin{aligned} W^\pm &= (W^1 \mp iW^2)/\sqrt{2} \\ Z^0 &= \cos\Theta_W W^3 - \sin\Theta_W B \end{aligned}$$

und dem Eichboson der elektromagnetischen Wechselwirkung

$$A = \sin\Theta_W W^3 + \cos\Theta_W B$$

zugeordnet. Die beiden W -Bosonen erklären z. B. schwache Prozesse zwischen Fermionen zweier Familien. Das Z^0 -Boson ist an Prozessen von Fermionen einer Familie beteiligt. Die energieabhängigen Kopplungen g der $SU(2)$ und g' der $U(1)$ -Gruppe bestimmen den Mischungsanteil beider Gruppen :

$$\sin\Theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} .$$

Der Mischungs- oder Weinbergwinkel Θ_W ist ein freier Parameter, der von experimenteller Seite bestimmt werden muß. Die elektromagnetische Kopplung steht in eindeutiger Beziehung zu den Kopplungen beider Gruppen und dem Mischungswinkel

$$e = g \sin\Theta_W = g' \cos\Theta_W .$$

Aufgrund der endlichen Reichweite der schwachen Wechselwirkung entstand die Forderung, daß die Eichbosonen W^\pm und Z^0 eine Masse besitzen müssen. Im Rahmen des Standardmodells wird dies durch die Einführung der spontanen Symmetriebrechung erreicht. Dabei koppeln die Eichbosonen an ein sogenanntes Higgs-Feld, das in dem schwachen Isospinraum als skalares komplexes Dublett $\Phi = (\Phi^+, \Phi^0)$ dargestellt wird. Der Vakuums-Erwartungswert $\Phi(0) = (0, v)$ führt als Eichbedingung zu massiven Bosonen:

$$m_{W^\pm}^2 = \frac{e^2 v^2}{4 \sin^2 \Theta_W}$$

$$m_Z^2 = \frac{e^2 v^2}{4 \sin^2 \Theta_W \cos^2 \Theta_W}$$

Daraus folgt die massenabhängige Definition des Weinbergwinkels :

$$\sin^2 \Theta_W = 1 - \frac{m_{W^\pm}^2}{m_Z^2} .$$

Drei Freiheitsgrade des Higgs-Feldes werden durch die Kopplung an die Eichbosonen absorbiert. In dieser minimalen Konfiguration verbleibt ein neutrales skalares Teilchen, das H^0 -Boson, dessen Masse von der Theorie unbestimmt bleibt. Ein experimenteller Nachweis des Higgsbosons ist zur Zeit noch nicht gelungen. Die Ergebnisse aller LEP-Experimente [7] schließen aber eine Masse des Higgsteilchens kleiner als 57 GeV aus.

2.3 Fermionproduktion im Bereich der Z^0 -Resonanz

Die Annihilation von Elektronen und Positronen in ein Fermion-Antifermionpaar wird in Born'scher Näherung unter Vernachlässigung von Prozessen höherer Ordnung der Störungstheorie durch den Austausch eines Photons und eines virtuellen Z^0 -Bosons beschrieben. Die Produktionsrate des Endzustandes nimmt für den reinen Photonaustausch bei steigender Schwerpunktsenergie proportional zu $1/s$ ab. Bei Schwerpunktsenergien, die aufgrund

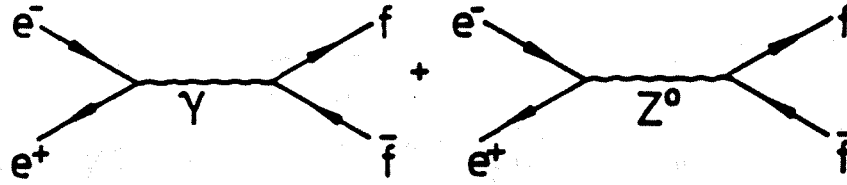


Abbildung 1: Feynmangraphen der Fermionproduktion auf Bornniveau

der Heisenberg'schen Unschärferelation die Produktion von Z^0 -Bosonen erlauben, dominiert der Z^0 -Austausch vollständig. Die zugehörigen Feynmangraphen des s-Kanal-Austausches sind in Abbildung 1 dargestellt. Der Fall der Bhabhastreuung über den t-Kanal-Austausch liefert für den Endzustand e^+e^- einen weiteren Beitrag, der aber hier nicht weiter behandelt werden soll. Die Fermionproduktion in Abhängigkeit der quadratischen Schwerpunktsenergie s und in Abhängigkeit des polaren Streuwinkels Θ zwischen dem einlaufenden Elektron und dem auslaufenden Fermion wird durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt beschrieben. Für den unpolarisierten Fall ergibt sich durch Mittelung aller möglichen Helizitätszustände des Anfangs- und Endzustandes [8]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} N_C^f \sqrt{1 - 4\mu_f} \{ G_1(s)(1 + \cos^2\Theta) + 4\mu_f G_2(s)\sin^2\Theta + \sqrt{1 - 4\mu_f} G_3(s)2\cos\Theta \}$$

mit folgender Notation:

$$N_C^f = \text{Farbfaktor; } 1 \text{ für Leptonen } (e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau) \text{ und } 3 \text{ für Quarks } (u, d, s, c, b)$$

$$\mu_f = m_f/s \text{ skalierte Fermionmasse}$$

$$G_1(s) = Q_f^2 - 2v_e v_f \text{Re}\chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2 - 4\mu_f a_f^2) |\chi_0(s)|^2$$

$$G_2(s) = Q_f^2 - 2v_e v_f \text{Re}\chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)v_f^2 |\chi_0(s)|^2$$

$$G_3(s) = -2a_e a_f Q_f \text{Re}\chi_0(s) + 4v_e a_e v_f a_f |\chi_0(s)|^2$$

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - m_Z^2 + im_Z \Gamma_0^Z} ; \quad Z^0\text{-Propagator}$$

$$v_f = \frac{I_3 - 2Q_f \sin^2\Theta_W}{2\sin\Theta_W \cos\Theta_W} \quad a_f = \frac{I_3}{2\sin\Theta_W \cos\Theta_W}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt setzt sich aus drei Teilen zusammen. Die Terme, die keine Abhängigkeit von dem Z^0 -Propagator besitzen, stammen aus dem QED⁴-Prozeß

⁴Quanten Elektro Dynamik

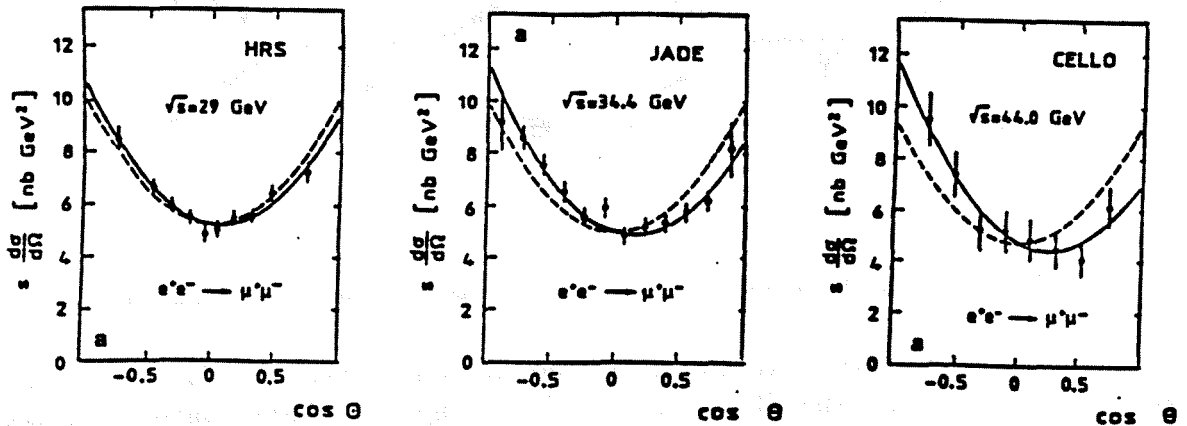


Abbildung 2: Differentieller Wirkungsquerschnitt bei verschiedenen Schwerpunktsenergien für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Die gestrichelte Linie indiziert die QED-Vorhersage.

des Photonaustausches. Die $\gamma - Z^0$ -Interferenz ist proportional zu $Re\chi_0(s)$. Beide Komponenten des differentiellen Wirkungsquerschnittes sind u. a. von e^+e^- -Experimenten an den Speicherringen PEP⁵ und PETRA⁶ gemessen worden. Abbildung 2 zeigt ausgewählte Ergebnisse [9] für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ im Vergleich zu den Vorhersagen der QED. Die signifikanten Abweichungen entstehen durch die Existenz der $\gamma - Z^0$ -Interferenz. Im Bereich der Z^0 -Resonanz dominiert die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes von $|\chi_0|^2$. Unter Vernachlässigung der Fermionmassen ergibt die Integration über den Raumwinkel den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{tot} = \frac{2}{3} \frac{\alpha^2}{s} N_C^f G_1(s) \quad .$$

Der Mischungswinkels $\sin^2\theta_W$ kann durch die Messung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie A_{FB}^f bestimmt werden:

$$A_{FB}^f(s) = \frac{\sigma_F(s) - \sigma_B(s)}{\sigma_F(s) + \sigma_B(s)}$$

mit

$$\sigma_F = 2\pi \int_0^1 d\cos\Theta \frac{d\sigma}{d\cos\Theta} \quad \text{und} \quad \sigma_B = 2\pi \int_{-1}^0 d\cos\Theta \frac{d\sigma}{d\cos\Theta}$$

Sie ist in guter Näherung für $\sqrt{s} = M_Z$ nur von der Vektorkopplung v_f und der Axialvektorkopplung a_f abhängig:

$$A_{FB}^f = \frac{3}{4} A_e A_f$$

⁵Positron-Electron-Project, Stanford Linear Accelerator Center SLAC

⁶Positron-Elektron-Tandem-Ringbeschleuniger-Anlage, Deutschen Elektronen Synchrotron DESY

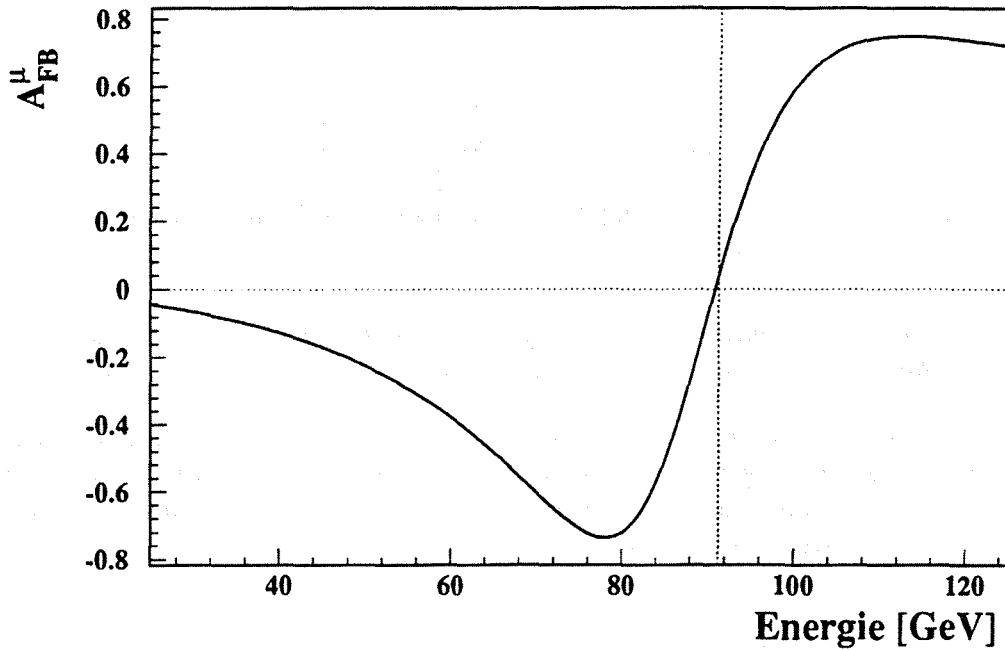


Abbildung 3: Energieabhängige Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie für den myonischen Endzustand in Born'scher Näherung

mit dem Polarisationsparameter [10]

$$A_{FB}^f = \frac{v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2}$$

Der Polarisationsparameter beinhaltet das Produkt der Kopplungen, so daß ihre Vorzeichen nicht bestimmbar sind. Desweiteren kann durch die Asymmetrie der Anteil des Anfangszustandes nicht von dem Anteil des Endzustandes getrennt werden. Ein Vergleich der drei leptonischen Endzustände erlaubt aber eine Überprüfung der von dem Standardmodell vorhergesagten Leptonuniversalität.

In Abbildung 3 ist exemplarisch die energieabhängige Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie für den myonischen Endzustand dargestellt. Im Bereich der Z^0 -Resonanz besitzt die Asymmetrie eine große Steigung und ihr Wert liegt nahe bei Null.

Die Präzision mit der $\sin^2\Theta_W$ bestimmt werden kann, hängt von der jeweiligen Fermionladung ab. Bei gleicher Statistik gibt der Faktor $K_f^!$ in der Relation

$$\Delta A_{FB}^f = K_f^! \Delta \sin^2\Theta_W$$

die Sensitivität gegenüber $\sin^2\Theta_W$ an. In Tabelle 2 ist der Sensitivitätsfaktor für die verschiedenen Fermionladungen angegeben. Leptonische Endzustände können aufgrund ihrer

Fermion	$\Delta A_{FB}^f = K_f' \Delta \sin^2 \Theta_W$ K_f'
e, μ , τ	1.87
u, c	4.37
d, s, b	5.58

Tabelle 2: Sensitivitätsfaktor K_f' für die verschiedenen Fermionladungen

Ereignissignatur einfacher identifiziert werden als hadronische Endzustände eines bestimmten Quarktyps. Allerdings besitzen sie die geringste Sensitivität gegenüber $\sin^2 \Theta_W$.

Asymmetriemessungen mit longitudinal polarisierten Elektron- und Positronstrahlen liefern die genaueste Bestimmung von $\sin^2 \Theta_W$ [11, 12]. Abwechselnde Polarisierungseinstellungen des Elektronstrahls mit dem Polarisationsgrad P oder P^- erlauben die Messung der polarisierten Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie

$$A_{FB}^{pol} = \frac{1}{P} \frac{(\sigma_F^{P>0} - \sigma_F^{P<0}) - (\sigma_B^{P>0} - \sigma_B^{P<0})}{(\sigma_F^{P>0} + \sigma_F^{P<0}) + (\sigma_B^{P>0} + \sigma_B^{P<0})} = \frac{3}{4} \mathcal{A}_f \quad ,$$

die nur von der Kopplung des Endzustandes abhängig ist. Die Links-Rechts Asymmetrie

$$A_{LR} = \frac{1}{P} \frac{\sigma_{tot}^{P>0} - \sigma_{tot}^{P<0}}{\sigma_{tot}^{P>0} + \sigma_{tot}^{P<0}} = \mathcal{A}_e$$

besitzt nur eine Sensitivität gegenüber den Kopplungen des Anfangszustandes.

Die unterschiedliche Kopplung von links- und rechtshändigen τ^\pm an das Z^0 -Boson kann ebenfalls zur Bestimmung von $\sin^2 \Theta_W$ benutzt werden [13]. Hier ist die mittlere longitudinale Polarisation

$$P_\tau \approx -2(1 - 4\sin^2 \Theta_W)$$

abhängig von $\sin^2 \Theta_W$ und wird aus den Energiespektren der Zerfallsteilchen bestimmt.

2.4 Elektroschwache Strahlungskorrekturen

Die Fermionproduktion wird exakt durch eine unendliche Störungsreihe beschrieben, deren führende Ordnung aus den fundamentalen Prozessen des Photon- und Z^0 -Boson Austausch besteht. Um eine Interpretation der experimentellen Observablen mit den Vorhersagen des Standardmodells zu ermöglichen, dürfen die Beiträge höherer Ordnungen nicht vernachlässigt werden. Es existieren divergente Terme, die zu einer Redefinition der freien Parameter des Standardmodells führten. In diesem sogenannten On-shell-Renormalisierungsschema [8, 14] werden Größen des Standardmodells in Abhängigkeit der Parameter

$$e, M_W, M_Z, m_H \text{ und } m_f$$

ausgedrückt. Diese Parameter sind von großer Bedeutung, da sie experimentell bestimmbar sind. Die hier gewählte Form der Strahlungskorrekturen bietet den Vorteil, die möglichen Massenbereiche des noch nicht nachgewiesenen Topquarks und des Higgsbosons durch experimentelle Messungen zu limitieren. Abhängigkeiten von schweren, noch unbekanntem Teilchen öffnen mit Hilfe der Strahlungskorrekturen ein Fenster für neue Physik. Strahlungskorrekturen lassen sich gemäß ihrer Struktur in zwei unabhängige Klassen einteilen:

- Photonische Korrekturen, die sich mit Hilfe der QED berechnen lassen.
- Schwache Korrekturen, die von den freien Parametern des Standardmodells abhängen.

Die photonischen Korrekturen sind in erster Ordnung exakt bestimmt worden [15, 16]. Prozesse erster Ordnung entstehen durch Bremsstrahlung eines reellen Photons oder durch virtuelle Photonschleifen. Einige typische Feynmangraphen sind in Abbildung 4 dargestellt.

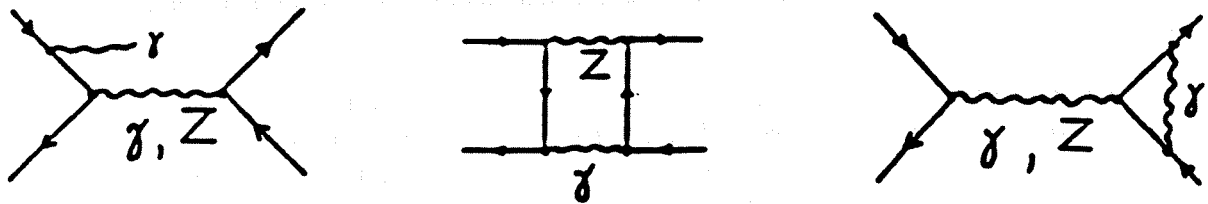


Abbildung 4: Typische Feynmangraphen erster Ordnung photonischer Korrekturen

Korrekturen des Endzustandes haben einen vernachlässigbaren Beitrag für die myonische Asymmetrie. Sie erfährt eine relative Änderung von ungefähr 0.17% durch eine Korrektur des symmetrischen Anteils des Wirkungsquerschnitts [10]. Ebenso ist der Beitrag des Interferenzterms vernachlässigbar, der sich in der Größenordnung von $\frac{\alpha}{\pi} \frac{\Gamma_Z}{M_Z}$ bewegt.

Dominante Beiträge entstehen nur durch die Photonabstrahlung im Anfangszustand und führen zu einer Verringerung der zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie. Im Bereich der Z^0 -Resonanz wird die Bornasymmetrie durch den Einfluß der Photonabstrahlung um ungefähr -0.025 verkleinert. Der Zerfall des Z^0 findet nicht mehr in Ruhe statt und erzeugt eine akollineare Ereignissignatur.

Die QED-Berechnung wird mit Hilfe des Konvolutionsintegrals [17] realisiert :

$$A'_{FB} = \frac{\int_{z_0}^1 dz H_1(z) (\sigma_F(zs) - \sigma_B(zs))}{\int_{z_0}^1 dz H_2(z) (\sigma_F(zs) + \sigma_B(zs))}$$

$$zs = s' \quad \text{und} \quad z_0 = \frac{4m_f^2}{s}$$

Hier wird der symmetrische und der asymmetrische Anteil des Bornwirkungsquerschnitts mit zwei winkelabhängigen Radiatorfunktionen gefaltet, die das Energiespektrum der Bremsstrahlung repräsentieren. In Computerprogrammen wie ZFITTER [18] wird das Konvolutionsintegral in Abhängigkeit der experimentellen Situation berechnet. Dies ist notwendig, da z. B. Messungen von Linienbreiten und Asymmetrien von Schnitten in das Photonspektrum abhängen. Es können Abschneideparameter wie minimale invariante Masse des Fermionpaares, maximale Akollinearität des Ereignisses und Einschränkung des geometrischen Akzeptanzbereichs entsprechend der Datenanalyse berücksichtigt werden.

Um eine realistische Beschreibung der Asymmetrien zu ermöglichen, wurden nichtinterferente Beiträge höherer Ordnungen berechnet [16]. Im wesentlichen wurde in den Radiatorfunktionen die einfache Photonabstrahlung bei kleinen Energien in allen Ordnungen berücksichtigt.

Photonische Korrekturen lassen die grundlegende Kopplungsstruktur der elektroschwachen Wechselwirkung unangetastet. Dies trifft für die schwachen Korrekturen nicht zu. Sie beinhalten u. a. den Prozeß der Vakuumpolarisation, Box-Diagramme und Vertexkorrekturen mit inneren Schleifen. Abhängigkeiten von den freien Parametern des Standardmodells führen zu einer Modifikation [19] der massenabhängigen Definition des Mischungswinkels. In erster Ordnung gilt

$$\sin^2 \Theta_W = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} M_W^2 G_\mu} \frac{1}{1 - \Delta r}$$

mit der Fermikonstante G_μ . Der Term Δr enthält drei Komponenten

$$\Delta r = \Delta \alpha - \frac{\cos^2 \Theta_W}{\sin^2 \Theta_W} \Delta \rho + \Delta r_{rem} \quad ,$$

wobei besonders eine quadratische Topmassenabhängigkeit in $\Delta \rho$ und eine logarithmische Higgsmassenabhängigkeit in Δr_{rem} existiert. $\Delta \alpha$ enthält den Anteil von Photonvakuumpolarisationen bis zu Impulsüberträgen gleich der Z^0 -Masse. Alle gerechneten Beiträge, die nicht aus der Vakuumpolarisation stammen, befinden sich in Δr_{rem} . Diese schwachen Strahlungskorrekturen sind prozeßabhängig und beinhalten eine Topmassenabhängigkeit des Mischungswinkels. Die Abhängigkeit kann verringert werden, wenn ein modellunabhängiger Ansatz [15] mit den vier meßbaren Parametern

$$M_Z, \quad \Gamma_Z, \quad \rho_{eff}, \quad \sin^2 \theta_{eff}$$

benutzt wird. Dieser Ansatz konserviert die Struktur der Bornrelationen, da die Sensitivität von $\sin^2 \theta_{eff}$ gegenüber den freien Parametern m_{Top} und m_{Higgs} verringert wird. Dies hat zur

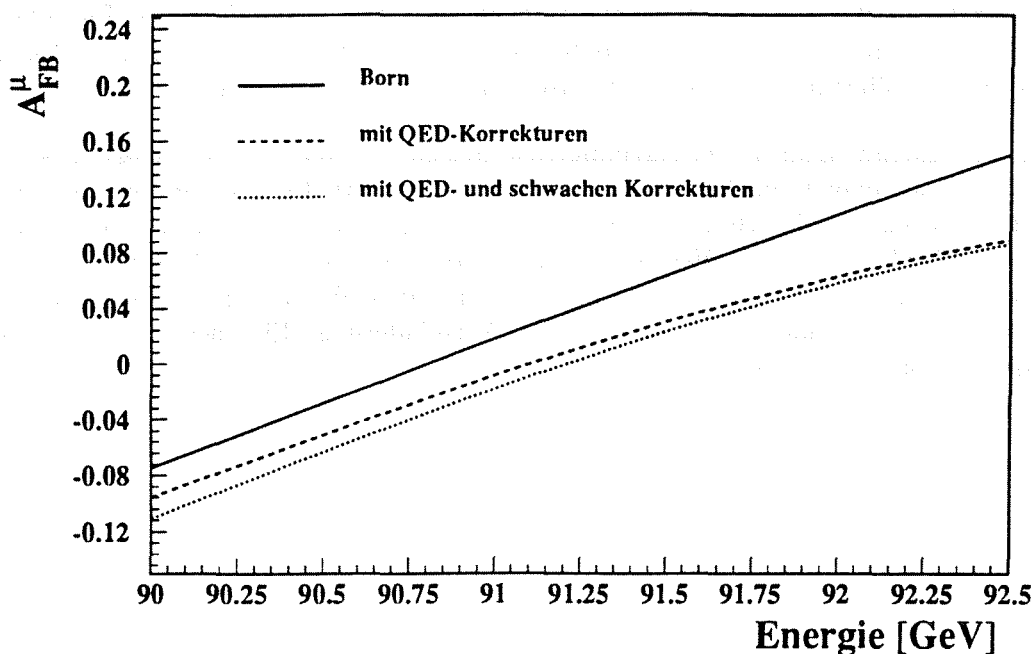


Abbildung 5: Myonische Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie auf Bornniveau und unter Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen

Folge, daß die Born'schen Kopplungen durch effektive Kopplungen ersetzt werden:

$$g_a^f = \frac{\sqrt{\rho_{eff}^f}}{2}$$

$$g_v^f = \frac{\sqrt{\rho_{eff}^f}}{2} (1 - 4 |Q_f| \sin^2 \theta_{eff}^f)$$

Die Größe $\sin^2 \theta_{eff}^f$ hängt von dem betrachteten Fermionenzustand aufgrund der unterschiedlichen Quarkmassen ab. Eine signifikante Ergänzung entsteht für b-Quarks, für die gesonderte Vertexkorrekturen berücksichtigt werden müssen [20]. Kopplungen der Leptonen sollten den gleichen numerischen Wert von $\sin^2 \theta_{eff}^f$ liefern, so daß Messungen der leptoni-schen Asymmetrien eine gute Möglichkeit zur Überprüfung der Leptonuniversalität bieten.

Die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie kann durch effektive Kopplungen [15, 21] beschrieben werden. Auf der Z^0 -Resonanz gilt für die leptonischen Asymmetrien

$$A_{FB}^f(M_Z^2) = \frac{3}{4} \bar{\mathcal{A}}_e \bar{\mathcal{A}}_f + \Delta A_{FB}^{f,res}$$

mit dem Polarisationsparameter $\bar{\mathcal{A}}_f$, der die effektiven Kopplungen beinhaltet

$$\bar{\mathcal{A}}_f = \frac{2g_v^f g_a^f}{(g_v^f)^2 + (g_a^f)^2}$$

In dem Beitrag $\Delta A_{FB}^{f, res}$ verbleiben Abhängigkeiten von der Topmasse, die einen additiven Wert von ungefähr $+0.002$ bei einer Topmasse im Bereich von 140 GeV liefern. Für leptoni-sche Kopplungen liegt ρ_{eff} numerisch nahe bei eins. Asymmetrien im Resonanzbereich sind nicht sensitiv gegenüber ρ_{eff} , da sich diese Größe aus der Asymmetriemformel herauskürzt.

Erst die Energieabhängigkeit der Asymmetrien läßt eine schwache Sensitivität entstehen. Die myonische Asymmetrie im Resonanzbereich ist unter Berücksichtigung der verschiedenen Strahlungskorrekturen in Abbildung 5 dargestellt. QED-Korrekturen führen mit einem Wert von ungefähr 0.002 zu einer Verminderung des Asymmetriewertes. Die schwachen Korrekturen wurden mit einem Wert der Topmasse von 140 GeV und einer Higgsmasse von 300 GeV berechnet und führen ebenfalls zu einer Verminderung. Eine schwerere Topmasse würde diesen Effekt wieder aufheben.

3. Das DELPHI Experiment

3.1 Der Detektor

Die DELPHI Kollaboration folgte mit der Konzeption ihres Detektors dem Grundmuster eines Vielzweckdetektors in einem Kollisionsexperiment. Zusätzlich wurden neuartige Nachweiskomponenten mit dem Ziel der Teilchenidentifikation entwickelt, die besonders zum tieferen Verständnis hadronischer Endzustände beitragen. Die hohen meßtechnischen Anforderungen an diesen Detektor erlauben in 90% des Raumwinkels eine Ereignisrekonstruktion unter verschiedenen Aspekten:

- Bestimmung von Spurparametern geladener Teilchen durch ein Rekonstruktionssystem im zentralen Bereich des Detektors
- Separation von elektromagnetisch und hadronisch wechselwirkender Teilchen durch den destruktiven Nachweis in Kalorimetern hoher Granularität
- Identifikation von geladenen Hadronen und Leptonen in einem großen Impulsbereich durch den Einsatz ringabbildender Cherenkovzähler
- Rekonstruktion von komplexen Zerfällen im sensitiven Bereich eines hochauflösenden Vertexdetektors

Die Funktionalität einiger Komponenten des DELPHI Detektors wird im folgenden kurz skizziert, weiterführende Informationen sind in der Referenz [22] veröffentlicht. Zur Illustration ist der schematische Aufbau des Detektors im geöffneten Zustand in Abbildung 6 dargestellt. Der zylinderförmige Aufbau gliedert sich in zwei unabhängige Einheiten, dem zentralen Barrelbereich und den konusförmigen Endkappen im Vorwärtsbereich. Die meisten spurnachweisenden Detektoren befinden sich in einem 1.2 Tesla starken axialen Magnetfeld, das von supraleitenden Spulen erzeugt wird. Geladene Teilchen werden senkrecht zur Feldrichtung des Magneten abgelenkt, so daß ihre Flugbahn durch eine Helix parametrisiert werden kann. Eine Impulsbestimmung ist durch die Messung der Spurkrümmung der Helix gegeben. Der Einfluß des Magnetfeldes wirkt stabilisierend auf gasgefüllte Detektoren, in denen sich Driftelektronen parallel zum Magnetfeld bewegen. Dies führt zu einer Verringerung von transversalen Diffusionseffekten, so daß sich als Nebeneffekt eine Verbesserung der Ortsauflösung bemerkbar macht.

Als erstes spurrekonstruierendes Gerät ist der Vertexdetektor (VD)⁷ zu nennen, der drei konzentrische Lagen in den Abständen von 6.3, 9.0 und 11.0 cm um das Strahlrohr bildet. Entlang der Strahlachse sind ungefähr 74000 Siliziummikrostreifen ausgerichtet, die aufgrund der hohen Integrationsdichte einen Teilchendurchgang mit einer Genauigkeit von $8 \mu\text{m}$ und einen Zweiteilchendurchgang von $100 \mu\text{m}$ in der $r\varphi$ -Ebene messen. In der z -Richtung entlang der Strahlachse kann der Vertexdetektor keine Informationen liefern. Die Spurbeteiligung einer Lage des Vertexdetektors lag im Jahr 1991 bei über 95%, wodurch eine präzise

⁷Microvertex Detector

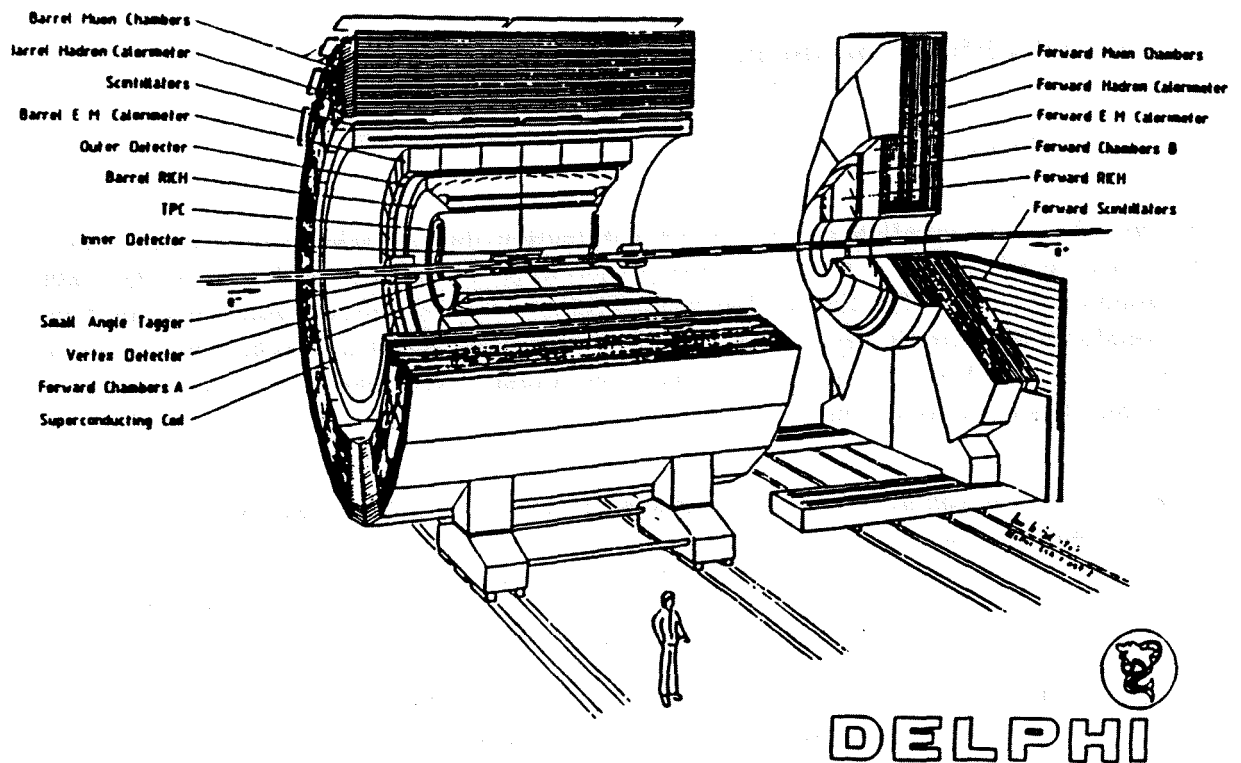


Abbildung 6: Aufbau des DELPHI-Detektors.

Vertexvermessung für myonische Ereignisse mit einer Spurimpktauflösung von $21 \mu\text{m}$ und für Teilchen aus hadronischen Zerfällen von $\sqrt{(69/p_t)^2 + 24^2} \mu\text{m}$ [23] erreicht wurde. So konnte die Lebensdauer des instabilen τ -Leptons mit einer Auflösung von einigen Femtosekunden bestimmt werden und die Rekonstruktion von Zerfallsvertizes erlaubt die Identifikation schwerer D- und B-Mesonen. Es schließt sich im Barrelbereich der Innere Detektor (ID)⁸ an, der aus zwei konzentrischen Subdetektoren aufgebaut ist. Die innen liegende Jetkammer deckt einen polaren Winkelbereich von 17° bis 163° ab und besteht aus 24 azimuthalsymmetrischen Sektoren, in denen jeweils 24 Auslesedrähte parallel zur Strahlachse verlaufen. Durch den elektrischen Feldverlauf kann die Jetkammer schnelle Triggerinformationen für primäre geladene Spuren liefern. Die Spurauflösung in der $r\varphi$ -Ebene liegt bei $90 \mu\text{m}$ mit einer mittleren Beteiligung von 20 Meßpunkten. Rechts-Links Ambiguitäten von Jetkammerspuren werden durch fünf außenliegende Proportionalkammerebenen gelöst, die für die Spurrekonstruktion und den Trigger eine Auflösung von 1mm in der z -Richtung bereitstellen.

In einer radialen Ausdehnung von 35 cm bis 111 cm und einer Länge von drei Metern in z befindet sich die große Zeitprojektionskammer TPC⁹, der die zentrale Rolle in der dreidimensionalen Spurrekonstruktion geladener Teilchen zukommt. Zwei symmetrische Drifträume sind in sechs Sektoren unterteilt, in deren Endkappen sich jeweils 192 Auslesedrähte und in 16 konzentrischen Kreisen angeordnete Kathodenstreifen befinden. Die Spurauflösung von

⁸ Inner Detector

⁹ Time Projection Chamber

0.23 mm in der $r\varphi$ -Ebene wird durch die Schwerpunktsbestimmung der auf die Kathodenstreifen induzierten Ladung erreicht. Die Messung der Driftzeit zu den Anodendrähten führt zu einer Auflösung von 0.9 mm in der z-Richtung. Zwei Spuren können bis zu einem Minimalabstand von 1.5 cm separiert werden. Eine zusätzliche Pulshöhenanalyse der induzierten Ladung erlaubt aufgrund des teilchenabhängigen Energieverlustes dE/dx eine $e-\pi$ Separation in dem unteren Impulsbereich bis 8 GeV. Die Breite der dE/dx -Verteilung wurde für Pionen in einem Impulsintervall von 280 bis 400 MeV zu 7.5%, für Myonen mit einem Impuls von 45 GeV zu 5.8% bestimmt.

Die Impulsauflösung der TPC wird in einem Winkelbereich von 43° bis 137° durch den Äußeren Detektor (OD)¹⁰ aufgrund des großen Hebelarmes um einen Faktor fünf verbessert. In einem radialen Abstand von 200 cm sind 24 symmetrische Module mit jeweils fünf zueinander versetzten Ausleseebenen angeordnet, die aus getrennten Driftröhren bestehen. Durch den Einsatz von $110\ \mu\text{m}$ dicken Drähten wird der Betrieb im "limited streamer mode" möglich. Jede Ausleseebene liefert eine gute $r\varphi$ -Auflösung von $100\ \mu\text{m}$; drei davon werden beidseitig ausgelesen und können eine Ortsinformation in z von 2 cm durch Relativzeitmessung bereitstellen. Zusammen mit dem Inneren Detektor steht ein schneller Spurtrigger bereit. Beide Detektoren fangen Effizienzeinbrüche in der Nachweiswahrscheinlichkeit geladener Teilchen in dem insensitiven Bereich der Sektorgrenzen der TPC auf.

Die im Vorwärtsbereich schlechter werdende Impulsmessung der TPC wird essentiell durch die Driftkammer A und die in Wuppertal gebaute Kammer B (FCA/FCB)¹¹ verbessert. Die Kammer A befindet sich an beiden TPC-Endplatten und deckt mit sechs Drahtebenen einen Winkelbereich von 11° bis 33° ab. Die Kammer B besteht aus vier Modulen mit zwölf Ebenen. Zwei Module in einer Hemisphäre bilden in einem Abstand von $\pm 275\ \text{cm}$ vom primären Vertex und einem polaren Akzeptanzbereich von 11° bis 36.5° eine sensitive Oberfläche von $7\ \text{m}^2$. Beide Kammern besitzen eine 60-Grad Geometrie, in der jeweils zwei hintereinanderliegende Ebenen gleicher Drahtorientierung zueinander versetzt sind. Die minimale Annäherung einer geladenen Spur zu einem Ausleседraht wird als projektive Abbildung in Form einer Driftzeit gemessen, so daß Rechts-Links Ambiguitäten erst in der dreidimensionalen Spurrekonstruktion gelöst werden. Für die Kammer A wird eine Ebenenauflösung von $300\ \mu\text{m}$ erreicht. Die Kammer B kann den Ort eines Teilchendurchgangs mit einer Präzision von $180\ \mu\text{m}$ bestimmen. Beide Kammern arbeiten als Spurtrigger des Vorwärtsbereichs.

Zwischen der TPC und dem Äußeren Detektor ist eines der technisch kompliziertesten Nachweisgeräte, ein ringabbildender Cherenkovzähler (BRICH)¹² positioniert, der eine Identifikation geladener Hadronen und Leptonen über einen großen Impulsbereich ermöglicht. Zwei getrennt spiegelsymmetrische Hälften sind in 24 identische Module unterteilt, in denen die Emission von Cherenkovphotonen im UV-Bereich in einem Flüssigkeits- und einem Gasradiator erzeugt wird. Eine fokussierende Optik erlaubt den gleichzeitigen Nachweis des von beiden Radiatoren produzierten Cherenkovlichtes in einer zwischen den Radiatoren befindlichen Driftröhre. Die dort durch Photonkonversion entstehenden Elektronen driften zu

¹⁰Outer Detector

¹¹Forward Chamber A/B

¹²Barrel Rich

einer Vieldrahtkammer in der Endkappe. Der Driftradius liefert bei genauer Kalibration eine Geschwindigkeitsmessung, die in Verbindung mit einer externen Impulsbestimmung zur Teilchenidentifikation führt. Erste Analysen [24] identifizierter s -quarkhaltiger Teilchen konnten mit einem Drittel der Statistik des Jahres 1991 durchgeführt werden. Im Vorwärtsbereich befindet sich zwischen den Kammern A und B ein Cherenkovzähler gleicher Bauart, der während der Datennahme 1992 teilweise zum Einsatz kam.

Innerhalb der Spule befindet sich mit einer radialen Ausdehnung von 208 bis 260 cm und einer Länge von 508 cm in z die hochauflösende Projektionskammer (HPC)¹³, in der die Energiedeposition elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen nachgewiesen wird. In der HPC eingebaute Szintillatorplatten sorgen für eine schnelle Triggerinformation. Jeweils 24 Module sind in sechs azimuthalen Ringen angeordnet und bestehen aus Bleidrahtschichten, zwischen denen sich Drifteinheiten nach dem TPC-Prinzip befinden. Durch sie kann eine dreidimensionale Rekonstruktion zur Diskriminierung elektromagnetischer von hadronischer Schauer stattfinden. Diese Sandwichbauweise bietet einerseits eine feine Granularität von 10 mm in $r\varphi$ und 4 mm in z . Andererseits ist die Energieauflösung [25] begrenzt auf $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(29.0 \pm 7.8)\%}{\sqrt{E}} + (6.9 \pm 0.7)\%$.

Das elektromagnetische Kalorimeter im Vorwärtsbereich (FEMC)¹⁴ befindet sich in einer Entfernung von $\pm 284 - 340$ cm von dem primären Wechselwirkungspunkt. Es ist mit einer auf den Vertex zeigenden Geometrie, bestehend aus 9064 Bleiglasblöcken, ausgestattet. Der polare Nachweisbereich von 11° bis 36.5° wird mit einer Granularität von $1^\circ \times 1^\circ$ überdeckt. Neuere Studien [26] mit Ereignissen der Signatur $e^+e^-\gamma$ zeigen eine Energieauflösung von $\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{20 \pm 9\%}{\sqrt{E}} + (4.7 \pm 1.5)\%\right)^2 + \left(\frac{0.2}{E}\right)^2}$.

Hadronen, die den elektromagnetischen Absorberring verlassen können, schauern in dem Hadronkalorimeter (HAC)¹⁵ auf, in dem das Eisenjoch des Magneten verarbeitet wurde. Eine Lage besteht aus dem Absorber, einer 5 cm dicken Eisenplatte, und einer 2 cm dicken, im "limited streamer mode" arbeitenden Proportionalkammer. Nach dem Samplingverfahren sind jeweils 20 Lagen zu 24 Sektoren im Barrelbereich und 19 Lagen zu 20 Sektoren im Vorwärtsbereich geschichtet. Beide Kalorimeter decken den Akzeptanzbereich von 11.2° bis 168.8° ab. Mit Hilfe der Impulsmessung der TPC wurde eine Energieauflösung von $\sigma(E) = \frac{120\%}{\sqrt{E}}$ bestimmt.

Driftkammern im Endbereich beider Hadronkalorimeter dienen zum Triggern und Nachweis myonischer Spuren. In einem radialen Abstand von 445 bzw. 485 cm sind zwei Lagen der Barrel-Myonkammern (MUB)¹⁶ im Bereich des Eisenjochs angeordnet. Jede Lage besteht aus drei zueinander versetzten Ebenen, die eine Auflösung von 4 mm in der $r\varphi$ -Ebene vorweisen. Aufgrund einer Meßzeitverzögerung entlang der Auslesedrähte wird der Teilchendurchgang in z mit ungefähr 2.5 cm Genauigkeit bestimmt. Die Endkappen sind auf einer Fläche von 9×9 m² mit jeweils zwei Lagen Driftkammern (MUF)¹⁷, getrennt durch einen Abstand von ungefähr 40 cm, abgedeckt. Beide Lagen liefern eine Raumauflösung

¹³High-density Projection Chamber

¹⁴Forward Electromagnetic Calorimeter

¹⁵Hadron Calorimeter

¹⁶Barrel Muonchambers

¹⁷Forward Muonchambers

von weniger als 1 mm [27]. Eine räumliche Trennung der Ebenen erlaubt es, die Spursteigung in den Myonkammern mit der Steigung einer zu assoziierenden Spur aus dem zentralen Nachweisbereich zu vergleichen. Dadurch kann eine Kontamination durch Hadronen, die das Hadronkalorimeter verlassen konnten, verringert werden. Der verkürzte Aufbau der Barrel-Myonkammern führt zu einem insensitiven Winkelbereich von 43° bis 52° in beiden Hemisphären, in dem keine Myonidentifikation durch diese Kammern stattfinden kann.

Der DELPHI Detektor ist mit einem Hodoskopsystem aus Szintillatoren bestückt, die als Spurtrigger arbeiten und Flugzeitmessungen vornehmen können. Im polaren Winkelbereich von $41^\circ - 139^\circ$ stehen 172 einlagige Zähler (TOF)¹⁸ bereit, kosmische Myonen anhand ihrer Ankunftszeit im Detektor von myonischen Ereignissen des Z^0 -Zerfalls zu unterscheiden. Die Vorwärtshodoskope können strahlbegleitende Myonen erkennen, die während der laufenden Datennahme zur Überwachung und mit hoher Statistik zur Kalibrierung von einigen Vorwärtsdetektoren benutzt werden.

Luminositätsbestimmungen für die Messung von Wirkungsquerschnitten werden mit Hilfe von Bhabha Ereignissen, die in den extremen Vorwärtsbereich gestreut werden, durchgeführt. Diese Ereignisse können von den Kalorimetern (SAT)¹⁹ in einem Winkelbereich von 2.5° bis 7.7° in beiden Armen des Detektors gezählt werden. Vor einem der beiden Kalorimeter befindet sich eine konusförmige Bleimaske, die für einen scharf definierten Akzeptanzbereich sorgt. DELPHI verfügt über einen zweiten unabhängigen Luminositätszähler (VSAT)²⁰, der den kleinen Winkelbereich von $5-7$ mrad, bei einer Position von ± 7.7 Metern vom primären Vertex, überdeckt. Die Detektorredundanz ermöglicht eine Minimierung von systematischen Fehlerquellen für die Bestimmungen von Linienbreiten. Der SAT liefert für die absolute Normalisierung der Zählraten auf der Resonanz die kleinsten Unsicherheiten. Die relative Normalisierung für die Messungen neben der Resonanz wird aufgrund der höheren Statistik mit Hilfe des VSAT durchgeführt.

Die meisten Detektorkomponenten nehmen an dem Triggersystem von DELPHI teil, das in einer komplexen Entscheidungslogik die Aufgabe hat, die physikalisch relevanten Ereignisse zur Datennahme freizugeben. Detektoren werden durch ihren ähnlichen geometrischen Akzeptanzbereich in logische Koinzidenzgruppen geschaltet, die durch ihre Redundanz eine hohe Effizienz aufweisen. Unerlässlich ist die Existenz mehrerer unabhängiger Triggerkomponenten, um Analysen mit absoluten Zählraten zu ermöglichen und eine Bestimmung der Triggereffizienz mit Hilfe der Daten durchzuführen. Gemäß ihren Meßeigenschaften teilen sich die Triggerkomponenten in folgende große Gruppen :

- Spuretrigger
- Myontrigger
- Elektromagnetische und hadronische Energietrigger
- Bhabha Trigger

¹⁸Time of Flight Counter

¹⁹Small Angle Tagger

²⁰Very Small Angle Tagger

Die Entscheidungskriterien ermöglichen eine Sensitivität gegenüber seltenen Ereignissen, in denen sich nur ein geladenes oder neutrales Teilchen in dem Detektor befindet. Dies bedingt eine hohe Untergrundrate, die sich im wesentlichen aus Interaktionen der Strahlpakete mit dem Strahlrohr, dem im Strahlrohr befindlichen Restgas, kosmischen Ereignissen und dem Rauschen von Elektronikmodulen zusammensetzt. Zur Zeit wird eine Triggerhierarchie mit zwei Stufen benutzt, in denen eine Reduktion von 500 Hz auf eine für das Datennahmesystem verträgliche Rate von 2–3 Hz stattfindet. Studien für die Meßperiode 1991 ergaben eine mittlere Triggereffizienz im polaren Akzeptanzbereich des Detektors von $10^0 - 170^0$ für hadronische Ereignisse von 99.99% [28] und für myonische Ereignisse von 99.85% [29].

Die positive Triggerentscheidung löst das Datennahmesystem DAS²¹ aus, das auf die asynchron arbeitenden Rechner jedes Detektors zugreift. In mehreren Stufen werden die Detektorinformationen zu einem Ereignis geformt und auf permanente Datenträger als Rohdaten in einem standardisierten Format gespeichert.

Während der Datennahme wird die Funktionsweise jedes Detektors kontinuierlich überwacht. Das Überwachungssystem²² dokumentiert das zeitliche Verhalten aller wichtigen Parameter eines Detektors, wie z. B. die momentane Hochspannung oder Gaszusammensetzung. Diese Kalibrationsgrößen werden mit Hilfe der Programmpakete DDAPP²³ [30] und CARGO [31] in der DELPHI-Datenbank gespeichert, auf die die Programme der Datenanalyse zugreifen.

3.2 Die Analyseketten

3.2.1 Die Bearbeitung der Daten

Das Datenauslesesystem des DELPHI Detektors wurde im Jahr 1991 durch 9.4 Millionen Trigger aktiviert und produzierte ein äquivalentes Rohdatenvolumen von 0.5 Tera Byte. Jedes Ereignis wird kurzzeitig nach der Datennahme erstmalig prozessiert, um den physikalisch interessanten Anteil der Kollaboration zur Verfügung zu stellen. Um eine Qualitätsverbesserung zu erzielen, werden für die einzelnen Detektoren Kalibrationsarbeiten durchgeführt. Dabei werden alle für einen Zeitraum konstanten Kalibrationsparameter in der DELPHI-Datenbank gespeichert. Weitere wichtige Aufgaben sind die genaue Bestimmung der Relativpositionen (Alignment) der Detektorkomponenten untereinander und der stetigen Anpassungen der Analyseprogramme an neue Problemsituationen. Der temporäre Abschluß dieser Arbeit besteht in einem Reprozessieren der Daten und endete 1991 in einem fünften, dem DELANA-E Datensatz, der die Grundlage der vorliegenden Myonanalyse bildet.

Der logische Datenfluß während des Prozessierens eines Ereignisses wird von dem Hauptprogramm DELANA²⁴ [32] in mehreren Stufen gesteuert. In der Hierarchie spiegelt sich die Bearbeitung der elektronischen Signale des Detektors bis zur vollständigen Rekonstruktion

²¹Data Acquisition System

²²Slow Control

²³DELPHI Detector Description Application Package

²⁴Delphi Analysis Program

eines physikalisch verwertbaren Ereignisses wieder. Auf jeder Ebene der Rekonstruktion sorgt das Eingabe-Ausgabe Programmpaket UX für einen horizontalen Datentransfer.

Informationen der einzelnen Rekonstruktionstufen werden in TANAGRA²⁵ -Bänken [33] gespeichert und dienen als Basis der nachfolgenden Stufe.

In der ersten Stufe der Rekonstruktion (First stage pattern recognition) werden die Mustererkennungsprogramme der einzelnen Detektoren aufgerufen. Diese speziell für den Detektortyp entwickelten Programme dekodieren zuerst die Rohdaten mit Hilfe der in dem Datenbanksystem gespeicherten aktuellen Kalibrationsgrößen. Die kalibrierten Rohdaten werden in TD-Bänken gespeichert, aus denen Spurfindungsalgorithmen die in dem jeweiligen Detektor nachgewiesenen Spurstücke rekonstruieren. Je nach Meßverfahren werden Impuls, Raumkoordinate und Energiedeposition der Spur in dem standardisierten Format der TE-Bänke gesichert. Ein nachfolgendes Spurfindungsprogramm (Track search) akkumuliert die räumlich zueinander passenden Spurstücke zu Kandidaten, den TS-Bänken. In den Spurfittprogrammen (Track fit), getrennt nach dem Vorwärts- und Barrelbereich werden die einzelnen Spurstücke unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung einer Helixanpassung unterworfen. Dabei können durchaus einzelne Detektorkomponenten aus der Spur entfernt werden. Spuren, die den Auswahlkriterien der Fitprozedur genügen, werden als rekonstruierte Spuren in TK-Bänken gesichert.

Zu Beginn der zweiten Stufe finden Extrapolationen der gefundenen Spuren auf Referenzflächen aller Detektorkomponenten statt, um eine nachträgliche Rekonstruktion mit Hilfe der Vorhersagen in räumlich begrenzten Bereichen durchzuführen. Die Spurextraktion in der zweiten Stufe geschieht vergleichbar zur ersten Stufe. Die Extrapolationen werden auch benutzt, um Energiedepositionen in den Kalorimetern und Treffer in den Myonkammern mit den Spuren geladener Teilchen zu assoziieren. Nichtassoziiierbare Kalorimeterinformationen werden als Energieschauer neutraler Teilchen gekennzeichnet. Ein Ambiguitätsprozessor sorgt für eine logische Konsistenzprüfung der rekonstruierten Spuren. Den Abschluß der Ereignisrekonstruktion bildet das Vertexfitprogramm. Es faßt Bündel von Spuren geladener Teilchen zusammen, um sie zu einem gemeinsamen Vertex zu fitten. Die Vertexinformationen werden dann in TV-Bänken gespeichert.

Eine intensive Anwendung hat das Programm DELGRA [34] erfahren, das die graphische Darstellung der TANAGRA-Informationen aller Rekonstruktionstufen ermöglicht. Essenzielle Hilfestellung liefert hier die visuelle Anschauung bei dem Verständnis von Problemereichen in der Analyseketten, bei der Funktionsweise einzelner Detektorkomponenten und bei der Interpretation komplexer Ereignis topologien.

Von den einzelnen Arbeitsgruppen der DELPHI Kollaboration wurden Filterprogramme (PXTAG) [35, 36] erstellt, die entsprechend ihrer Aufgabenstellung nur die physikalisch interessanten Ereignisse selektieren. Da nur ein Teil der Ereignisinformation von den meisten Physikanalysen benötigt wird, findet eine Datenkomprimierung mit Hilfe des Programms PXDST statt. Das eingangs erwähnte Rohdatenvolumen von 0.5 Tera Byte reduziert sich auf die Größe von ungefähr 20 Giga Byte, so daß der Kollaboration ein prozessierter Datensatz

²⁵Track Analysis and Graphic Program

in der kompakten Form von DST's²⁶ zur Verfügung gestellt werden kann. In Wuppertal wurde ein weiteres Programm zur Datenreduktion entwickelt, das den verschiedenartigsten Ansprüchen der dort durchgeführten Physikanalysen des hadronischen Endzustandes genügt. Die Transparenz dieses sogenannten MINI-Programms erlaubte es, eine modifizierte und erweiterte Version effektiv für die Myonanalyse zu nutzen.

3.2.2 Die Simulation des Experimentes

Monte Carlo Simulationen bilden die Schlüsselfunktion zur physikalischen Interpretation der beobachteten Zerfallsprozesse der Z^0 -Resonanz. Ihre komplexe Aufgabenstellung besteht in der Reproduktion von Verteilungen experimentell gemessener Größen, um einen Vergleich mit theoretischen Modellvorhersagen zu ermöglichen. Simulationsprogramme zerfallen in zwei unabhängige Teile unterschiedlicher Funktionalität. Der erste Teil besteht aus der Gruppe der detektorunabhängigen Physikgeneratoren, die den Annihilationsprozeß des Anfangszustandes mit seinen produzierten Teilchen beschreiben. Diese Teilchen werden an den zweiten Teil übergeben, in dem eine Simulation der Detektormessung stattfindet.

In dem DELPHI Simulationsprogramm DELSIM²⁷ [37] sind für den hadronischen Endzustand verschiedene Standardgeneratoren wie JETSET und HERWIG implementiert. Sie basieren auf unterschiedlichen Ansätzen, die den komplexen Fragmentierungsprozeß von anfänglichen Quarks und Gluonen zu den experimentell nachweisbaren Hadronen beschreiben. Verschiedene Generatoren decken den weiten Bereich von Prozessen ab, bei denen sich Higgsbosonen und von der SUSY-Theorie geforderte Teilchen beteiligen. Für jeden der drei leptonischen Endzustände existieren eigene Generatoren, die den typischen t -Kanal-Austausch des Bhabhaprozesses und die Vielzahl der τ -Zerfälle mit ihren Verzweigungsverhältnissen beschreiben. Der myonische Endzustand wird durch den Generator DYMU3 [38] simuliert, der die radiativen Strahlungskorrekturen erster Ordnung beinhaltet. Dieser Generator benutzt die analytischen Berechnungen der photonischen Energiespektren, um Bremsstrahlung des Anfangs- und des Endzustandes sowie interferente Abstrahlung zu beschreiben. Der Strahlungskorrekturteil des DYMU3-Generators wird ebenfalls von Generatoren des hadronischen Endzustandes mitbenutzt.

Die generierten Teilchen eines Ereignisses werden dann auf ihrer Flugbahn durch die einzelnen Detektormodule verfolgt. Sowohl die genaue Geometrie als auch der zu einem bestimmten Zeitpunkt gültige Kalibrationszustand jeder Detektorkomponente wird aus dem DELPHI Datenbanksystem entnommen, um eine realistische Detektormessung zu simulieren. Die Materialbeschreibung des Detektors erlaubt die Berechnung von Wirkungsquerschnitten elektromagnetisch oder hadronisch wechselwirkender Teilchen mit Materie. Durch Sekundärproduktionen können Teilchenkaskaden entstehen, deren weitere Entwicklung in dem Detektor verfolgt wird. Dieses Verfahren liefert eine exakte teilchenkorrelierte Untergrundsbeschreibung. Die Simulation der Teilchen in den Detektormodulen berücksichtigt die detektorspezifischen Meßparameter wie Ansprechwahrscheinlichkeit, mittlere Effizienz der Auslesekanäle oder das Auflösungsvermögen der Messung. Die Darstellung der Simulationsinformation ent-

²⁶Data Summary Tape

²⁷DELPHI Simulation program

spricht der von dem DELPHI Datenauslesesystem produzierten Rohdatenstruktur, so daß ein Monte Carlo Datensatz durch die DELANA-Rekonstruktionskette analysiert wird. Die Transparenz erlaubt einen Vergleich der Daten mit der Simulation. Für Analysen hadronischer Ereignisse führt der Vergleich als Rückkopplung zu einer iterativen Anpassung von Modellparametern der Physikgeneratoren an die Daten. Für Analysen mit myonischen Ereignissen werden Monte Carlo Simulationen hauptsächlich für Akzeptanzbestimmungen von Messungen des Wirkungsquerschnitts benutzt. Als Abschluß dieses Kapitels ist zur Veranschaulichung in Abbildung 7 ein myonisches Ereignis aus dem Jahr 1991 mit Hilfe des Programms DELGRA dargestellt. Die Abbildung zeigt die typische kollineare Ereignistopologie. Beide Myonen können durch eine Assoziation zu den Treffern in den außenliegenden Myonkammern identifiziert werden. Zusätzlich wurde ein niederenergetisches Photon abgestrahlt, das in der inneren TPC-Wand in ein Elektron-Positronpaar konvertierte.

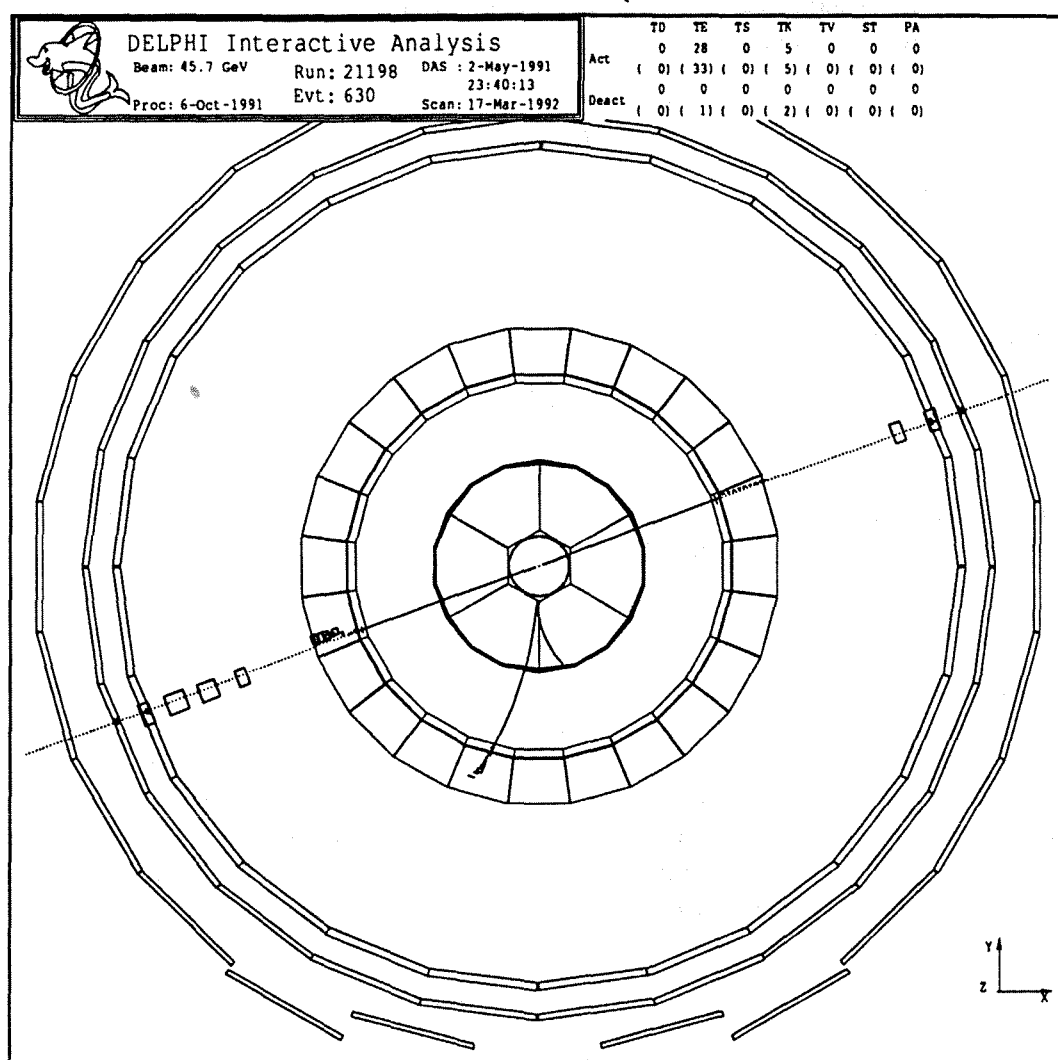


Abbildung 7: Graphische Darstellung eines myonischen Ereignisses

4. Methoden zur Messung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie

4.1 Zählmethode

Die Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie A_{FB} wird mit verschiedenen Methoden aus der Winkelverteilung der produzierten Myonpaare gewonnen. Mit der Konvention des Polarwinkels Θ als Winkel zwischen dem auslaufenden negativen Myon und dem einlaufenden Elektron schreibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung der Störungstheorie wie folgt :

$$\frac{d\sigma}{d\cos(\Theta)} = C(s) \cdot (1 + \cos^2(\Theta)) + \frac{8}{3} \cdot A_{FB} \cdot \cos(\Theta) \quad (4.1)$$

mit $C(s)$ als schwerpunktsabhängige Normalisierungskonstante.

Durch Integration des Wirkungsquerschnittes in der Vorwärtshemisphäre

$$\sigma_F = 2\pi \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos(\Theta)} \cdot d\cos(\Theta)$$

und in der Rückwärtshemisphäre

$$\sigma_B = 2\pi \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos(\Theta)} \cdot d\cos(\Theta)$$

wird die Asymmetrie definiert :

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}$$

Die Multiplikation des Wirkungsquerschnittes mit der während einer Meßperiode integrierten Luminosität ergibt die Gesamtheit der produzierten Ereignisse, so daß die Messung der Asymmetrie als Zählexperiment aufgefaßt werden kann:

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}$$

Hier bezeichnet die Größe N_F bzw. N_B die Zahl aller myonischer Ereignisse, bei denen die negative Ladung in der Vorwärts- bzw. Rückwärtshemisphäre deponiert wurde. Im Experiment treten aber Verluste auf, bedingt durch die von 1 verschiedene Effizienz im geometrischen Akzeptanzbereich des Detektors und durch den unzugänglichen Raumwinkel in der Nähe des Strahlrohrs. Aus diesen Gründen muß die gemessene Asymmetrie akzeptanzkorrigiert werden. Die Akzeptanz wird durch den Vergleich der gemessenen Winkelverteilung der negativen und positiven Myonen mit der Vorhersage der Theorie binweise bestimmt :

$$\varepsilon(\cos(\Theta)) = C_{Norm} \cdot \frac{(N_{\mu^+}^{gem} + N_{\mu^-}^{gem})(\cos(\Theta_{min}), \cos(\Theta_{max}))}{\int_{\cos(\Theta_{min})}^{\cos(\Theta_{max})} (1 + \cos^2(\Theta)) d\cos(\Theta)}$$

Die Addition beider Winkelverteilungen neutralisiert den asymmetrischen $\cos(\Theta)$ -Term aus Gleichung 4.1. C_{Norm} gibt die unbekannte absolute Normalisierung an, die aber in der weiteren Rechnung herausfällt.

Mit Hilfe des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnittes

$$\frac{d\sigma^{gem}}{d\cos(\Theta)} = \varepsilon(\cos(\Theta)) \cdot C(s) \cdot (1 + \cos^2(\Theta)) + \frac{8}{3} \cdot A_{FB} \cdot \cos(\Theta) \quad (4.2)$$

kann der Zusammenhang zwischen der gemessenen Asymmetrie A_{FB}^{gem} und der akzeptanzkorrigierten Asymmetrie A_{FB} hergestellt werden :

$$A_{FB}^{gem} = \frac{8}{3} \cdot A_{FB} \frac{\int_0^1 \varepsilon(\cos(\Theta)) \cdot \cos(\Theta) d\cos(\Theta)}{\int_0^1 \varepsilon(\cos(\Theta)) \cdot (1 + \cos^2(\Theta)) d\cos(\Theta)}$$

Umstellen der Gleichung liefert einen multiplikativen Korrekturfaktor :

$$K = \frac{3}{8} \cdot \frac{\int_0^1 \varepsilon(\cos(\Theta)) \cdot (1 + \cos^2(\Theta)) d\cos(\Theta)}{\int_0^1 \varepsilon(\cos(\Theta)) \cdot \cos(\Theta) d\cos(\Theta)}$$

der auch in den statistischen Fehler der Asymmetrie einfließt :

$$\delta A_{FB} = K \cdot \delta A_{FB}^{gem}$$

Durch Fehlerfortpflanzung bestimmt sich der Asymmetriefehler zu :

$$\delta A_{FB} = K \cdot \sqrt{\frac{1 - (A_{FB}^{gem})^2}{N}}$$

mit N = Anzahl der gemessenen Ereignisse. Der Vorteil dieser Zählmethode liegt darin, daß bis auf die Akzeptanzkorrektur keine Modellannahmen in die Berechnung einfließen. Der wesentliche Nachteil liegt allerdings in der statistischen Behandlung der Ereignisse, die unabhängig von ihrem Winkel mit dem gleichen statistischen Gewicht versehen sind. Dadurch wird die $\cos(\Theta)$ -abhängige Sensitivität der Asymmetrie nicht ausgenutzt. Zusätzlich können statistische Fluktuationen im 90° -Bereich, in dem nur eine geringe Sensitivität der Asymmetrie gegeben ist, zu Verschiebungen der Asymmetrie führen.

4.2 Methode des Maximum Likelihood Fit

Alternativ zu der Zählmethode wird die Methode des Maximum Likelihood Fit benutzt. Dabei wird die Multiplikation der Wahrscheinlichkeitsdichte aller Ereignisse in Form des Likelihood maximiert :

$$L = \prod_i \left(\frac{3}{8} \cdot (1 + \cos^2(\Theta_i)) + A_{FB} \cdot \cos(\Theta_i) \right)$$

Der einzige zu fittende Parameter ist hier A_{FB} . Winkelabhängige Effizienzen fallen, solange sie Θ -symmetrisch sind, als Normierungskonstante bei der Maximierung heraus. Da die Likelihoodmethode die vollständige Form der Winkelverteilung berücksichtigt, werden statistische Fluktuationen, vergleichbar zu einem χ^2 -Fit, geglättet. Im ganzen liefert diese Methode einen etwas kleineren statistischen Fehler als die Zählmethode. Ein kleiner Nachteil liegt in der Annahme der Winkelverteilung, die radiative QED-Korrekturen nicht berücksichtigt. Der Einfluß wird bei der Bestimmung des systematischen Fehlers behandelt.

4.3 Methode der differentiellen Asymmetrie

Eine weitere Methode benutzt die differentielle Asymmetrie A_{FB}^{diff} der unkorrigierten Daten. Sie läßt sich für ein vorgegebenes Winkelintervall aus Gleichung 4.2 gewinnen :

$$A_{FB}^{diff}(|\cos(\Theta)|) = \frac{\frac{d\sigma^{gem}(\cos(\Theta))}{d\cos(\Theta)} - \frac{d\sigma^{gem}(\cos(\pi - \Theta))}{d\cos(\pi - \Theta)}}{\frac{d\sigma^{gem}(\cos(\Theta))}{d\cos(\Theta)} + \frac{d\sigma^{gem}(\cos(\pi - \Theta))}{d\cos(\pi - \Theta)}} = \frac{8}{3} \cdot A_{FB} \cdot \frac{\cos(\Theta)}{1 + \cos^2(\Theta)}$$

Hier fließt wiederum die Annahme der winkelsymmetrischen Effizienz ein, so daß keine Akzeptanzkorrektur nötig ist. Durch Umstellen der letzten Gleichung ergibt sich :

$$A_{FB} = \frac{3}{8} \cdot A_{FB}^{diff}(|\cos(\Theta)|) \cdot \frac{1 + \cos^2(\Theta)}{\cos(\Theta)} \quad (4.3)$$

Somit kann die Asymmetrie für einzelne Winkelbereiche bestimmt werden; dies erleichtert unter anderem das Aufspüren von systematischen Unterschieden in verschiedenen Winkelbereichen des Detektors. Der statistische Fehler der Asymmetrie skaliert mit dem $\cos(\Theta)$ -Term aus Gleichung 4.3. Dadurch wird bei gleicher Statistik der Fehler, vom Barrelbereich ausgehend, zum Vorwärtsbereich hin kleiner.

4.4 Vergleich der Methoden

Ein Vergleich des Likelihood Fit mit der Zählmethode liefert unterschiedliche Asymmetriewerte. Um die statistische Signifikanz der Abweichung festzustellen, wurde eine Monte Carlo Studie durchgeführt. Dabei wurde die Winkelverteilung bei fester Asymmetrie mit einem Zufallsgenerator nach der "Hit and Miss"-Methode gewürfelt. Dieses Verfahren wurde dann mit einer hohen Zahl von 1000 Durchläufen bei gleicher Anzahl von Ereignissen wiederholt. Jeder Zyklus ergibt einen Meßwert, der durch die Abweichung

$$\Delta A_{FB} = A_{FB}(\text{Zählmethode}) - A_{FB}(\text{Likelihood})$$

bestimmt ist. Die Gesamtheit dieser Meßwerte ist gaußverteilt und die Standardabweichung skaliert mit $0.36/\sqrt{N}$ in Abhängigkeit der produzierten Ereignisse N . Für verschiedene Statistiken ist der erlaubte 1σ Fehler der Abweichung in Abbildung 8 aufgetragen.

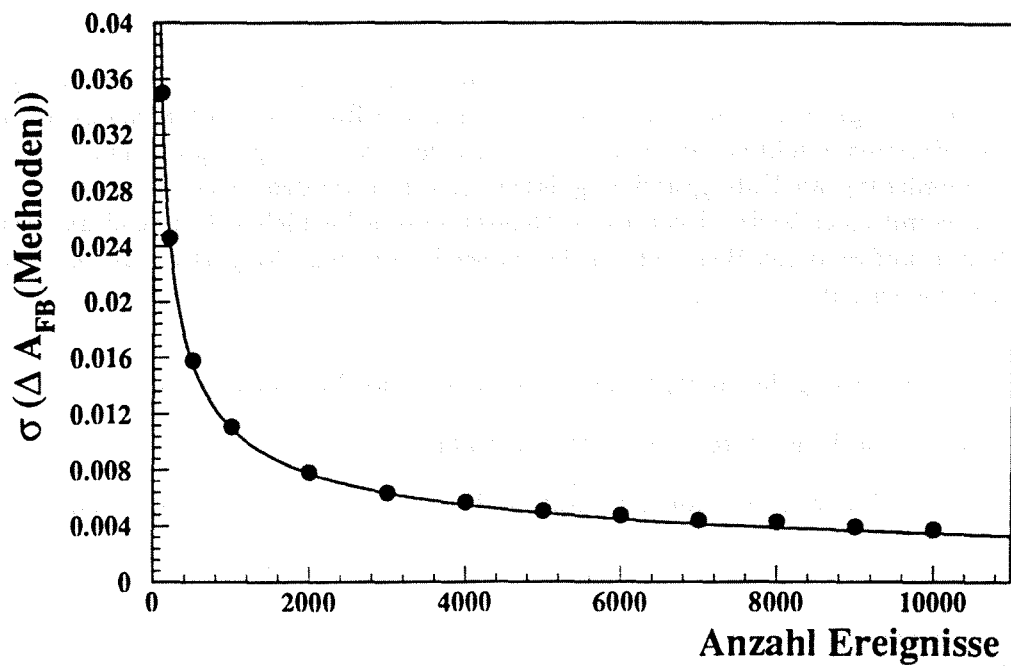


Abbildung 8: $\sigma(A_{FB}(\text{Zählmethode}) - A_{FB}(\text{Likelihood}))$ gegen Statistik

Durch diese Studie ist eine statistische Interpretation der Abweichung beider Methoden möglich.

Ein Vergleich der Likelihoodmethode mit einem χ^2 -Fit an die differentielle Asymmetrie im ganzen Raumwinkel liefert kompatible Ergebnisse mit der gleichen statistischen Genauigkeit. Alle LEP-Experimente benutzen die Resultate der Likelihoodmethode in globalen Analysen, während die Zählmethode nur zur Konsistenzüberprüfung dient.

5. Nachweis myonischer Ereignisse

Die generelle Zielsetzung der Analyse besteht in der Messung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie myonischer Ereignisse, die im Akzeptanzbereich des DELPHI Detektors nachgewiesen wurden. Diese Ereignisse sollten mit einer hohen Effizienz aus der gesamten Datenmenge und geringer Beteiligung an Untergrundereignissen selektiert werden. Die komplexe Struktur des Detektors mit einer Vielzahl von Komponenten unterschiedlicher Meßqualität zwingt zu einer technisch aufwendigen Bearbeitung der zu selektierenden Ereignisse. Die einzelnen Arbeitsschritte dienen zur

- Qualitätsverbesserung der Spurparameter, besonders im Vorwärtsbereich
- Spurselektion von Kandidaten myonischer Ereignisse
- Myonidentifikation mit elektromagnetischen, hadronischen Kalorimetern und Myonkammern

Die erwähnten Punkte beinhalten eine Vielzahl von Schnitten an die Spur und Ereignisgrößen. Die Fixierung der Schnittwerte erfolgt ausschließlich mit Hilfe der Daten, dabei werden nur gute Ereignisse mit einer klaren Myonsignatur benutzt. Dadurch arbeitet die Myonanalyse unabhängig von Monte Carlo Simulationen, zumal zum Zeitpunkt der Analyse erhebliche Diskrepanzen im Bereich Rekonstruktionseffizienz und Impulsauflösung zwischen den Daten und der Simulation bestanden.

5.1 Spurbehandlung

5.1.1 Bestimmung der Impaktparameter

Grundlegend muß sichergestellt sein, daß Myonkandidaten aus dem nominalen Kollisionspunkt entstanden sind, und nicht durch sekundäre Wechselwirkung erzeugt wurden oder durch kosmische Myonen vorgetäuscht werden. Dazu wird der Impaktparameter einer Spur definiert, der in der $r\varphi$ -Ebene und der z -Richtung die nächste Annäherung an den nominalen Kollisionspunkt, dem Beamspot, mißt. Diese Werte waren während der Erstellung der DST-Datenstruktur nicht bekannt. Dort wird mit allen vorhandenen geladenen Spuren eines Ereignisses ein gemeinsamer Vertex gefittet, zu dem der Impakt dann bestimmt wird. Dieses Verfahren ist für den Großteil der myonischen Ereignisse mit zwei kollinearen Spuren ebenso nicht anwendbar wie für den Fall das nur eine Spur rekonstruiert wurde. Der entscheidende Nachteil liegt darin, daß auch Spuren kosmischer Myonen zu einem Punkt gezwungen werden und somit zu kleine Impaktwerte aufweisen.

Aufbauend auf der DST-Struktur wird von verschiedenen Arbeitsgruppen die Position des nominalen Vertex bestimmt, wobei die Messungen des dreilagigen Vertexdetektors die beste Auflösung liefern. Hier werden die Treffer von Spuren myonischer Ereignisse benutzt, die ohne den störenden Einfluß der Vielfachstreuung zu einem Punkt gefittet werden können. Die

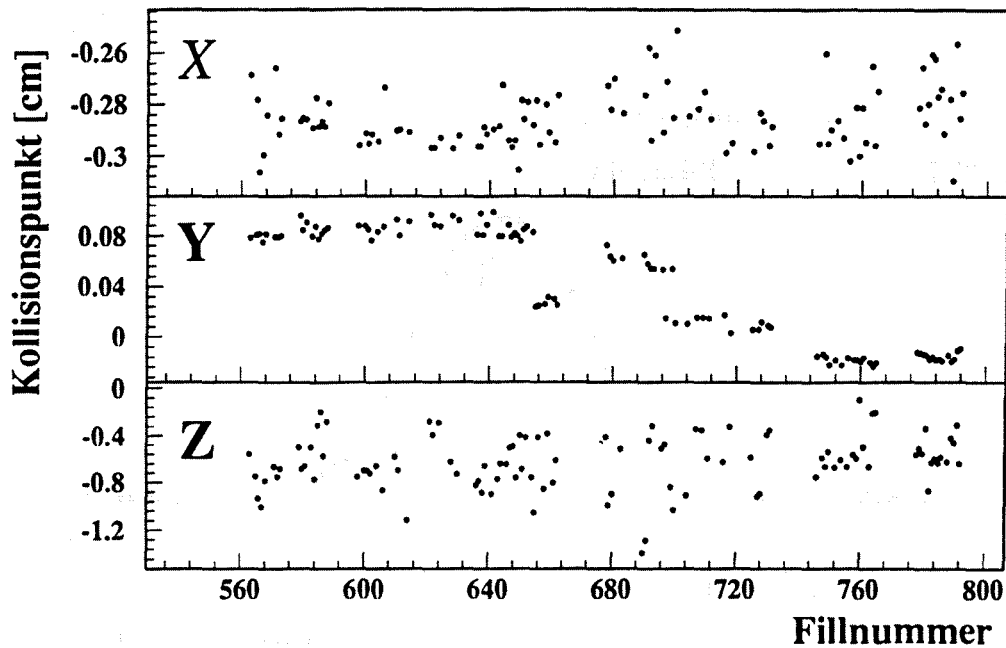


Abbildung 9: Koordinaten des Kollisionspunktes für das Jahr 1991

Autoren in [39] erreichen eine Auflösung des Wechselwirkungspunktes von $\sigma_x = 142 \pm 5 \mu m$ und $\sigma_y = 7^{+3}_{-7} \mu m$, allerdings kann der Vertexdetektor in der z -Richtung keine Ortsmessung durchführen. Die Genauigkeit in der x -Richtung ist durch die Synchrotronstrahlung der LEP-Maschine limitiert. Aufgrund der fehlenden z -Information wird die Position des Beamspot durch ein Verfahren [40], das mit hadronischen Ereignissen arbeitet, bestimmt. Dazu werden alle Spuren geladener Teilchen eines Ereignisses zu einem Punkt gefittet, sekundär produzierte Teilchen nach einem χ^2 -Kriterium iterativ entfernt. Das gewichtete Mittel aller Vertizes, die während einer Maschinenfüllung registriert wurden, erhalten einen an diese Analyse angepaßten Meßfehler von $\sigma_x = 200 \mu m$, $\sigma_y = 20 \mu m$, $\sigma_z = 1 cm$. Die zeitliche Abhängigkeit des Beamspot von der Fillnummer für das Jahr 1991 ist in Abbildung 9 dargestellt und veranschaulicht die Wanderung des y -Wertes aufgrund Veränderungen der LEP-Maschinenparameter.

Jede Spur wird nun bis zu dem Punkt der nächsten Annäherung an die Beamspotposition extrapoliert, um den realistischen Impakt zu bestimmen. Abbildung 10 zeigt den Unterschied zwischen dem DST-Impakt und dem neuen Impakt, hier als Beispiel in der z -Position für alle Spuren. Die DST-Verteilung ist nicht gaußförmig und im Mittel wird der Spurimpakt zu kleinen Werten hin verschoben. Die Verteilung der Extrapolationen zeigt die geforderte Gaußform. Ihre Breite bestimmt sich zu 1.1 cm und läßt sich durch zwei Ursachen erklären. Den größten Beitrag liefert die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit zweier Strahlbündel, die eine mittlere Interaktionslänge von ungefähr 1.0 cm besitzen. Ein weiterer Beitrag entsteht durch die Vielfachstreuung, die eine Verbreiterung der Extrapolationsgenauigkeit bedingt.

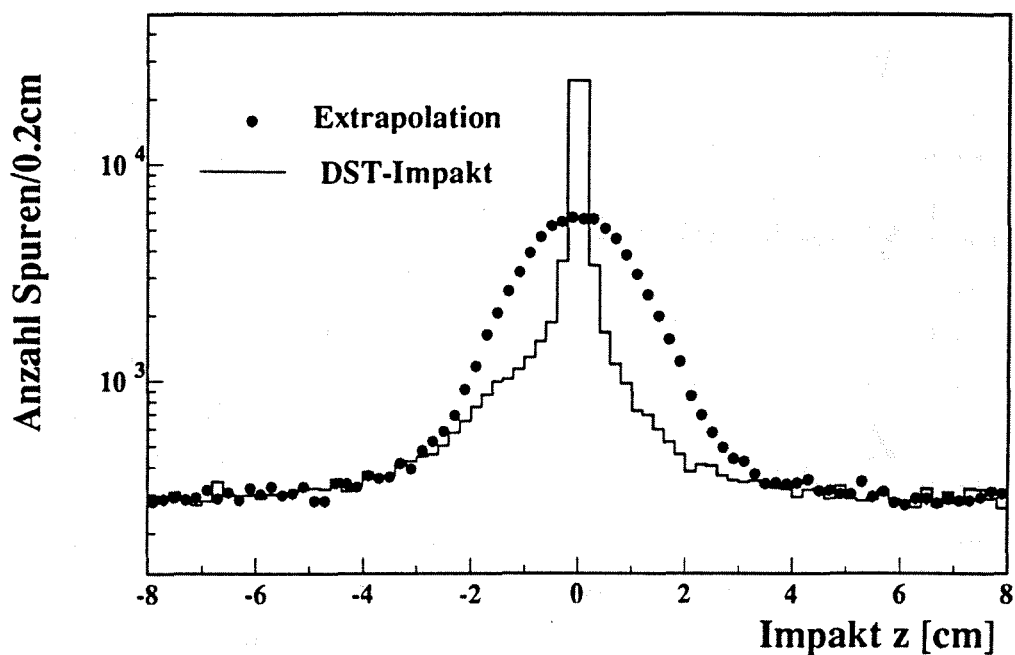


Abbildung 10: Vergleich der Impaktverteilung

Der Mittelwert in z aller Extrapolationen liegt bei einem Wert von $140 \mu m$ und ist mit fünffacher Standardabweichung von Null versetzt. In ihr spiegelt sich die verschiedene Funktionalität der beiden Hemisphären wieder, in denen Spurparameter unterschiedlich bestimmt werden.

Durch die unterschiedlichen Detektorbeteiligungen an einer Spur ergeben sich verschiedene Schnittwerte in der Impaktverteilung, die mit folgender Ereignismenge bestimmt wurde :

- genau 2 Spuren mit einem Impuls $P > 20 \text{ GeV}$
- Akollinearität $\xi < 1 \text{ Grad}$
- jede Spur besitzt assoziierte Treffer in den Myonkammern
- die elektromagnetischen Kalorimeter liefern eine assoziierte Energiedeposition entsprechend der eines minimal ionisierenden Teilchens mit $E < 1.5 \text{ GeV}$

Anhand dieser Ereignismenge wurden Klassen von Spuren gleicher Impaktauflösung definiert. Sie sind bestimmt durch den Detektor, der sich von der Spurbeteiligung aus gesehen am nächsten zum Strahlrohr befindet.

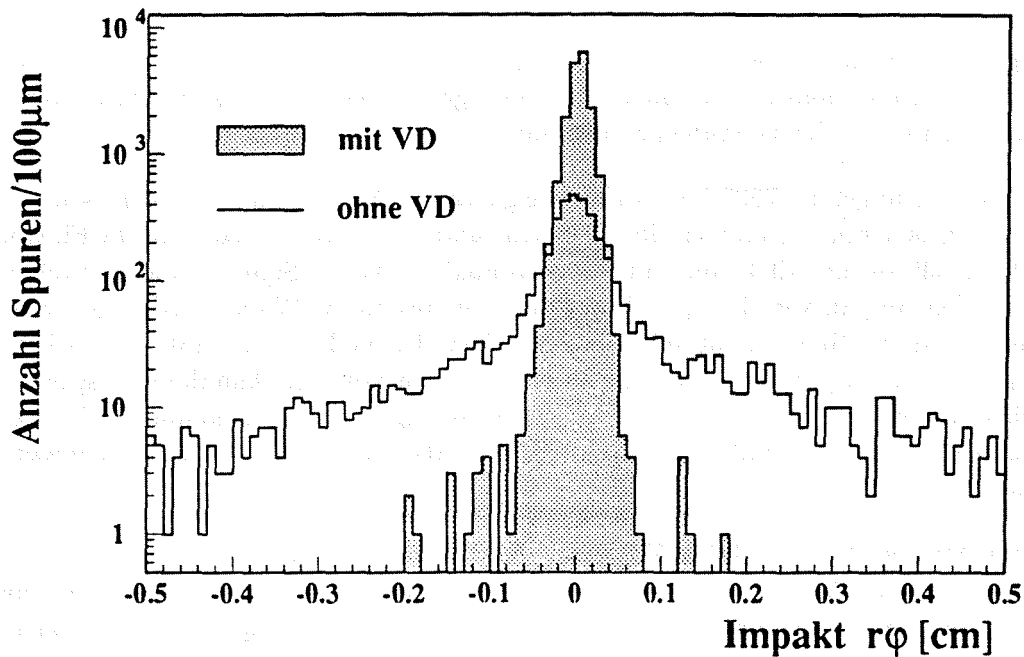


Abbildung 11: Impaktverteilung in $r\varphi$

In Abbildung 11 werden beispielhaft die $r\varphi$ -Impaktverteilungen von Spuren mit und ohne Beteiligung des Vertexdetektors verglichen. Hier wird die Stärke des Vertexdetektors erkennbar, der eine fast zehnfach bessere $r\varphi$ -Impaktauflösung als die anderen Detektoren liefert. Abgestimmt auf die unterschiedlichen Spurklassen kann nun durch einen Schnitt an die Impaktparameter einer Spur entschieden werden, ob das Teilchen aus dem primären Vertex stammt. Zusammengefaßt sind die Schnitte in Tabelle 3. Es ist ersichtlich, daß die fehlende Impaktmessung des Vertexdetektors in der z -Richtung durch die anderen Detektoren ersetzt wird. Die beiden Spurklassen, indiziert durch den Inneren Detektor und die TPC, sind aufgrund der geringen Statistik nicht trennbar. Der Impakt von Spuren der FCA-FCB Kombination ist durch die geringe Zahl an Meßpunkten und durch den kleinen Spurwinkel nicht bestimmbar, so daß hier auf einen Schnitt verzichtet werden muß.

Detektor	$r\varphi$ [cm]	z [cm]
VD	0.2	4.0
ID/TPC	1.5	4.0
FCA	–	–

Tabelle 3: Impaktschnitte für verschiedene Spurklassen. Der indizierte Detektor in einer rekonstruierten Spur befindet sich am nächsten zum Strahlrohr.

5.1.2 Kosmische Myonen

In der Triggerkonfiguration des DELPHI-Detektors werden Kriterien benutzt, die seltene Ereignistypen erkennen und zur Datenaufnahme freigeben. Dies hat den Nachteil, daß sich Untergrundereignisse in der Datenmenge befinden.

In 1991 wurden ungefähr 7000 kosmische Ereignisse als Myonkandidaten eingestuft. Bedingt durch den isotropen Einfall in den Detektor und das zeitlich unkorrelierte Eintreffen während der Kollision der Elektron- und Positronpakete ist die Signatur dieser Ereignisse bezeichnend: Die Impaktverteilung in bezug auf den primären Wechselwirkungspunkt ist gleichverteilt, und die Spur bricht mit einem nachweisbaren Impaktversatz in zwei Teile. Letzteres liegt in der Spurrekonstruktion begründet, die von der Annahme ausgeht, daß Teilchen sich immer vom Vertex weg nach außen hin bewegen. Diese Annahme wirkt wie ein Ladungsumkehroperator, so daß ein kosmisches Myon als zwei Spuren mit entgegengesetzter Ladung nachgewiesen wird.

Kosmische Myonen besitzen keine Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie. Sie tragen zu dem systematischen Fehler der gemessenen myonischen Asymmetrien bei, die von Null abweichen. Dieser Beitrag wird signifikant bei Messungen neben der Resonanz. Deshalb sollte die akzeptierte Rate so klein wie möglich gehalten werden.

Der größte Teil dieser Untergrundereignisse wird durch die eingestellten Impaktschnitte verworfen. Die dominante Reduktion entsteht durch den Vertexdetektor, der die akzeptierte $r\varphi$ -Impaktebene um einen Faktor 10 verglichen zu den anderen Detektoren verkleinern kann. Dies gilt für fast alle Ereignisse im Akzeptanzbereich dieses Detektors, da der Vertexdetektor eine Spurbeteiligung von 98% vorweisen kann. Zusätzlich kann die Korrelation zwischen den Impaktparametern von zwei Spuren in der z -Richtung ausgenutzt werden. Die Größe

$$\Delta Z_{\text{Impakt}} = Z_{\text{Impakt}}(1) - Z_{\text{Impakt}}(2)$$

der beiden Teilchen, die aus dem primären Vertex stammen sollen, wird als ein weiterer Impaktschnitt benutzt. Die zugehörige Verteilung ist in Abbildung 12 mit dem Impaktschnitt

$$\Delta Z_{\text{Impakt}} < 0.7/\sin(\Theta) - 0.2 \text{ [cm]}$$

dargestellt. Dieser Schnitt wird aber nur in dem erweiterten Barrelbereich bis 30 Grad benutzt, in dem sich der Einfluß der kosmischen Myonen bemerkbar macht.

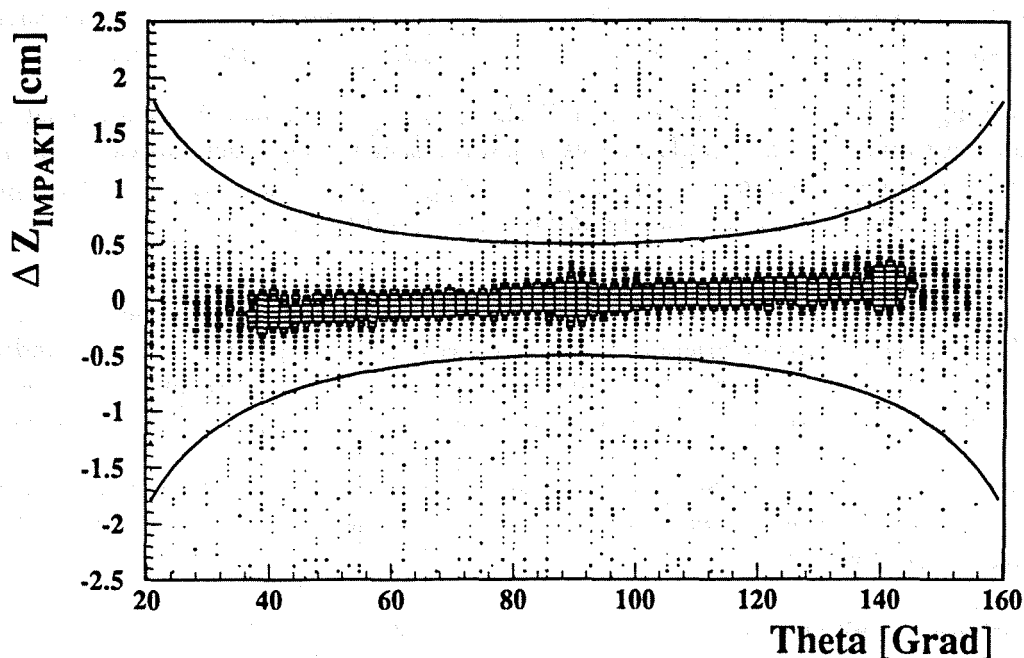


Abbildung 12: Impaktdifferenz in z

5.1.3 Refit von Spuren

Die Beamspotposition liefert eine zusätzliche Ortsmessung der Spurtrajektorie. Diese Information wurde während der DELANA-Analyse für die rekonstruierten Spuren nicht benutzt, so daß ein nachträglicher Fit an die Spurparameter und die Beamspotposition eine verbesserte Impulsauflösung erwarten läßt.

Um dieses Ziel zu erreichen wurden verschiedene Verfahren untersucht, die sich unterschiedlicher Techniken bedienen :

- Die rekonstruierte Spur (TK) wird mit Hilfe von Routinen des DELANA-Programms, unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung, auf eine Referenzebene extrapoliert. In dieser Ebene, die senkrecht zur Strahlrichtung verläuft, befindet sich der Beamspot. Das gewichtete Mittel aus Beamspotmessung und Spurparameter liefert eine genauere Bestimmung des Impulses. Dieses Verfahren ist nur auf der Tanagra-Struktur einsetzbar und für diese Analyse nicht mehr realisierbar.
- Es wird eine neue Spur aufgebaut, die sich aus den Spurstücken (TE) der schon rekonstruierten Spur und der Beamspotmessung zusammensetzt. Diese Messungen werden durch einen Standard Fit mit der Methode der kleinsten Quadrate an eine Helix angepaßt. Die korrekte Spurbehandlung bedingt die Entwicklung eines umfangreichen Programmpakets vergleichbar zu den Spurfitprogrammen der DELANA-Analyse. Eine

vereinfachte Version wurde in die Myonanalyse implementiert, um aus Spurstücken Myonspuren zu fitten, die von dem DELANA-Fitprogramm verworfen wurden.

- Benutzung der Vertexfitroutine aus dem PXDST-Programmpaket²⁸, die hauptsächlich für die Bestimmung von Zerfallsvertizes in hadronischen Ereignissen entwickelt wurde. Der Refit einzelner Spuren ist möglich und liefert gute Ergebnisse, wenn die Beamsposition als eine additive χ^2 -Bedingung eingesetzt wird.

Das letzte Verfahren setzte sich durch, da es mit Standardsoftware arbeitet, die sich einfach in die MINI-Struktur implementieren läßt. Es arbeitet allerdings nur dann einwandfrei, wenn sichergestellt ist, daß die Spur aus dem Vertex stammt. Aus diesem Grund werden Spuren nur dann gefittet, wenn sie sich innerhalb des akzeptierten Impaktvolumens befinden.

Desweiteren werden Spuren, die den Vertexdetektor beinhalten, nicht gefittet, da ihre Impulsauflösung nicht verbessert werden kann. Im Vorwärtsbereich hingegen wird jede Spur der Fitprozedur unterworfen.

Ein statistisches Maß für die Ladungstrennung stellt die Impulsauflösung dar. Sie ergibt sich aus dem inversen Impulsspektrum, das gaußverteilt sein sollte, zu :

$$\Delta \left(\frac{1}{P} \right) = \frac{\sigma (1/P)}{1/P} \quad [\%]$$

Diese wichtige Größe des Detektors kann für Spuren myonischer Ereignisse ermittelt werden. Myonen werden aufgrund der Kinematik des Zweikörperzerfalls des Z^0 unter Vernachlässigung des radiativen Impulsverlustes mit der vollständig zur Verfügung stehenden Strahlenergie produziert und besitzen deshalb einen fest definierten Impuls.

Die Qualitätsverbesserung in der Impulsauflösung ist exemplarisch in Abbildung 13 für zwei verschiedene Spurklassen dargestellt.

²⁸Routine PXFVTX

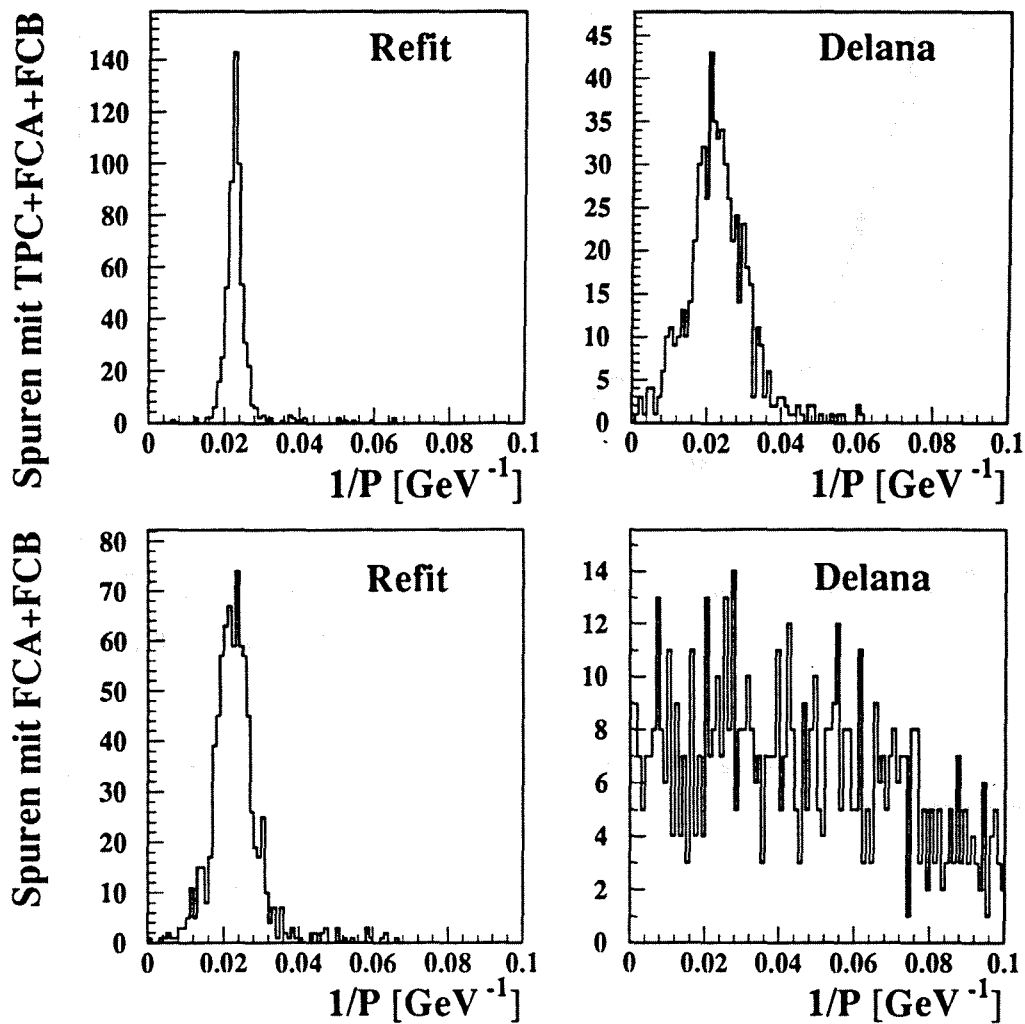


Abbildung 13: Inverse Impulsverteilung von zwei ausgewählten Spurklassen

Die inverse Impulsverteilung der Spurklasse, die sich aus den Detektoren TPC, FCA und FCB bildet, weist nach dem Fit eine symmetrische Gaußform auf. Die Auflösung kann auf einen Wert von 9% verbessert werden.

Die FCA–FCB Kombinationen befinden sich dominant in dem extremen Vorwärtsbereich mit einem Spurwinkel kleiner als 20 Grad. Diese Spuren bestehen aus nur zwei Kammermessungen, die in der DELANA–Analyse keine Impulsinformation liefern können. Der Refit führt zu einer Impulsauflösung von ungefähr 21%. Dies entspricht einer Ladungstrennung mit fünffacher Standardabweichung, so daß sich dieser Winkelbereich für die Asymmetriemessungen erschließt.

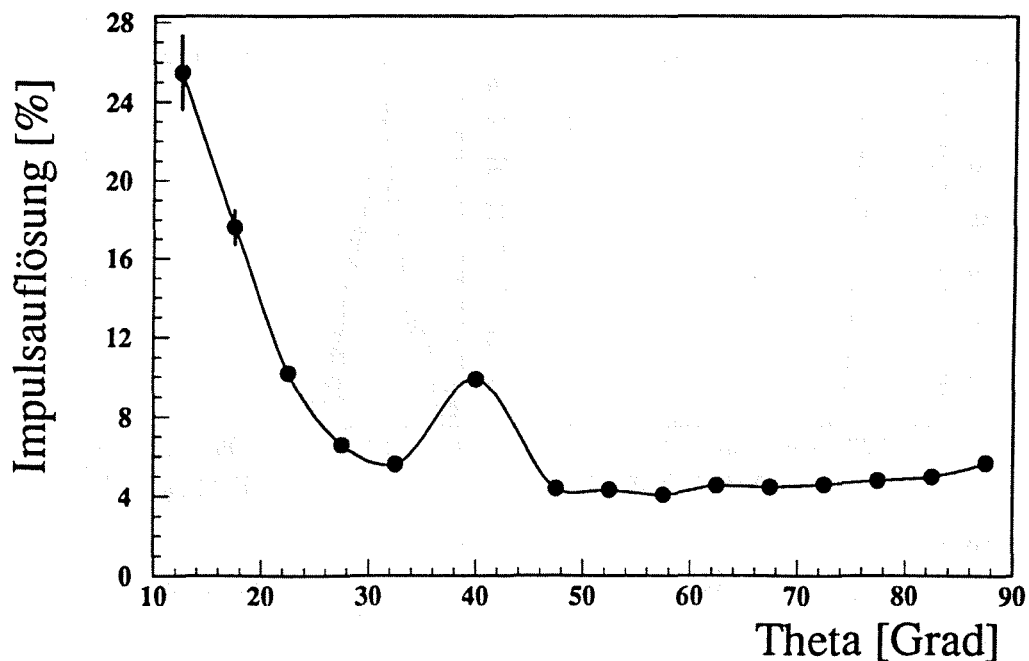


Abbildung 14: Impulsauflösung des DELPHI Detektors für myonische Ereignisse in Abhängigkeit des Spurwinkels Θ

In Abbildung 14 ist zusammenfassend die Impulsauflösung gegen den Winkel Θ für alle Spuren myonischer Ereignisse aufgetragen. Ihre Form erklärt sich aus der nachgewiesenen Spurlänge und Spurkrümmung im Detektor.

Im Vorwärtsbereich wird eine kleine Spurkrümmung aufgrund des geringen transversalen Impulses vermessen, so daß hier die Winkelabhängigkeit der Impulsauflösung dominiert. Ein Plateauansatz ist bei ungefähr 30 Grad erreicht. Durch die Beteiligung der Kammer B wird hier eine Impulsauflösung von ungefähr 6% erreicht.

Im Kabelschachtbereich bei ungefähr 40 Grad fehlen die Spurkammern Vorwärtskammer B und der Äußere Detektor. Die Detektoren ID und TPC messen hier eine verkürzte Spurlänge, so daß sich eine Verschlechterung der Impulsauflösung einstellt.

Die Spuren in dem Barrelbereich werden mit einer hohen Beteiligung durch den Vertexdetektor und den Äußeren Detektor gebildet. Beide Detektoren können eine Spur mit einer nahezu konstanten Länge mit maximalem Radius nachweisen. Die Stärke des Vertexdetektors zeigt sich in der Impulsauflösung von 4-6% für Spuren im gesamten Barrelbereich.

5.2 Myonidentifikation

Die Identifikation eines Myons im geometrischen Akzeptanzbereich des DELPHI-Detektors geschieht mit Hilfe von drei verschiedenen Komponenten, den elektromagnetischen Kalorimetern, dem Hadronkalorimeter und den Myonkammern.

Die Benutzung dieser drei Komponenten bietet die Vorteile der Maximierung der Statistik, der Ausnutzung des kritischen Bereiches zwischen $43^\circ < \Theta < 52^\circ$, in dem keine Myonkammern zur Verfügung stehen, und der Redundanz der Identifikationskomponenten. Dabei wird die grundlegende Arbeit von der DELANA-Analyse geleistet, die eine Assoziation zwischen den Spuren aus dem zentralen Nachweisbereich des Detektors und den Energiedepositionen in den Kalorimetern bzw. den Treffern in den Myonkammern herstellt.

Die Schnitteinstellung wird mit Ereignissen klarer Myonsignatur durchgeführt, ohne die Informationen des jeweils zu untersuchenden Detektors zu benutzen. Im folgenden werden die Schnitte an die relevanten Größen diskutiert und die Identifikationswahrscheinlichkeit des Detektors bestimmt.

5.2.1 Elektromagnetische Kalorimeter

Die Benutzung der Kalorimeter HPC und FEMC dient hauptsächlich zur Diskriminierung zwischen Myonen und Elektronen, letztere stammen entweder aus dem τ -Zerfall oder aus dem Bhabhaprozess. Während Elektronen vollständig in den Kalorimetern absorbiert werden, wechselwirken Myonen nur gering mit dem Kalorimetermaterial und hinterlassen die typische Energiedeposition eines minimal ionisierenden Teilchens. Die Energieverteilung von Myonen wurde mit folgender Ereignismenge erstellt:

- genau zwei Spuren mit $P > 20 \text{ GeV}$
- Akollinearität $\xi < 1 \text{ Grad}$
- keine Anforderung an das Hadronkalorimeter
- beide Spuren besitzen assoziierte Treffer in den Myonkammern

Falls mehrere Assoziationen von elektromagnetischen Schauern zu einer Spur existieren, wurde die größte Schauerenergie berücksichtigt. In Abbildung 15 ist die Energiedeposition in den beiden elektromagnetischen Kalorimetern HPC und FEMC dargestellt. Um ein hartes Veto durch Fehlmessungen der Kalorimeter zu vermeiden, wurde für beide Kalorimeter folgende Schnittkonstellation gewählt:

- $E < 1.5 \text{ GeV}$: Die Spur wird als Myon identifiziert. Mißidentifizierte Elektronen werden mit einem später durchgeführten Impulsschnitt eliminiert. Myonen können allerdings nicht von Hadronen diskriminiert werden. Zusätzliche Schnitte an die Ereignisgrößen

reduzieren den Hadronuntergrund, so daß eine Restkontamination von maximal 2 Prozent verbleibt.

- $1.5 \text{ GeV} < E < 10 \text{ GeV}$: In diesem Energiebereich findet keine Identifikation statt. Myonen müssen durch die verbleibenden Komponenten identifiziert werden.
- $10 \text{ GeV} < E$: Die Spur wird als Elektronkandidat eingestuft, kann aber durch die verbleibenden Detektoren als Myon identifiziert werden. Ansonsten wird das Ereignis durch dieses Bhabha-Veto verworfen.

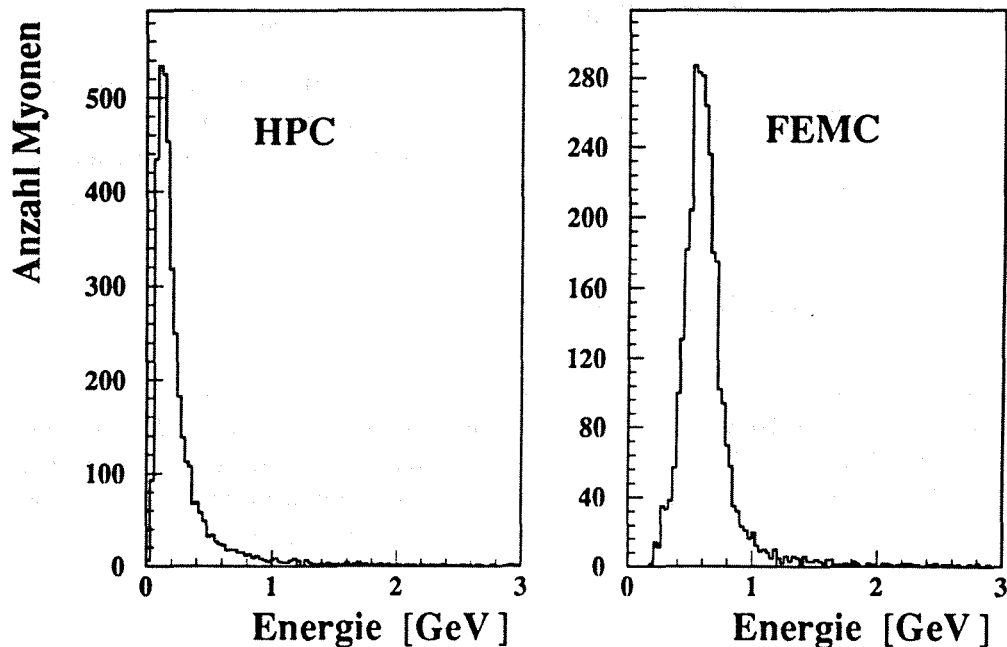


Abbildung 15: Energiedeposition minimal ionisierender Teilchen in den elektromagnetischen Kalorimetern HPC und FEMC

Diese Schnittkonstellation findet ihre Rechtfertigung in der Kombination mit der Myonidentifikation durch die anderen Komponenten und zusätzliche Schnitte an Spur und Ereignisgrößen. Aus diesem Grund wurden die Ereignisse, die allein mit den elektromagnetischen Kalorimetern als Myonen identifiziert wurden, einer späteren Konsistenzbehandlung unterworfen. Die selektierte Menge myonischer Ereignisse dient auch zur Bestimmung der Effizienz, die in Abbildung 16 dargestellt ist.

Im zentralen Bereich ist die sechsfache Ringstruktur der HPC erkennbar, die mit einer Wahrscheinlichkeit von 35% zur Myonidentifikation beiträgt. Dieser relativ niedrige Wert ist die Konsequenz aus dem Absenken der Betriebsspannung des Gerätes im Mai 1991, um den Alterungsprozeß der Module zu verlangsamen. Im Vorwärtsbereich werden Energiedepositionen des Kalorimeters FEMC im Mittel mit 91% zu einer myonischen Spur assoziiert.

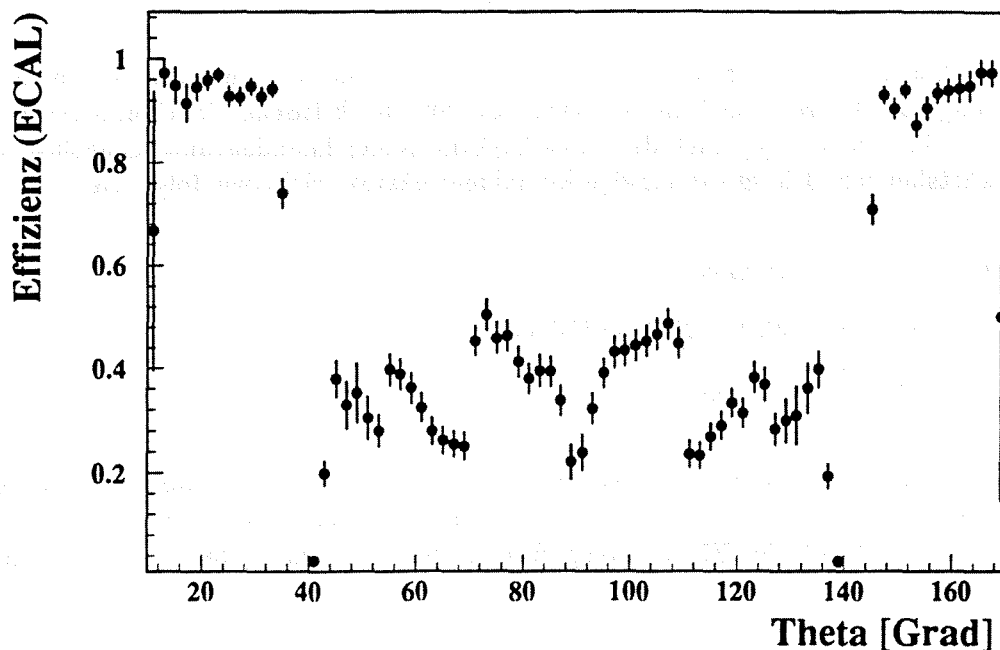


Abbildung 16: Effizienz der elektromagnetischen Kalorimeter

Ineffizienzen der DELANA-Assoziation wurden mit akzeptierten myonischen Spuren abgeschätzt, zu denen keine elektromagnetische Energie existiert, in deren Nähe sich aber eine Energiedeposition befindet. Es kann ein Wert von ungefähr 3% ermittelt werden. Diese Ineffizienzen werden in der Myonanalyse nicht weiter minimiert.

5.2.2 Hadronkalorimeter

Bei einem ideal kalibrierten Hadronkalorimeter hängt die deponierte Energie eines Myons nur von seiner Spurlänge ab. Dies hat zur Folge, daß die gemessene Energie für minimal ionisierende Teilchen im Barrelbereich mit kleiner werdendem Winkel Θ steigt. Im Vorwärtsbereich sollte sich in erster Ordnung eine konstante Energiedeposition ergeben. Die Nutzbarkeit des Hadronkalorimeters wird mit einer zum letzten Abschnitt vergleichbaren Ereignismenge geprüft. Es wird gefordert:

- 2 Spuren mit Impuls $P > 20 \text{ GeV}$
- Akollinearität $\xi < 1 \text{ Grad}$
- assoziierte Treffer von beiden Spuren in den Myonkammern
- keine Spur darf mehr als 1.5 GeV Energie in den elektromagnetischen Kalorimetern deponiert haben

Zur Illustration ist die Θ -abhängige Energiedeposition für Myonen in Abbildung 17 dargestellt.

Sie zeigt die Mängel der Kalibrierung auf, es existieren drei Bereiche mit verminderter Energieauflösung: der Barrelbereich in der Nähe von 90° , der kritische Überlappbereich, in dem sich sowohl das Barrel- als auch das Vorwärtskalorimeter befinden und schließlich der gesamte Vorwärtsbereich. Die Θ -abhängige Myonidentifikation sieht wie folgt aus :

- $0^\circ < \Theta < 45^\circ$ $E < 15 \text{ GeV}$
- $45^\circ < \Theta < 85^\circ$ $E < 33.1 - 25.6 \cdot \sin(\Theta) \text{ GeV}$
- $85^\circ < \Theta < 90^\circ$ $E < 12.5 \text{ GeV}$

Mit dieser Einstellung ist noch kein ausreichender Schutz gegen eine Hadronkontamination gegeben. Eine Diskriminierung kann durch die interne Ebenenstruktur erreicht werden. Beide Kalorimeter sind mit vier Ebenen ausgestattet, die hier vom Vertex nach außen mit aufsteigender Reihenfolge numeriert sind.

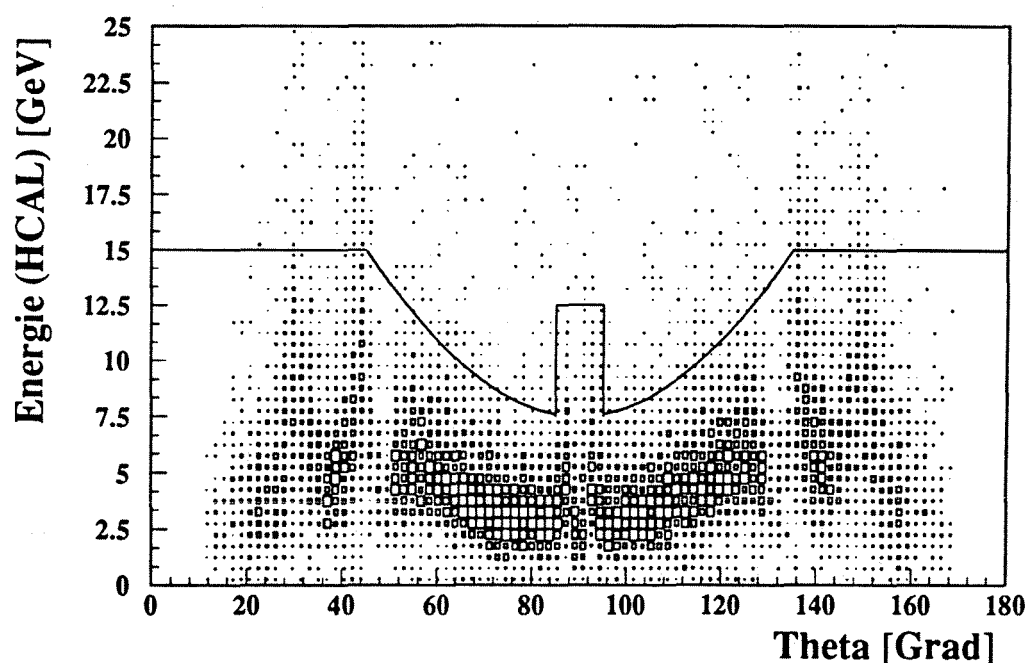


Abbildung 17: Winkelabhängige Energiedeposition minimal ionisierender Teilchen in dem Hadronkalorimeter HCAL. Der winkelabhängige Identifikationsschnitt geht auf die unterschiedlich kalibrierten Komponenten dieses Gerätes ein.

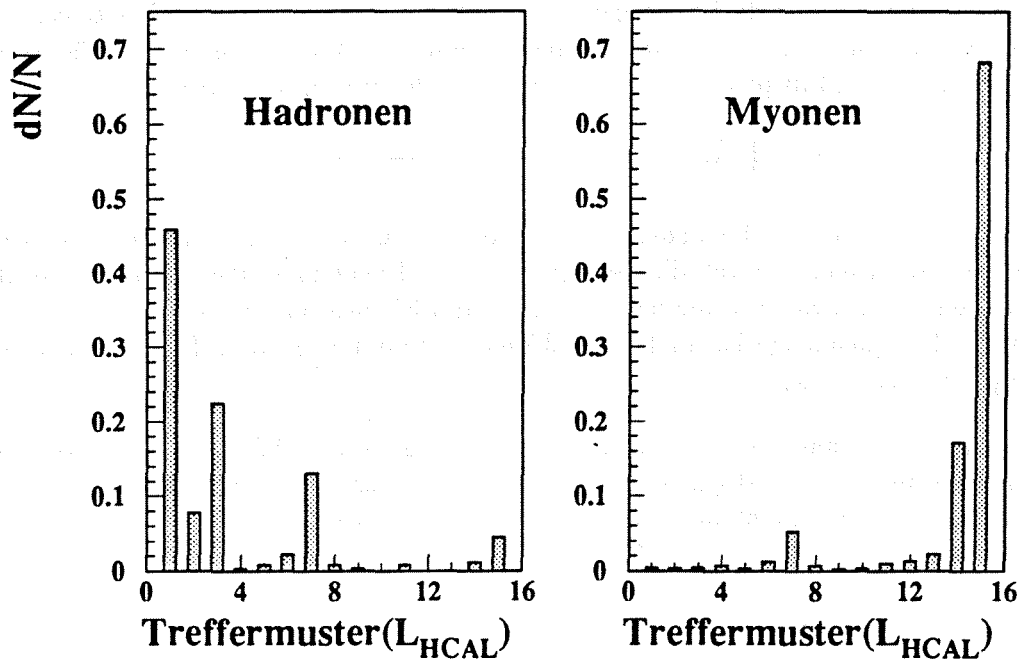


Abbildung 18: Treffermuster der angesprochenen Ebenen des Hadronkalorimeters

Das Treffermuster, definiert durch

$$L_{H\text{CAL}} = \sum_i 2^{i-1}$$

i = Nummer der angesprochenen Ebene

ist sensitiv gegenüber Energiedepositionen, da Hadronen mit hoher Wahrscheinlichkeit in den ersten beiden Ebenen stoppen, Myonen dagegen aber unkorreliert mit gleicher Wahrscheinlichkeit in den einzelnen Ebenen wechselwirken. Das Treffermuster ist in Abbildung 18 für Hadronen aus dem τ -Zerfall und für Myonen dargestellt.

Neben der Energiebedingung wird gefordert, daß die Größe $L_{H\text{CAL}} > 3$ sein muß, wodurch Myonen auch mit einer angesprochenen Ebene identifiziert werden können.

Eine andere Methode konnte bislang für den Datensatz des Jahres 1991 noch nicht benutzt werden. Sie wurde zur Identifikation von Myonen entwickelt und konnte aufgrund der ausreichenden Kalibrierung für den Datensatz 1990 verwendet werden. Sie wird kurz erläutert: Die normalisierte Energiedeposition kann durch eine landauähnliche Funktion der Form

$$dN(E)/N = c_1 \cdot e^{(-\lambda + e^{-\lambda})/2}$$

$$\lambda = (E - c_2)/c_3$$

parametrisiert werden. Aufgrund der bestehenden Winkelabhängigkeit wurden die freien Parameter c_1, c_2 und c_3 für jede Ebene getrennt nach der Turmstruktur (Hypertower) des Kalorimeters separat gefittet. Diese Verteilungen können als Wahrscheinlichkeitsdichte interpretiert werden. Die Multiplikation der Wahrscheinlichkeiten in der Form

$$-\log \prod_i P_i(E), \text{ mit } P(E) = dN(E)/N$$

ergibt durch die Maximierung der Likelihoodfunktion eine sensitive Variable zur Separation der Myonen von Hadronen. Durch die geringe Zahl von Freiheitsgraden erlangt diese Methode erst Bedeutung für Spuren, die in mindestens drei Ebenen nachgewiesen wurden. Mit der selektierten Ereignismenge ist auch die Effizienzbestimmung durchgeführt worden, die in Abbildung 19 zu sehen ist.

Sie zeigt eine Beteiligung des Hadronkalorimeters im gesamten Winkelbereich von über 94%. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, den Bereich zwischen 43° und 52° , in dem keine Myonkammern zur Verfügung stehen, für die Identifikation zu benutzen.

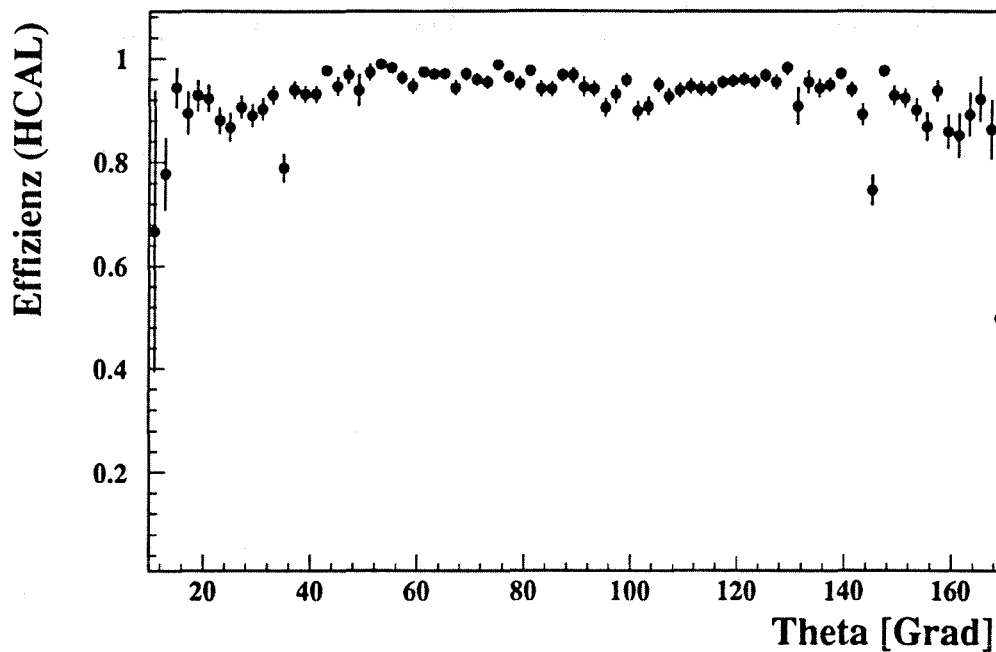


Abbildung 19: Effizienz des Hadronkalorimeters

5.2.3 Myonkammern

Geladene Spuren, die den Kalorimeterbereich des DELPHI-Detektors verlassen können, werden als Treffer in den außenliegenden Myonkammern nachgewiesen. Der überwiegende Anteil dieser Spuren besteht aus Myonen, die nur gering mit dem Detektormaterial wechselwirken. Ein Anteil von ungefähr 1 % entsteht allerdings aus Hadronen des τ -Zerfalls. Diese potentielle Mißidentifikation wird in der Myonselektion durch weitere Schnitte an die Spur- und Ereignisgrößen minimiert. Für diese Analyse ist es ausreichend, die Assoziation zu einem Treffer in einer Ebene der Kammern als Myonidentifikation zu verlangen. Analysen, in denen das Auffinden eines Myons aus einem Hadronjet gefordert ist, arbeiten mit mehreren Treffern, um die intrinsische Spursteigung als Auswahlkriterium zur Lösung von Ambiguitäten zu benutzen. Die Funktionalität der Myonkammern wird mit folgender Ereignismenge untersucht:

- 2 Spuren mit Impuls $P > 20 \text{ GeV}$
- Akollinearität $\xi < 1 \text{ Grad}$
- Energiedeposition $E < 1.5 \text{ GeV}$ in einem elektromagnetischen Kalorimeter
- Energiedeposition $E < 8 \text{ GeV}$ in dem Hadronkalorimeter

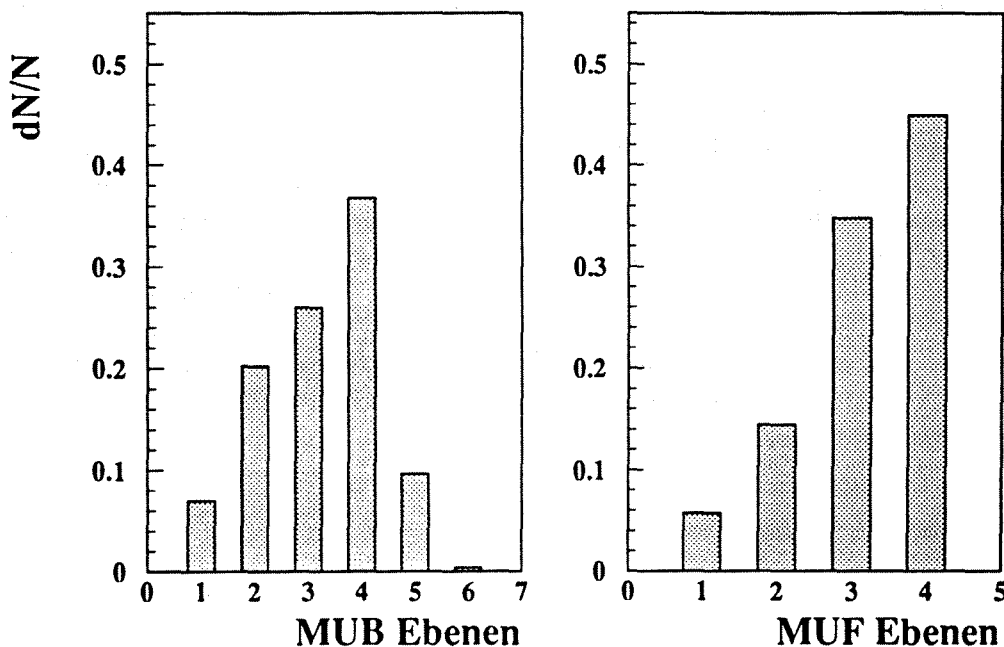


Abbildung 20: Prozentualer Anteil der angesprochenen Ebenen beider Myonkammern

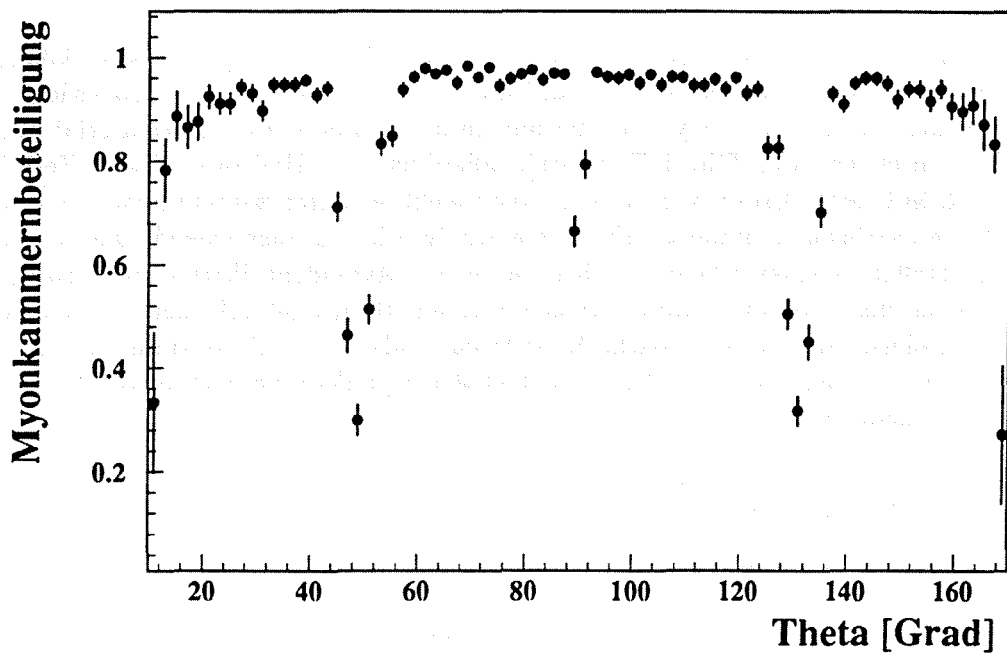


Abbildung 21: Effizienz der Myonkammern

Hier darf keine Information der Myonkammern gefordert werden, da geometrische Korrelationen zwischen den toten Zonen bestehen.

In Abbildung 20 ist die prozentuale Beteiligung der assoziierten Ebenen der Myonkammern und in Abbildung 21 die Effizienz beider Kammerpakete dargestellt. Im polaren Raumwinkel von $11^\circ < \Theta < 169^\circ$ ergibt sich pro Myonspur eine mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit der Myonkammern von 86%. Im sensitiven Bereich der Kammern beteiligt sich der MUF mit 93% und der MUB mit 95% an einer Spurassoziation. Diese Zahlen beinhalten einen Anteil von 1.5%, der durch eine nachträglich durchgeführte Assoziation entsteht. Dies ist notwendig, da der DELANA-E Datensatz aufgrund eines Softwarefehlers keine Assoziation von geladenen Spuren zu den Kalorimetern und den Myonkammern in dem Winkelbereich von 34° bis 35° aufweist. Zusätzlich konnten im extremen Vorwärtsbereich Ineffizienzen der DELANA-Assoziation aufgefangen werden.

5.2.4 Identifikationsverluste

Verluste treten auf, wenn keine der drei Detektorkomponenten die Spur als Myon identifizieren konnte. Da geometrische Korrelationen zwischen den Effizienzen bestehen, können die Verluste nicht multiplikativ bestimmt werden. Sie werden durch Ereignisse mit zwei Spuren berechnet, wobei eine Spur durch eine der drei Detektorkomponenten als Myon identifiziert wurde. Außerdem muß diese Spur einen Impuls größer als 30 GeV besitzen und sich innerhalb eines eng definierten Impaktvolumens befinden. Diese Forderungen sind zur Reduktion des Untergrundes notwendig, da Informationen der gegenüberliegenden Seite nicht benutzt werden dürfen. Die andere Spur dient dann zur Bestimmung der Identifikationseffizienz, deren Winkelabhängigkeit in Abbildung 22 aufgetragen ist.

Bereiche mit verminderter Identifikationswahrscheinlichkeit existieren um 90° und im Überlappbereich, in dem sich die Kombination HPC und Hadronkalorimeter befindet. Im Mittel ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit von 98%, eine rekonstruierte Spur als Myon nachzuweisen. Diese Zahl beinhaltet die geometrische Akzeptanz aller Identifikationskomponenten.

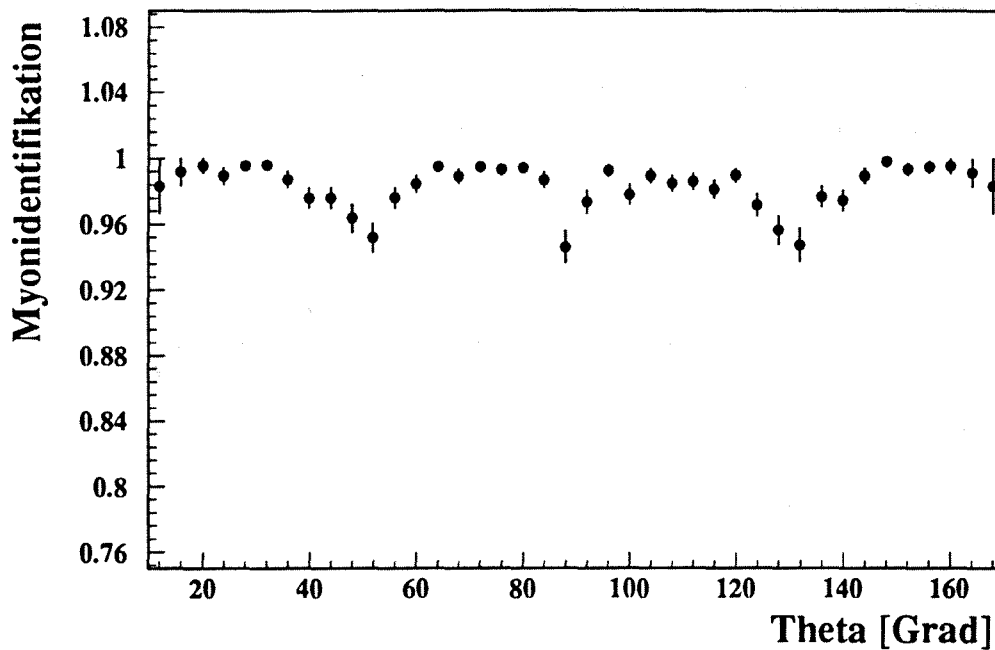


Abbildung 22: Identifikationseffizienz

5.3 Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz

Bei der Spurrekonstruktion treten Verluste auf, die dazu führen, daß myonische Ereignisse in der Selektion nicht akzeptiert werden. Es muß sichergestellt sein, daß diese Verluste ladungsunabhängig und symmetrisch in Θ sind, sonst besitzen diese Ereignisse eine andere Ladungsasymmetrie als die Menge der akzeptierten Myonen. Für die Effizienzbestimmung werden myonische Ereignisse durch eine Spur identifiziert. Diese "Triggerspur" muß folgenden Bedingungen genügen :

- Impuls $P > 25\text{GeV}$ (Ausschließung von τ -Ereignissen)
- Impaktschnitt (Ausschließung von kosmischen Myonen)
- Myonidentifikation durch Myonkammern und Schauerentwicklung in den Kalorimetern, die einem minimal ionisierenden Teilchen entspricht
- die Spur muß sich außerhalb von $\pm 3^\circ$ der TPC-Sektorgrenzen befinden
- in der entgegengesetzten Hemisphäre müssen sich Treffer der Myonkammern in einem Raumwinkelbereich von 10 Grad befinden

Die Spureffizienz ε_μ wird in der gegenüberliegenden Hemisphäre über das Verhältnis der gefundenen Spuren zu der angebotenen Zahl der Ereignisse bestimmt. Bei mehrfach gefun-

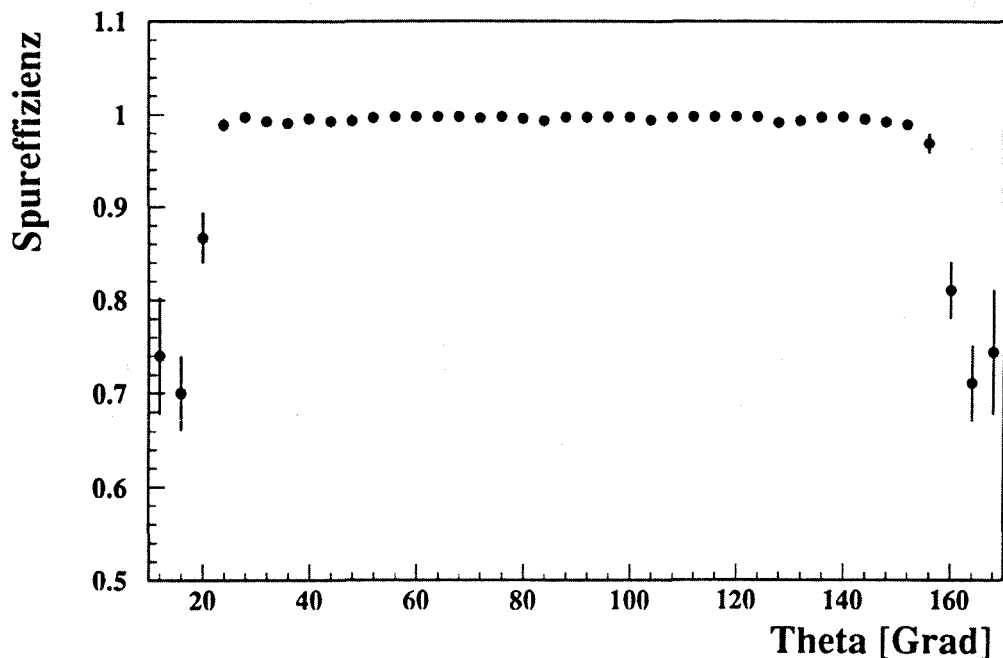


Abbildung 23: Rekonstruktionseffizienz

denen Spuren wird das Ereignis verworfen. In Abbildung 23 ist die winkelabhängige Effizienz aufgetragen. Für ineffiziente Ereignisse ist der gespiegelte Winkel der Triggerspur benutzt worden. Der Barrelbereich bis zu einem Winkel von 30° liegt durch die Präsenz der TPC bei einem konstanten Wert von 99.6 %; unter 30° nimmt die Rekonstruktionseffizienz bis auf 70% ab. Die Ursachen werden im folgenden Abschnitt näher erläutert. Insgesamt kann festgestellt werden, daß DELPHI im sensitiven Nachweisbereich eine Myonspur mit einer Effizienz von 98.6 % rekonstruiert.

Die Ladungs- und Winkelunabhängigkeit ist in Abbildung 24 zu sehen. Hier ist das Verhältnis $\epsilon_{\mu^-}/\epsilon_{\mu^+}$ gegen Θ aufgetragen und innerhalb der statistischen Genauigkeit ist ein Unterschied nicht nachweisbar. Das gleiche kann für die Effizienz in Abhängigkeit des Winkels Θ für beide Ladungen festgestellt werden. Die Größe $\epsilon_{\mu}(\Theta)/\epsilon_{\mu}(180^\circ - \Theta)$, $\Theta < 90^\circ$ zeigt keine unterschiedliche Winkelbehandlung.

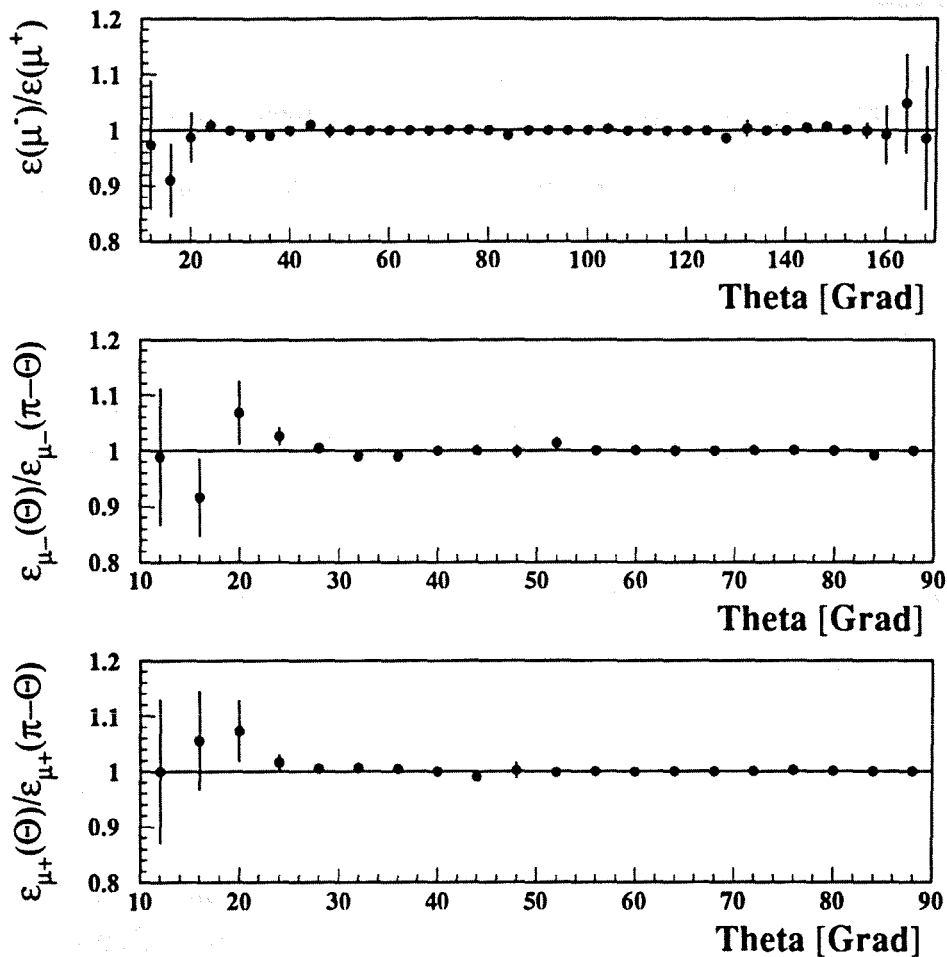


Abbildung 24: Ladungs- und Winkelunabhängigkeit der Effizienz

Im Bereich von 20 Grad könnte ein leichter Unterschied bestehen, der sich eventuell durch die schlechter werdende Qualität von TPC-Spurstücken erklären läßt. Allerdings ist keine statistische Signifikanz gegeben.

5.3.1 Rekonstruktionseffizienz der Vorwärtskammern

Die geringe Rekonstruktionseffizienz des Vorwärtsbereiches läßt sich durch instabile Betriebsbedingungen der Vorwärtskammer A und ihre nicht optimierte Rekonstruktionssoftware erklären. Im Winkelbereich über 25° existiert eine Detektorredundanz aufgrund der TPC, das heißt Spuren müssen nicht notwendigerweise mit den Vorwärtskammern A und B gebildet werden. In Abbildung 25 ist die Beteiligung der Vorwärtskammer B an einer Spur im Vergleich zu dem im Barrelbereich befindlichen Äußeren Detektor dargestellt. Um beide Detektoren miteinander vergleichen zu können, wurden hier nur Spuren benutzt, an denen sich auch die TPC beteiligt. Es ergibt sich eine mittlere Beteiligung für FCB von 93% und für den OD zu 88%.

Zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz der Kammern A und B wurden folgende Bedingungen an die Ereignissignatur gestellt : Es muß in einer Hemisphäre genau eine Spur mit einem Impuls größer als 20 GeV existieren, zu der Treffer der Myonkammern assoziiert wurden. Diese Triggerspur definiert in der ihr gegenüberliegenden Hemisphäre einen Akolli-

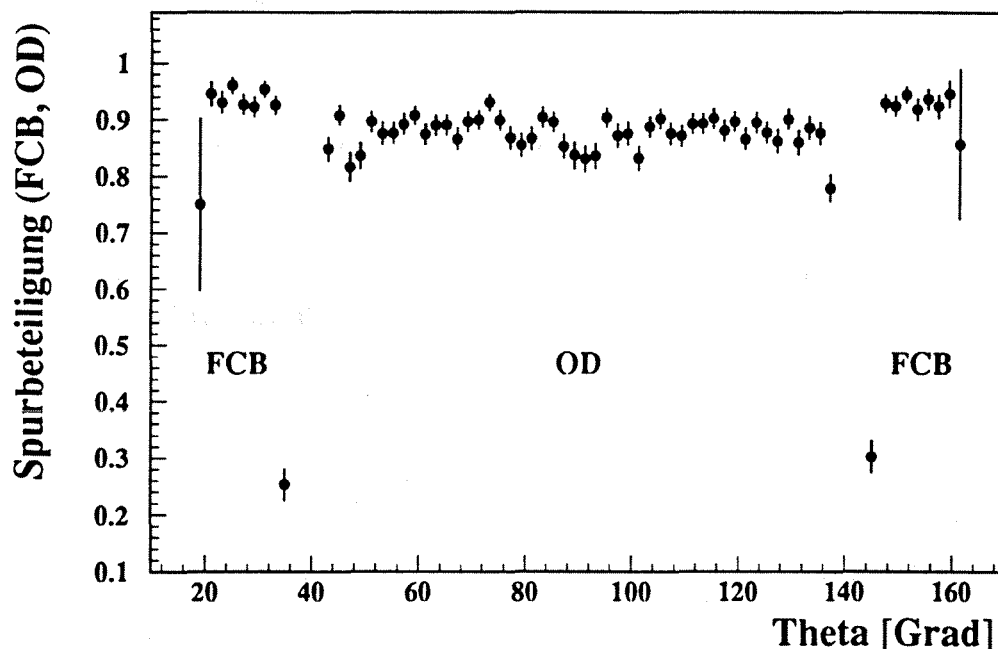


Abbildung 25: Spurbeteiligung der Detektoren FCB und OD in Abhängigkeit von Theta

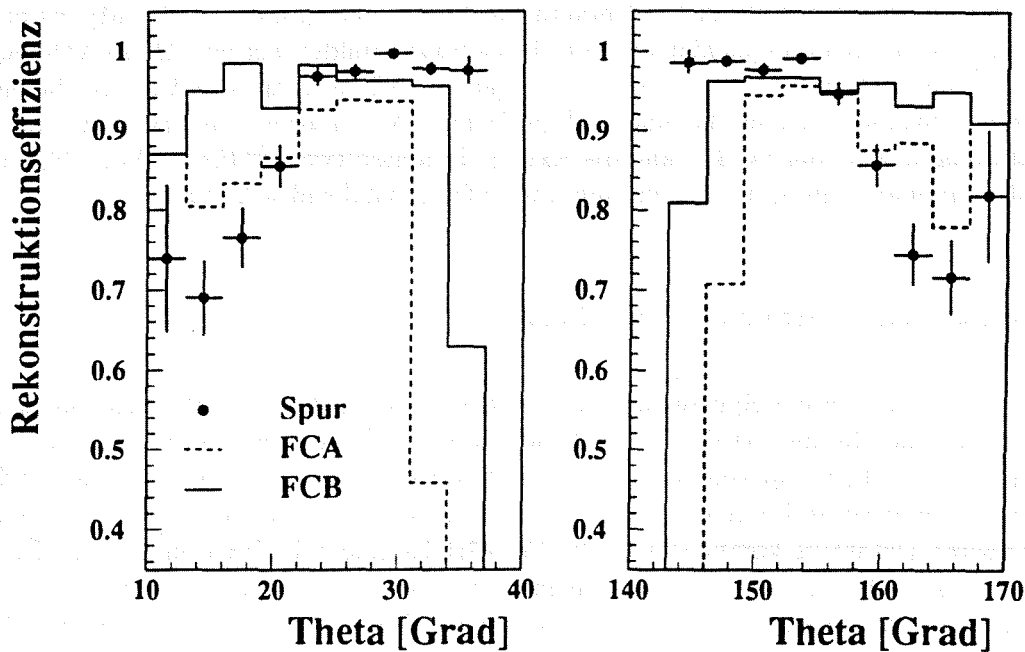


Abbildung 26: Rekonstruktionseffizienz im Vorwärtsbereich

nearitätskonus von 10° , in dem sich Treffer der Myonkammern befinden müssen. Als effizient wird die zu untersuchende Kammer dann angesehen, wenn sie folgende Bedingungen erfüllt:

- Es wurde in dem Akollinearitätskonus eine Spur mit Beteiligung dieser Kammer rekonstruiert.
- In dem Akollinearitätskonus wurde eine Spur ohne diese Kammer rekonstruiert. Es befindet sich aber ein Spurstück im Raumwinkelbereich von kleiner als 2° in der Nähe der Spur.
- Es wurde keine Spur rekonstruiert. In dem Akollinearitätskonus befindet sich aber genau ein Kammerspurstück.

Die absolute Rekonstruktionseffizienz der Kammern A und B in Abhängigkeit des Winkels Θ ist in Abbildung 26 dargestellt. Im ganzen Winkelbereich liegt die Rekonstruktionseffizienz der Kammer A niedriger als die Effizienz der Kammer B. Im extremen Vorwärtsbereich entsteht für die Kammer A ein Einbruch, da dieser Detektor stark von dem Extrapolationsangebot anderer Detektoren für die zweite Stufe ihrer lokalen Rekonstruktion abhängt. Dieser Einbruch kann teilweise durch Extrapolationen der Vorwärtskammer B aufgefangen werden. Die Wahrscheinlichkeit, eine Spur zu rekonstruieren, ergibt sich nun aus den Rekonstruktionseffizienzen der Kammern A und B sowie der Effizienz des DELANA-Spurfitprogramms.

Der letzte Anteil reflektiert das unbrauchbare Angebot, das durch FCA-Spurstücke zustande kommt, deren interne Winkelbestimmung nicht zu dem Spurwinkel des Myons paßt. Ist eine der drei Komponenten ineffizient, kann keine Spur gebildet werden. Diese Abhängigkeit führt zu einer mittleren Spureffizienz von ungefähr 70% im extremen Vorwärtsbereich. Weiterführende Studien sind in [41] und [42] zu finden. Abschließend sei erwähnt, daß die Rekonstruktionssoftware der FCB²⁹ und die Extrapolationssoftware³⁰ für die Vorwärtskammern auf die Myonanalyse optimiert wurden und zufriedenstellend arbeiten.

5.4 Geometrieakzeptanz des Detektors

Die dominanten Verluste der Spurrekonstruktion treten durch die Sektorbegrenzungen der TPC und durch die Rahmenstruktur der Vorwärtskammern auf. Ein TPC-Sektor überdeckt 60° in der $r\varphi$ -Ebene mit einem insensitiven Randbereich von ungefähr 2° . Der Einfluß dieser toten Zonen wird im Barrelbereich teilweise durch die Spurrekonstruktion des Inneren und des Äußeren Detektors kompensiert. Die Vorwärtskammern besitzen in der $r\varphi$ -Ebene bei 90° und 270° Rahmen, die sich mit dem insensitiven Bereich von zwei TPC-Sektoren überdecken. Hier findet keine Rekonstruktion statt. Der Gesamtverlust kann mit Hilfe von Abbildung 27 abgeschätzt werden, in der die φ -Verteilung aller akzeptierten Myonen

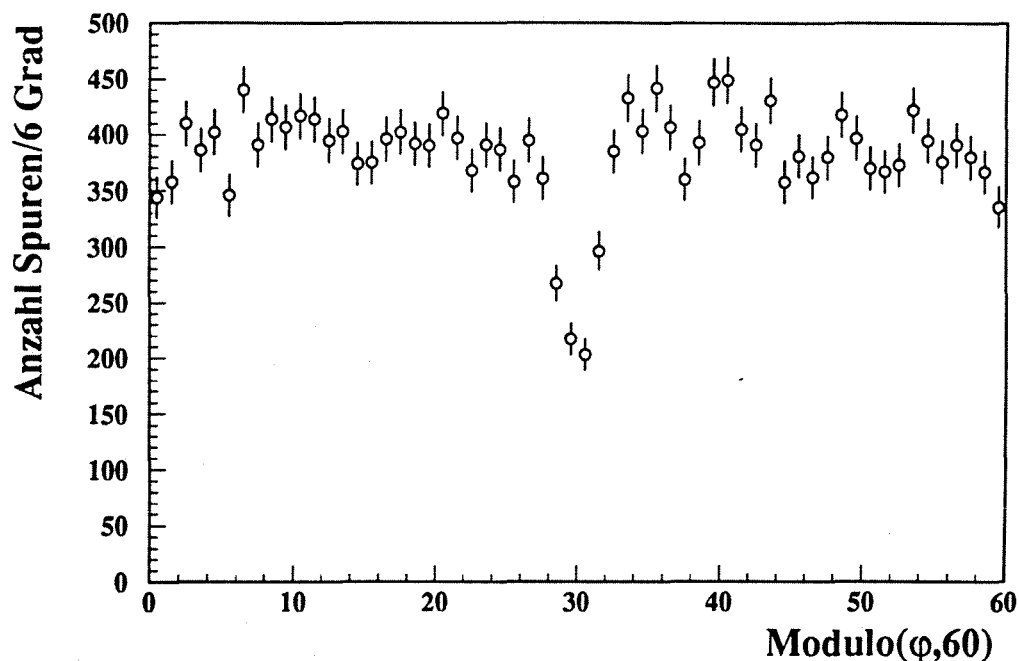


Abbildung 27: Sechsfach gefaltete Winkelverteilung in φ

²⁹Tailcatcher in dem Programm FCBANA

³⁰Routine EXABEX in dem Programm DELANA

dargestellt ist. Entsprechend der Modularität der TPC-Sektoren wurde der sechsfach gefaltete φ -Winkel benutzt. In dem verminderten Akzeptanzbereich zwischen 28° und 31° werden im Mittel noch $282 \text{ Myonen}/6^\circ$ nachgewiesen. Außerhalb dieses Bereiches ist die Rekonstruktionseffizienz des Detektors konstant. Dort läßt sich durch einen Konstantenfit die Zahl von $381 \text{ Myonen}/6^\circ$ ermitteln.

Beide Werte werden mit ihrem prozentualen Anteil am Gesamtwinkel gewichtet und ergeben eine Gesamteffizienz von 98.3%. Die Werte für die Rekonstruktions- und die Geometrie-effizienz sind nicht korreliert.

5.5 Myonnachweiswahrscheinlichkeit des DELPHI Detektors

Die Wahrscheinlichkeit, mit der DELPHI im geometrischen Akzeptanzbereich ein Myon nachweist, kann nun abgeschätzt werden. Drei dominante Quellen tragen zur Gesamteffizienz bei :

- Rekonstruktionseffizienz für geladene Spuren : 98.6%
- Geometrische Bereiche, in denen keine Rekonstruktion stattfindet : 98.3%
- Myonidentifikation aufgrund der drei benutzten Detektorkomponenten : 98.0%

Alle drei Punkte wurden so behandelt, daß keine Korrelationen entstehen. Aufgrund der bedingten Wahrscheinlichkeit ergibt sich eine Gesamtwahrscheinlichkeit von 95%, eine Spur als Myon im polaren Akzeptanzbereich von $11^\circ < \Theta < 169^\circ$ zu rekonstruieren und zu identifizieren.

5.6 Ereignisselektion

75000 Ereignisse wurden von der Arbeitsgruppe, die sich mit dem myonischen Zerfallskanal des Z^0 beschäftigt, als Myonkandidaten eingestuft. Eine Beschreibung der benutzten Selektionskriterien ist in [36] zu finden. Um mit dieser Ereignismenge eine Separation der myonischen Ereignisse von dem hohen Untergrund zu erreichen, sind zwei Schnitte an kinematische Größen notwendig.

Hier kann die Kinematik myonischer Ereignisse ausgenutzt werden, die sich durch zwei hochimpulsive Spuren geringer Akollinearität auszeichnet. Benutzt werden die Forderungen an einen Mindestimpuls P_{min} und einen maximalen Akollinearitätswinkel ξ_{max} . Dadurch werden zwar Ereignisse bei denen ein Photon emittiert wird, unterschiedlich behandelt; die Schnittkonstellation wird aber in dem späteren globalen Fit in dem Programm ZFITTER berücksichtigt.

In Abbildung 28 ist neben der Abhängigkeit der Asymmetrie von den Schnittgrößen P_{min} und ξ_{max} die Sensitivität, definiert durch die Ableitung der Funktion, zu sehen. Ein Schnitt in das Impulsspektrum ist sicher bis zu großen Impulsen von ungefähr 30 GeV, da eine Variation der Asymmetrie nicht existiert. Die Abhängigkeit der Asymmetrie von der Akolli-

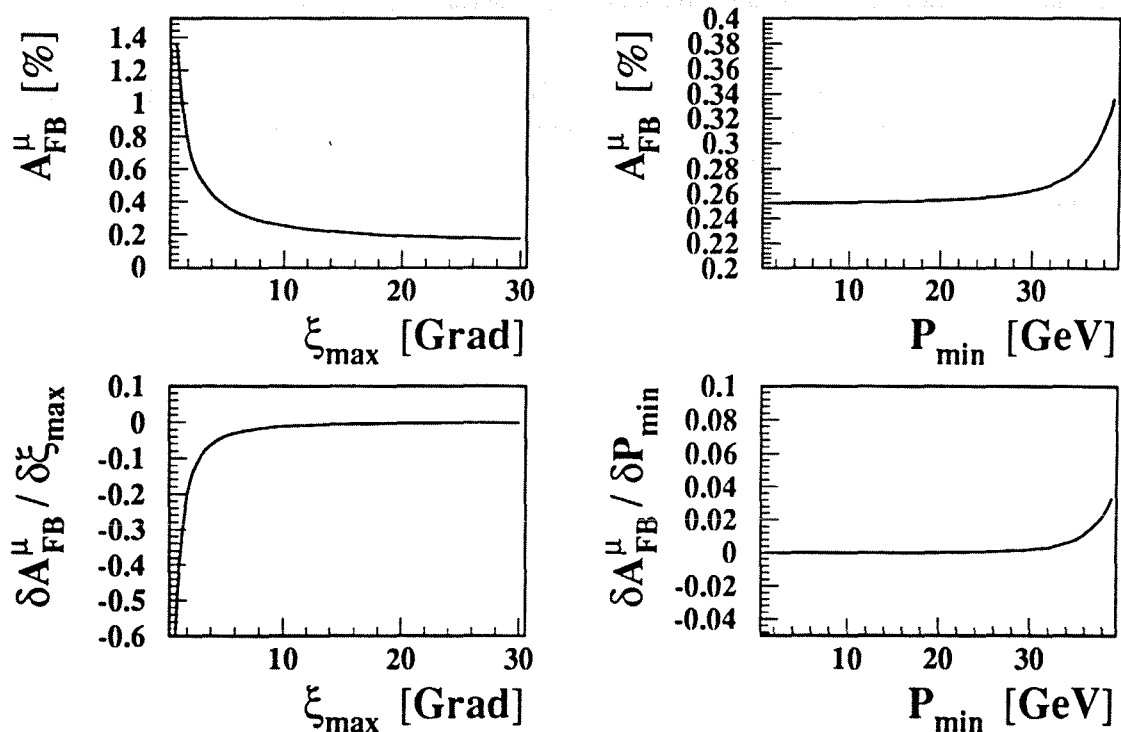


Abbildung 28: Abhängigkeit der Asymmetrie von den Schnitten an die maximale Akollinearität ξ_{max} und den Mindestimpuls P_{min} einer Spur

nearität zeigt Änderungen im Prozentbereich mit Winkeln bis zu 5° . Ab 10° ändert sich die Asymmetrie um weniger als ein Promille, so daß der Akollinearitätsschnitt vernachlässigbar zum systematischen Fehler beiträgt.

Um eine schnelle Vorselektion zu garantieren, werden die Ereignisse in verschiedene Klassen eingeteilt. Die Spur mit dem höchsten Impuls definiert eine Hemisphäre, in der alle weiteren Spuren mit einem Öffnungswinkel kleiner als 90° akkumuliert werden. In der verbleibenden Hemisphäre werden ebenfalls alle vorhandenen Spuren gesammelt.

Die verschiedenen Klassen sind wie folgt spezifiziert:

Klasse 1 : In jeder Hemisphäre befindet sich genau eine Spur mit einem Impuls größer als 5 GeV. Weitere Spuren müssen einen Impuls kleiner als 5 GeV besitzen. Die niederimpulsigen Spuren stammen bei Myonereignissen aus der Konversion eines radiativen Photons, bei τ -Ereignissen hingegen aus einem Mehrkörperzerfall.

Klasse 2 : Es existiert genau eine Spur mit einem Impuls größer als 5 GeV. In dieser Klasse befinden sich die relevanten Ereignisse, in denen in einer Hemisphäre die Myonspur nicht rekonstruiert werden konnte. Für den Vorwärtsbereich wurde aus diesem Grund eine nachträgliche Rekonstruktion durchgeführt.

Als Kandidaten wurden Spurstücke der Vorwärtskammern A und B benutzt, die in einem engen Raumwinkelbereich von 2° zueinander passen müssen. Falls Kombinationen von Spurstücke zu Mehrfachlösungen führen, wird das Ereignis aufgrund des möglichen τ -Untergrundes verworfen. Danach erfolgt die Myonidentifikation zu dem elektromagnetischen Kalorimeter, dem Hadronkalorimeter und den Myonkammern mit den gleichen Kriterien, die an eine rekonstruierte Spur gestellt wurden.

Klasse 3 : In diesen Ereignissen befindet sich keine Spur mit einem Impuls größer als 5 GeV. Hier geht eine kleine Zahl von Myonereignissen verloren, bei denen keine der beiden Spuren rekonstruiert wurde. Diese Ereignisse spielen in der weiteren Analyse keine Rolle.

Klasse 4 : In dieser Klasse befinden sich Ereignisse, in denen in mindestens einer Hemisphäre zwei Spuren mit einem Impuls größer als 5 GeV nachgewiesen wurden. Ein Teil dieser Ereignisse entsteht durch ein artifizielles Dublizieren von Spuren im Vorwärtsbereich und liegt in der komplexen Spurfindungslogik der DELANA-Software begründet. Spurpaare mit einem Differenzwinkel von weniger als einem Grad wurden geprüft, um die schlechter rekonstruierte Spur von der weiteren Bearbeitung auszuschließen.

Gemäß der neuen Ereignistopologie kann dann eine Zuordnung zu den Klassen 1 oder 2 stattfinden. Ungefähr 1.5% aller Myonereignisse sind mit dieser Problematik behaftet. Der Anteil an τ -Ereignissen, die aufgrund dieser Prozedur die Myonselektion passieren konnten, wird zu 0.02% mit Hilfe von 100000 detektorsimulierten Monte Carlo Ereignissen bestimmt und ist damit vernachlässigbar.

Ereignisse der Klasse 1 und der Klasse 2 müssen die nun folgende Selektion passieren, um als myonische Ereignisse akzeptiert zu werden. In beiden Klassen wird die jeweils schnellste

Spur einer Hemisphäre als myonische Spur behandelt. Selektiert werden Ereignisse, wenn beide Myonkandidaten folgenden Schnitten genügen:

- **Impulsschnitt** : Die Spur muß einen Impuls größer als 15 GeV besitzen. Eine Verringerung des Mindestimpulses führt zu einer Anreicherung des τ -Untergrundes.
- **Myonidentifikation** : Eine der drei benutzten Detektorkomponenten, bestehend aus dem elektromagnetischen Kalorimeter, dem hadronischen Kalorimeter und den Myonkammern, kann die Spur als Myon identifizieren. Spuren, die mehr als 10 GeV in den elektromagnetischen Kalorimetern deponiert haben und keine weitere Assoziation zu den anderen Komponenten besitzen, werden als Elektronen identifiziert.
- **Akollinearitätsschnitt** : Die Akollinearität der beiden Myonkandidaten muß kleiner sein als 10 Grad. Größere Schnittwinkel würden den τ -Untergrund unverhältnismäßig anreichern.
- **Impaktschnitt** : Der Spurimpakt in der $r\varphi$ -Ebene und der z -Richtung muß innerhalb eines akzeptierten Impaktvolumens liegen. Das Volumen ist abhängig von den Detektoren, die sich an dieser Spur beteiligen. Die Impaktschnitte sind in Tabelle 3 des Kapitels "Nachweis myonischer Ereignisse" zusammengefaßt. Die Schnitteinstellung trägt entscheidend zu der Reduktion des kosmischen Untergrundes bei.

Die Selektionsstatistik für die Klassen 1 und 2 ist in Tabelle 4 zusammengefaßt. In Klasse 3 befinden sich 23064 und in Klasse 4 3350 Ereignisse, die aufgrund ihrer Topologie und den beteiligten Spurimpulsen als Untergrundereignisse klassifiziert wurden. Die Statistik zeigt, daß der dominante Anteil der selektierten Ereignisse über zwei rekonstruierte Myonen verfügt. Die relativ kleine Zahl von 270 Ereignissen der Klasse 2 befindet sich in dem Vorwärtsbereich. In diesen Ereignissen konnten Myonen in einer Hemisphäre mit Hilfe von Spurstücken der Vorwärtskammern identifiziert werden.

	Klasse 1	Klasse 2
Myonkandidaten	33179	16780
nach Impulsschnitt	23225	7420
" Identifikation	18263	272
" Akollinearitätsschnitt	18089	272
" Impaktschnitt	11195	270

Tabelle 4: Selektionsstatistik der Myonkandidaten des Jahres 1991

In Abbildung 29 ist das inverse Impulsspektrum und die Akollinearitätsverteilung der akzeptierten Daten dargestellt. Der inverse Impuls ist mit dem Ladungsvorzeichen versehen, so daß der Abstand zwischen den Impulsspektren negativer und positiver Ladung die Ladungstrennung des Detektors anzeigt. Die Akollinearitätsverteilung zeigt den erwarteten Verlauf. Das Energiespektrum von Abstrahlungsfotonen nimmt mit steigender Photonenergie ab, so daß der dominante Anteil der myonischen Ereignisse bei kleinen Akollinearitäten erzeugt wird.

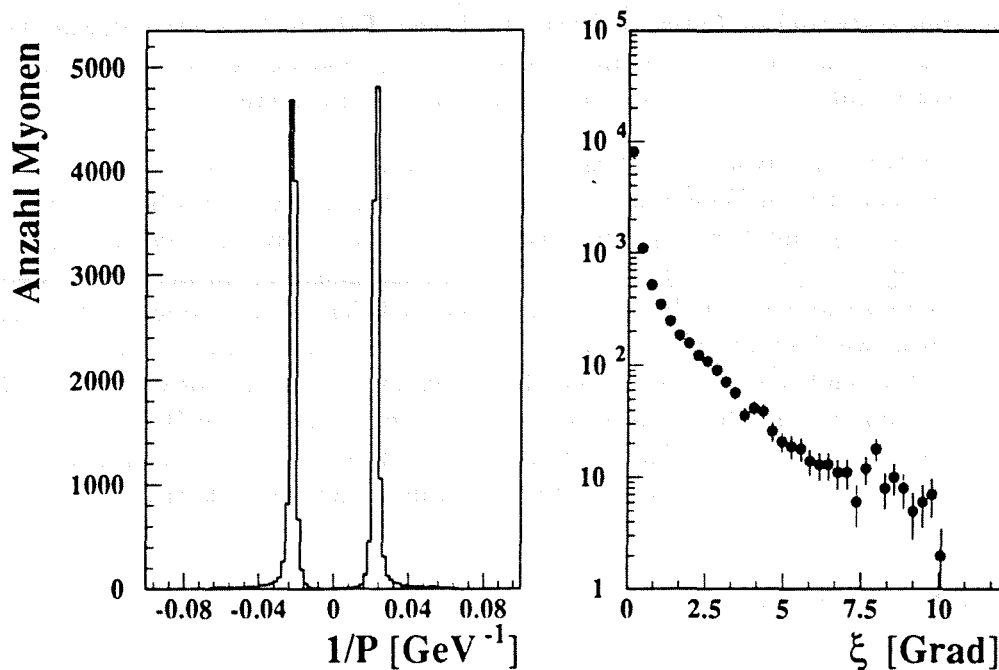


Abbildung 29: Inverses Impulsspektrum und Akollinearitätsverteilung der akzeptierten Daten

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß 11465 myonische Ereignisse identifiziert wurden. In der benutzten kinematischen Schnittkonstellation werden die Verluste von myonischen Spuren aufgrund der Rekonstruktion, der geometrischen Akzeptanz und der Identifikation zu 95% abgeschätzt. Die Myonidentifikation kann bei guter Kalibration der Komponenten verfeinert werden, insbesondere scheint die Separation von Hadronen und Myonen durch ihre Schauerentwicklung erfolgsversprechend. Die Myonrekonstruktion und die Identifikation weisen in dem ganzen Raumwinkel des Barrelbereich hohe Effizienzen auf. Effizienzverluste in dem Vorwärtsbereich sind hauptsächlich auf die Spurrekonstruktion zurückzuführen. Der Einfluß des verbleibenden Untergrundes und weitere systematische Fehlerquellen der Analyse werden im folgenden Kapitel diskutiert.

6. Systematische Unsicherheiten der Myonanalyse

Neben dem statistischen Fehler, der sich bei bekannter Wahrscheinlichkeitsdichte bestimmen läßt, können in der Analyse eine Vielzahl von Fehlerquellen existieren, die die Messung beeinflussen. Einem allgemein akzeptierten Verfahren zur Abschätzung des systematischen Fehlers liegt die leichte Variation der benutzten Schnitte zugrunde, wobei die Änderung des Endergebnisses als Systematik interpretiert wird. Dieses Verfahren ist für die Myonanalyse nicht anwendbar, da Änderungen der Asymmetrie aufgrund einer Schnittvariation einen nicht vernachlässigbaren statistischen Anteil besitzen. In diesem Fall ist der systematische Anteil nicht von dem statistischen Anteil zu trennen. Aus diesem Grund werden Methoden benutzt, die weitestgehend unabhängig von statistischen Fluktuationen arbeiten.

Die klare Signatur von myonischen Ereignissen erlaubt in den meisten Fällen die Bestimmung des systematischen Fehlers aus den Daten, so daß Monte Carlo Studien nur zur Überprüfung dienen. Bei der Messung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie lassen sich die dominanten Beiträge zum Gesamtfehler in drei Kategorien gliedern. In der ersten werden apparative Einflüsse zusammengefaßt, da aufgrund der endlichen Meßgenauigkeit des Detektors die Meßgrößen, wie Ladung, Impuls und Winkel mit Fehlern behaftet sind. Die zweite Kategorie beinhaltet den Fehler der benutzten Methoden, mit denen die Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie bestimmt wurde. In der letzten Kategorie befinden sich die Beiträge von Untergrundereignissen, die die Myonselektion passieren konnten, aber nicht aus dem Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ stammen. Die einzelnen Punkte werden im folgenden diskutiert.

6.1 Einfluß der Ladungsmessung

Für die Asymmetriemessung ist es notwendig, die Ladungen des auslaufenden Fermions und Antifermions zu bestimmen. Kommt es zum Beispiel in einem Ereignis zu einer Fehlmessung der Ladung bei beiden Spuren, ist dieses Ereignis nicht von den anderen Ereignissen zu unterscheiden. Falls es sich um unkorrelierte Fehlmessungen handelt, wird die Gesamtheit dieser Ereignisse eine Winkelverteilung besitzen, die sich spiegelsymmetrisch zu der wahren Winkelverteilung verhält. Diese Ereignisse tragen mit dem falschen Vorzeichen zur Asymmetrie bei. Sollte aber eine Korrelation der Fehlmessungen vorliegen, können diese Ereignisse im ungünstigen Fall eine Asymmetrie von +1 bzw. -1 besitzen. Solche Korrelationen sind nicht nachweisbar. Um die Wahrscheinlichkeit einer falschen Ladungsmessung abzuschätzen werden Ereignisse benutzt, in denen beide Spuren die gleiche Ladung besitzen. Die Myonselektion akzeptierte 26 $\mu^+\mu^+$ und 28 $\mu^-\mu^-$ Ereignisse, die in dem Verhältnis R

$$R(|\cos\Theta|) := \frac{(N_{\mu^+\mu^+} + N_{\mu^-\mu^-})(|\cos\Theta|)}{2N(|\cos\Theta|)}$$

N : Anzahl aller akzeptierten Myonereignissen

$N_{\mu^{+(-)}\mu^{+(-)}}$: Anzahl der Ereignisse mit positiver (negativer) Ladung in beiden Hemisphären

die winkelabhängige Wahrscheinlichkeit einer Fehlmessung beschreibt. Da nicht bekannt ist, welche der beiden Ladungen falsch bestimmt wurde, hängt die Wahrscheinlichkeit nur von dem Betrag des $\cos(\Theta)$ ab. Die Wahrscheinlichkeit R in Abhängigkeit von $\cos(\Theta)$ ist in Abbildung 30 dargestellt. Sie zeigt einen maximalen Wert von ungefähr 3% im extremen

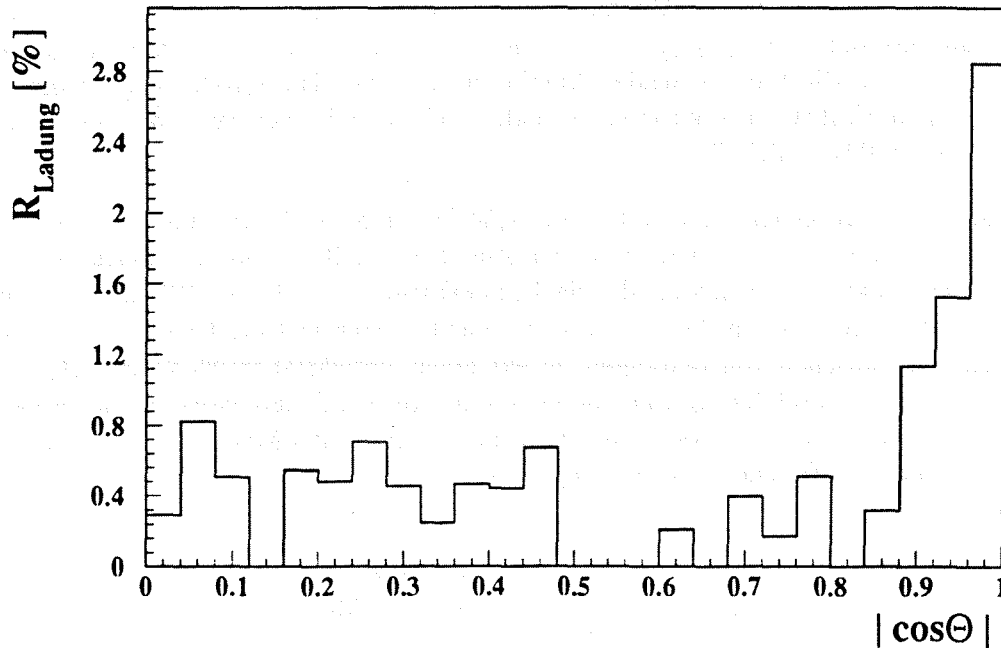


Abbildung 30: Winkelabhängige Wahrscheinlichkeit einer falschen Ladungsmessung

Vorwärtsbereich aufgrund einer verminderten Impulsauflösung. Desweiteren treten Fehlmessungen in der Nähe der TPC Sektorgrenzen aufgrund der elektrischen Felddeformation auf. Die absolute Zahl der Ereignisse mit falsch bestimmter Ladung berechnet sich für Ereignisse mit zwei rekonstruierten Spuren durch die Multiplikation der quadratischen Wahrscheinlichkeit mit der Winkelverteilung der akzeptierten Ereignisse $N_2(|\cos\Theta_i|)$. Die Summation ($i=1-M$) über den polaren Winkelbereich führt zu :

$$N_2^{Ladung} = \sum_{i=1}^M R^2(|\cos\Theta_i|) \cdot N_2(|\cos\Theta_i|) \approx 0.5 \text{Ereignisse.}$$

Für Ereignisse mit nur einer rekonstruierten Spur wird die absolute Zahl maximal abgeschätzt :

$$N_1^{Ladung} = \sum_{i=1}^M R(|\cos\Theta_i|) \cdot N_1(|\cos\Theta_i|) \approx 6.0 \text{Ereignisse.}$$

Der systematische Fehler läßt sich nun für die Zählmethode abschätzen :

$$\begin{aligned} \Delta A_{FB}(syst) &= A_{FB}^{wahr} - A_{FB}^{gemessen} \\ A_{FB}^{gemessen} &= \varepsilon_{Ladung} \cdot A_{FB}^{Ladung} + \varepsilon_{wahr} \cdot A_{FB}^{wahr} \\ \Delta A_{FB}(syst) &= \varepsilon_{Ladung} \cdot (A_{FB}^{Ladung} - A_{FB}^{wahr}) \end{aligned} \quad (6.1)$$

Die Gesamtheit aller Ereignisse zerfällt hier in einen Anteil, der aus Ereignissen besteht, in denen eine Ladungskonfusion ε_{Ladung} herrscht und dem größten Anteil der korrekt gemessenen Ereignisse ε_{wahr} . Die Summe beider Anteile ergibt eins. Die Größe A_{FB}^{Ladung} dient als freier Parameter und führt im unkorrelierten Fall zu einem relativen systematischen Fehler von $\Delta A_{FB}(\sqrt{s}) = 0.001 \cdot A_{FB}^{gemessen}(\sqrt{s})$.

Eine konservative Abschätzung benutzt für $A_{FB}^{Ladung} = 1$ oder -1 , um den größten Unterschied zu der gemessenen Asymmetrie zu erzwingen. Der resultierende systematische Fehler wurde mit einem Faktor 2 gewichtet, da die Fehlerabschätzung für die Zählmethode nach Formel 6.1 die Winkelverteilung der Fehlmessung nicht berücksichtigt. Dieser Faktor wurde durch gezieltes Vertauschen von Ladungen im extremen Vorwärtsbereich verifiziert, so daß die hier durchgeführte Abschätzung eine oberste Grenze für die Ergebnisse der Likelihoodmethode liefert. Der zu erwartende systematische Fehler ist für jeden Meßwert der Asymmetrie für beide Annahmen in Tabelle 5 zusammengefaßt.

Energiepunkt	N_{Ladung}	$\Delta A_{FB}(syst) \times 10^{-2}$	
		Methode 1	Methode 2
-3	0.10	0.16	0.04
-2	0.10	0.08	0.02
-1	0.28	0.14	0.02
0	5.03	0.12	0.001
+1	0.50	0.14	0.009
+2	0.24	0.14	0.01
+3	0.21	0.16	0.03

Tabelle 5: Systematischer Fehler aufgrund der Ladungskonfusion. Methode 1 gibt den Fehler bei maximaler Korrelation und Methode 2 unter Vernachlässigung von Korrelationen an

Eine weitere Methode, die die Detektorbeteiligung der einzelnen Spuren berücksichtigt, ist in [41] vorgestellt und führt zu einem kompatiblen Resultat. Es kann festgestellt werden, daß der zu erwartende Fehler einen Wert von 0.002 nicht überschreitet.

6.2 Die Ladungsakzeptanz des Detektors

Probleme in der Detektorkalibration können dazu führen, daß Ladungen unterschiedlich in den Hemisphären von DELPHI rekonstruiert werden. Dies wird sichtbar in den Impulsverteilungen, getrennt nach Ladungen und Hemisphären. Der größte Unterschied existiert in

der Rückwärtshemisphäre ($z < 0$) für μ^+ und μ^- . Der Mittelwert der Impulsverteilung der negativen Ladung ist um 0.4 GeV kleiner als der Wert für die positive Ladung. Dieser Unterschied wird als eine systematische Verschiebung des Impulsspektrums behandelt. Dadurch fallen bevorzugt negative Ladungen unter die Impulsgrenze von 15 GeV und werden somit nicht akzeptiert. Der Verlust der Ereignisse wird abgeschätzt, indem das Impulsspektrum bei 15 GeV um den Versatz von 0.4 GeV zu kleineren Impulsen extrapoliert wird. Mit maximal 10 nicht akzeptierten Ereignissen wird ein systematischer Fehler von 0.001 bestimmt. Dieses Verfahren liefert eine obere Abschätzung, da der Bereich kleiner Impulse dominant von τ -Ereignissen bevölkert wird.

6.3 Einfluß der Winkelmessung

Für die Bestimmung der Asymmetrie mit Hilfe des Likelihood Fit wurde die Winkelverteilung des auslaufenden negativen Myons benutzt. Ein Fit an die Winkelverteilung des positiven Myons sollte betragsmäßig die gleiche Asymmetrie liefern. Diese Gleichheit kann mit den Daten nicht bestätigt werden; es läßt sich ein Unterschied von 0.002 feststellen. Um statistische Fluktuationen von Ereignissen mit Photonabstrahlung auszuschließen, wurde eine reduzierte Datenmenge untersucht, die den folgenden Einschränkungen genügen muß:

- die Akollinearität muß kleiner als 1 Grad sein und
- die beiden Spuren müssen sich in unterschiedlichen Hemisphären befinden

Die Differenz der Asymmetrien bleibt aber unter diesen Bedingungen unverändert, wodurch Ereignisse mit Photonabstrahlung als Ursache auszuschließen sind. Ferner kommt ein unterschiedliches Funktionieren der Hemisphären in Betracht, ein Effekt der schon im Abschnitt "Ladungsakzeptanz" berücksichtigt werden mußte. Da aber in diesem Fall eine absolute Referenz fehlt, kann nur die Relativmessung der beiden Θ -Winkel der Spuren untersucht werden. Dies ist in Abbildung 31 dargestellt, in der ein Differenzwinkel

$$\Delta\Theta = \Theta^+ + \Theta^- - \pi$$

benutzt wird. Hier bezeichnet $\Theta^{+(-)}$ den Winkel des Myons, das in der positiven (negativen) Hemisphäre nachgewiesen wurde. Die Definition von $\Delta\Theta$ erzeugt eine hemisphärensortierte Verteilung der Winkelmessung. Der Mittelwert ist um 0.08° mit 10facher Standardabweichung verschoben, läßt sich aber nicht auf eine Hemisphäre zurückführen. Dieser Effekt kann mit zwei Vorgehensweisen korrigiert werden.

- Die Subtraktion der Hälfte von $\Delta\Theta$ von dem Winkel der Spur in der positiven Hemisphäre (+z) und die Addition zu dem Winkel der Spur in der negativen Hemisphäre (-z)
- Einführung eines gemittelten $\cos\Theta^* = \frac{\cos((\Theta_1 + \pi - \Theta_2)/2)}{\cos((\Theta_1 - \pi + \Theta_2)/2)}$

In beiden Fällen befinden sich die korrigierten Asymmetrien exakt zentriert zu den Werten, die man mit den negativen Myonen bzw. positiven Myonen erhält. Dadurch kann ein systematischer Fehler von 0.001 angegeben werden, der sich aus der Hälfte der Differenz ergibt.

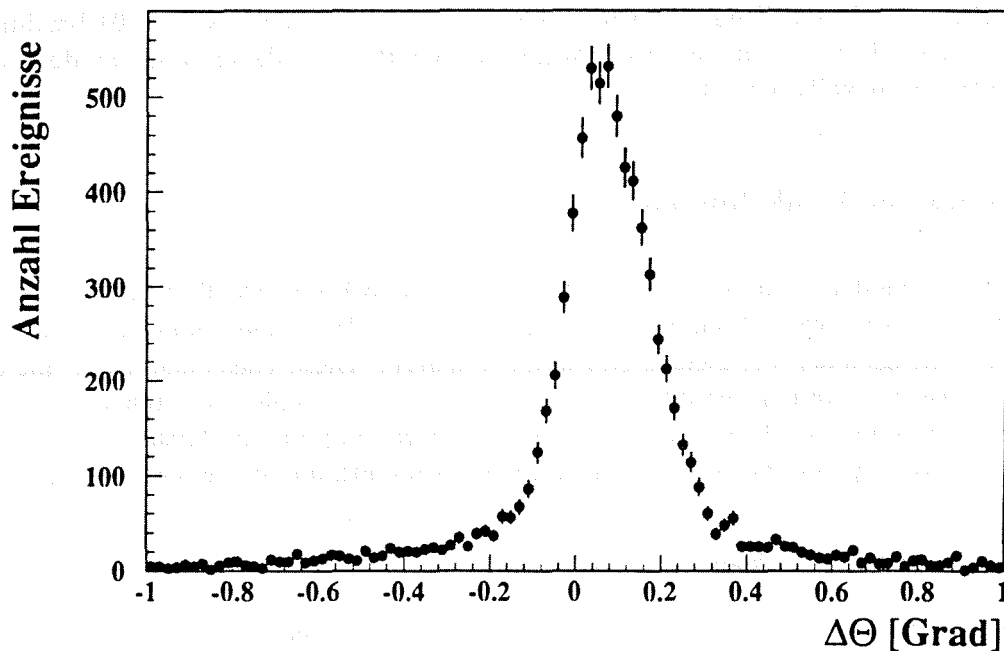


Abbildung 31: Verteilung des Differenzwinkels $\Delta\Theta$

6.4 Genauigkeit des Maximum Likelihood Fit

Die beschriebene Methode des Maximum Likelihood Fit basiert auf der Winkelverteilung der Myonen in Born'scher Näherung. Prozesse, bei denen es zur Photonabstrahlung kommt, werden in der analytischen Form der Winkelverteilung nicht berücksichtigt, befinden sich aber in der akzeptierten Datenmenge. Der Unterschied zwischen der benutzten Winkelverteilung in dem Fit und der zu erwartenden kann mit Hilfe des Programms ZFITTER [18] abgeschätzt werden. Mit dieser Methode wird der dominante Anteil von Ereignissen untersucht werden, bei denen zwei Spuren rekonstruiert und ihr Impuls bestimmt wurden. Unter Berücksichtigung der eingestellten experimentellen Schnitte, daß beide Spuren einen Minimalimpuls von 15 GeV und eine Akollinearität von $\xi < 10$ Grad haben, berechnet das Programm unter anderem den Wirkungsquerschnitt und die dazugehörige Asymmetrie. Der differentielle Wirkungsquerschnitt entsteht iterativ durch Einschränkung auf Winkelintervalle. Die Winkelverteilung wird durch eine Pseudomesung produziert, indem eine hohe Anzahl von 10^7 Ereignissen an den differentiellen Wirkungsquerschnitt multipliziert wird. Die so ent-

Energiepunkt	$\Delta A_{FB}(syst) \times 10^{-2}$
	$\Delta A_{FB} = A_{FB}(ZFITTER) - A_{FB}(gefittet)$
-3	0.047 ± 0.025
-2	0.021 ± 0.021
-1	0.008 ± 0.018
0	0.002 ± 0.017
+1	0.011 ± 0.016
+2	0.034 ± 0.016
+3	0.058 ± 0.019

Tabelle 6: Systematischer Fehler der Maximum Likelihoodfit Methode.

standene Verteilung wird nun mit der Methode des Likelihood gefittet und der Unterschied in $A_{FB}(ZFITTER) - A_{FB}(gefittet)$ gibt den zu erwartenden systematischen Fehler an. In Tabelle 6 ist der Fehler zusammengefaßt. Die Präzision des Resultats ist durch die Rech-

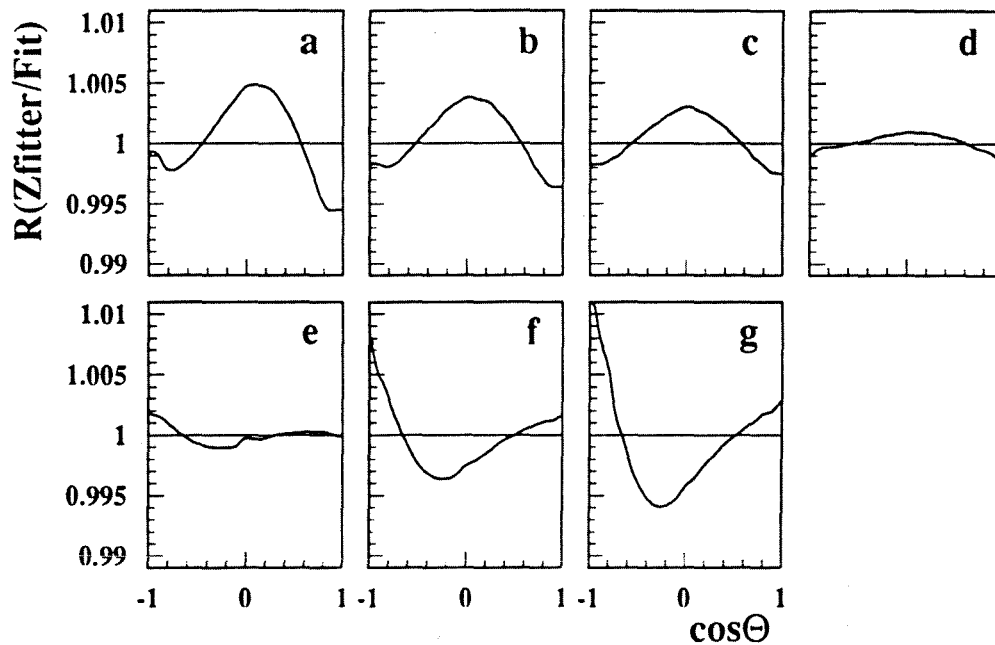


Abbildung 32: Unterschied der Winkelverteilungen durch Strahlungskorrekturen. Das Verhältnis R gibt die Division der Winkelverteilung unter Berücksichtigung photonischer Korrekturen durch die Winkelverteilung, die der Maximum Likelihood Fit erster Ordnung benutzt, an. Gezeigt sind die verschiedenen Schwerpunktsenergien von Energiepunkt -3 (a) bis Energiepunkt +3 (g)

nergenauigkeit begrenzt und zeigt deshalb große statistische Fehler. In Abbildung 32 ist das Verhältnis von differentielltem Wirkungsquerschnitt zu dem gefitteten Wirkungsquerschnitt für alle Energiepunkte dargestellt. Lokal können die Verteilungen bis zu einem Prozent variieren, das Endergebnis übersteigt aber für keinen untersuchten Energiepunkt den Wert von 0.001. Als Resultat dieser Studie wurde ein gemeinsamer Fehler von 0.001 festgesetzt.

6.5 Bhabha Ereignisse

Die Asymmetrie von Ereignissen aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ist durch den additiven Prozeß der Streuung im t-Kanal–Austausch um ein Vielfaches höher als die myonische Asymmetrie. Es sollte deshalb sichergestellt sein, daß die selektierte Datenmenge keine Bhabha Ereignisse enthält.

Eine Monte Carlo Studie zum Bhabha Untergrund ergab einen verschwindenden Anteil an Bhabha Ereignissen, die durch das Hadronkalorimeter allein im Winkelbereich von 90° im Detektor akzeptiert wurden. Um dieses Monte Carlo Ergebnis zu verifizieren und um den Fall zu untersuchen, daß während der Meßperiode ein Detektor keine Daten nehmen kann, wurden Bhabha Ereignisdaten mit eindeutiger Signatur unter folgenden Bedingungen extrahiert.

- TEAM1 tag (Die Physikgruppe, die sich mit diesem Kanal beschäftigt, muß das Ereignis als Bhabha Kandidat eingestuft haben)
- genau zwei Spuren mit einem Impuls größer als 20 GeV
- zu jeder Spur muß mindestens eine elektromagnetische Energie von $E > 20\text{GeV}$ assoziiert sein.
- keine weiteren Spuren

Es verbleiben 7000 Ereignisse, die mit der Standard Myonselektion ohne Benutzung der elektromagnetischen Kalorimeterinformation analysiert wurden. Ein Ereignis wurde als Myon akzeptiert, keine Spur konnte bis zu den Myonkammern gelangen. Nur im Barrelbereich wurden einige Ereignisse in dem Hadronkalorimeter nachgewiesen. Aus diesem Grund wurden alle myonischen Ereignisse, die sich im Akzeptanzbereich der elektromagnetischen Kalorimeter befinden und nur durch das Hadronkalorimeter identifiziert wurden, gesondert untersucht. Es befinden sich ungefähr 300 Ereignisse in der Datenmenge, deren Asymmetrien aber statistisch verträglich mit den gemessenen Myonasymmetrien sind.

Ein signifikanter Einfluß von Bhabha Ereignissen im geometrischen Akzeptanzbereich der elektromagnetischen Kalorimeter ist somit nicht nachweisbar. Außerhalb des geometrischen Akzeptanzbereiches der Kalorimeter von 36.5° bis 43° wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit der Myonkammern im Vergleich zum Vorwärtsbereich untersucht. Auch hier ist im Rahmen der statistischen Genauigkeit ein Bhabha Untergrund nicht zu erwarten.

6.6 Tau Ereignisse

Der größte Anteil des Untergrundes stammt von τ -Zerfällen, bei denen ein Myon mit einem kleinen Impuls entsteht. Die zweidimensionale Verteilung der beiden schnellsten Impulse eines akzeptierten Ereignisses ist in Abbildung 33 dargestellt und zeigt die kinematische Trennung der Myonereignisse von den Tauereignissen.

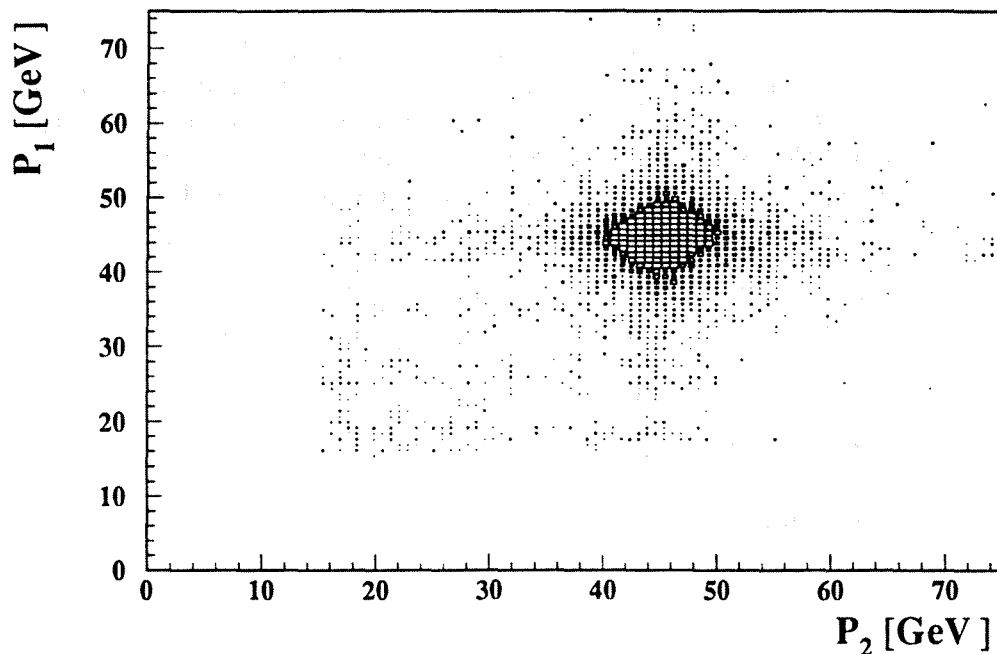


Abbildung 33: Impulsverteilung der beiden schnellsten Spuren. Ein ungefährender Anteil von 2% von Tauereignissen bevölkert den Impulsbereich zwischen 15 GeV und 40 GeV.

Es sollte kein systematischer Fehler aufgrund der Gleichheit der Asymmetrien existieren. Diese Annahme wurde mit einer Monte Carlo Studie bestätigt, in der 100000 detektorsimulierte τ -Ereignisse benutzt wurden. 2% dieser Ereignisse konnten die Myonselektion passieren. Mit der konservativen Abschätzung, daß ungefähr 80% der myonischen Ereignisse selektiert wurden, ergibt sich ein prozentualer Anteil von kleiner als 2.5% τ -Untergrund in der Datenmenge. Die Asymmetrie der simulierten Tauereignisse ist statistisch verträglich mit der gemessenen Myonasymmetrie.

Eine zusätzliche Konsistenzüberprüfung des Monte Carlo Ergebnisses wurde mit Hilfe der Daten durchgeführt. Ein Schnitt an den radialen Impuls

$$P_{rad} = \sqrt{P_1^2 + P_2^2}$$

$P_{1/2}$:= Impuls des schnellsten/zweitschnellsten Teilchens

selektiert hauptsächlich myonische Ereignisse auch mit einfacher Photonabstrahlung. Es wurde ein Wert von $P_{rad} = 38$ GeV eingesetzt, der eine dreifache Standardabweichung des Fehlers in der Impulsbestimmung erlaubt. Die ausgesonderte Ereignismenge beträgt 1.8 % und verändert den Asymmetriewert um weniger als 0.1 %. Beide Analysen lassen keinen nachweisbaren Einfluß erwarten.

6.7 Kosmische Myonen

Der Anteil dieser Ereignisse, die in das akzeptierte Impaktvolumen fallen, wird durch Öffnen der Impaktschnitte bestimmt. Dazu wurden alle Ereignisse benutzt, in denen sich, getrennt nach den Dimensionen $r\varphi$ und z , beide Spuren in dem Volumen mit $n \cdot r\varphi$ bei festem z und $n \cdot z$ bei festem $r\varphi$ Schnitt befinden. Dabei sind Ereignisse mit bzw. ohne Vertexdetektorbeteiligung getrennt berücksichtigt worden. In Abbildung 34 ist die akzeptierte Zahl an kosmischen Spuren gegen das Vielfache des geöffneten Impaktschnitts in $r\varphi$ dargestellt.

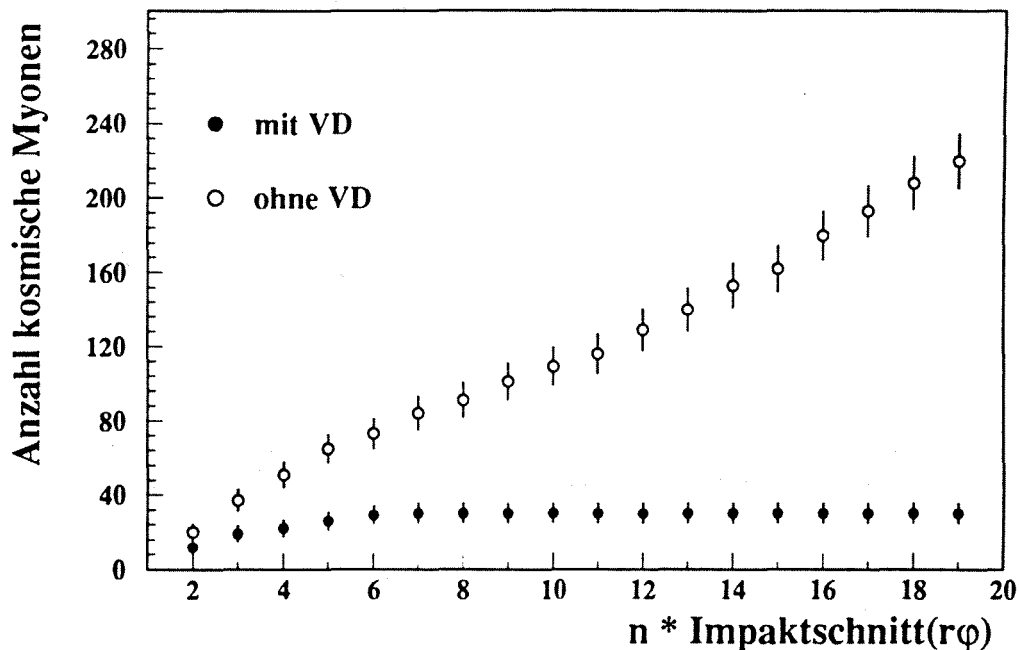


Abbildung 34: Zahl kosmischer Myonen gegen geöffnetem Impaktschnitt in $r\varphi$. Die Zahl n bezeichnet das Vielfache des detektorabhängigen Impaktschnitts, in dem Ereignisse von der Myonselektion akzeptiert wurde.

Der Verlauf für beide Impaktverteilungen wird in das akzeptierte Impaktvolumen extrapoliert. Unter Vernachlässigung der Korrelationen zwischen $r\varphi$ und z kann eine obere Grenze von 75 Untergrundeignissen festgesetzt werden, die als myonische Ereignisse im gesamten Datensatz akzeptiert wurden.

Die absolute Rate der akzeptierten Ereignisse pro konstanter Meßzeit ist für alle Energiepunkte gleich. Der prozentuale Anteil hängt allerdings von der Produktionsrate der myonischen Ereignisse und der Luminosität ab. Deshalb wird die Zahl der kosmischen Myonen auf die einzelnen Energiepunkte aufgeteilt. Dazu wurden die integrierten Meßzeiten pro Energiepunkt, korrigiert auf die Totzeiten während der Datennahme, benutzt. Die Luminositätsgruppe der Kollaboration stellt diese Informationen zur Verfügung. So war das DELPHI Datennahmesystem in 1991 34.3 Tage aufnahmebereit, 69% dieser Zeit wurde auf der Resonanzenergie gemessen. Durch eine Normierung auf die effektive Meßzeit des Detektors existiert keine Abhängigkeit von der Luminosität, es ergibt sich eine absolute Rate von 2.2 akzeptierten kosmischen Myonen/Meßtag. Der Einfluß dieses Untergrundes ist für Messungen neben der Resonanz nicht vernachlässigbar, deshalb werden die Asymmetriewerte korrigiert. Der modifizierte Likelihood erhält folgende Form :

$$\varepsilon_{\mu} \cdot \left(\frac{3}{8} \cdot (1 + \cos^2\Theta) + A_{FB} \cdot \cos\Theta \right) + \frac{\varepsilon_{kosm.\mu}}{C_{Norm}} \cdot (C_1 + C_2 \cdot \cos^2\Theta)$$

$$\text{mit } C_1 = 39.925, C_2 = -50.002 \text{ und } C_{Norm} = 2(C_1 + \frac{C_2}{3})$$

und beinhaltet die normalisierte Verteilung der kosmischen Myonen mit ihrem Anteil $\varepsilon_{kosm.\mu}$, der sich aus der absoluten Rate für jeden Energiepunkt ergibt. Die Winkelverteilung in $\cos\Theta$

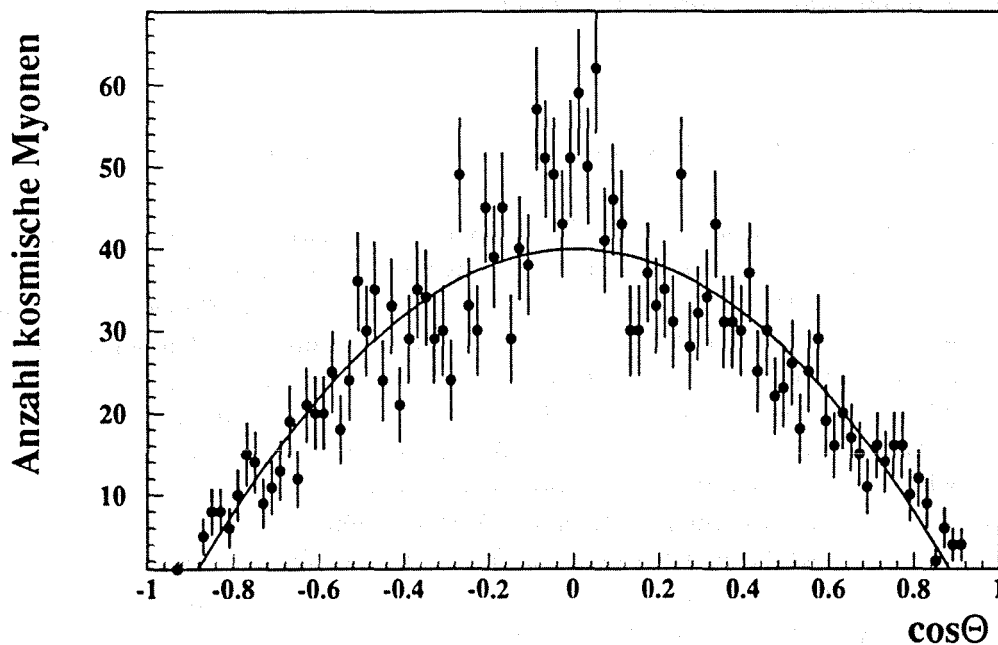


Abbildung 35: Winkelverteilung kosmischer Myonen, die bei geöffnetem Impaktvolumen durch den DELPHI Detektor nachgewiesen werden

der kosmischen Myonen wurde bei maximal geöffnetem Impaktvolumen erzeugt und ist in Abbildung 35 dargestellt.

Die $\cos\Theta$ -Verteilung kann durch eine Parabel beschrieben werden, ein Standard χ^2 -Fit ergibt die oben erwähnten Konstanten C_1 und C_2 . Als systematischer Fehler verbleibt nach Korrektur nur die Unsicherheit des prozentualen Anteils des Untergrundes in den Daten. In Tabelle 7 ist zusammenfassend der systematische Fehler getrennt nach den einzelnen Energiepunkten dargestellt. Ohne Korrektur entsteht der maximale Fehler ΔA_{FB} , der sich

Energiepunkt	kosm. Myonen	$\Delta A_{FB} \times 10^{-2}$	$\Delta A_{FB}^{korr} \times 10^{-2}$
-3	4,4 (3,2%)	1.05	0.1
-2	4,0 (1.6%)	0.35	0.06
-1	3,7 (0.8%)	0.13	0.03
0	51,5 (0.6%)	0.0001	<0.0001
+1	3,8 (0.5%)	0.01	0.002
+2	3,4 (1,0%)	0.07	0.03
+3	4,3 (1,5%)	0.23	0.06

Tabelle 7: Systematischer Fehler aufgrund kosmischer Myonen. Der korrigierte Fehler entsteht durch die Subtraktion des kosmischen Untergrundes.

proportional zu der Größe der gemessenen Asymmetrie verhält. Nach Subtraktion des kosmischen Untergrundes kann der korrigierte Fehler ΔA_{FB}^{korr} mit einem maximalen Wert von 0.001 für alle Energiepunkte nach oben abgeschätzt werden.

6.8 Einfluß der geometrischen Akzeptanz des Detektors

Durch den symmetrischen Aufbau der TPC in 6 Sektoren entstehen räumlich korrelierte Ineffizienzen in der Spurrekonstruktion für beide Hemisphären. Die sechsfach gefaltete φ -Verteilung der akzeptierten Myonen in Abbildung 27 zeigt einen Bereich verminderter Effizienz zwischen 2 Sektoren von ungefähr 4° . Diesem Bereich fallen hauptsächlich kollineare Ereignisse zum Opfer, die bei einer Maximalakollinearität von 1° mit ungefähr 80% Wahrscheinlichkeit produziert werden. Solche Ereignisse besitzen eine höhere Asymmetrie als die gemessene Asymmetrie, die durch eine Wichtung der Ereignisse mit verschiedenen Akollinearitätswinkel bestimmt wurde. Der absolute Verlust wird mit Hilfe von Abbildung 27 bestimmt und ergibt für alle Energiepunkte einen Wert von 300 ± 18 Ereignissen. Der korrespondierende systematische Fehler wurde nach Formel 6.1 für alle Energiepunkte mit den gemessenen Asymmetrien von Ereignissen, die eine Akollinearität $\xi < 1$ Grad besitzen, bestimmt. Der maximale Fehler liegt unter 0.0003 und ist somit nicht relevant.

Ein anderer Geometrieeffekt könnte im extremen Vorwärtsbereich $11^\circ < \Theta < 20^\circ$ durch den maximal zugelassenen Akollinearitätswinkel ξ von 10° existieren. Betroffen sind akollineare Ereignisse, bei denen sich ein Teilchen im Nachweisbereich der Vorwärtskammern befindet, das andere aber im Strahlrohr unerkannt bleibt. Dazu wurde eine Monte Carlo

Studie mit dem Generator DYMU3 [38] durchgeführt. Auf der Basis von 100000 Ereignissen pro Energie wurde ein Anteil von 0.03% der Ereignisse festgestellt, die sich außerhalb des geometrischen Akzeptanzbereichs befinden. Die Asymmetrie wurde nun mit und ohne diese Ereignisse bestimmt und ergibt eine Differenz kleiner als 0.0001 für jeden Energiepunkt.

6.9 Einfluß der Strahlenergie

Die Myonasymmetrien wurden bei verschiedenen Schwerpunktsenergien unterschiedlicher Genauigkeit gemessen. Um eine Behandlung der Energiefehler für globale Fitanalysen zu ermöglichen, müssen verschiedene Korrekturen der zu unterschiedlichen Meßperioden genommenen Daten durchgeführt werden. Sie sind in [43] zusammengefaßt und befassen sich mit einer Vielzahl von Fehlerquellen. So konnte zum Beispiel der gravitative Einfluß von Sonne und Mond in Form von Schwebungszuständen des LEP-Ringes nachgewiesen werden. Die verbleibenden Ungenauigkeiten in der Kenntnis der Strahlenergie wurden für die einzelnen Meßperioden abgeschätzt:

- 1990 : $\frac{\Delta E}{E} = \pm 29 \cdot 10^{-5}$
- 1991 vor dem 14. August : $\frac{\Delta E}{E} = \pm 20 \cdot 10^{-5}$
- 1991 nach dem 14. August : $\frac{\Delta E}{E} = \pm 5.7 \cdot 10^{-5}$

Die unterschiedliche Genauigkeit der Strahlenergie für das Jahr 1991 hat zur Folge, daß der Asymmetriewert für die Resonanzenergie in zwei Meßpunkte aufgeteilt werden muß. Die relative Änderung der Asymmetrie

$$\Delta A_{FB}^{Energie} = A_{FB}(E) \pm A_{FB}(E \pm \Delta E)$$

führt zu einem zusätzlichen Fehler, der aber nur in den globalen Fits an die Asymmetrien benutzt wird. Der Beitrag ist zu berücksichtigen, da man eine relativ große Änderung der Asymmetrie von ungefähr 0.8% pro 100 MeV im Resonanzbereich erwartet. Mit dieser Untersuchung ist die Fehlerbehandlung der Asymmetriewerte abgeschlossen.

6.10 Zusammenfassung des systematischen Fehlers

Die einzelnen Beiträge zum Gesamtfehler sind in Tabelle 8 zusammengefaßt. Verglichen zu 1990 konnte durch ein besseres Verständnis des Detektors, selbst bei einer konservativen Abschätzung, der Fehler von 0.5 % auf 0.3% reduziert werden. Dominante Beiträge entstehen

$\Delta A_{FB}(syst)$	Beitrag
< 0.002	Ladungskonfusion
0.001	Ladungsakzeptanz
0.001	Winkeldefinition
0.001	photonische Korrekturen
–	τ Untergrund
–	Bhabha Untergrund
0.001	kosmische Myonen
0.003	total

Tabelle 8: Beiträge zum systematischen Fehler

auf der Resonanz durch die falsche Ladungsbestimmung; außerhalb der Resonanzenergie ist hauptsächlich der Einfluß kosmischer Myonen bemerkbar. In Zukunft wird es bei hoher Statistik notwendig sein, einen systematischen Fehler für jeden Meßwert der Asymmetrie einzuführen.

7. Diskussion der Ergebnisse

7.1 Messung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie

Die Asymmetrie wird für alle vorgestellten Methoden aus der differentiellen $\cos\Theta$ -Verteilung der selektierten myonischen Ereignismenge extrahiert. Zur Veranschaulichung ist die Winkelverteilung für die Resonanzenergie in Abbildung 36 im geometrischen Akzeptanzbereich von $11^\circ < \Theta < 169^\circ$ dargestellt. In dieser unkorrigierten Verteilung bleibt die parabelförmige Struktur des Wirkungsquerschnittes im Barrelbereich aufgrund der hohen Effizienz erhalten. Erst bei kleinen Winkeln im Vorwärtsbereich werden Verluste durch Ineffizienzen signifikant. Der Beitrag des extremen Vorwärtsbereiches zum systematischen Fehler ist geringer als der Gewinn in der Statistik, so daß für die Myonanalyse die maximale Akzeptanz des Detektors benutzt werden kann.

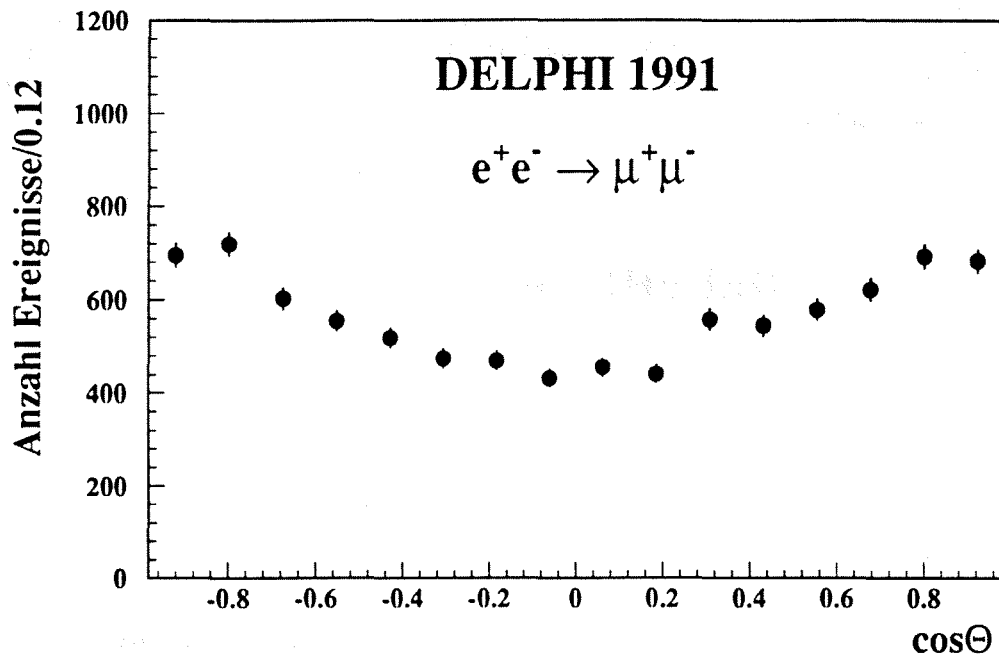


Abbildung 36: Unkorrigierte Winkelverteilung in $\cos\Theta$ für die Messung auf der Resonanz

Die gemessenen Werte der myonischen Asymmetrie sind in Tabelle 9 für alle Energiepunkte zusammengefaßt. Sie sind für die kinematischen Schnitte an den Mindestimpuls einer Spur von 15 GeV und der maximalen Akollinearität von 10° angegeben. Die Aufteilung der Resonanzmeßperiode in zwei Werte unterschiedlicher Energiefehler ist hier ebenfalls verzeichnet. Da leichte Schwankungen in der Stabilität der LEP-Maschine im Bereich von einigen MeV pro Füllung existieren, wurden die angegebenen Energiewerte durch eine Mittelung der Zahl der akzeptierten Myonereignisse bestimmt. Die Asymmetriezahlen der Zählmethode sind auf den ganzen Raumwinkel akzeptanzkorrigiert und somit direkt vergleichbar zu den Ergebnis-

\sqrt{s} (GeV)	Ereignisse	A_{FB} Zählmethode	A_{FB} Likelihood	Zeitraum
88.464	152	-0.2694 ± 0.0801	-0.2670 ± 0.0727	1991
89.456	282	-0.2686 ± 0.0588	-0.2478 ± 0.0543	-"-
90.211	518	-0.1383 ± 0.0446	-0.1548 ± 0.0416	-"-
91.222	9038	0.0127 ± 0.0108	0.0079 ± 0.0100	-"-
91.954	774	0.0608 ± 0.0367	0.0651 ± 0.0340	-"-
92.952	370	0.0996 ± 0.0530	0.1047 ± 0.0503	-"-
93.701	331	0.1454 ± 0.0557	0.1556 ± 0.0507	-"-
91.239	5674	0.0223 ± 0.0135	0.0194 ± 0.0126	vor 14-Aug-91
91.210	3364	-0.0037 ± 0.0177	-0.0119 ± 0.0166	nach 14-Aug-91

Tabelle 9: Energieabhängige Myonasymmetrien des Jahres 1991

sen der Likelihoodmethode. Abbildung 37 zeigt graphisch die energieabhängigen Asymmetriemessungen des Jahres 1991 beider Methoden. Die Energiewerte der Zählmethode wurden um 100 MeV versetzt. Die Ergebnisse beider Methoden erweisen sich innerhalb einer Standardabweichung als statistisch kompatibel.

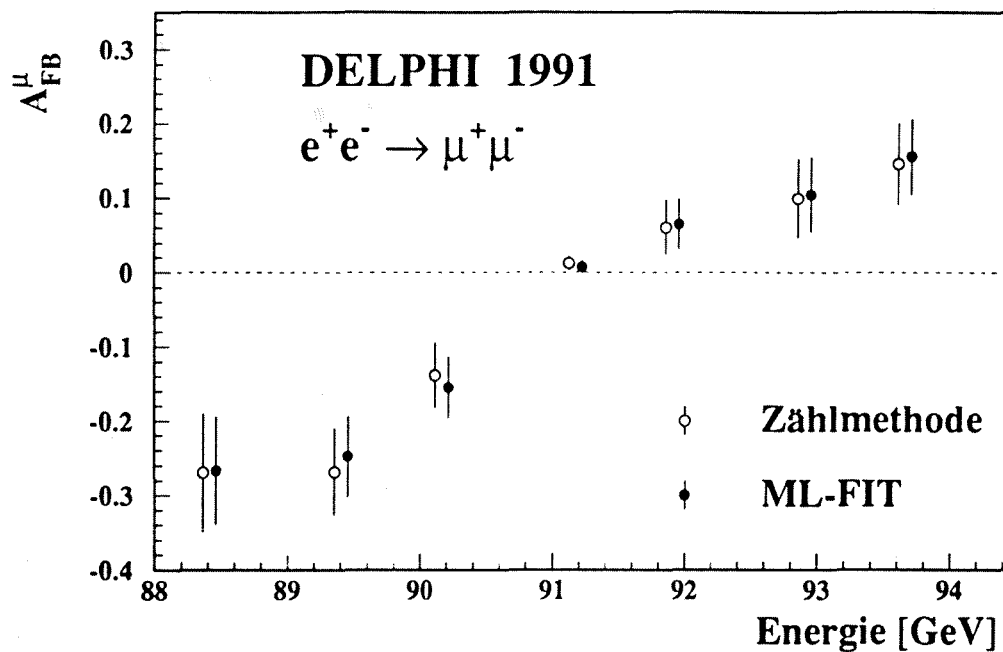


Abbildung 37: Energieabhängige Myonasymmetrien des Jahres 1991, gewonnen aus der Zählmethode und dem Maximum Likelihood Fit (ML-Fit). Dargestellt sind die statistischen Fehler, der gemeinsame systematische Fehler ergibt sich zu 0.003.

In Abbildung 38 ist für die Resonanzenergie die Asymmetrie gegen $\cos\Theta$ aufgetragen. Sie wird aus der differentiellen Asymmetrie gewonnen und zeigt die statistische Bedeutung des Vorwärtsbereiches in der Analyse. Ein χ^2 -Konstantenfit an die gesamte Verteilung liefert für die Asymmetrie einen Wert von 0.008 ± 0.010 mit einem χ^2 von 17 bei 24 Freiheitsgraden. Die statistische Kompabilität ist für alle Meßwerte verglichen zu den beiden anderen Methoden gewährleistet.

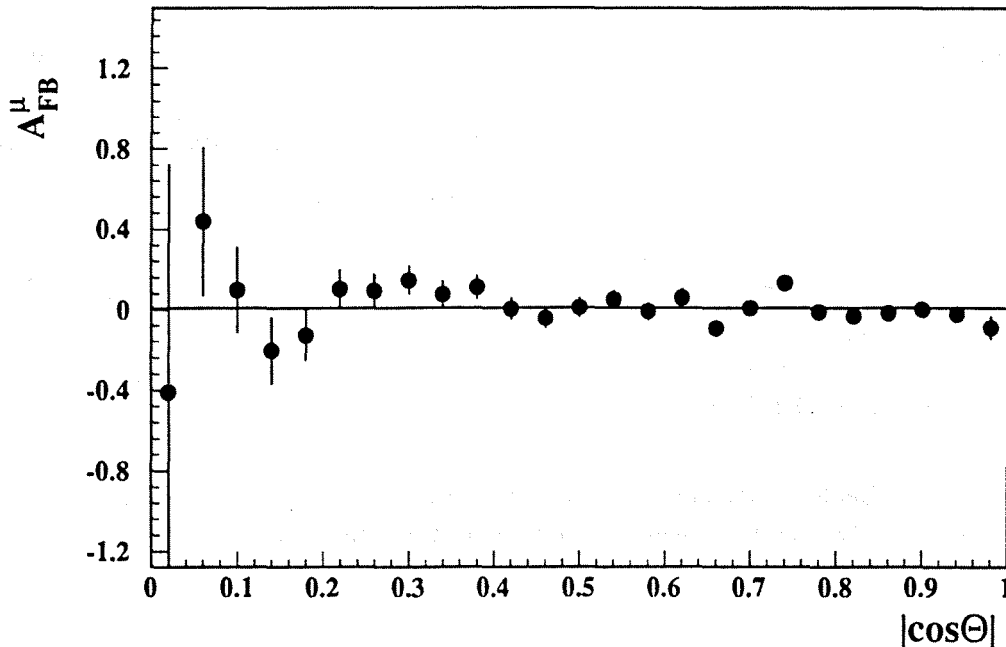


Abbildung 38: A_{FB}^{μ} in Abhängigkeit von $|\cos\Theta|$, gewonnen aus der differentiellen Asymmetrie für die Messung auf der Resonanz. Die durchgezogene Linie indiziert den gefitteten Wert.

7.2 Bestimmung von Parametern des Standardmodells

Im folgenden wird die Sensitivität der von DELPHI gemessenen Myonasymmetrien gegenüber einigen Größen des Standardmodells diskutiert. Neben dem im letzten Abschnitt vorgestellten Asymmetriewerten des Jahres 1991 werden aufgrund des Statistikgewinns die publizierten Ergebnisse des Jahres 1990 [6] unter Berücksichtigung der Einzelfehler hinzugezogen.

Die verschiedenen Größen werden durch Fits an die energieabhängigen Asymmetrien durch das Programm ZFITTER [18] in Verbindung mit dem Minimalisierungspaket MINUIT [44] gewonnen.

Das Programm ZFITTER hat die wichtige Aufgabe, alle theoretisch berechenbaren Strahlungskorrekturen durchzuführen, um einen Vergleich mit den gemessenen Asymmetrien zu ermöglichen. QED-Strahlungskorrekturen berücksichtigen die Abhängigkeit der Asymme-

trie von der gewählten kinematischen Schnittkonstellation. Der elektroschwache Sektor behandelt die Abhängigkeiten der Asymmetrie von der Topmasse, Higgsmasse und der Kopplung der starken Wechselwirkung α_s , deren Zusammenhang im Kapitel "Das Standardmodell" schon beschrieben wurde.

Die dort aufgeführten Relationen verdeutlichen zwei Tatsachen :

- Die Zahl der freien Parameter ist zu hoch, als daß sie nur mit den Asymmetrien bestimmt werden können.
- Die Myonasymmetrien sind nur schwach sensitiv auf den Großteil der Parameter.

Es verbleibt den Asymmetrien allerdings der Zugriff auf $\sin^2\theta_{eff}$ über die effektiven Kopplungen für Leptonen:

$$g_a = \frac{\sqrt{\rho_{eff}}}{2} \quad \text{und} \quad g_v = g_a \cdot (1 - 4 \cdot \sin^2\theta_{eff}) \quad (7.1)$$

Eine Sensitivität gegenüber g_a ist kaum vorhanden, da die Asymmetrien im Resonanzbereich nur das Verhältnis der Kopplungen messen. Die Fitstrategie ist festgelegt, indem die notwendigen Eingangsgrößen fixiert werden müssen:

- M_Z und Γ_Z : Beide Werte sind der globalen DELPHI Analyse [47] entnommen. Dies ist notwendig, da beide Größen von den Myonasymmetrien nicht bestimmt werden können.
- α_s : Dieser Wert stammt aus einer neueren DELPHI Analyse [45], die Berechnungen von hadronischen Ereignisgrößen durch höhere Ordnungen in der next-to-leading-log approximation benutzt. Eine α_s Abhängigkeit ist allerdings nur indirekt durch Loopkorrekturen gegeben, so daß keine Sensitivität im Bereich der Leptonasymmetrien erwartet wird.
- m_{Higgs} : Die Massenabhängigkeit skaliert mit $\frac{\alpha}{\pi} \cdot \log\left(\frac{m_{Higgs}^2}{m_Z^2}\right)$ und liefert deshalb nur eine kleine Verschiebung der Asymmetrie im Promillebereich in den angegebenen Massengrenzen von 60 bis 1000 GeV.
- m_{Top} : Der Topmassenwert wird in einem großzügigen Ausschließungsbereich fixiert. Es ist eine Massenabhängigkeit der Form $\frac{\alpha}{\pi} \cdot \frac{m_{Top}^2}{m_Z^2}$ gegeben, so daß bei großen Topmassenänderungen die Asymmetrie im Prozentbereich beeinflusst werden kann. Diese Abhängigkeit ist als Beispiel in Abbildung 39 für eine Schwerpunktsenergie von 91.225 GeV auf der Resonanz dargestellt. Innerhalb des Begrenzungsbereichs der Topmasse von 50 GeV bis 200 GeV ist der Einfluß allerdings klein.

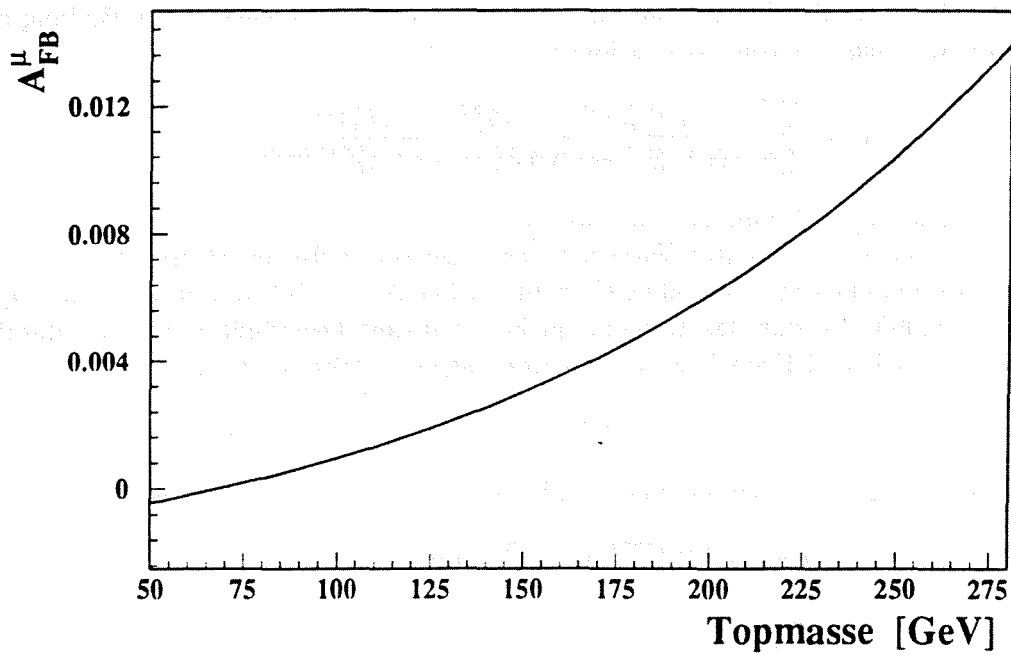


Abbildung 39: A_{FB}^{μ} in Abhängigkeit der Topmasse

In Tabelle 10 sind die für den Fit benutzten Werte mit ihren Fehlergrenzen zusammengefaßt. Sie enthält außerdem die relative Änderung der Myonasymmetrie bei maximal möglicher Änderung des Zentralwertes. Die Asymmetrien wurden wiederum für eine Schwerpunktsenergie von 91.225 GeV erstellt. Es wurde nun ein χ^2 -Fit unter Annahme der Leptonuniversalität durchgeführt, bei dem $\sin^2\theta_{eff}$ als einzig freier Parameter verbleibt. Die Variation

Parameter	Grenzen	ΔA_{FB}
$M_Z = 91.188 \text{ GeV}$	+0.010 -0.010	-0.0007 +0.0007
$\Gamma_Z = 2.488 \text{ GeV}$	+0.012 -0.012	-0.0001 +0.0001
$\alpha_s = 0.123$	+0.006 -0.005	<0.0001 <0.0001
$m_{Top} = 140 \text{ GeV}$	50 200	-0.0031 +0.0036
$m_{Higgs} = 300 \text{ GeV}$	60 1000	+0.0013 -0.0010

Tabelle 10: Parameter des Standardmodell Fit

dieses Parameters liefert variable Kopplungen nach Gleichung 7.1, die in ZFITTER zur Berechnung der Asymmetrien benutzt werden. Die Minimierung geschieht durch Bildung eines χ^2 unter Vernachlässigung von Korrelationen :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N^{gem}} \frac{(A_{FB}^{gem}(E_i) - A_{FB}^{ZFITTER}(E_i))^2}{(\Delta A_{FB}^{stat})^2 + (\Delta A_{FB}^{syst})^2 + (\Delta A_{FB}^{Energie})^2}$$

mit N^{gem} : Anzahl aller Asymmetriemessungen

Desweiteren wurde $\sin^2\theta_{eff}$ unter Variation der Topmasse zwischen 50 und 200 GeV und der Higgsmasse zwischen 60 und 1000 GeV gefittet. Die Abhängigkeit von m_{Top} und m_{Higgs} ist kleiner als 0.0001, so daß das Ergebnis nicht signifikant beeinflusst wird. Als Resultat, mit einem $\chi^2 = 11$ bei 14 Freiheitsgraden, wurde folgender Wert bestimmt:

$$\sin^2\theta_{eff} = 0.2329_{-0.0043}^{+0.0058}(\text{expt})$$

Der Wert von $\sin^2\theta_{eff}$ läßt sich in eine Pseudomessung der Topmasse umrechnen :

$$m_{Top} = 148_{-103}^{+103}(\text{expt})_{-25}^{+21}(\text{Higgs}) \text{ GeV}$$

Die untere Grenze ist nicht bestimmt, da große Werte von $\sin^2\theta_{eff}$ zu unphysikalischen Topmassen führen. Die obere Grenze der Topmasse befindet sich an der Grenze der Verträglichkeit mit dem Standardmodell, so daß aufgrund der mangelnden Statistik die Myonasymmetrien keine Sensitivität gegenüber der Topmasse besitzen.

Die DELPHI Kollaboration ist in einer neueren Analyse [47] den umgekehrten Weg gegangen: Ein Topmassenfit an alle leptonischen Asymmetrien und Linienbreiten sowie an den hadronischen Wirkungsquerschnitt liefert folgende Ergebnisse :

$$m_{Top} = 130_{-48}^{+48}(\text{expt})_{-22}^{+21}(\text{Higgs}) \text{ GeV}$$

$$\sin^2\theta_{eff} = 0.2335 \pm 0.0015_{-0.0004}^{+0.0001}(\text{Higgs})$$

Verglichen zum Ergebnis der Myonanalyse kann die Sensitivität bzgl. $\sin^2\theta_{eff}$ bei Benutzung aller DELPHI Daten um einen Faktor 3 verbessert werden. Beide Resultate sind in einem Ausschließungsdiagramm in Abbildung 40 zusammengefaßt.

Die Fehlergrenzen von $\sin^2\theta_{eff}$ lassen sich direkt in die Genauigkeit umformen, mit der die Vektorkopplung g_v bestimmt werden kann. Die Sensitivität gegenüber der Axialvektorkopplungskonstante g_a ist nur durch die leptonische Breite Γ_l nach

$$\Gamma_l = \frac{G_\mu \cdot M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} \cdot (g_v^2 + g_a^2) \cdot K_{QED}$$

gegeben. Die Formel ist mit einem QED-Korrekturfaktor zweiter Ordnung $K_{QED} = 1 - \frac{3\alpha}{4\pi} = 1.0017$ versehen. Faßt man die leptonische Breite als eine weitere Fitbedingung auf, ist es möglich, mit Hilfe der gemessenen leptonischen Breite und den Myonasymmetrien einen Fit an g_a und g_v durchzuführen. Als Messung von Γ_l wurde der DELPHI Wert aus der globalen Analyse [47] benutzt:

$$\Gamma_l^{gem} = 82.95 \pm 0.51 \text{ MeV.}$$

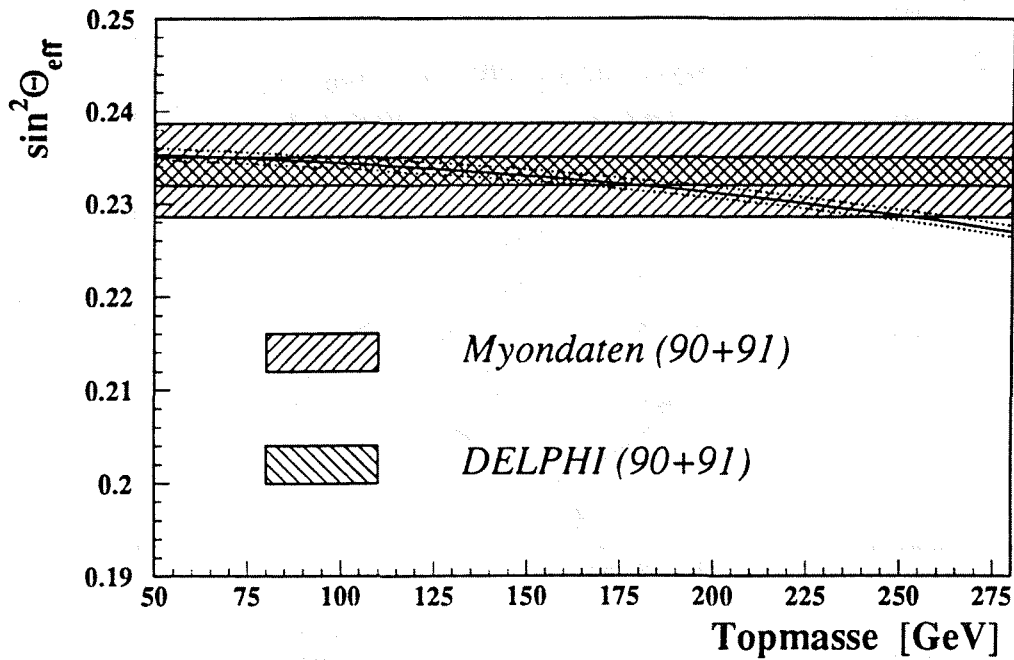


Abbildung 40: Ausschlussbereich von $\sin^2\theta_{eff}$ und der Topmasse. Im Vergleich ist die Vorhersage des Standardmodells unter Variation der Higgsmasse von 60 bis 1000 GeV dargestellt.

Prinzipiell ist es auf der Z^0 -Resonanz nicht möglich, die Vorzeichen der Kopplungen zu entfalten. Diese Information wird, der bei allen LEP-Experimenten angewandten Praxis folgend, den Messungen von Neutrino-Streuxperimenten entnommen.

Die leptonischen Kopplungen wurden in dieser Fitkonstellation mit den gleichen Eingangsgrößen aus Tabelle 10 bestimmt zu :

$$g_a = -0.4984_{-0.0017}^{+0.0017}$$

$$g_v = -0.0343_{-0.0085}^{+0.0114}$$

Die Sensitivität gegen g_v bleibt aufgrund der $\sin^2\theta_{eff}$ Abhängigkeit erhalten. Die Kopplung g_a hingegen kann durch die Hinzunahme der gemessenen leptonischen Breite um einen Faktor 10 präziser bestimmt werden, verglichen zu dem Fall, in dem g_a und g_v durch die Myonasymmetrien allein gefittet würden. Das Fitergebnis ist in Abbildung 41 durch eine Ausschlusskontur mit einem Vertrauensbereich von 70% dargestellt. Die Form entspricht aufgrund der Nichtlinearität keiner einfachen Kovarianzellipse, sondern wird durch eine χ^2 -Änderung von 2.41 erreicht. Das Diagramm enthält den erlaubten $g_a - g_v$ Bereich durch die Vorhersage des Standardmodells bei einer Variation der Topmasse von 50 bis 200 GeV und bei fester Higgsmasse von 300 GeV. Im Rahmen der Meßgenauigkeit der myonischen Asymmetrien unter Zuhilfenahme der leptonischen Breite zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den Vorhersage des Standardmodells. Die auf den Konferenzen "XXVII Rencontre de

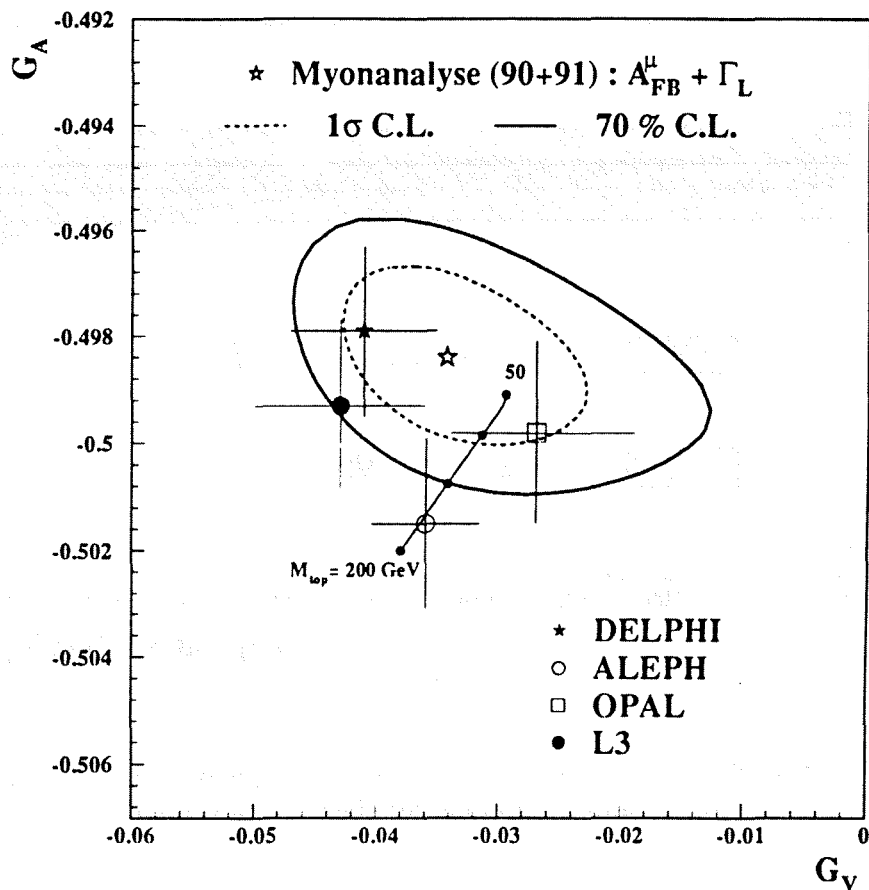


Abbildung 41: Ausschließungsbereich der effektiven Kopplungen g_a und g_v . Das Ergebnis der Myonanalyse mit dem 1σ Vertrauensbereich ist direkt vergleichbar zu den Fehlern der globalen Analysen der LEP Experimente. Die Vorhersage des Standardmodells wurde für den Topmassenbereich von 50 bis 200 GeV variiert.

Moriond 1992 " [46] und "XXVI International Conference on High Energy Physics " in Dallas [47] vorgestellten Messungen lassen keine Abweichungen von dem Standardmodell erkennen. Das DELPHI Experiment gewinnt diese Messung aus dem kombinierten Resultat zweier Mehrparameterfits an alle gemessenen leptonischen Asymmetrien und Linienbreiten sowie den hadronischen Wechselwirkungsquerschnitt. Die Präzision in den leptonischen Kopplungen g_v kann aufgrund aller Leptonasymmetrien unter Annahme der Leptonuniversalität gesteigert werden :

$$g_a = -0.4979 \pm 0.0016$$

$$g_v = -0.0411 \pm 0.0060$$

Die statistische Verträglichkeit mit den Ergebnissen aus der Myonanalyse ist gewährleistet. Abschließend sind in Abbildung 42 die gemessenen Myonasymmetrien der Jahre 1990 und

1991 im Vergleich zu dem Ergebnis des Standardmodell Fit an die Kopplungen für den vollständigen Energiebereich und für den Resonanzbereich dargestellt. Es zeigt sich eine gute Anpassung des Standardmodell Fit an die DELPHI Myonasymmetrien über den ganzen Energiebereich der Resonanz.

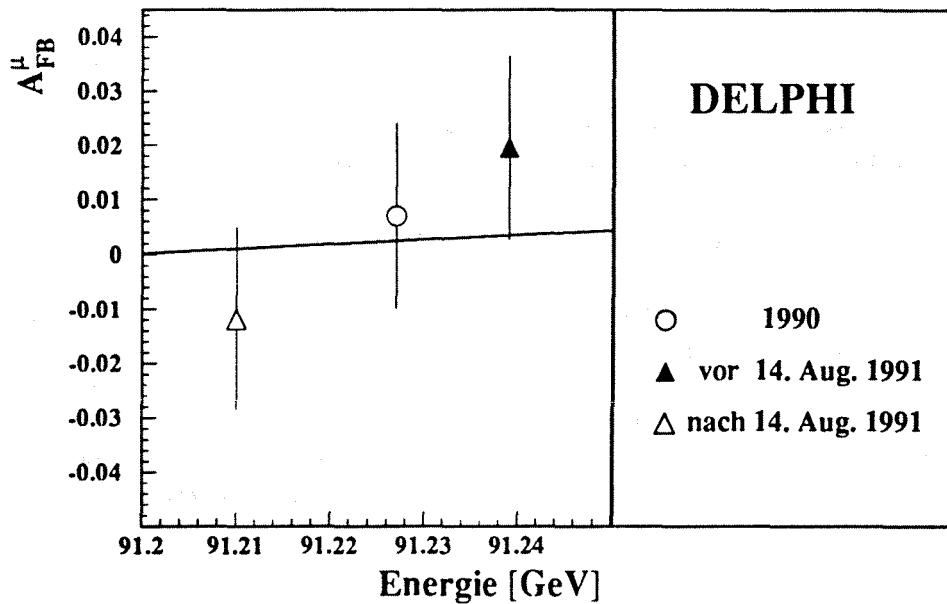
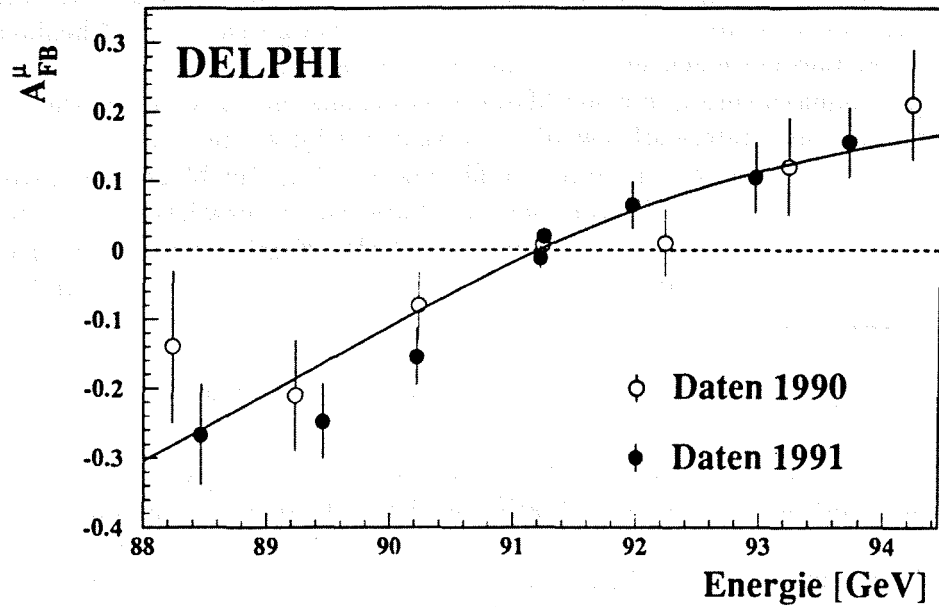


Abbildung 42: DELPHI Myonasymmetrien im Vergleich zu dem Ergebnis des Standardmodell Fit über den ganzen Energiebereich und im Resonanzbereich

8. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie myonischer Zerfallsereignisse des Z^0 -Eichbosons, die mit Hilfe des DELPHI Detektors am e^+e^- -Beschleuniger LEP im Jahr 1991 registriert wurden. Im polaren Akzeptanzbereich von $11^\circ < \Theta < 169^\circ$ des Detektors konnten insgesamt 11465 myonische Ereignisse bei verschiedenen Schwerpunktsenergien nachgewiesen werden. Um die hohe Selektionseffizienz von 95% für myonische Spuren zu erreichen, wurde das Verfahren zur Teilchenidentifikation mit Hilfe von Informationen der Kalorimeter und den Myonkammern optimiert. Im Sinne einer Statistikmaximierung müssen Myonen, besonders im Vorwärtsbereich, einer angepassten Spurbehandlung unterworfen werden. Es kann gezeigt werden, daß sich der extreme Vorwärtsbereich, bedingt durch seine Impulsauflösung von 21%, für Messungen myonischer Asymmetrien benutzen läßt. Zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie wurden verschiedene Verfahren untersucht, die zu kompatiblen Ergebnissen führen. Faßt man die zwei Messungen in unmittelbarer Nähe der Z^0 -Pols zusammen, ergibt sich für die Asymmetrie auf der Resonanz

$$A_{FB}^\mu(\sqrt{s} = 91.222 \text{ GeV}) = 0.0079 \pm 0.0100(\text{stat}) \pm 0.003(\text{syst}).$$

Asymmetrien entstehen durch die paritätsverletzende V-A Kopplung des Z^0 -Bosons an Fermionen und erlauben deshalb einen Zugriff auf den elektroschwachen Mischungswinkel $\sin^2\theta_{eff}$. Unter Annahme der Leptonuniversalität und Benutzung der myonischen Asymmetrien, die im Jahr 1990 von der DELPHI Kollaboration bestimmt wurden, führt ein Fit im Rahmen des Minimalen Standardmodells zur Bestimmung von $\sin^2\theta_{eff}$ mit dem Ergebnis:

$$\sin\theta_{eff} = 0.2329_{-0.0043}^{+0.0058}(\text{expt}).$$

Die Abhängigkeit des $\sin^2\theta_{eff}$ von schwachen Strahlungskorrekturen kann für eine Pseudomessung der unbekanntten Masse des Topquarks benutzt werden:

$$m_{\text{top}} = 148_{-25}^{+103}(\text{expt})_{-25}^{+21}(\text{Higgs}) \text{ GeV}.$$

Die statistische Präzision der vorhandenen Myonasymmetrien ist allerdings nicht ausreichend, um die unterste Massengrenze angeben zu können. Eine relativ kleine Unsicherheit entsteht durch die Higgsmassenvariation von 60 bis 1000 GeV. Die Bestimmung der Vektorkopplung g_v und Axialvektorkopplung g_a wird mit den vorher benutzten Messungen unter Hinzufügen der von DELPHI ermittelten partiellen leptonischen Breite in einem weiteren Standardmodellfit realisiert. Unter Annahme der Leptonuniversalität ergibt sich

$$g_v = -0.0343_{-0.0085}^{+0.0114} \quad \text{und} \quad g_a = -0.4984_{-0.0017}^{+0.0017}.$$

Die Axialvektorkopplung wird fast ausschließlich durch die leptonische Breite bestimmt, die Vektorkopplung hingegen, aufgrund ihrer $\sin^2\theta_{eff}$ -Abhängigkeit durch die myonischen Asymmetrien. Beide Fitergebnisse sind mit Messungen aller LEP-Experimente verträglich und stehen in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Minimalen Standardmodells.

Literatur

- [1] O. Nachtmann, *Elementarteilchenphysik Konzepte und Phänomene*
Vieweg Verlag (1991)
- [2] P. Abreu et al., DELPHI Kollaboration, *Determination of α_s in second order QCD from hadronic Z decays*
Z. Phys. C54 (1992) 55
- [3] D. Dechamp et al., ALPEH Kollaboration *Improved Measurements of Electroweak Parameters from Z Decay into Fermion Pairs*
CERN-PPE/91-105 (1991)
- [4] L3 Kollaboration B. Adeva et al., L3 Kollaboration Z.Phys. C51 (1991) 179
- [5] G. Alexander et al., OPAL Kollaboration *Measurement of the Z^0 Line shape Parameters and the Electroweak couplings of charged leptons*
CERN-PPE/91-67 (1991)
- [6] P. Abreu et al., DELPHI Kollaboration *Determination of Z^0 - resonance parameters and couplings from its hadronic and leptonic decays*
CERN-PPE/91-95 (1991)
- [7] F. Richard, *Vortrag, SLAC Summer Institute Topical Conference, August 1991*
LAL 91-45 (1991)
- [8] M. Consoli und W. Hollik, *Electroweak radiative corrections for Z Physics*
in *Z PHYSICS AT LEP 1* Volume 1 CERN 89-08, 7-54
- [9] C. Kiesling, *Tests of the Standard Theory of electro-weak Interaction*
Springer Verlag (1988)
- [10] M. Böhm und W. Hollik, *Forward-backward asymmetries*
in *Z PHYSICS AT LEP 1* Volume 1 CERN 89-08, 203-234
- [11] D. Treille, *Experiments with polarization on the Z^0*
in *polarization at LEP* Volume 1 CERN 88-06, 265-303
- [12] J. Drees et al., *Forward-backward asymmetries*
in *polarization at LEP* Volume 1 CERN 88-06, 317-343
- [13] P. Privitera, *The τ polarization measurement at LEP and the nature of the τ -W- ν_τ couplings*, CERN-PPE/92-88
- [14] D.A. Ross und J.C. Taylor, Nucl. Phys. B51 (1973) 25
Proceedings of the International Workshop on Radiative Corrections in $SU(2) \times U(1)$, Trieste 1983, Singapore 1984
- [15] D. Yu. Bardin et al., Z. Phys. C44 (1989) 493
A realistic approach to the standard Z peak

- [16] Z. Was und S. Jadach, *First- and higher-order noninterference QED radiative corrections to the charge asymmetry at the Z resonance*
Physical Review D Volume 41, Number 5 (1990) 1425
- [17] D. Bardin et al., *The convolution integral for the forward-backward asymmetry in e^+e^- annihilation*
Physics Letters B **299B** (1989) 405
- [18] D. Bardin et al., *An Analytical Program for Fermion Pair Production in e^+e^- Annihilation*
CERN-TH 6443/92 (1992)
- [19] G. Burgers und F. Jegerlehner, *Δr , or the relation between the electroweak couplings and the weak vector boson masses*
in *Z PHYSICS AT LEP 1*, Volume 1 CERN 89-08, 55-88
- [20] A. Djouadi et al., *b-Jet Asymmetries in Z-decays*
MPI-PAE/48/89 (1989)
- [21] P. Ratoff, *electroweak couplings and asymmetries at LEP*
DELPHI 91-99 PHYS 144 (1991)
- [22] P. Aarnio et al., DELPHI Kollaboration, Nucl. Inst. Meth. **A303** (1991) 233
The DELPHI Detector at LEP
- [23] H. Borner et al., *The DELPHI Microvertex Detector*,
DELPHI 92-92 PHYS 203 (1992)
- [24] M. Dracos, S. Tzamarias und J. Werner, *Strange Particles in the Barrel RICH*
DELPHI 92-33 RICH 49 (1992)
- [25] A. Firestone, *Study of the HPC Energy resolution*
DELPHI 91-111 CAL 83 (1991)
- [26] P. Checcia, *Study of electromagnetic calorimeters with $e^+e^- \gamma$ events*
DELPHI 91-100 PHYS 145 (1991)
- [27] J. Buytaert et al., *The Forward Muon Detector of the DELPHI Experiment at LEP*
DELPHI 91-61 TRACK 65 (1991)
- [28] B. Überschär, Diplomarbeit Wuppertal, in Vorbereitung
- [29] P. Kluit, *Evaluation of the Trigger Efficiency for $Z^0 \rightarrow \mu + \mu^-$ in 1991*
DELPHI 92-34 PHYS 167 (1992)
- [30] Y. Belokopytov et al., *Detector Description Application Package*
DELPHI 90-37 PROG 154 (1990)
- [31] Y. Belokopytov et al., *CARGO400 Data Base Management Package*
DELPHI 90-36 PROG 153 (1990)

- [32] DELPHI Kollaboration *DELPHI data analysis program users guide*
DELPHI 89-44 PROG 137 (1989)
- [33] D. Bertrand und L. Pape *TANAGRA track analysis and graphics package*
DELPHI 87-95 PROG 98 (1988)
- [34] P. Abreu et al., *Event Viewing software*
DELPHI 89-6 PROG 126 (1989)
- [35] J. Wickens *DELANA Tags for 1991 Data*
DELPHI 91-20 PHYS 91 (1991)
- [36] J. Wickens *Physics Team Tagging Criteria in PXTAG*
DELPHI 92-44 PROG 184 (1992)
- [37] DELPHI Kollaboration, *DELPHI event generation and detector simulation, User's guide*
DELPHI 89-67 PROG 142 (1989)
- [38] J.E. Campagne und R. Zitoun, *Electromagnetic radiative Corrections at LEP-SLC energies for experimentalists*
Z. Phys. C43 (1989) 169
- [39] D. Johnson, *A Beamspot database for Lifetime Measurements*
DELPHI 92-36 PHYS 168 (1992)
- [40] M. Elsing, Diplomarbeit Wuppertal, in Vorbereitung
- [41] A. Niesmann, Diplomarbeit Wuppertal, in Vorbereitung
- [42] W. Neumann, Diplomarbeit Wuppertal, in Vorbereitung
- [43] L. Arnaudson et al., *The energy calibration of LEP in 1991*
CERN-PPE/92-125 SL MD 25.7.1992
- [44] F. James und M. Ross, *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis*
CERN Programmbibliothek D506
- [45] DELPHI Kollaboration, *NLLA Analysis of α_s from DELPHI Data*
DELPHI 92-107 (1992)
- [46] J. Nash *Electroweak results from LEP 1991*
Vortrag auf der Konferenz Rencontre de Moriond 1992, High Energy in Hadronic Interactions
- [47] D. Bardin et al., DELPHI Kollaboration *Preliminary DELPHI results on the Z^0 Resonance Parameters and its Electroweak coupling*
CERN-PPE/92-114 (1992)

Tabellenverzeichnis

1	Aufbau der Familien mit ihren fundamentalen Fermionen	3
2	Sensitivitätsfaktor K'_f für die verschiedenen Fermionladungen	8
3	Eingestellte Impaktschnitte	29
4	Selektionsstatistik der Myonkandidaten des Jahres 1991	52
5	Systematischer Fehler aufgrund der Ladungskonfusion	56
6	Systematischer Fehler der Maximum Likelihood Fit Methode	59
7	Systematischer Fehler aufgrund kosmischer Myonen	64
8	Beiträge zum systematischen Fehler	66
9	Energieabhängige Myonasymmetrien des Jahres 1991	68
10	Parameter des Standardmodell Fit	71

Abbildungsverzeichnis

1	Feynmangraphen der Fermionproduktion auf Bornniveau	5
2	Differentieller Wirkungsquerschnitt bei verschiedenen Schwerpunktsenergien für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	6
3	Energieabhängige Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie für den myonischen Endzustand in Born'scher Näherung	7
4	Typische Feynmangraphen erster Ordnung photonischer Korrekturen	9
5	Myonische Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie auf Bornniveau und unter Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen	11
6	Aufbau des DELPHI Detektors	14
7	Graphische Darstellung eines myonischen Ereignisses	21
8	$\sigma(A_{FB}(\text{Zählmethode}) - A_{FB}(\text{Likelihood}))$ gegen Statistik	25
9	Koordinaten des Kollisionspunktes für das Jahr 1991	27
10	Vergleich der Impaktverteilung	28
11	Impaktverteilung in $r\varphi$	29
12	Impaktdifferenz in z	31
13	Inverse Impulsverteilung von zwei ausgewählten Spurklassen	33
14	Impulsauflösung des DELPHI Detektors für myonische Ereignisse in Abhängigkeit des Spurwinkels Θ	34
15	Energiedeposition minimal ionisierender Teilchen in den elektromagnetischen Kalorimetern HPC und FEMC	36
16	Effizienz der elektromagnetischen Kalorimeter	37
17	Winkelabhängige Energiedeposition minimal ionisierender Teilchen in dem Hadronkalorimeter HCAL	38
18	Treffermuster der angesprochenen Ebenen des Hadronkalorimeters	39
19	Effizienz des Hadronkalorimeters	40
20	Prozentualer Anteil der angesprochenen Ebenen beider Myonkammern	41
21	Effizienz der Myonkammern	42
22	Identifikationseffizienz	43
23	Rekonstruktionseffizienz	44

24	Ladungs- und Winkelunabhängigkeit der Effizienz	45
25	Spurbeteiligung der Detektoren FCB und OD in Abhängigkeit von Theta . .	46
26	Rekonstruktionseffizienz im Vorwärtsbereich	47
27	Sechsfach gefaltete Winkelverteilung in φ	48
28	Abhängigkeit der Asymmetrie von den Schnitten an die maximale Akollinearität ξ_{max} und den Mindestimpuls P_{min} einer Spur	50
29	Inverses Impulsspektrum und Akollinearitätsverteilung der akzeptierten Daten	53
30	Winkelabhängige Wahrscheinlichkeit einer falschen Ladungsmessung	55
31	Verteilung des Differenzwinkels $\Delta\Theta$	58
32	Unterschied der Winkelverteilungen durch Strahlungskorrekturen	59
33	Impulsverteilung der beiden schnellsten Spuren	61
34	Zahl kosmischer Myonen gegen geöffnetem Impaktschnitt in $r\varphi$	62
35	Winkelverteilung kosmischer Myonen	63
36	Unkorrigierte Winkelverteilung in $\cos\Theta$ für die Messung auf der Resonanz . .	67
37	Energieabhängige Myonasymmetrien des Jahres 1991	68
38	A_{FB}^{μ} in Abhängigkeit von $ \cos\Theta $	69
39	A_{FB}^{μ} in Abhängigkeit der Topmasse	71
40	Ausschlussbereich von $\sin^2\theta_{eff}$ und der Topmasse	73
41	Ausschlussbereich der effektiven Kopplungen g_a und g_v	74
42	DELPHI Myonasymmetrien im Vergleich zu dem Ergebnis des Standardmodell Fit	75

Danksagung

Ein Projekt von der Größe des DELPHI Experimentes kann nur durch den Einsatz von vielen Beteiligten realisiert werden. Ich möchte mich daher bei allen Mitgliedern der DELPHI Kollaboration bedanken, deren kontinuierliche Arbeit die Grundlage aller Physikanalysen bildet.

Ferner danke ich meinen Kollegen, die dazu beigetragen haben, in der Wuppertaler Gruppe ein verantwortungsvolles und freundschaftliches Arbeitsklima zu schaffen.

Meine Aufenthalte am CERN waren stets begleitet von der Hilfsbereitschaft und dem Interesse der Familie Dagmar und Klaus Hamacher, wofür ich mich recht herzlich bedanken möchte.

Schon während meiner Diplomarbeit habe ich die Zusammenarbeit mit Herrn Helmut Wahlen schätzen gelernt. Ihm möchte ich für die vielen Gespräche danken, in denen er durch seine rege Diskussionsbereitschaft ein kritisches Interesse an meiner Arbeit zeigte.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. J. Drees, der es mir ermöglichte, in seiner Forschungsgruppe zu arbeiten. Durch ihn konnte ich während mehrerer Aufenthalte am CERN die internationale Zusammenarbeit von Physikern kennenlernen. Der Fortschritt meiner Arbeit war stets begleitet von seiner Offenheit und Bereitschaft bei Problemlösungen zu helfen.