

**Messung des Wirkungsquerschnittes und der
Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von
Myonpaar-Ereignissen auf der Z-Resonanz**

Paul-Heinz Kramer

**WUB-DIS 94-8
Oktober 1994**

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundzüge des Standardmodells	3
1.1 Die starke Wechselwirkung	3
1.2 Die elektroschwache Wechselwirkung	4
1.3 Vorhersagen für die e^+e^- -Annihilation	6
1.4 Strahlungskorrekturen	9
1.4.1 QED-Korrekturen	9
1.4.2 Schwache Korrekturen	10
1.4.3 QCD-Korrekturen	10
2 Das DELPHI-Experiment	12
2.1 Der LEP-Speicherring	12
2.2 Der Detektor	13
2.3 Trigger und Auslesesystem	16
2.4 Verarbeitung der Rohdaten	17
2.5 Die Detektorsimulation	18
3 Messung des myonischen Wirkungsquerschnittes	20
3.1 Selektion myonischer Ereignisse	20
3.2 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit	26
3.3 Untergrundereignisse	34
3.3.1 Tau-Ereignisse	34
3.3.2 Bhabha-Ereignisse	37
3.3.3 Hadronische Z -Zerfälle	37
3.3.4 Zwei-Photon-Ereignisse	37

3.3.5	Kosmische Myonen	37
3.4	Luminositätsmessung	39
3.5	Berechnung des Wirkungsquerschnittes	40
4	Messung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie	44
4.1	Ereignisselektion	45
4.2	Methoden zur Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie . .	45
4.3	Systematische Unsicherheiten	47
4.3.1	Detektorakzeptanz	47
4.3.2	Winkelmessung	48
4.3.3	Impulsmessung	49
4.3.4	Ladungsfehlmessung	51
4.3.5	Einfluß der Strahlungskorrekturen	52
4.3.6	Untergrundereignisse	53
4.4	Meßergebnisse	56
5	Diskussion der Ergebnisse	59
5.1	Interpretation im Rahmen des Standardmodells	62
5.2	Bestimmung elektroschwacher Parameter	62
5.3	Der S–Matrix–Ansatz	66
6	Zusammenfassung	74
	Abbildungsverzeichnis	76
	Tabellenverzeichnis	77
	Literaturverzeichnis	78

Einleitung

Die Beschäftigung mit dem Mikro- und dem Makrokosmos war immer schon Gegenstand menschlichen Interesses. In der Hochenergiephysik werden diese beiden Themenkreise miteinander verknüpft. Aus der Kosmologie ergeben sich einerseits Bedingungen, die die Form der Elementarteilchentheorien einschränken. Andererseits ermöglichen diese Theorien erst die Beschreibung astrophysikalischer Prozesse.

Streuversuche sind ein wichtiges Instrument der Elementarteilchenphysik. Sie haben viel zur Erforschung der Materiebausteine und der zwischen ihnen wirkenden Kräfte beigetragen. Die Entdeckung des neutralen schwachen Stromes in der Neutrino-physik [1] sowie die Entdeckung der Eichbosonen W^+ , W^- und Z , die die schwache Wechselwirkung vermitteln, in $p\bar{p}$ -Reaktionen [2] am Europäischen Labor für Teilchenphysik CERN¹ stützen das Standardmodell [3–5].

Mit dem Speicherring LEP² steht am CERN ein Instrument zur Untersuchung der e^+e^- -Annihilation zur Verfügung. Seit seiner Fertigstellung im Jahre 1989 arbeitet LEP bei Schwerpunktenenergien nahe der Z -Resonanz. Bis Ende 1993 wurden von jedem der vier am LEP befindlichen Experimente etwa 2 Millionen Z -Zerfälle aufgezeichnet, was eine präzise Prüfung der Vorhersagen des Standardmodells erlaubt.

In der vorliegenden Arbeit werden anhand der Daten der DELPHI³-Kollaboration der Wirkungsquerschnitt und die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ gemessen. Durch eine Anpassung im Rahmen des Standard-Modells werden elektroschwache Parameter ermittelt. Eine Interpretation der Daten mit Hilfe des modellunabhängigen S-Matrix-Ansatzes ermöglicht die Bestimmung des γZ Interferenztermes und eine einfache Parametrisierung der Energieabhängigkeit der Asymmetrie.

¹die Abkürzung geht zurück auf die ursprüngliche französische Bezeichnung :
Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

²Large-Electron-Positron-Collider

³DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification

Grundzüge des Standardmodells

Die Glashow–Weinberg–Salam–Theorie [3–5] der elektroschwachen Wechselwirkung bildet zusammen mit der QCD ¹ das Standardmodell der Hochenergiephysik. Im Rahmen dieses Modells werden die Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen zurückgeführt auf den Austausch von Eichbosonen. Die Dynamik der Wechselwirkung ergibt sich aus der Forderung nach Invarianz der Lagrangedichte gegenüber lokalen Eichtransformationen. So wird zum Beispiel die Anzahl der Eichbosonen durch die Dimension der zugrundeliegenden Symmetriegruppe bestimmt.

1.1 Die starke Wechselwirkung

Die Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen wird durch die Quantenchromodynamik beschrieben. Nach dieser Theorie bilden die Quarks Triplets mit drei Farbzuständen. Die Forderung nach lokaler Invarianz der Farbsymmetrie SU(3) bedingt die Existenz eines Oktetts von Gluonfeldern mit Selbstwechselwirkung.

Die Gluonselfkopplung ist ein fundamentaler Prozeß der QCD. Er bewirkt einerseits bei sehr kleinen Abständen ($r \ll 1 \text{ fm}$) die *asymptotische Freiheit* und andererseits bei großen Abständen ($r > 1 \text{ fm}$) das *Confinement* der Quarks.

Prozesse mit großem Impulsübertrag ($q \gg \Lambda_{QCD} \approx 0.3 \text{ GeV}/c$) lassen sich mit den Methoden der Störungstheorie behandeln, da der Entwicklungsparameter α_s hinreichend klein ist. Der Einfluß höherer Ordnungen kann auf verschiedene Arten abgeschätzt werden [6, 7].

Da sich die Vorhersagen der perturbativen QCD auf asymptotisch freie Quarks und Gluonen beziehen, im Experiment aber nur farbneutrale hadronische Endzustände beobachtet werden, benötigt man eine Beschreibung des Übergangs von Quarks und Gluonen in Hadronen. Zu diesem Zweck wurden mehrere phänomenologisch motivierte Fragmentierungsmodelle [8–10] entwickelt.

¹Quanten Chromo Dynamik

1.2 Die elektroschwache Wechselwirkung

Die Symmetriegruppe $SU(2)_W \times U(1)_Y$ erlaubt eine gemeinsame Beschreibung der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkungen. Die Indizes stehen für die Erzeugenden der Gruppen, W für den schwachen Isospin und Y für die Hyperladung. Die Eichfelder der $SU(2)_W$ bilden das Triplet der zunächst masselosen W_μ^i , $i = 1, 2, 3$, mit der Kopplungskonstanten g . Für die $U(1)_Y$ ergibt sich das Singulett B_μ mit der Kopplungskonstanten g' .

Der Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung erlaubt es jedoch, die Eichbosonen W^\pm und Z sowie die Fermionen mit Masse zu versehen. Dazu bildet man eine Linearkombination der vier Eichfelder derart, daß sich eine Untergruppe $U(1)_{em}$ mit ungebrochener Eichsymmetrie ergibt, die die Wechselwirkung des Photons mit elektrisch geladenen Teilchen beschreibt :

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)/\sqrt{2} \\ Z_\mu &= \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu \\ A_\mu &= \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu . \end{aligned} \quad (1.1)$$

Dabei ist der schwache Mischungswinkel θ_W mit der Definition

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.2)$$

eingeführt worden. Die elektromagnetische Kopplung ergibt sich zu :

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W . \quad (1.3)$$

Die spontane Symmetriebrechung ist im minimalen Standardmodell mit der Existenz eines Higgsfeldes verknüpft, das durch ein skalares, komplexes Isospindublett mit nicht verschwindendem Vakuumerwartungswert beschrieben werden kann :

$$\Phi(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} . \quad (1.4)$$

Durch die Kopplung des Higgsfeldes an die Eichbosonen ergeben sich folgende Masseterme :

$$\begin{aligned} M_Z^2 &= \frac{(g^2 + g'^2)v^2}{4} = \frac{e^2 v^2}{4 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \\ M_W^2 &= \frac{g^2 v^2}{4} = \frac{e^2 v^2}{4 \sin^2 \theta_W} . \end{aligned} \quad (1.5)$$

Das Photon bleibt masselos, wie es der Beobachtung entspricht. Die Massenerzeugung verbraucht drei der vier Freiheitsgrade des Higgsfeldes. Der verbleibende Freiheitsgrad äußert sich in der Existenz eines neutralen Higgsbosons H^0 , dessen Masse ein freier Parameter der Theorie ist. Die Forderung der Stabilität des Vakuums einerseits und der Unitarität der schwachen Wechselwirkung andererseits liefert grobe Grenzen : $1 \text{ GeV} < M_{H^0} < 2 \text{ TeV}$. Experimentell ist das Higgs-Boson noch nicht entdeckt worden. Die Suche der LEP-Experimente liefert zur Zeit eine untere Massegrenze von etwa 63.5 GeV für neutrale Higgsbosonen [11].

Durch eine Yukawa-Wechselwirkung der Gestalt $f(\bar{\psi}_L\psi_R\Phi + \bar{\psi}_R\psi_L\bar{\Phi})$ ergeben sich die Fermionmassen zu :

$$m_f = f \frac{v}{\sqrt{2}} . \quad (1.6)$$

Dabei muß die Yukawa-Konstante f sehr unterschiedliche Werte zwischen 1 und 10^{-6} annehmen, um das Massenspektrum der Fermionen beschreiben zu können.

Fermionen			I	I_3	Y	Q
$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	1/2	1/2	-1	0
			1/2	-1/2	-1	-1
$\begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b'_L \end{pmatrix}$	1/2	1/2	1/3	2/3
			1/2	-1/2	1/3	-1/3
e_R	μ_R	τ_R	0	0	-2	-1
u_R	c_R	t_R	0	0	4/3	2/3
d_R	s_R	b_R	0	0	-2/3	-1/3

Tabelle 1.1: Teilchenmultipletts des Standardmodells

Tabelle 1.1 zeigt die drei Fermionfamilien mit ihren elektroschwachen Quantenzahlen. Die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung macht eine Unterscheidung zwischen links- und rechtshändigen Fermionfeldern notwendig. Die linkshändigen Felder transformieren sich als Dubletts mit schwachem Isospin $I = 1/2$, während sich die rechtshändigen Felder als Singulett transformieren; für sie ist der Isospin 0.

Die schwachen Eigenzustände der down-artigen Quarks d', s', b' sind nicht identisch mit den Masseneigenzuständen d, s, b . Als Isospinpartner ergeben sich u, c, t und d', s', b' . Die Transformation der Eigenzustände erfolgt durch die Cabibbo-

Kobayashi–Maskawa–Matrix V :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} . \quad (1.7)$$

Die Elemente dieser Matrix können durch vier unabhängige Parameter ausgedrückt werden, durch drei Eulersche Winkel θ_1 , θ_2 und θ_3 sowie einen Phasenfaktor $e^{i\delta}$.

1.3 Vorhersagen für die e^+e^- -Annihilation

Das Standardmodell erlaubt die Berechnung elektroschwacher Observablen als Funktion der Parameter der Theorie :

$$O_i = f_i(\alpha, G_\mu, M_Z, m_f, M_H, \alpha_s) . \quad (1.8)$$

Durch einen Vergleich der gemessenen Observablen mit den Vorhersagen der Theorie lassen sich die einzelnen Parameter bestimmen, wobei der globale χ^2 -Wert der Anpassung als Test der Theorie dient. Die Feinstrukturkonstante α sowie die Myonzerfallskonstante G_μ sind mit großer Genauigkeit bekannt. Auch die Fermionmassen m_f sind gut bestimmt, mit Ausnahme der Topquarkmasse m_t . Daher konzentriert sich die elektroschwache Physik bei LEP auf eine präzise Bestimmung der Z -Masse M_Z , sowie auf eine Messung der weniger bekannten Parameter wie der Topquarkmasse m_t und der starken Kopplung α_s . Einen weiteren Schwerpunkt bildet die Suche nach dem Higgsboson, bzw. die Ermittlung einer unteren Massegrenze M_H .

Im Folgenden werden die Vorhersagen des Standardmodells für den Wirkungsquerschnitt und dessen Vorwärts-Rückwärts-Ladungsasymmetrie der Reaktion $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ beschrieben, da sich die vorliegende Arbeit mit der Messung dieser Observablen beschäftigt. Für den totalen Wirkungsquerschnitt der Fermionproduktion als Funktion des Quadrates der Schwerpunktenergie s gilt in niedrigster Ordnung:

$$\begin{aligned} \sigma(s) &= \sigma_Z + \sigma_{\gamma Z} + \sigma_\gamma \\ \sigma_Z(s) &= \sigma_{ff}^0 \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + \frac{s^2\Gamma_Z^2}{M_Z^2}} \\ \sigma_\gamma(s) &= \frac{4\pi\alpha^2}{3s} Q_e^2 Q_f^2 N_c^f \\ \sigma_{\gamma Z}(s) &= \frac{4\pi\alpha^2}{3} J_f \frac{s - M_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + \frac{s^2\Gamma_Z^2}{M_Z^2}} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Bei Energien $\sqrt{s} \approx M_Z$ dominiert der Wirkungsquerschnitt σ_Z , der durch den reinen Z -Austausch zustande kommt. Die Beiträge des Photon-Austausches σ_γ und der

γZ Interferenz $\sigma_{\gamma Z}$ sind bei diesen Energien von der Größenordnung 1%. Die Z -Resonanz wird mit einem *Breit-Wigner-Ansatz* beschrieben, durch den die Masse M_Z und Breite Γ_Z des Z -Bosons definiert werden. Der Wirkungsquerschnitt bei der Energie $\sqrt{s} = M_Z$, im Folgenden auch als *Peak-Wirkungsquerschnitt* σ_{ff}^0 bezeichnet, läßt sich durch die partiellen Zerfallsbreiten Γ_{ee} und Γ_{ff} ausdrücken:

$$\sigma_{ff}^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{ff}}{\Gamma_Z^2}. \quad (1.10)$$

Im Rahmen des Standardmodells sind die Partialbreiten Γ_{ff} und der Interferenzterm J_f in Gleichung (1.9) keine freien Parameter. Sie sind wie folgt mit der Vektorkopplung v_f und der Axialvektorkopplung a_f des neutralen schwachen Stromes verknüpft, wobei die zweite Gleichung nicht für hadronische Endzustände gilt:

$$\begin{aligned} \Gamma_{ff} &= \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} [v_f^2 + a_f^2] \\ J_f &= \frac{G_F M_Z^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} Q_e Q_f v_e v_f. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich für unpolarisierte Strahlen in niedrigster Ordnung wie folgt darstellen [12] :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{ff}}{d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{4s} N_c^f \sqrt{1-4\mu_f} \\ &\cdot \{G_1(s)(1 + \cos^2 \theta) + 4\mu_f G_2(s) \sin \theta + \sqrt{1-4\mu_f} G_3(s) \cdot 2 \cos \theta\} \end{aligned} \quad (1.12)$$

mit :

$$\begin{aligned} \mu_f &= \frac{m_f^2}{s} \\ G_1(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \Re \chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2 - 4\mu_f a_f^2) |\chi_0(s)|^2 \\ G_2(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \Re \chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2) v_f^2 |\chi_0(s)|^2 \\ G_3(s) &= -2a_e a_f Q_f \Re \chi_0(s) + 4v_e a_e v_f a_f |\chi_0(s)|^2 \\ v_f &= \frac{I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \\ a_f &= \frac{I_3^f}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \\ \chi_0(s) &= \frac{s}{s - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z^0} \\ \Gamma_Z^0 &= \sum_f N_c^f \frac{\alpha}{3} M_Z \sqrt{1-4\mu_f} (v_f^2(1+2\mu_f) + a_f^2(1-4\mu_f)) \end{aligned} \quad (1.13)$$

Dabei bezeichnet θ den Winkel zwischen dem einlaufenden Elektron und dem auslaufenden Fermion. Der Farbfaktor N_c^f hat den Wert 1 für Leptonen und 3 für Hadronen. Die Vektorkopplung v_f und die Axialvektorkopplung a_f sind im Standardmodell, wie in der Gleichung (1.13) beschrieben, mit der dritten Komponente des schwachen Isospin I_3 , dem Weinbergwinkel θ_W und der elektrischen Ladung Q_f verknüpft.

Analog zum totalen Wirkungsquerschnitt lassen sich auch beim differentiellen Wirkungsquerschnitt drei verschiedene Beiträge unterscheiden. Die Terme proportional zum Betragsquadrat des Z -Propagators $\chi_0(s)$ kommen durch den reinen Z -Austausch zustande, Beiträge proportional zu $\Re\chi_0(s)$ werden durch die γZ -Interferenz hervorgerufen, während die Terme ohne den Propagator des Z -Bosons durch den Photonaustausch entstehen.

Aus Gleichung (1.12), die den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Born'scher Näherung beschreibt, läßt sich eine Beziehung für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie als Funktion der Schwerpunktenenergie herleiten:

$$A_{FB}(s) = \frac{3}{4} \frac{G_3(s)}{G_1(s) + 2\mu_f G_2(s)} \sqrt{1 - 4\mu_f}. \quad (1.14)$$

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie auf der Z -Resonanz ($s = M_Z^2$), im Folgenden auch als *Peak-Asymmetrie* bezeichnet, stellt eine geeignete Größe dar, um die Meßergebnisse mit anderen Kollaborationen und den Vorhersagen der Theorie zu vergleichen:

$$A_{FB}^0 = \frac{3}{4} \frac{2v_e a_e \cdot 2v_f a_f \cdot \sqrt{1 - 4\mu_f}}{(v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) + \mu_f(v_e^2 + a_e^2)(2v_f^2 - 4a_f^2) + \left(\frac{\Gamma_Z}{M_Z}\right)^2 Q_f^2 (1 + 2\mu_f)}. \quad (1.15)$$

Vernachlässigt man den zum Faktor $\left(\frac{\Gamma_Z}{M_Z}\right)^2$ proportionalen Term des Photonaustauschs, so gilt für leichte Fermionen ($m_f \ll M_Z$) folgende vereinfachte Beziehung:

$$A_{FB}^0(s = M_Z^2) = \frac{3}{4} A_e A_f, \quad (1.16)$$

mit

$$A_f = \frac{2v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2} = \frac{2(1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W)}{1 + (1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W)^2}. \quad (1.17)$$

Aus den Gleichungen (1.16) und (1.17) geht hervor, daß die Vorwärts-Rückwärts-Ladungsasymmetrie auf dem *Peak* im Wesentlichen durch das Verhältnis von Vektor- und Axialvektorkopplung bestimmt wird, wodurch sich eine Sensitivität auf den schwachen Mischungswinkel ergibt.

1.4 Strahlungskorrekturen

In der Born'schen Näherung werden nur die Beiträge der in Abbildung 1.1 dargestellten Feynmangraphen des γ - und des Z -Austausches sowie die deren Interferenzterme berücksichtigt.

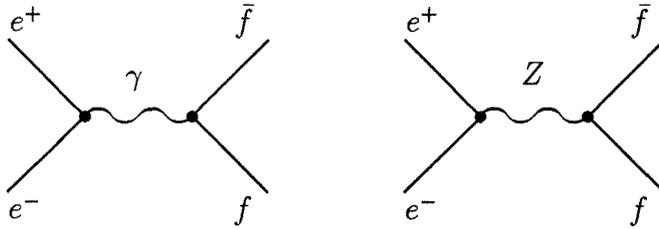


ABBILDUNG 1.1: Borndiagramme für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ mit $f \neq e$

Beim Vergleich der gemessenen Observablen mit den Vorhersagen des Standardmodells ist jedoch auch der Einfluß der höheren Ordnungen zu berücksichtigen. Im *on-shell*-Renormalisierungsschema lassen sich die Strahlungskorrekturen in drei Klassen einteilen: QED-Korrekturen, schwache Korrekturen und QCD-Korrekturen.

1.4.1 QED-Korrekturen

Abbildung 1.2 zeigt exemplarisch einige Feynmangraphen der Klasse der QED-Strahlungskorrekturen. Diese Klasse enthält die Beiträge aller Feynmangraphen, in denen dem Born-Diagramm ein reelles oder virtuelles Photon hinzugefügt wird. Die resultierenden Korrekturen sind von der Größenordnung $\mathcal{O}(30\%)$ und hängen von den experimentellen Schnitten ab, wobei der dominierende Beitrag durch die Anfangszustandsstrahlung hervorgerufen wird. Die Berücksichtigung dieser Korrekturen erfolgt durch die Faltung des effektiven Bornwirkungsquerschnittes $\hat{\sigma}_{f\bar{f}}(s)$ mit einer Radiatorfunktion $H(s, s')$:

$$\sigma_{f\bar{f}}(s) = \int_{4m_f^2}^s ds' H(s, s') \hat{\sigma}_{f\bar{f}}(s') , \quad (1.18)$$

wobei m_f die Masse der erzeugten Fermionen bezeichnet. Bei der Simulation der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- (\gamma)$ mit dem Programm DYMU3 [31] wird im Anfangszustand die komplette zweite Ordnung QED berücksichtigt, während im Endzustand Korrekturen zur ersten Ordnung QED plus der Exponenzierung führender Logarithmen durchgeführt werden.

1.4.2 Schwache Korrekturen

Die schwachen Korrekturen sind durch alle übrigen elektroschwachen Diagramme gegeben und umfassen unter anderem Vertex- und Box-Korrekturen sowie Korrekturen des Boson-Propagators. Sie sind zwar numerisch klein, von der Größenordnung $\mathcal{O}(1\%)$, ermöglichen aber einen Zugriff auf das gesamte Teilchenspektrum, einschließlich der bei einer gegebenen Energie nicht direkt erzeugbaren Teilchen. So haben die LEP-Kollaborationen auf diese Weise die Masse des Topquarks bestimmt zu [13]: $m_t = 173_{-13}^{+12}(\text{exp.})_{-20}^{+18}(\text{Higgs}) \text{ GeV}/c$. Durch die schwachen Korrekturen werden die Gleichungen der niedrigsten Ordnung wie folgt modifiziert:

- Berücksichtigung der energieabhängigen Vakuumpolarisation :

$$\alpha \longrightarrow \alpha(s) = \frac{\alpha}{1 - \Delta\alpha(s)} \quad (1.19)$$

- Berücksichtigung der Energieabhängigkeit der totalen Z -Breite :

$$\Gamma_Z \longrightarrow \Gamma_Z(s) = \Gamma_Z(s = M_Z^2) \cdot \frac{s}{M_Z^2} \quad (1.20)$$

- Einführung effektiver Kopplungen :

$$a_f \longrightarrow \hat{a}_f = a_f \cdot \sqrt{\hat{\rho}_f} \quad (1.21)$$

$$v_f \longrightarrow \hat{v}_f = v_f \cdot \sqrt{\hat{\rho}_f} \quad (1.22)$$

Die Modifikationen sind so angelegt, daß die Struktur der Gleichungen in Born'scher Näherung nicht verändert wird. Daher bezeichnet man diese Parametrisierung als effektive Born'sche Näherung. Abbildung 1.3 zeigt zwei Feynmangraphen aus der Klasse der schwachen Korrekturen:

1.4.3 QCD-Korrekturen

Betrachtet man die Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, so muß auch die Abstrahlung von reellen und virtuellen Gluonen berücksichtigt werden, die zu folgenden Korrekturen auf die Partialbreite $\Gamma_{q\bar{q}}$ und die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie $A_{FB}^{q\bar{q}}$ führt :

$$\Gamma_{q\bar{q}} \longrightarrow \Gamma_{q\bar{q}} \cdot (1 + \delta_{QCD}), \quad (1.23)$$

wobei eine $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ -Rechnung für masselose Quarks ergibt [14]:

$$\delta_{QCD} = \frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} + 1.409 \left(\frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} \right)^2 - 12.805 \left(\frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} \right)^3 + \dots \quad (1.24)$$

Die erste Ordnung Korrekturen zu $A_{FB}^{q\bar{q}}$ lassen sich wie folgt parametrisieren [15]:

$$A_{FB}^{q\bar{q}} \longrightarrow A_{FB}^{q\bar{q}} \cdot \left(1 - k \frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} \right). \quad (1.25)$$

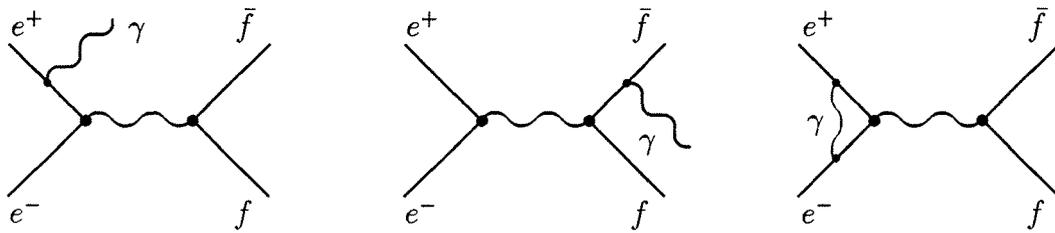


ABBILDUNG 1.2: QED-Strahlungskorrekturen

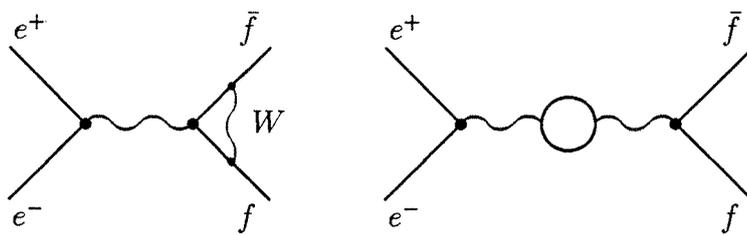


ABBILDUNG 1.3: Schwache Korrekturen

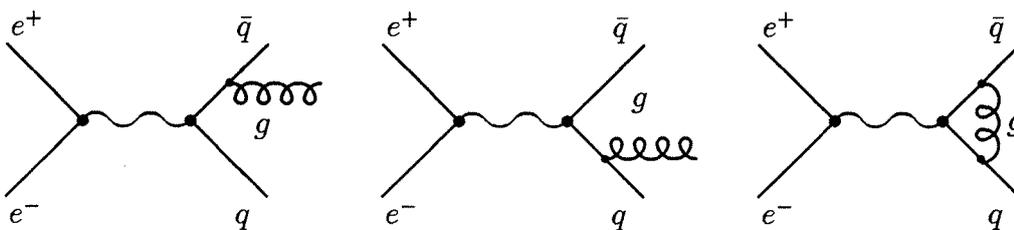


ABBILDUNG 1.4: QCD-Strahlungskorrekturen

2

Das DELPHI-Experiment

2.1 Der LEP-Speicherring

Die Aufgabe des LEP-Speicherrings besteht darin, eine präzise Untersuchung der Elektron-Positron-Annihilation bei hohen Schwerpunktenenergien zu ermöglichen. Dazu werden die e^\pm -Strahlen zur Zeit auf eine Energie gebracht, die jeweils etwa der halben Z -Masse entspricht. In einer zweiten Ausbauphase soll die Strahlenergie durch die Benutzung supraleitender Resonatoren auf etwa 90 GeV erhöht werden, um die Paar-Produktion von W^\pm -Bosonen zu untersuchen.

Zur Erzeugung der e^\pm -Strahlen werden die Positronen durch den Beschuß von Wolfram mit Elektronen produziert und mit den Elektronen im *Linear Injector Linac* LIL auf 600 MeV vorbeschleunigt. Nach einer Zwischenspeicherung im *Electron Positron Accumulator* EPA erfolgt eine weitere Beschleunigung im Protonsynchrotron PS auf 3.5 GeV und anschließend im Superprotonsynchrotron SPS auf 20 GeV, bevor die e^\pm -Pakete in den LEP-Ring injiziert werden.

Der durch die Synchrotronstrahlung bedingte Leistungsverlust ist proportional zur vierten Potenz der Strahlenergie und umgekehrt proportional zum Quadrat des Ringradius. Dies erklärt die enormen Abmessungen des mit 27 km Umfang größten wissenschaftlichen Meßinstrumentes.

Im Strahlrohr muß auf der gesamten Länge ein Ultrahochvakuum herrschen, um die benötigte Qualität und Lebensdauer des Strahls zu erreichen. 3368 Dipol- und 808 Quadrupolmagnete dienen der Strahlführung. Eine wichtige Kenngröße eines Beschleunigers ist die Luminosität \mathcal{L} :

$$\mathcal{L} = \frac{n^2 k f}{4\pi \sigma_x \sigma_y}, \quad (2.1)$$

wobei n die Anzahl der Teilchen in einem Paket, k die Anzahl der Pakete, f die Umlauffrequenz und σ_x bzw. σ_y die horizontale bzw. vertikale Ausdehnung des Strahls bezeichnet. LEP wurde zunächst mit vier e^\pm -Paketen betrieben. Nach erfolgreichen Tests in 1992 wurde die Zahl der Pakete verdoppelt und man erreicht Luminositäten von bis zu $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Eine genaue Kenntnis der Schwerpunktenergie und deren zeitlicher Verlauf ist zur Bestimmung der Masse und Breite des Z -Bosons notwendig. Ein komplexes System zur Überwachung der Hochfrequenzresonatoren, der Ströme der Magnete, der Temperatur, des Luftdrucks und der Luftfeuchtigkeit im LEP-Tunnel ermöglicht eine Genauigkeit der Energiemessung von $5 \cdot 10^{-5}$ [17].

2.2 Der Detektor

Der DELPHI-Detektor zeichnet sich durch eine große Anzahl von verschiedenen Detektorkomponenten aus, die die Grundlage bilden für eine gute dreidimensionale Spurauflösung, für eine Teilchenidentifikation über einen großen Impulsbereich sowie für eine präzise Vertexinformation. Abbildung 2.1 zeigt eine Übersichtszeichnung des Detektors, der sich in einen zylinderförmigen Zentralbereich (Barrel) und in zwei Endkappen gliedert.

Im folgenden werden die Komponenten näher beschrieben, die für die Myonanalyse relevant sind. Eine vollständige Beschreibung des Detektors findet sich in [18]. Das verwendete Koordinatensystem hat die z -Achse parallel zum Strahl, die Angabe des Radius r und des Azimut ϕ erfolgt in der Ebene senkrecht zu dieser Achse. Der Polarwinkel θ ist Null in der Flugrichtung der Elektronen. Aus dem Blickwinkel der Myonanalyse läßt sich der DELPHI-Detektor in drei Hauptgruppen einteilen :

- Komponenten zur Rekonstruktion der Spuren elektrisch geladener Teilchen
- Komponenten zur Identifikation myonischer Endzustände
- Komponenten zur Messung der Luminosität

Ein wesentliches Ziel bei der Spurrekonstruktion ist die Messung des Impulses der geladenen Teilchen. Die Grundlage dafür bildet das 1.2 T starke solenoide Magnetfeld, das von einer supraleitenden Spule von 7.4 m Länge und 5.2 m Durchmesser erzeugt wird.

Die Zeit-Projektionskammer (TPC)¹ ist der zentrale Spurdetektor des DELPHI-Experiments. Sie erstreckt sich von $r = 28$ cm bis $r = 120$ cm in radialer Richtung und von $z = -150$ cm bis $z = 150$ cm in longitudinaler Richtung. Sie arbeitet mit einem Gasgemisch von 80% Argon und 20% Methan bei Atmosphärendruck und einem Driftfeld von 150 V/cm. Die beiden Endplatten bestehen aus jeweils sechs Sektoren mit je 192 Signaldrähten und 16 konzentrisch angeordneten Kathodenpads. Durch die Ermittlung des Ladungsschwerpunktes mit den Pads erhält man eine Auflösung von $230 \mu\text{m}$ in $r\phi$. Die Driftzeit zu den Anodendrähten gibt Aufschluß über die zugehörige z -Koordinate. Die Auflösung beträgt etwa $900 \mu\text{m}$. Die Doppelspurtrennung ergibt sich zu 1.5 cm. Bei Impulsen kleiner 8 GeV/c können Teilchen mit der TPC identifiziert werden durch eine Messung der spezifischen Ionisation.

¹Time Projection Chamber

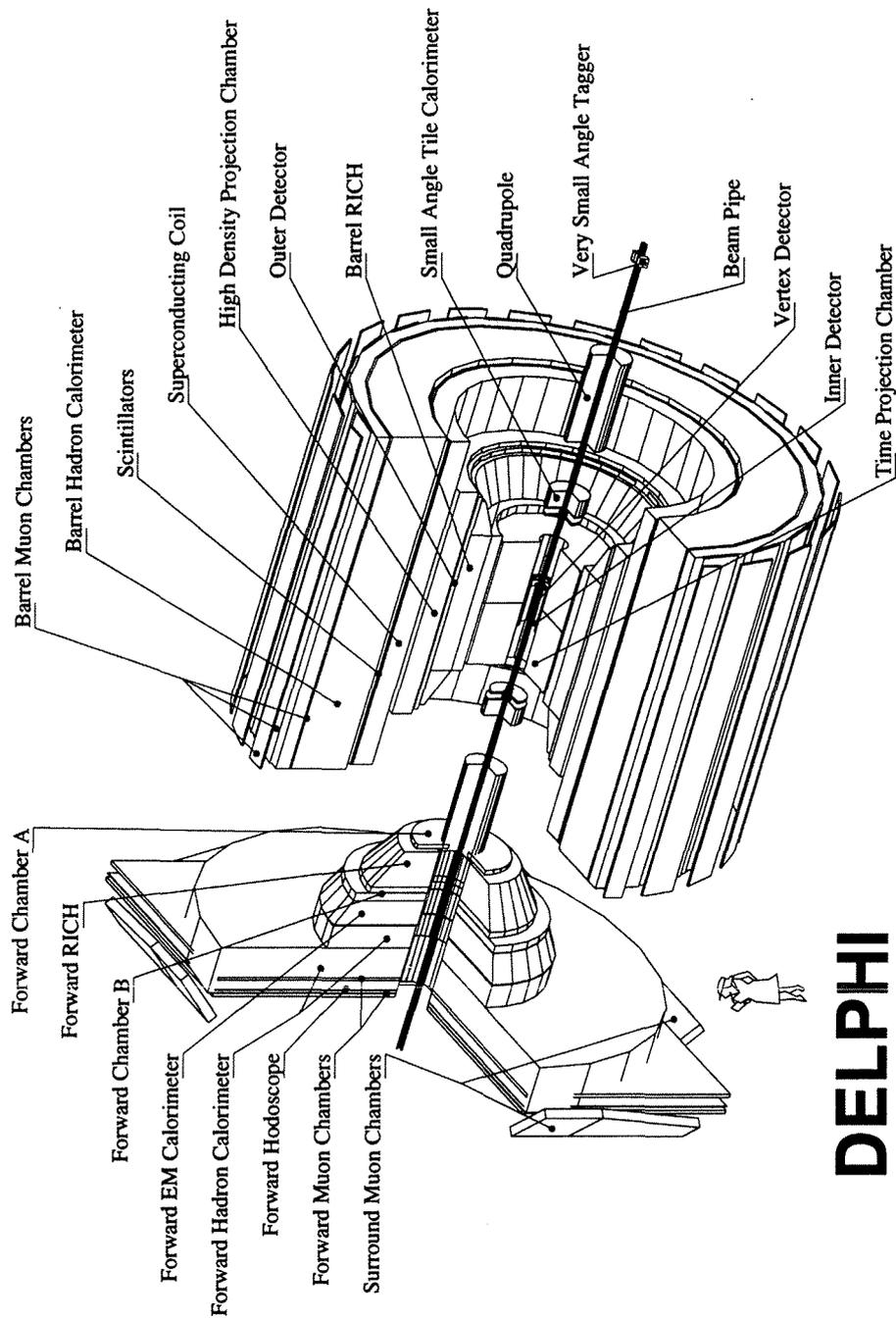


ABBILDUNG 2.1: Übersichtszeichnung des DELPHI-Detektors

Das Spurrekonstruktionssystem wird durch vier weitere Driftkammern ergänzt. Der Innere Detektor (**ID**)² enthält eine Jet-Kammer, die von 5 zylindrischen Schichten aus Proportionalkammern umgeben wird. Die Jet-Kammer überdeckt einen Polarwinkelbereich von 17° bis 163° und erlaubt eine Ortsauflösung von 100 μm in $r\phi$. Die Proportionalkammern liefern ein Triggersignal und messen zudem über eine Kathodenauslese die z -Koordinate mit einer Genauigkeit von 1 mm. Der Äußere Detektor (**OD**)³ ist eine Driftkammer, die im *limited streamer mode* arbeitet. Er stellt ein schnelles Triggersignal zur Verfügung und verbessert im Winkelbereich von 43° bis 137° aufgrund des großen Hebelarmes die Impulsauflösung etwa um einen Faktor fünf.

Die Vorwärtskammern A und B (**FCA/FCB**)⁴ bieten die Möglichkeit einer für die LEP-Detektoren einzigartig genauen Spurmessung im Vorwärtsbereich. Die FCA ist eine im *streamer mode* betriebene Driftkammer, die eine Spurmessung mit einer Genauigkeit von 300 μm pro Ebene in einem Polarwinkelbereich von 33°–11° auf jeder Seite erlaubt. Sie ist direkt an den Endplatten der TPC befestigt. Jede Seite besteht aus drei Kammerebenen mit jeweils zwei versetzt angeordneten Driftröhrenlagen. Diese Kammern sind um 120° in Bezug aufeinander gedreht und liefern 2×3 Koordinaten pro Spur. Die Vorwärtskammer B befindet sich in einem Abstand von $z = \pm 275$ cm zum Wechselwirkungspunkt und erstreckt sich in radialer Richtung von $r = 48$ cm bis $r = 211$ cm. Sie besteht auf jeder Seite aus 2 Kammern, die die Form einer Halbscheibe haben und aus 12 Signaldrahtebenen bestehen. Wie bei der FCA sind die Drahtorientierungen paarweise um 120° gegeneinander verdreht. Die FCB kann somit 4×3 Koordinaten pro Spur liefern. Das Auflösungsvermögen beträgt 180 μm . Zusammen mit der FCA und der TPC bildet die FCB den Spurtrigger im Vorwärtsbereich.

Ein weiterer wichtiger Bestandteil des Spurrekonstruktionssystems ist der Mikrostreifen-Silizium-Detektor (**VD**)⁵, der das Strahlrohr unmittelbar in drei konzentrischen Lagen umgibt. Seine gute Auflösung von 21 μm in $r\phi$ erlaubt die Rekonstruktion sekundärer Vertizes und er ist daher ein wichtiges Instrument für die Physik der D- und B-Mesonen sowie der Tau-Leptonen [20–22]. In der vorliegenden Arbeit wird der VD zur Unterdrückung von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung benutzt.

Zur Myonidentifikation stehen folgende Detektoren zur Verfügung:

Das elektromagnetische Kalorimeter im Zentralbereich (**HPC**)⁶ besteht aus 144 Modulen, in denen TPC-artige Drifträume durch Bleibänder voneinander getrennt werden. Es befindet sich zwischen dem Äußeren Detektor und der supraleitenden Spule und deckt einen Polarwinkelbereich von 43° bis 137° ab. Die beim Durchdringen des Bleis im elektromagnetischem Schauer erzeugten Elektronen driften zu einer Proportionalkammer und werden dort nachgewiesen. Man erhält so ein dreidi-

²Inner Detector

³Outer Detector

⁴Forward Chamber A/B

⁵Vertex Detector

⁶High-density Projection Chamber

mensionales Bild der Ladungsverteilung mit einer Auflösung von 3 mrad in ϕ und 1 mrad in θ . Die Energieauflösung beträgt $\frac{\delta E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.44}{E^{0.6}}\right)^2 + 0.042^2}$ [23]. Im Vorwärtsbereich, in einer Entfernung von $z = \pm(284 - 340)$ cm vom Wechselwirkungspunkt, dient ein Bleiglaskalorimeter (**FEMC**)⁷ mit Phototriodenauslese der Messung der elektromagnetischen Schauer. Die 9064 eingesetzten Bleiglasblöcke liefern eine Energieauflösung von $\frac{\delta E}{E} = \sqrt{(0.35\% + \frac{5\%}{\sqrt{E}})^2 + (\frac{6\%}{E})^2}$ bei einer hohen Granularität.

Das Hadron-Kalorimeter (**HAC**)⁸ besteht aus Eisenplatten zur Rückführung des magnetischen Flusses und aus 20 Schichten von *Streamer*-Rohren, die in die Zwischenräume eingebaut sind. Es arbeitet nach dem Sampling-Prinzip und hat eine Energieauflösung von $\frac{\delta E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}}$.

Zwei weitere Schichten von Driftkammern dienen dem Nachweis von Myonen (**MUB/MUF**)⁹. Eine Schicht befindet sich innerhalb des Eisenjochs, während die andere Schicht außerhalb den Abschluß des Detektors bildet. Im Zentralbereich finden Aluminiumröhren von 3.65 m Länge und, 20.8 cm Breite und 2.6 cm Höhe Verwendung, die einen Polarwinkelbereich von 42° bis 138° überdecken. Aus der Driftzeit erhält man eine Auflösung von 4 mm in $r\phi$. Eine Verzögerungsleitung erlaubt eine Auflösung von etwa 2.5 cm in z . An den Endkappen bilden vier Quadranten eine ca. 9×9 qm große Detektorfläche. Jeder Quadrant besteht aus zwei zueinander orthogonalen Lagen von Driftröhren, die eine Messung der x - und y -Koordinate mit 1 mm Genauigkeit ermöglichen.

Ab der 1994er Meßperiode stehen mit den *Surround Muon Chambers*(**MUS**) weitere Kammern für die Myonidentifikation zur Verfügung, die die Lücke im Polarwinkelbereich von 43° bis 52° schließen.

Zur Luminositätsmessung werden zwei unabhängige Detektoren benutzt. Ein Sampling-Kalorimeter (**SAT**)¹⁰ aus abwechselnden Schichten aus Blei und szintillierenden Fibren mißt die Bhabharate im Polarwinkelbereich von 2.5° bis 7.7° und dient der Bestimmung der absoluten Luminosität. Im äußersten Vorwärtsbereich von 0.28° bis 0.40° erlaubt der **VSAT**¹¹, ein Wolfram-Silizium-Kalorimeter, den Nachweis einzelner Elektronen und Photonen. Aufgrund der hohen Statistik ermöglicht der VSAT eine präzise Bestimmung der relativen Luminosität [24].

2.3 Trigger und Auslesesystem

Wird LEP mit jeweils 4 e^\pm -Paketen betrieben, so beträgt die Rate, mit der sich die Teilchenbündel an einem Wechselwirkungspunkt durchkreuzen 45 kHz. Da der Detektor mit einer solchen Frequenz nicht ausgelesen werden kann, benötigt man ein Triggersystem, das entscheidet, welche Ereignisse aufzuzeichnen sind. Der DELPHI-

⁷Forward Electromagnetic Calorimeter

⁸Hadron Calorimeter

⁹Barrel / Forward Muon Chambers

¹⁰Small Angle Tagger

¹¹Very Small Angle Tagger

Trigger [25] besteht aus vier aufeinander aufbauenden Stufen, von denen die ersten beiden Stufen, T1 und T2, synchron zum BCO ¹²-Signal arbeiten. Falls die innerhalb von rund 4 μ s erfolgende T1 Entscheidung positiv ist, wird die maximal 39 μ s benötigende zweite Triggerstufe aktiviert. Bei einer negativen T2 Entscheidung geht ein BCO für die Datennahme verloren. Bei einer positiven Entscheidung werden etwa 4 ms benötigt um den gesamten DELPHI-Detektor auszulesen.

Die kurzen Entscheidungszeiten und eine schnelle Auslese sind notwendig, um die Totzeit des Detektors zu minimieren. Das verwendete FASTBUS-System erlaubt ein paralleles Auslesen der einzelnen Detektorkomponenten und somit eine große Auslesegeschwindigkeit. Die 1993 erreichte mittlere Effizienz des gesamten Auslesesystems beträgt 90%, wobei die durch Totzeit verursachte Ineffizienz etwa 5% ausmacht. Eine detailliertere Beschreibung des Auslesesystems findet sich in [26].

2.4 Verarbeitung der Rohdaten

Die Aufgabe des Programmpaketes DELANA ¹³ [27] besteht darin, die Rohdaten der einzelnen Detektoren soweit zu verarbeiten, daß der Kollaboration ein kompakter Datensatz zur Verfügung steht, der alle für die verschiedenen Physikanalysen notwendigen Informationen enthält. Die Verarbeitung erfolgt schrittweise, wobei die Zwischenergebnisse im TANAGRA ¹⁴ -Format [28] gespeichert werden.

Im ersten Schritt kalibriert jeder Detektor seine Rohdaten. Eventuelle Zeitabhängigkeiten der Kalibrationskonstanten oder der Geometrie können mit dem Programmpaket DDAPP ¹⁵ [29] der Detektordatenbank entnommen werden. Die kalibrierten Detektordaten (**TD**), meist Raumpunkte, Driftzeiten oder Pulshöhen, dienen als Eingabe für die lokale Mustererkennung. Diese erzeugt Spurelemente (**TE**), die Informationen über die Spurposition und -richtung in detektorunabhängiger Form enthalten. Ein globales Mustererkennungsprogramm kombiniert die Spurelemente zu Spurstücken (**TS**), bevor durch einen Helix-Fit eine Spur (**TK**) bestimmt wird. Zudem werden Spuren mit gemeinsamen Ursprung zu Bündeln (**TB**) zusammengefaßt und die zugehörigen Vertizes (**TV**) ermittelt. Die Speicherung der Ergebnisse erfolgt auf DSTs ¹⁶. Ein in Wuppertal entwickeltes Programmpaket erlaubt eine weitere Reduktion des Datenumfangs pro Ereignis und somit eine effiziente Analyse der etwa 2 Millionen Z-Ereignisse, die bis Ende 1993 aufgezeichnet wurden.

¹²Beam Cross Over

¹³DELPHI ANALysis Program

¹⁴Track ANALysis and GRAphics package

¹⁵Detector Description and APplication Package

¹⁶Data Summary Tapes

2.5 Die Detektorsimulation

Für die physikalische Interpretation der Daten ist ein gutes Verständnis der Detektoreigenschaften unverzichtbar. Studien mit simulierten Ereignissen bieten die Möglichkeit die verschiedenen Z -Zerfälle und Untergrundprozesse getrennt zu generieren und deren Signatur im Detektor darzustellen. Da die Beschreibung der statistischen Prozesse durch die Anwendung von Zufallszahlen geschieht, wird dieses Verfahren auch als *Monte-Carlo-Methode* bezeichnet. Das Programmpaket DELSIM [30] extrapoliert die generierten Spuren durch den Detektor und simuliert die Reaktion der einzelnen Komponenten auf einen Teilchendurchgang. Dabei werden folgende Prozesse berücksichtigt:

- Energieverlust und Vielfachstreuung in Materie
- Erzeugung von δ -Elektronen
- Bremsstrahlung
- Paarproduktion
- Compton Streuung
- Zerfälle kurzlebiger Teilchen
- hadronische Wechselwirkungen
- Positronannihilation
- Photoeffekt

Die Simulationsinformation wird im selben Datenformat gespeichert wie die Meßdaten, so daß die Verarbeitung der erstellten Rohdaten mit dem DELANA-Programm erfolgen kann.

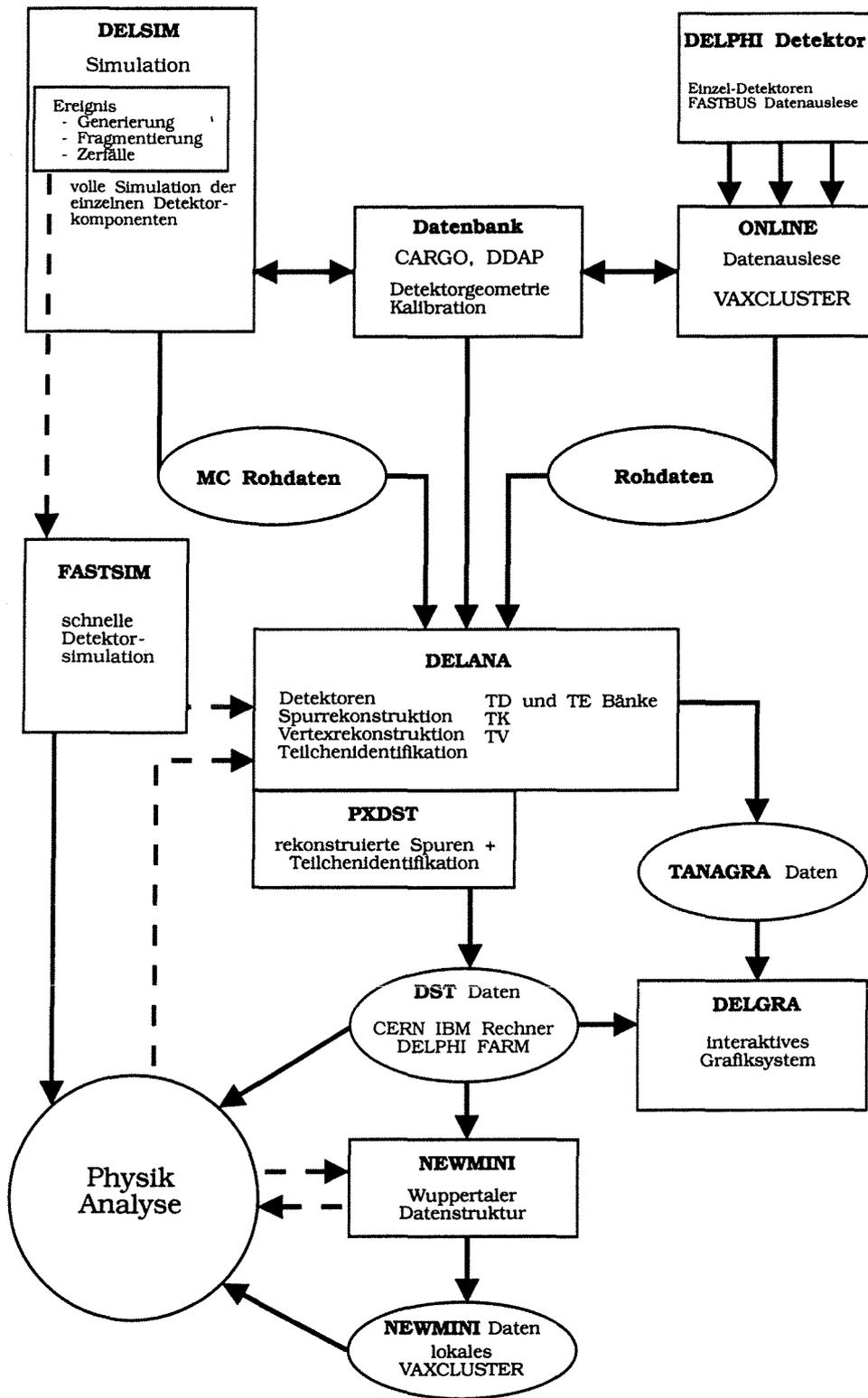


ABBILDUNG 2.2: Die Analysekette

3

Messung des myonischen Wirkungsquerschnittes

In diesem Kapitel wird eine Analyse beschrieben, die sich mit der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ bei einer Schwerpunktennergie von $\sqrt{s} = 91.277 \text{ GeV}/c$ beschäftigt. Ausgewertet werden Daten, die 1992 mit dem DELPHI-Detektor aufgezeichnet wurden. Sie entsprechen einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 24.1 \text{ pb}^{-1}$.

Zudem stehen *Monte-Carlo*-Daten zur Verfügung, in denen sowohl myonische Z -Zerfälle, wie auch Untergrundprozesse simuliert werden. Die Festlegung der im Folgenden beschriebenen Schnitte erfolgt jeweils durch einen Vergleich der Meßdaten mit den *Monte-Carlo*-Daten. Bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit wird das *Monte-Carlo* nur zur Prüfung der Meßmethode sowie zur Abschätzung des Einflusses des Untergrundes verwendet. Die Effizienzen und deren Unsicherheiten werden weitgehend aus den Meßdaten selbst bestimmt.

3.1 Selektion myonischer Ereignisse

Betrachtet man die Reaktion $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ bei einer Schwerpunktennergie, die etwa der Z -Masse entspricht, so dominiert der Prozeß der e^+e^- -Annihilation in ein Z -Boson. Für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ sind jedoch noch der t -Kanal γ -Austausch sowie Interferenzterme zu berücksichtigen. Da sämtliche Fermionen der schwachen Wechselwirkung unterliegen, zerfällt das Z -Boson in alle kinematisch erlaubten Leptonen und Quarks. Letztere fragmentieren aufgrund der starken Wechselwirkung und äußern sich in Vielteilchenendzuständen mit hoher geladener Multiplizität.

Die im Folgenden beschriebenen Schnitte selektieren mit großer Effizienz die myonischen Z -Zerfälle, wobei der Untergrund aus anderen Z -Zerfällen und nichtresonanten Prozessen möglichst klein gehalten werden soll.

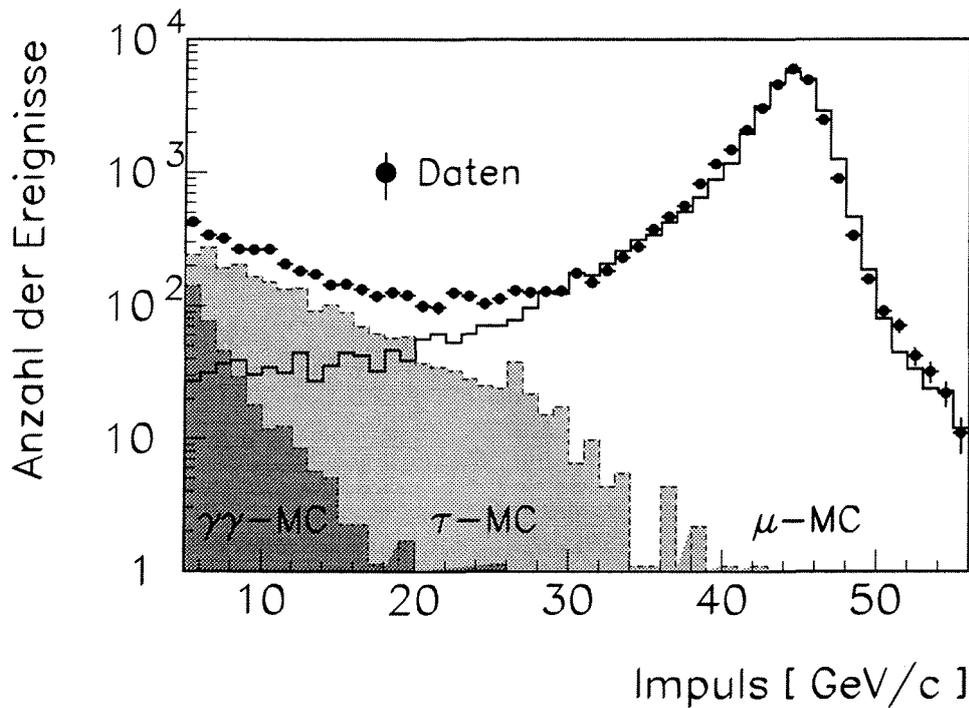


ABBILDUNG 3.1: *Impulsspektrum der zweitschnellsten Spur*

Vorselektion: Die Mehrzahl der myonischen Z -Zerfälle weist genau zwei geladene Spuren auf. In Ereignissen mit Photonabstrahlung können jedoch durch Paarzeugung auch vier oder sechs geladene Spuren auftreten. Das Programm PXTAG [32] nutzt die einfache Topologie der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$, um Kandidaten myonischer Z -Zerfälle vorzuselektieren. Ereignisse mit mehr als sechs geladenen Spuren, also mit $n_{ch} > 6$, werden verworfen. Hierdurch werden insbesondere hadronische Z -Zerfälle sehr effektiv zurückgewiesen.

Schnitt auf den Impuls: Der Anteil der Ereignisse aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ und der Zwei-Photon-Ereignisse — siehe auch Kapitel 3.3.4 — kann deutlich reduziert werden, in dem man die zugrundeliegende Kinematik ausnutzt. Abbildung 3.1 zeigt das Impulsspektrum der geladenen Spuren mit dem zweitgrößten Impuls, im Folgenden auch als zweitschnellste Spuren bezeichnet. Die eingezeichneten Monte-Carlo-Daten illustrieren, daß der Bereich kleiner Impulse durch Tau- und Zwei-Photon-Ereignisse dominiert wird. Durch einen Schnitt bei $P_2 = 15 \text{ GeV}/c$ wird der Zwei-Photon-Untergrund fast vollständig eliminiert.

Schnitt auf die Akollinearität: Die Begrenzung der Akollinearität der beiden schnellsten Spuren bewirkt zusammen mit dem Impulsschnitt eine Einschränkung des Phasenraumes der abgestrahlten Photonen. Die Definition

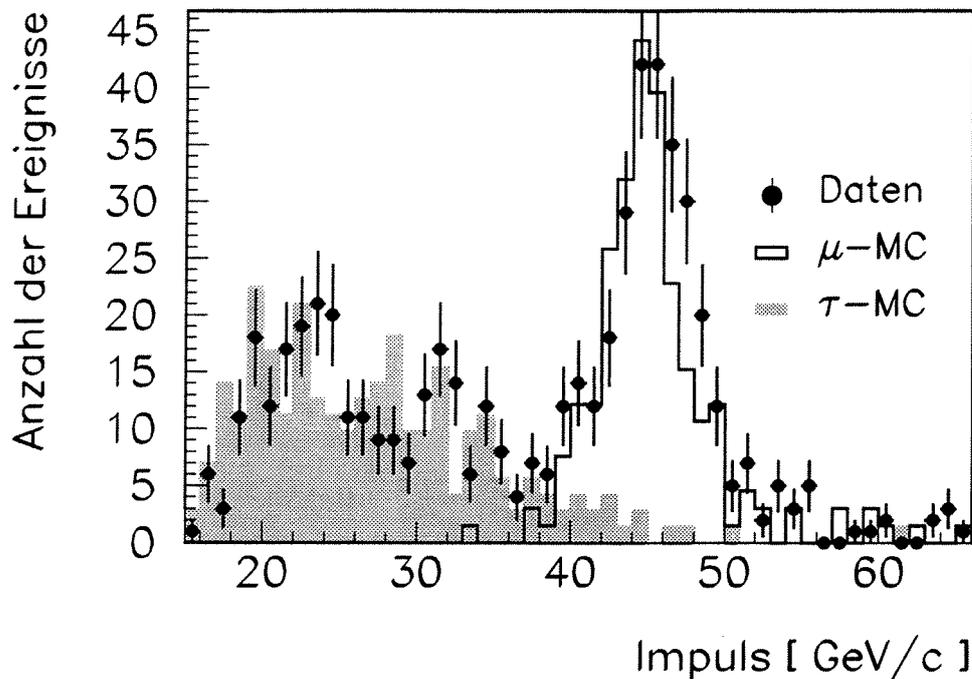


ABBILDUNG 3.2: Impulsspektrum der schnellsten Spur von Ereignissen, bei denen eine dritte Spur einen Impuls von mehr als 5 GeV/c aufweist

des Akollinearitätswinkels θ_{akol} ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$\theta_{akol} = 180^\circ - \arccos \left(\begin{aligned} &\sin \theta_1 \cos \phi_1 \cdot \sin \theta_2 \cos \phi_2 + \\ &\sin \theta_1 \sin \phi_1 \cdot \sin \theta_2 \sin \phi_2 + \cos \theta_1 \cos \theta_2 \end{aligned} \right).$$

Schnitt auf die Anzahl der Spuren: Der Tau-Untergrund kann weiter verringert werden, indem man nur Ereignisse zulässt, die außer den beiden schnellsten Spuren keine zusätzliche Spur mit einem Impuls über 5 GeV/c aufweisen. Aus Abbildung 3.2 geht hervor, daß dieser Schnitt jedoch nur angewendet werden sollte, wenn der Impuls des schnellsten Teilchens kleiner als 40 GeV/c ist. Auf diese Weise bleiben myonische Ereignisse mit Photonabstrahlung erhalten, während ein Großteil der Tau-Ereignisse verworfen wird.

Bhabhaveto: Die Diskriminierung zwischen Elektronen und Myonen erfolgt aufgrund der Energiedeposition in den elektromagnetischen Kalorimetern. Ein Ereignis, bei dem ein Teilchen in der HPC oder im FEMC eine Energie von mehr als 10 GeV hinterlassen hat, wird als Bhabha-Ereignis klassifiziert. Ausgenommen hiervon sind Ereignisse, bei denen beide Spuren assoziierte Ansprechere in den Myonkammern aufweisen.

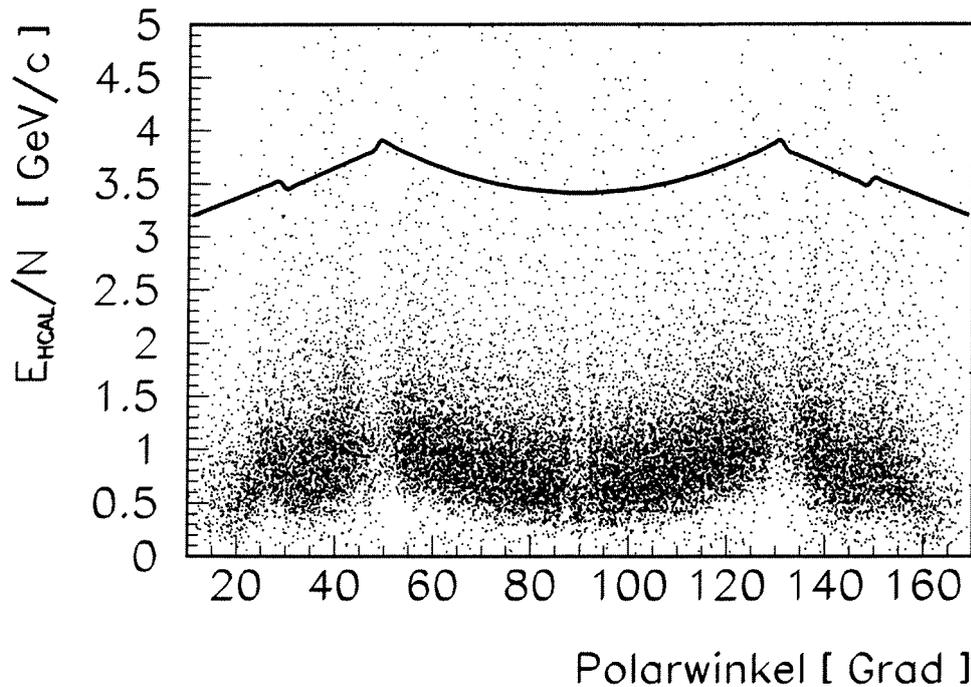


ABBILDUNG 3.3: *Energiedeposition im Hadronkalorimeter als Funktion des Polarwinkels. Die eingezeichnete Kurve zeigt den winkelabhängigen Schnittwert.*

Hadronveto: Die Information des Hadronkalorimeters läßt sich benutzen, um Ereignisse zu diskriminieren, die hadronische Spuren oder Elektronen enthalten. Da Myonen aufgrund ihres großen Durchdringungsvermögens eine Energiedeposition in allen Ebenen des Hadronkalorimeters hinterlassen, Elektronen und Hadronen ihre Energie jedoch bevorzugt in den ersten Ebenen abgeben, eignet sich die Größe E_{HCAL}/N als Diskriminierungsvariable, wobei N die Anzahl der angesprochenen Ebenen und E_{HCAL} die Gesamtenergie bezeichnet. Ein Ereignis wird verworfen, wenn die im Hadronkalorimeter nachgewiesene mittlere Energie pro Ebene größer ist als $3 \text{ GeV} + K(\theta)$ und kein assoziierter Ansprechere in den Myonkammern vorliegt. Durch die Addition des Terms $K(\theta)$ wird die Polarwinkelabhängigkeit der Energiedeposition im Hadronkalorimeter berücksichtigt, die durch die Abbildung 3.3 illustriert wird.

Myonidentifikation: Eine Spur wird als myonisch klassifiziert, wenn sie mindestens eines der drei folgenden Kriterien erfüllt:

- mindestens ein assoziierter Ansprechere in den Myonkammern
- $E_{ECAL} < 1.5 \text{ GeV}$

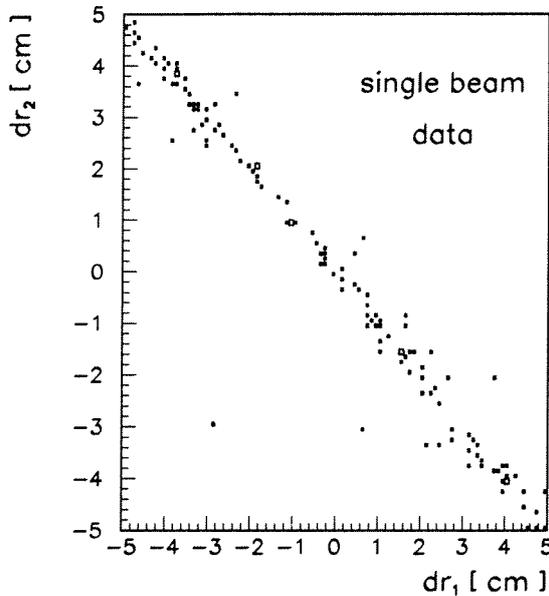


ABBILDUNG 3.4: *Impaktverteilung kosmischer Myonen*

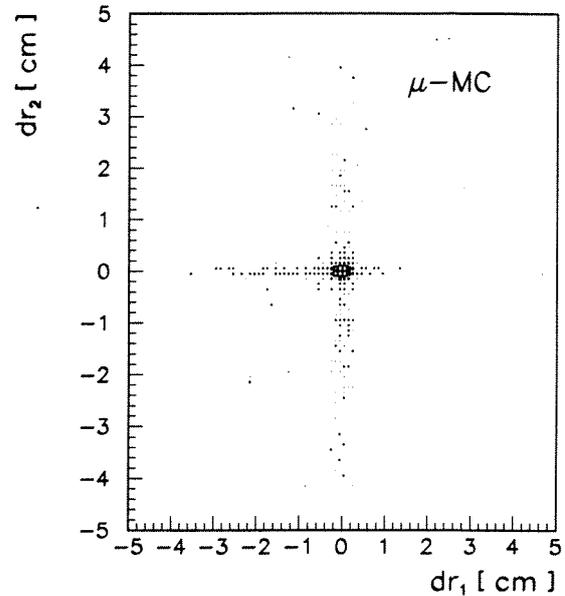


ABBILDUNG 3.5: *Impaktverteilung von $\mu^+\mu^-$ Monte-Carlo-Ereignissen*

- $E_{HCAL}/N < 5$ GeV
und mindestens ein Ansprechere in den letzten beiden Ebenen

Schnitt auf die Impaktparameter: Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung, die durch Zufallskoinzidenzen mit dem BCO-Signal aufgenommen werden, können alle bisher angewendeten Selektionskriterien erfüllen. Daher wird zusätzlich verlangt, daß die Spuren aus der Umgebung des Wechselwirkungspunktes stammen. Diese Umgebung wird definiert durch die Impaktparameter, die den kleinsten Abstand zwischen dem mittleren Wechselwirkungspunkt pro LEP-Füllung und der Extrapolation einer Spur beschreiben. Für beide Spuren des Ereignisses muß gelten : $|dz| < 4.0$ cm. Falls der Vertexdetektor an der Spur beteiligt ist, wird $dr < 0.3$ cm gefordert. Wird die Vertexdetektorinformation nicht benutzt und die TPC oder der Innere Detektor sind an der Spur beteiligt, so muß gelten : $dr < 3.0$ cm. Abbildung 3.4 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Impaktparameterpaare von Daten einer Meßreihe, die ohne kollidierende e^+e^- -Strahlen im Beschleuniger aufgenommen wurden. Dieser Datensatz enthält fast ausschließlich kosmische Myonen. Es ist eine starke Antikorrelation der Impaktparameter zu erkennen, während die in Abbildung 3.5 dargestellten Ereignisse aus simulierten Z -Zerfällen im Wesentlichen nur eine

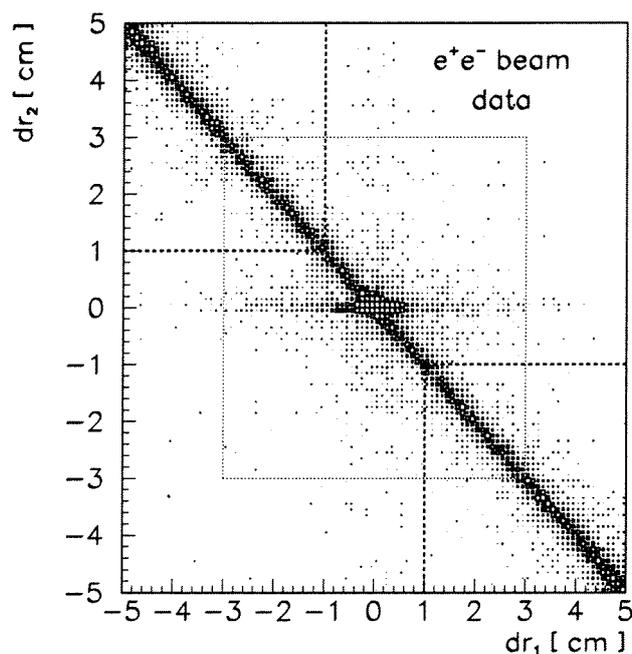


ABBILDUNG 3.6: Verteilung der Impaktparameter der Meßdaten in der $dr_1 - dr_2$ -Ebene

Anhäufung um den Nullpunkt aufweisen. Die kreuzartige Struktur kommt durch Ereignisse zustande, in denen eine Spur schlecht vermessen wurde. Die Antikorrelation läßt sich zur Reduzierung des Anteils der kosmischen Myonen ausnutzen, indem Ereignisse verworfen werden, die der folgenden Bedingung genügen :

$$\left\{ dr_1 < \frac{-dr_{cut}}{3} \wedge dr_2 > \frac{dr_{cut}}{3} \right\} \vee \left\{ dr_1 > \frac{dr_{cut}}{3} \wedge dr_2 < \frac{-dr_{cut}}{3} \right\}$$

mit :

- dr_1 : $r\phi$ -Impakt der ersten Spur
- dr_2 : $r\phi$ -Impakt der zweiten Spur
- dr_{cut} : Schnitt auf den $r\phi$ -Impakt
 - $dr_{cut} = 0.3$ cm falls VD
 - $dr_{cut} = 3.0$ cm falls TPC, ID

Die Abbildung 3.6 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Impaktparameterpaare der Meßdaten sowie die verwendeten Schnitte. Der *Rechteck-Schnitt* garantiert eine Mindestqualität der akzeptierten Spuren.

In Tabelle 3.1 sind alle verwendeten Selektionsschnitte zusammengefaßt.

Art des Schnittes	Wert	reduzierter Untergrund
Vorselektion	$n_{ch} \leq 6$	hadronische Ereignisse
Impuls	$P_1, P_2 > 15 \text{ GeV}/c$	Tau-, 2-Photon-Ereignisse
Akollinearität	$\theta_{akol} < 20^\circ$	2-Photon-Ereignisse
Anzahl der Spuren	$N_{5\text{GeV}/c} = 2$ falls $P_1 < 40 \text{ GeV}/c$	Tau-Ereignisse
Bhabhaveto	falls $E_{ECAL} > 10 \text{ GeV}$	Bhabha-Ereignisse
Hadronveto	falls $E_{HCAL}/N > 5 \text{ GeV}$	Tau-, Bhabha-Ereignisse
Myonidentifikation	$N_{MUCH} \geq 1$ ODER $E_{ECAL} \leq 1.5 \text{ GeV}$ ODER $E_{HCAL}/N \leq 5 \text{ GeV}$	Tau-, Bhabha-Ereignisse
Impaktparameter	$ dz < 4\text{cm}$ dr detektorabhängig	kosmische Myonen

TABELLE 3.1: Schnitte zur Selektion myonischer Ereignisse

3.2 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Selektionseffizienz gibt an, wieviele der erzeugten Ereignisse in der Analyse akzeptiert werden. Sie kann direkt aus den *Monte-Carlo*-Daten bestimmt werden:

$${}^{mc}\epsilon_{sel} = \frac{N_{sel}}{N_{gen}} . \quad (3.1)$$

Bei der Berechnung der Selektionseffizienz aus den Meßdaten ist die Anzahl der erzeugten Ereignisse N_{gen} nicht bekannt, so daß die Bestimmung gemäß der nachstehenden Formel erfolgt:

$$\epsilon_{sel} = \epsilon_{trig} \cdot \epsilon_{vsel} \cdot \epsilon_{spur}^2 \cdot \epsilon_{\mu id}^2 \cdot \eta_{geom} \cdot \eta_{korr} \cdot \eta_{sonst} , \quad (3.2)$$

mit:

- ϵ_{trig} : Effizienz des Triggers
- ϵ_{vsel} : Effizienz der Vorselektion
- ϵ_{spur} : Effizienz der Spurrekonstruktion
- $\epsilon_{\mu id}$: Effizienz der Myonidentifikation
- η_{geom} : Korrektur auf Sektorgrenzen
- η_{korr} : Korrektur auf Korrelationen
- η_{sonst} : Korrektur auf sonstige Verluste

Die Gültigkeit der Gleichung (3.2) wurde anhand einer *Monte-Carlo*-Studie überprüft. Die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit für reines Myon-*Monte-Carlo* nach Gleichung (3.1) ergibt innerhalb des Fehlers denselben Wert, wie die Berechnung nach Gleichung (3.2) für ein luminositätsgewichtetes Gemisch aus Myon-, Tau- und Bhabha-*Monte-Carlo*. Im Folgenden wird die Bestimmung der einzelnen Faktoren beschrieben:

Triggereffizienz: Existieren mindestens zwei unabhängige Subtrigger (\mathcal{A}, \mathcal{B}), so läßt sich die Triggereffizienz aus den Zählraten der einzelnen Trigger berechnen:

$$\varepsilon_{trig} = \frac{N_{AB} \cdot N_{obs}}{N_A \cdot N_B} = \frac{N_{AB} \cdot (N_A + N_B - N_{AB})}{N_A \cdot N_B}, \quad (3.3)$$

mit:

- N_A : Anzahl der Ereignisse mit Trigger \mathcal{A}
- N_B : Anzahl der Ereignisse mit Trigger \mathcal{B}
- N_{AB} : Anzahl der Ereignisse mit Trigger \mathcal{A} und \mathcal{B}
- N_{obs} : Gesamtzahl der beobachteten Ereignisse

Folgende Detektorkomponenten werden zu unabhängigen Subtriggern zusammengefaßt, um die Effizienz des Myon-Triggers als Funktion des Polarwinkels zu bestimmen: \mathcal{A} { TPC, FCA, FCB }; \mathcal{B} { ID/OD, TOF, HOF, HPC, FEMC, HCAL, MUCH }. Im Winkelbereich von 20° bis 160° ergibt sich eine mittlere Effizienz von: $\varepsilon_{trig} = (99.87 \pm 0.08)\%$ [33].

Effizienz der Vorselektion: Zur Reduzierung des Rechenzeitbedarfs werden für diese Arbeit nur Ereignisse verwendet, die durch das Programm PXTAG vorselektiert wurden. Die Effizienz dieser Vorselektion läßt sich ermitteln, indem dieselbe Analyse einmal ohne Vorselektion durchgeführt wird. Ein Vergleich der Ereignisanzahlen ergibt: $\varepsilon_{vsel} = (99.86 \pm 0.03)\%$. Analysiert man die *Monte-Carlo*-Daten einmal mit und einmal ohne Vorselektion, so ergibt sich eine Effizienz von ${}^{mc}\varepsilon_{vsel} = (99.87 \pm 0.02)\%$, in guter Übereinstimmung mit dem aus den Meßdaten bestimmten Wert.

Effizienz der Spurrekonstruktion: Die Ermittlung der Spurrekonstruktionseffizienz erfolgt nach der Formel:

$$\varepsilon_{spur} = \frac{N_2}{N_1 + N_2}, \quad (3.4)$$

mit:

- N_1 : Anzahl der Ereignisse mit einer rekonstruierten Spur
- N_2 : Anzahl der Ereignisse mit zwei rekonstruierten Spuren

die dann gültig ist, wenn die Nachweiswahrscheinlichkeit beider Spuren unkorreliert ist. Außerhalb der TPC-Sektorgrenzen wird diese Bedingung erfüllt. Folgende Schnitte werden durchgeführt, um einen möglichst untergrundarmen Datensatz zu erhalten:

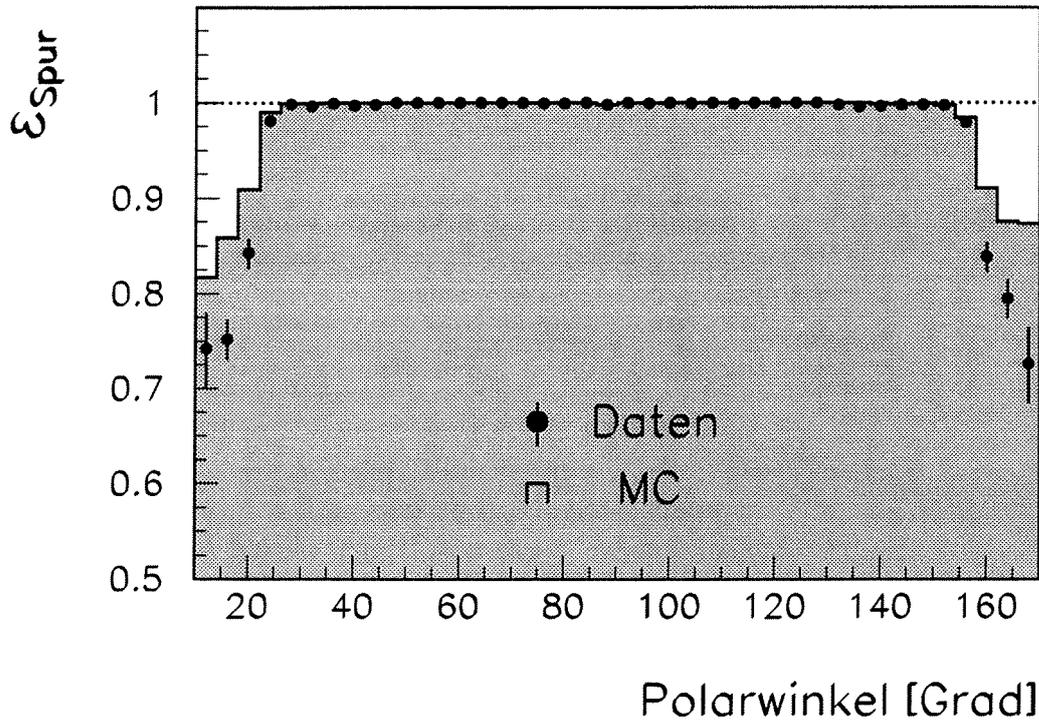


ABBILDUNG 3.7: Effizienz der Spurrekonstruktion außerhalb der TPC-Sektorgrenzen

- Es werden nur Ereignisse mit höchstens zwei Spuren mit einem Impuls über 5 GeV/c zugelassen
- Die Triggerspur muß einen Impuls größer 30 GeV/c haben und vom Wechselwirkungspunkt stammen
- Das Ereignis darf kein Bhabha-Veto aufweisen
- Auf der Trigger- und auf der Testseite muß mindestens ein assoziierter Ansprechere in den Myonkammern existieren

Aus den Meßdaten ergibt sich im Polarwinkelbereich von 20° bis 160° eine Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit $\epsilon_{\text{spur}} = (99.39 \pm 0.05)\%$. Aus Abbildung 3.7 ist ersichtlich, daß sich die Spurverluste hauptsächlich im Vorwärtsbereich ergeben, der in der Detektorsimulation zu optimistisch behandelt wird. In den Monte-Carlo-Daten ergibt sich daher mit ${}^{mc}\epsilon_{\text{spur}} = (99.63 \pm 0.03)\%$ eine etwas höhere Effizienz. Der verbleibende Anteil an Tau-Ereignissen ist kleiner als 0.08% und führt zu einer Unterschätzung der Effizienz um 0.01%.

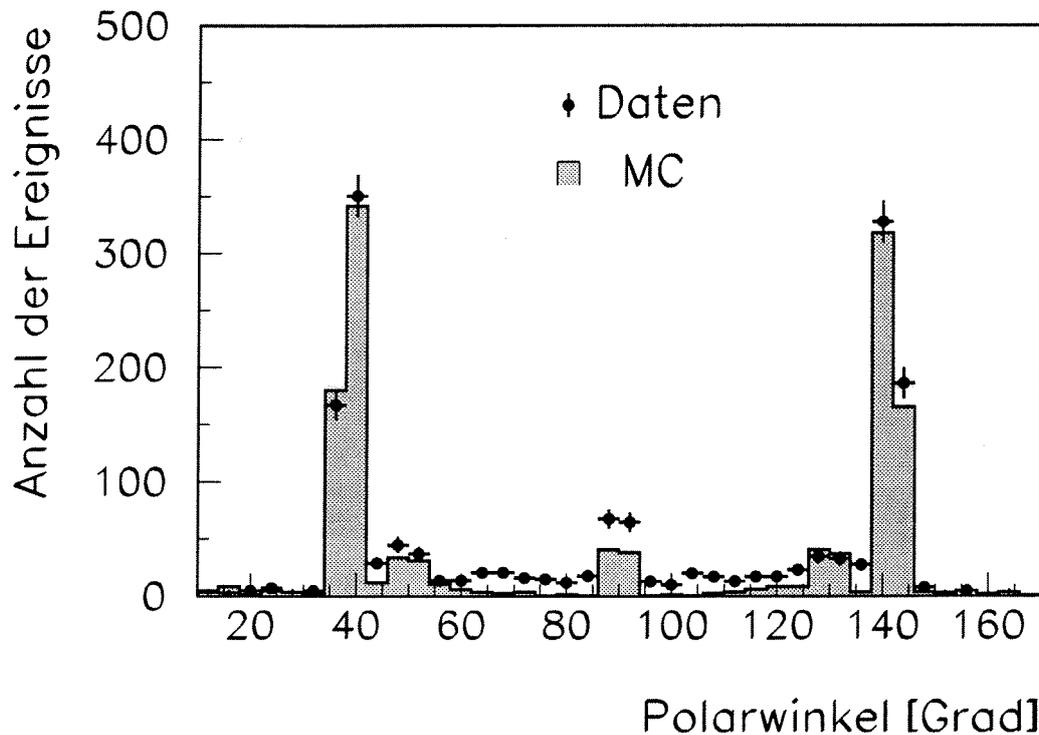


ABBILDUNG 3.8: *Bhabha-Untergrund bei der Bestimmung der Myon-Identifikationswahrscheinlichkeit*

Effizienz der Myonidentifikation: Um einen untergrundarmen Datensatz zu erhalten, werden zur Bestimmung der Myon-Identifikationswahrscheinlichkeit nur Ereignisse benutzt, die die nachstehenden Selektionsschnitte erfüllen:

- Es werden nur Ereignisse mit genau zwei geladenen Spuren mit einem Impuls über 5 GeV/c zugelassen
- Beide Spuren müssen einen Impuls größer 30 GeV/c haben und vom Wechselwirkungspunkt stammen
- Die Akollinearität der beiden Spuren muß kleiner als 1° sein
- Das Ereignis darf kein Bhabha-Veto aufweisen

Zwei Methoden finden Verwendung. Bei der ersten Methode wird neben den obenstehenden Bedingungen gefordert, daß mindestens eine Spur als Myon identifiziert ist. Dadurch wird die Anzahl der Untergrundereignisse weiter reduziert. Die Berechnung der Identifikationseffizienz pro Spur ϵ_{uid1} erfolgt nach der Formel 3.4, wobei N_i jetzt für die Anzahl der Ereignisse mit i identifizierten Myonspuren steht. Unter der Annahme, daß die Myonidentifikation der beiden Spuren unabhängig voneinander geschieht, ergibt sich die Identifikations-

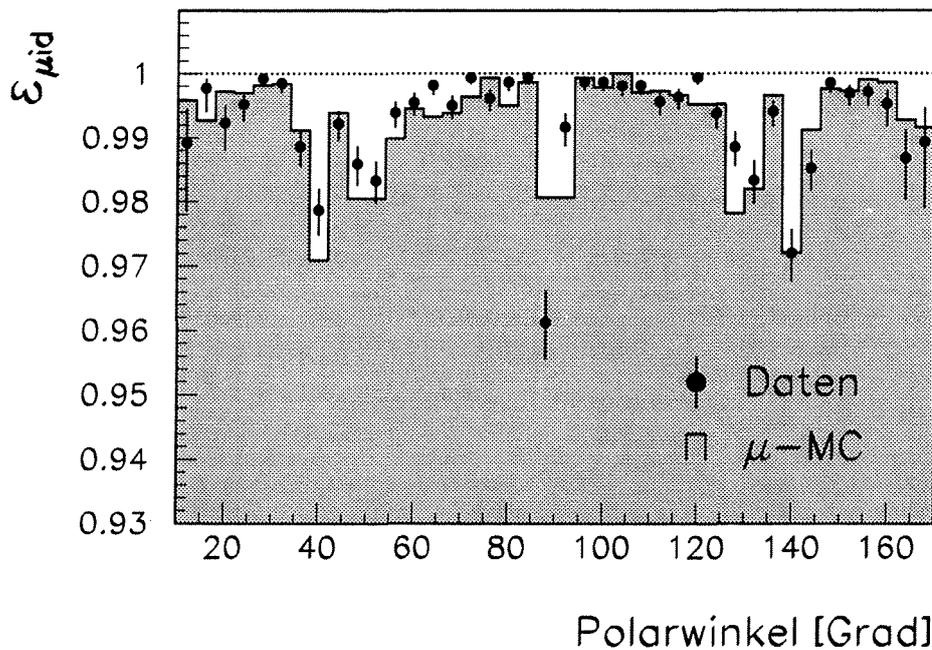


ABBILDUNG 3.9: Effizienz der Myonidentifikation

wahrscheinlichkeit eines Ereignisses zu $\varepsilon_{\mu id 1}^2$. In der zweiten Methode wird die Effizienz pro Ereignis $\varepsilon_{\mu id 2}$ direkt ermittelt, indem man festgestellt, bei wievielen Ereignissen des nach obenstehenden Bedingungen selektierten Datensatzes beide Spuren die in Kapitel 3.2 beschriebenen Kriterien der Myonidentifikation erfüllen. In einer Analyse von *Monte-Carlo*-Daten, die ausschließlich Myonpaarereignisse enthalten, führen beide Methoden zu der gleichen Identifikationswahrscheinlichkeit: ${}^{mc}\varepsilon_{\mu id 1}^2 = (98.88 \pm 0.06)\%$, ${}^{mc}\varepsilon_{\mu id 2} = (98.90 \pm 0.05)\%$. Die Annahme, daß die Identifikationswahrscheinlichkeit der beiden Spuren unkorreliert sei, scheint also gerechtfertigt. Ein Vergleich mit den Ergebnissen aus einem gemischten *Monte-Carlo*-Datensatz, der neben den Myonereignissen auch Tau- und Bhabha-Ereignisse enthält, gibt Aufschluß über den Einfluß der Untergrundereignisse auf die Bestimmung der Myon-Identifikationseffizienz. Bei der Methode 1 führen die Untergrundereignisse zu einer Unterschätzung der Myon-Identifikationseffizienz pro Ereignis um einen Faktor $k_1 = 0.9950$. Für die Methode 2 ergibt sich ein deutlich größerer Faktor von $k_2 = 0.9510$, da diese wesentlich empfindlicher auf den Bhabha-Untergrund ist. Abbildung 3.8 illustriert, das im Polarwinkelbereich von 36.5° bis 43.0° bzw. von 143.5° bis 137.0° Bhabha-Ereignisse aufgrund der fehlenden elektromagnetischen Kalorimeter in das Angebot zur Effizienzbestimmung gelangen. Da diese Ereignisse jedoch nicht als Myonen identifiziert werden, führt dies zur Unterschätzung der Effizienz. Bei der Bestimmung der Myon-Identifikationswahrscheinlichkeit aus den Meßdaten wird Methode 1 verwendet, da sie weniger sensitiv auf den Un-

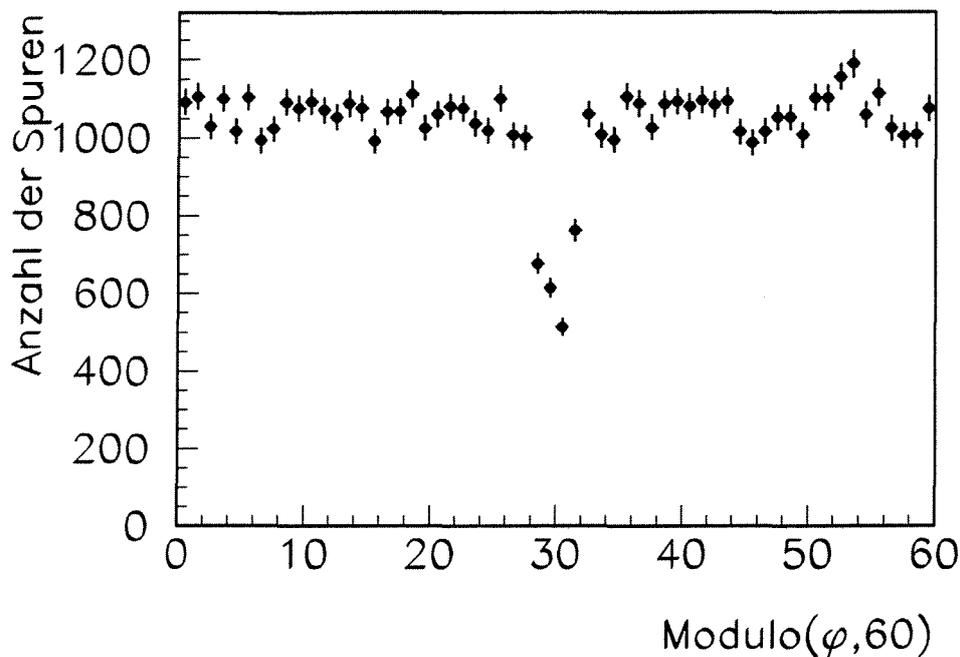


ABBILDUNG 3.10: Sechsfach gefaltete Azimutwinkelverteilung

tergrund ist. Man erhält in Übereinstimmung mit den aus dem *Monte-Carlo* bestimmten Werten: $\varepsilon_{\mu id 1}^2 = (98.98 \pm 0.08)\%$. Abbildung 3.9 zeigt die nicht auf den Einfluß der Untergrundereignisse korrigierte Identifikationswahrscheinlichkeit.

Korrektur auf Sektorgrenzen: Die oben bestimmte Spurrekonstruktionseffizienz ε_{spur} beschreibt die Nachweiswahrscheinlichkeit nur außerhalb der Sektorgrenzen der TPC. Ein TPC-Sektor überdeckt einen Bereich von 60° im Azimut mit einer etwa 2° breiten insensitiven Randzone. Da die Spuren myonischer Ereignisse eine kleine Akoplanarität aufweisen, sind die durch die Sektorgrenzen verursachten Spurverluste korreliert und die Ineffizienz muß pro Ereignis berechnet werden. Dazu trägt man, wie in Abbildung 3.10, die Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse gegen den sechsfach gefalteten Azimutalwinkel auf. Um der Geometrie des Detektors Rechnung zu tragen, erfolgt die Bestimmung des Verlustes η_{geom} in $\cos\theta$ -Intervallen. Aus Abbildung 3.11 geht hervor, daß sich die größte Ineffizienz im $\cos\theta$ -Intervall von 0.75 bis 0.85 ergibt, in dem die Verluste an den TPC-Sektorgrenzen nicht durch den Äußeren Detektor oder die Vorwärtskammern aufgefangen werden. Als Mittelwert erhält man $\eta_{geom} = 0.9762 \pm 0.0015$.

Korrektur auf Korrelationen: Da bei der Bestimmung der Myonidentifikationseffizienz die TPC-Sektorgrenzen nicht gesondert behandelt werden, muß eine

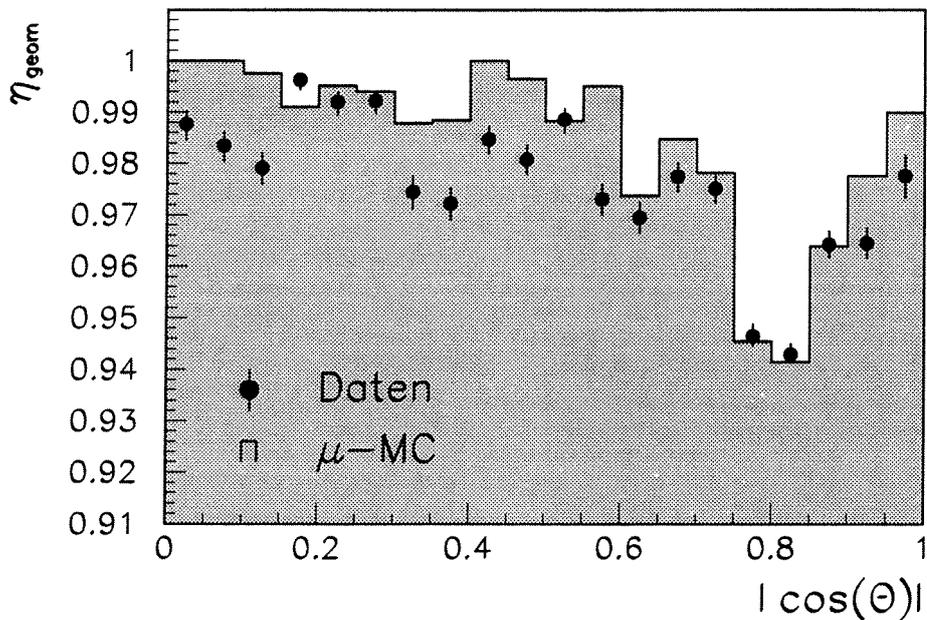


ABBILDUNG 3.11: Korrektur auf Sektorgrenzen

Korrektur auf die Doppelzählung solcher Ereignisse erfolgen, die durch die fehlende Myonidentifikation verlorengehen. Ein Vergleich von reinem Myon-Monte-Carlo mit einem Monte-Carlo-Datensatz, der ein luminositätsgewichtetes Gemisch aus Myon-, Tau- und Bhabhaereignissen enthält, liefert einen Korrekturfaktor von $\eta_{korr} = 1.0028$.

Korrektur auf sonstige Verluste: Die Größe η_{sonst} beschreibt die Ineffizienzen, die durch die bisher beschriebenen Faktoren nicht abgedeckt werden. Diese entstehen durch:

- Ereignisse, die aufgrund einer dritten Spur mit einem Impuls von mehr als 5 GeV/c als Tau-Ereignisse verworfen werden
- Ereignisse, die verloren gehen, da sie als Bhabha-Ereignisse klassifiziert werden
- Ereignisse, die durch das Hadron-Veto verworfen werden
- Ereignisse, die durch den Schnitt auf den Impaktparameter zurückgewiesen werden

Eine Studie mit simulierten Myon-Ereignissen liefert einen Verlustfaktor von $\eta_{sonst} = 0.9913 \pm 0.0020$.

Die Selektionseffizienz, die sich nach Gleichung (3.2) aus den oben beschriebenen Beiträgen berechnet, ist in Abbildung 3.12 in Abhängigkeit von $|\cos(\theta)|$ dargestellt.

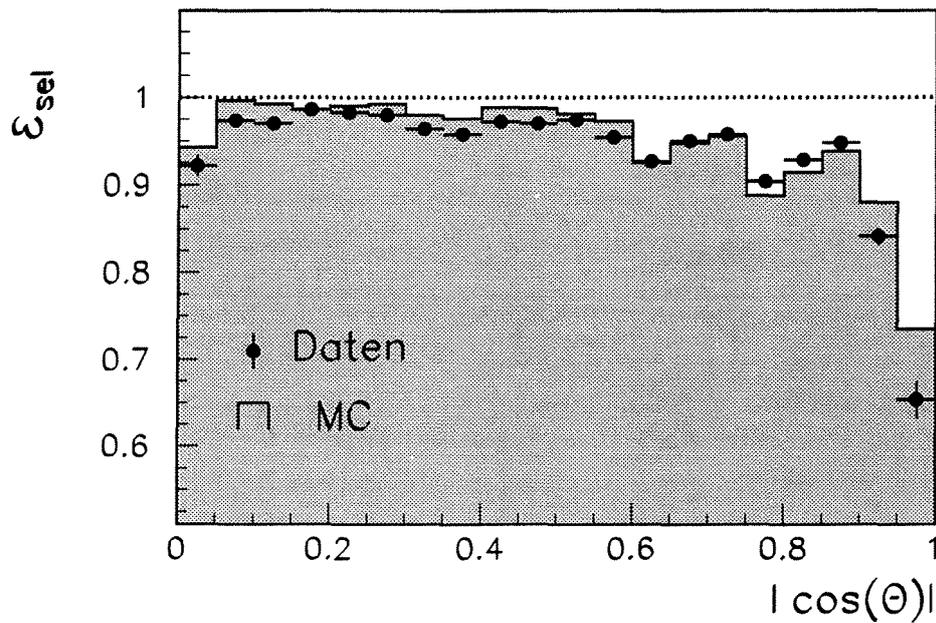


ABBILDUNG 3.12: Selektionseffizienz als Funktion von $|\cos(\theta)|$

Die mittlere Selektionseffizienz im Polarwinkelbereich von 20° bis 160° beträgt: $\epsilon_{sel} = (94.63 \pm 0.30)\%$. In Tabelle 3.2 sind alle Beiträge zur Selektionseffizienz mit ihren Unsicherheiten zusammengefaßt.

	Symbol	Wert	Unsicherheit
Effizienz des Triggers	ϵ_{trig}	0.9987	± 0.0008
Effizienz der Vorselektion	ϵ_{vsel}	0.9986	± 0.0003
Effizienz der Spurrekonstruktion	ϵ_{spur}	0.9939	± 0.0005
Effizienz der Myonidentifikation	$\epsilon_{\mu id}$	0.9949	± 0.0008
Korrektur auf Sektorgrenzen	η_{geom}	0.9762	± 0.0015
Korrektur auf Korrelationen	η_{korr}	1.0028	± 0.0003
Korrektur auf sonstige Verluste	η_{sonst}	0.9913	± 0.0020
$\epsilon_{sel} = \epsilon_{trig} \cdot \epsilon_{vsel} \cdot \epsilon_{spur}^2 \cdot \epsilon_{\mu id}^2 \cdot \eta_{geom} \cdot \eta_{korr} \cdot \eta_{sonst}$			
Selektionseffizienz	ϵ_{sel}	0.9463	± 0.0030

TABELLE 3.2: Beiträge zur Selektionseffizienz

3.3 Untergrundereignisse

Eine genaue Kenntnis der im Datensatz verbleibenden Untergrundereignisse ist notwendig, um deren Einfluß auf die Messung des Wirkungsquerschnittes und der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie abschätzen zu können. Prinzipiell sind fünf verschiedene Quellen zu berücksichtigen:

- Z -Zerfälle in $\tau^+\tau^-$ -Paare
- Ereignisse aus dem Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$
- hadronische Z -Zerfälle
- Zwei-Photon-Ereignisse
- kosmische Myonen

3.3.1 Tau-Ereignisse

In ca. 86 % der Tauzerfälle entsteht nur ein geladenes Teilchen, neben eventuell mehreren ungeladenen Teilchen. Die Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses, bei dem beide Taus in nur ein geladenes Teilchen zerfallen, beträgt somit ca. 74 %. Diese Ereignisse haben die gleiche Topologie wie Myon-Ereignisse, weisen jedoch aufgrund des Mehrkörperzerfalls eine andere Kinematik auf.

Abbildung 3.13 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Tau-Ereignisse, die die Selektionsschnitte erfüllen. Die Klassifizierung erfolgt nach der Zusammensetzung der generierten Spurpaare. Ohne Schnitt auf die im Hadronkalorimeter gemessene Energie dominiert die $\mu\pi$ -Klasse. Benutzt man E_{HCAL} jedoch als Vetobedingung, so läßt sich der Anteil der als Myonen fehlidentifizierten Hadronen deutlich verringern. Der Wert von 5 GeV für das Veto ergibt sich aus der Nebenbedingung, daß das Veto die Effizienz der Myonselektion nicht beeinträchtigen soll.

Der Anteil der selektierten Tau-Ereignisse läßt sich direkt aus den *Monte-Carlo*-Daten bestimmen:

$$r_\tau = \frac{N_\tau}{N_\tau + N_\mu}, \quad (3.5)$$

mit:

- N_τ : Anzahl der akzeptierten Tau-Ereignisse
 N_μ : Anzahl der akzeptierten Myon-Ereignisse

Eine Analyse von rund 180.000 mit dem Generator KORALZ [36] simulierten Tau-Ereignissen führt auf einen Untergrund von ${}^{mc}r_\tau = (2.00 \pm 0.04)\%$, wobei der Fehler nur die statistische Unsicherheit beschreibt.

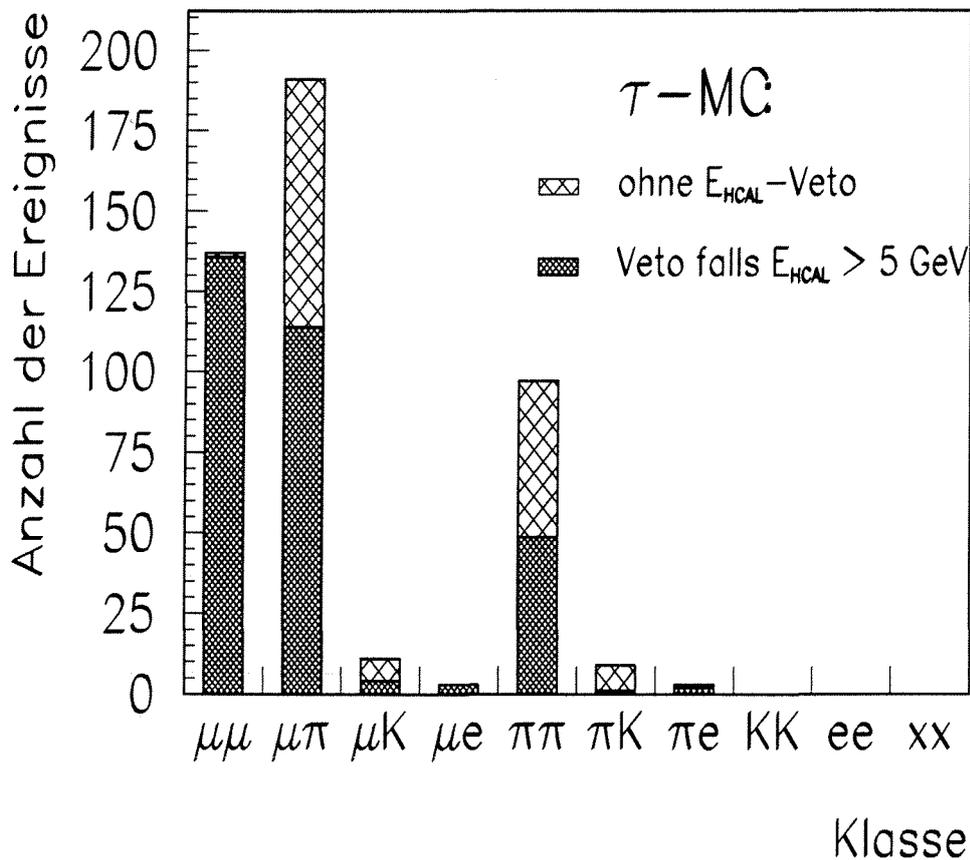


ABBILDUNG 3.13: Häufigkeitsverteilung der als Myonen akzeptierten Tau-Ereignisse, klassifiziert nach der Zusammensetzung der generierten Spurpaare

Alternativ kann der Tau-Anteil auch durch eine Anpassung von Verteilungen bestimmt werden, die auf den Tau-Untergrund sensitiv sind. Da in der Detektor-simulation die Impulsaufösung überschätzt wird, muß sie für die Anpassung der Monte-Carlo-Daten an die Meßdaten korrigiert werden. Dies geschieht mit Hilfe eines Datensatzes, der nur solche Ereignisse enthält, die der Bedingung $\theta_{\text{acol}} < 0.2^\circ$ genügen. Durch den scharfen Schnitt auf die Akollinearität wird der Tau-Anteil in diesem Datensatz auf weniger als 0.08% reduziert, ohne daß Impulsspektrum zu begrenzen. Abbildung 3.14 zeigt beispielhaft die Anpassung an die Verteilung des radialen Impulses, der sich aus der quadratischen Mittelung der Impulse der beiden schnellsten Teilchen ergibt. Die Abbildung legt nahe, den Tau-Untergrund durch einen Schnitt auf den radialen Impuls zu reduzieren. Hierauf wird jedoch verzichtet, um den Phasenraum des Photons nicht auf eine Weise einzuschränken, die den Vergleich mit den Vorhersagen der Theorie erschwert.

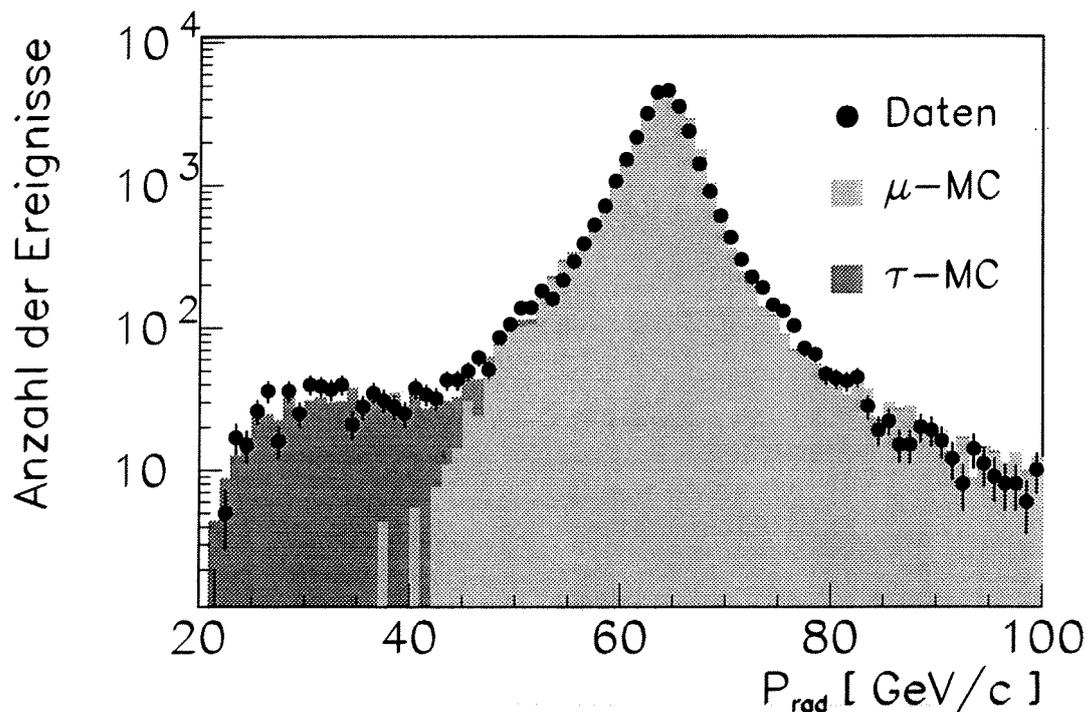


ABBILDUNG 3.14: Verteilung des radialen Impulses $P_{rad} = \sqrt{P_{\mu^+}^2 + P_{\mu^-}^2}$

Tabelle 3.3 zeigt die Ergebnisse der Anpassung einiger Verteilungen, die auf den Tau-Untergrund sensitiv sind. Die Ergebnisse befinden sich in guter Übereinstim-

Methode	Tau-Anteil
Anpassung des radialen Impulses	1.7 %
Anpassung des "schnellsten" Impulses	1.9 %
Anpassung des "zweitschnellsten" Impulses	2.1 %
Anpassung der Akollinearität	2.1 %

TABELLE 3.3: Bestimmung des Tau-Untergrundes

mung mit dem direkt aus den *Monte-Carlo*-Daten ermittelten Wert. Als Mittelwert ergibt sich $r_\tau = (2.0 \pm 0.2)\%$, wobei die Unsicherheit aus der Streuung der einzelnen Beiträge resultiert.

3.3.2 Bhabha-Ereignisse

Myon- und Bhabha-Ereignisse weisen eine ähnliche Topologie und Kinematik auf. Die Unterscheidung kann somit nur durch die Wechselwirkung mit dem Detektormaterial geschehen. Im Impulsbereich von 1 bis 100 GeV/c erfahren Myonen nur einen geringen Energieverlust durch Ionisation, während Elektronen aufgrund der kleineren Masse einen großen Energieverlust durch Bremsstrahlung erleiden. Dies läßt sich zur Diskriminierung von Elektronen und Myonen ausnutzen, indem Ereignisse verworfen werden, die eine Energiedeposition von mehr als 10 GeV in den elektromagnetischen Kalorimetern aufweisen. In einer Analyse von über 10^5 Monte-Carlo-Ereignissen passiert kein Ereignis dieses Veto. Im Übergang zwischen Zentralbereich und den Endkappen, in dem kein elektromagnetisches Kalorimeter zur Verfügung steht, werden jedoch 10 Ereignisse als myonisch fehlidentifiziert. Der verbleibende Anteil der Bhabha-Ereignisse ist somit von der Größenordnung $3 \cdot 10^{-4}$. Der Verlust von Myon-Ereignissen durch dieses Veto ergibt sich aus einer Monte-Carlo-Studie zu: $\eta = (0.13 \pm 0.01)\%$.

3.3.3 Hadronische Z-Zerfälle

Wie in Kapitel 3.1 beschrieben, fragmentieren die beim Z-Zerfall entstehenden Quark-Antiquark-Paare und äußern sich in Vielteilchenendzuständen mit einem hohem Anteil geladener Spuren. Daher werden diese Ereignisse durch die bei der Vorselektion gestellte Forderung verworfen, daß die Anzahl der geladenen Spuren kleiner oder gleich sechs sein muß. Eine Studie mit mehr als $3.2 \cdot 10^5$ simulierten $q\bar{q}$ -Ereignissen zeigt, daß der verbleibende Anteil hadronischer Ereignisse kleiner als 10^{-4} ist.

3.3.4 Zwei-Photon-Ereignisse

Tabelle 3.4 enthält die Feynmangraphen der als Zwei-Photon-Wechselwirkung bezeichneten Prozesse. Der Generator FERMISV [37] erlaubt die Simulation von Vier-Fermion-Endzuständen. Aufgrund der $(1/q^4)$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes werden durch den Impulsschnitt nahezu alle Zwei-Photon-Ereignisse zurückgewiesen. Der verbleibende Anteil ist kleiner 10^{-4} und somit vernachlässigbar.

3.3.5 Kosmische Myonen

Durch Zufallskoinzidenzen mit dem BCO-Signal können Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung die Datennahme des Detektors auslösen und fälschlicherweise als Z-Ereignisse aufgezeichnet werden. Abbildung 3.15 zeigt die $r\phi$ -Impaktparameterverteilung der Spuren jener Ereignisse, die durch den in Kapitel 3.1 beschriebenen Schnitt als kosmische Myonen klassifiziert wurden und bei denen beide Spuren eine Beteiligung des Vertexdetektors aufweisen. Die erwartete flache

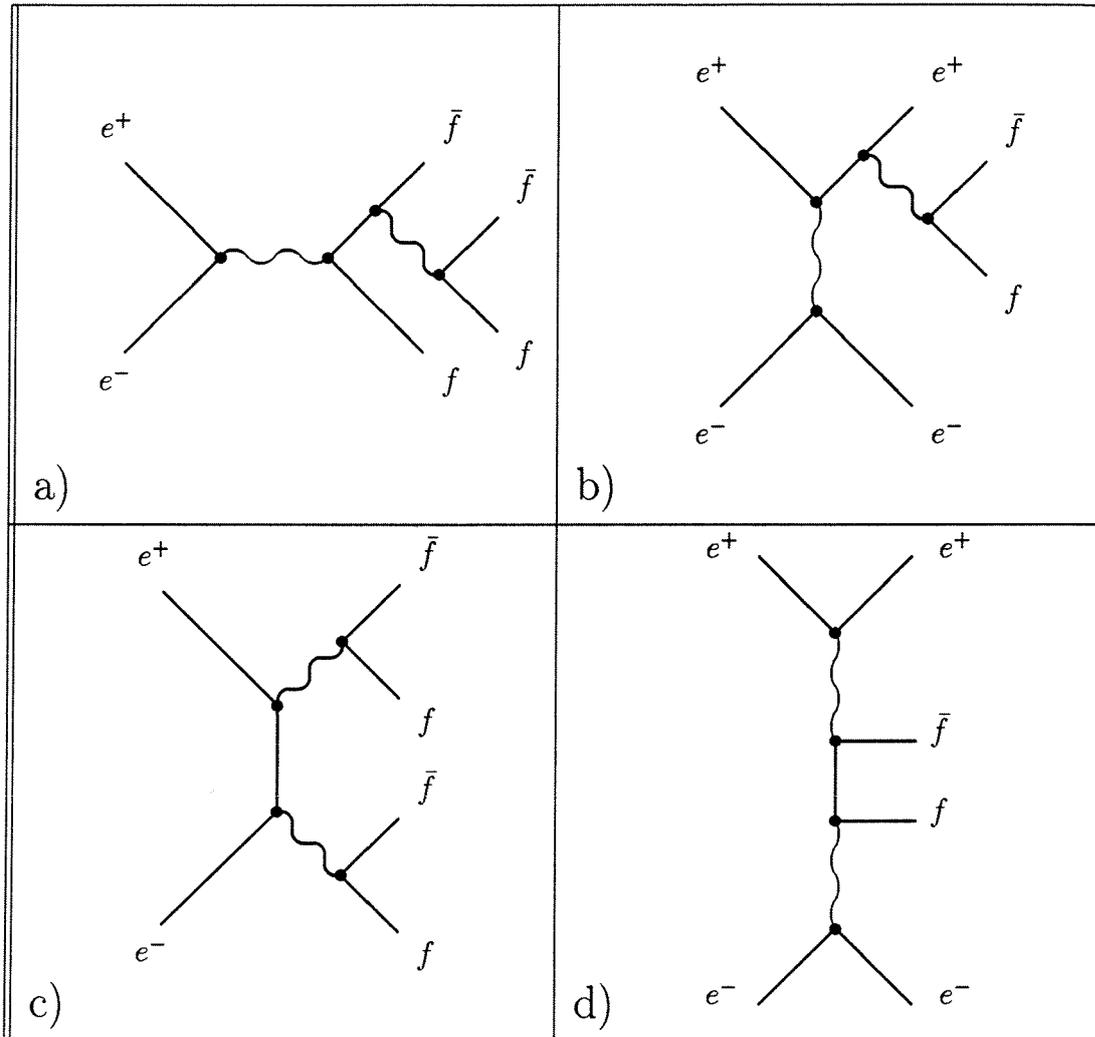


TABELLE 3.4: Feynmangraphen der Zwei-Photon-Prozesse:

- a) Annihilation, b) Bremsstrahlung,
c) Konversion, d) Multiperipheral

Verteilung hat einen Einbruch in der Nähe des Ursprungs, der Aufschluß gibt über die Anzahl der akzeptierten kosmischen Myonen.

Zur Bestimmung der Gesamtzahl der akzeptierten kosmischen Myonen müssen in analoger Weise die Klassen untersucht werden, bei denen eine Spur bzw. beide Spuren ohne Vertexdetektorbeteiligung gemessen wurden. Für die 1992 aufgenommenen Daten ergibt sich ein Untergrund von $r_{kosm} = (0.15 \pm 0.05)\%$.

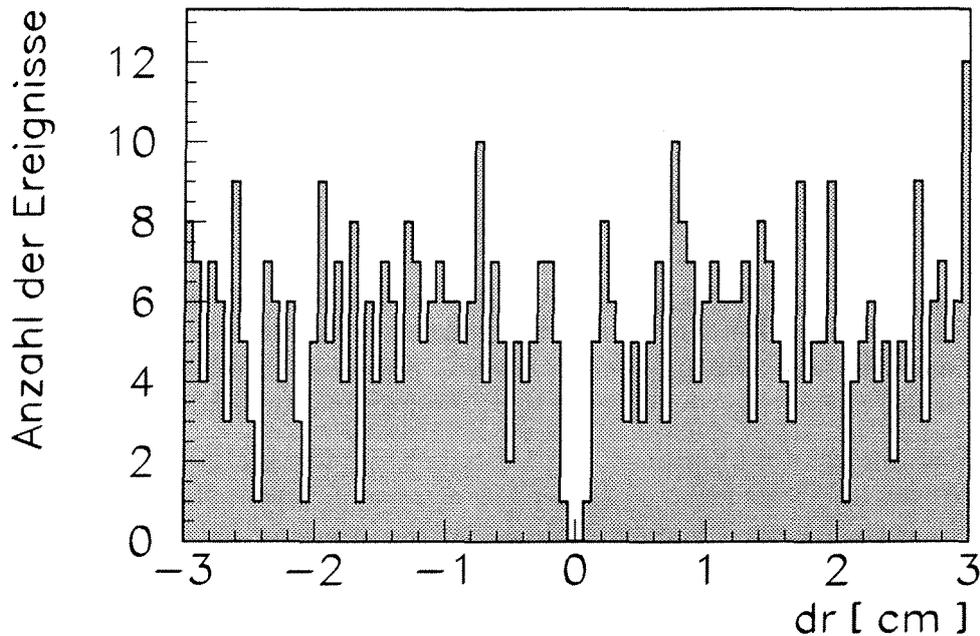


ABBILDUNG 3.15: $r\phi$ -Impaktverteilung kosmischer Myonen

3.4 Luminositätsmessung

Die Luminosität läßt sich nach Gleichung (2.1) aus den Strahlparametern bestimmen. Die mit dieser Methode erreichbare Genauigkeit genügt jedoch nicht den Anforderungen, die bei der Messung des Wirkungsquerschnittes entstehen. An einem Elektron-Positron-Beschleuniger steht aber mit der Bhabha-Streuung ein Referenzprozeß zur Verfügung, dessen Wirkungsquerschnitt bei kleinen Winkeln sehr gut bekannt ist und dessen Messung daher eine genaue Bestimmung der Luminosität erlaubt:

$$\mathcal{L} = \frac{N - N_U}{\varepsilon \sigma_{ee}} . \quad (3.6)$$

N bezeichnet die Anzahl der gemessenen Bhabha-Ereignisse, N_U die Anzahl der Untergrundereignisse, ε die Effizienz der Messung und σ_{ee} den theoretischen Wirkungsquerschnitt .

Betrachtet man den Prozeß der Bhabha-Streuung im gesamten Raumwinkelbereich, so sind die Beiträge des Photon- und des Z -Austausches im t - und s -Kanal, sowie die zugehörigen Interferenzterme zu berücksichtigen [34]. Beschränkt man sich jedoch auf den Bereich kleiner Polarwinkel, $\theta \ll 1$ rad, so dominiert der t -Kanal Photon Austausch und der Wirkungsquerschnitt läßt sich in Born'scher Näherung

in folgender Form schreiben:

$$\frac{d\sigma_{ee}}{d\theta} = \frac{32\pi\alpha^2}{s\theta^3} . \quad (3.7)$$

Hierbei wurde die Interferenz zwischen dem t-Kanal Photonaustausch und dem s-Kanal Z-Austausch vernachlässigt, die in der Nähe der Z-Resonanz eine Korrektur von bis zu 2% bewirkt.

Die experimentelle Herausforderung bei der Messung der Luminosität besteht in der genauen Bestimmung der geometrischen Akzeptanz, da der Wirkungsquerschnitt stark mit dem Polarwinkel abnimmt. Die DELPHI-Kollaboration benutzt zur Messung der absoluten Bhabharate ein Sampling-Kalorimeter mit abwechselnden Schichten aus Blei und szintillierenden Fibren, wobei der Polarwinkelbereich von 43 bis 135 mrad durch eine präzise gefertigte Wolframmaske definiert wird.

Die totale Unsicherheit der Luminositätsmessung beträgt für die 1992 aufgezeichneten Daten $\pm 0.46\%$ und setzt sich zusammen aus einem experimentellen Fehler von $\pm 0.38\%$ sowie einer Unsicherheit von $\pm 0.25\%$ bei der Bestimmung des theoretischen Wirkungsquerschnittes [35].

3.5 Berechnung des Wirkungsquerschnittes

Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes erfolgt nach der Formel:

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{N_{\mu\mu}}{\varepsilon \mathcal{L}} (1 - r_{\tau\tau})(1 - r_{kosm})(1 + f_{streu}) , \quad (3.8)$$

mit:

$N_{\mu\mu}$: Anzahl der selektierten Ereignisse	31044
ε	: Nachweiswahrscheinlichkeit	$(94.63 \pm 0.30)\%$
\mathcal{L}	: integrierte Luminosität	$\mathcal{L} = 23891 nb^{-1}$
$r_{\tau\tau}$: Anteil der Tau-Ereignisse	$(2.00 \pm 0.20)\%$
r_{kosm}	: Anteil kosmischer Myonen	$(0.15 \pm 0.05)\%$
f_{streu}	: Faktor zur Korrektur der Streuung der Strahlenergie	(0.0015)

Der Korrekturfaktor f_{streu} brücksichtigt die Unterschätzung des Wirkungsquerschnittes, die durch die Streuung der Schwerpunktenenergie hervorgerufen wird. Diese Streuung beträgt 51 ± 5 MeV und hat ihre Ursache in der Schwankung der Energie der Strahlteilchen. Zur Berechnung des Korrekturfaktors wird die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes dem Programm ZFITTER entnommen.

Bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes finden nur solche Meßreihen Verwendung, bei denen alle für die Myonanalyse relevanten Subdetektoren voll funktionsfähig waren. Dazu gehören der SAT zur Luminositätsmessung, die TPC, FCA und FCB zur Spurmessung sowie das logische ODER der Kalorimeter und der Myonkammern zur Myonidentifikation. Zudem werden solche Meßreihen verworfen, die

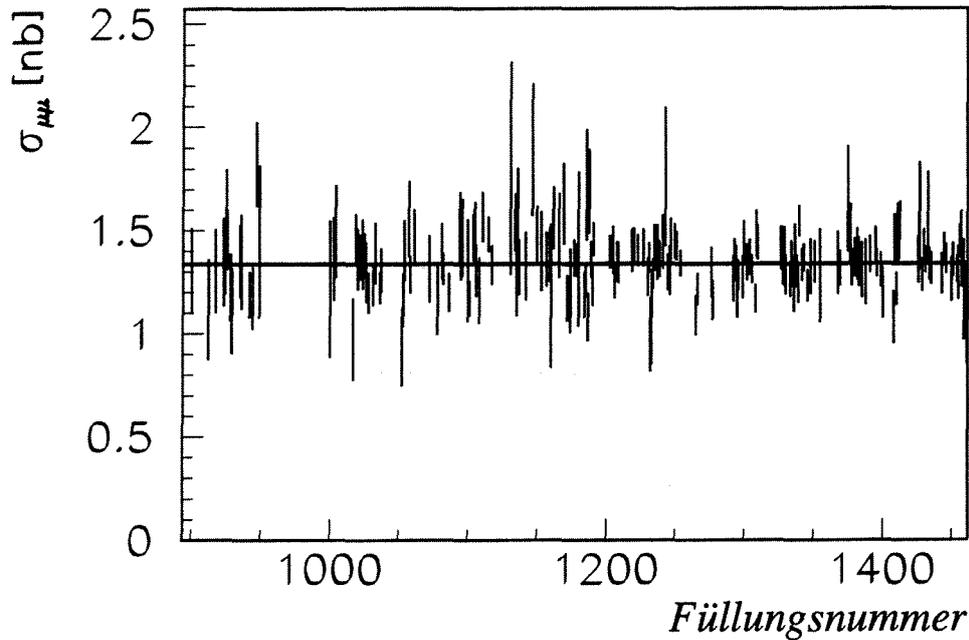


ABBILDUNG 3.16: Wirkungsquerschnitt als Funktion der Füllungsnummer

bei der Analyse hadronischer Endzustände als fehlerbehaftet klassifiziert werden [38]. Diese Korrektur profitiert von der im Vergleich zur Myonanalyse kleinen statistischen Unsicherheit in der Analyse hadronischer Endzustände.

Zur Überprüfung der Stabilität des Myonwirkungsquerschnittes wird dieser für die einzelnen Füllungen des Speicherringes berechnet und in Abbildung 3.16 gegen die Füllungsnummer aufgetragen. Es sind keine systematischen Abweichungen erkennbar. Eine Unterteilung in kleinere Zeitabschnitte, zum Beispiel Meßreihen, ist nicht sinnvoll, da die statistischen Schwankungen zu groß würden. Abbildung 3.17 zeigt die Verteilung des wie folgt definierten Residuums:

$$Res(\sigma) = \frac{\sigma_{gem} - \langle \sigma_{gem} \rangle}{\Delta\sigma_{gem}} . \quad (3.9)$$

Die eingezeichnete Kurve stellt das Ergebnis einer Anpassung nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate dar, die im Folgenden als χ^2 -Fit bezeichnet wird. Wie erwartet ergibt sich eine gaußförmige Verteilung der Breite eins.

Nach Abzug des Untergrundes und einer Korrektur auf Ineffizienzen bestimmt sich der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse, die den Impuls- und Akollinearitätschnitt erfüllen und in denen das negative Myon innerhalb eines Polarwinkelbereiches von $20^\circ < \theta < 160^\circ$ war, zu:

$$\sigma_{\mu\mu}(\sqrt{s} = 91.277\text{GeV}) = 1.3450 \pm 0.0076 \text{ (stat.)} \pm 0.0054 \text{ (syst.) nb}$$

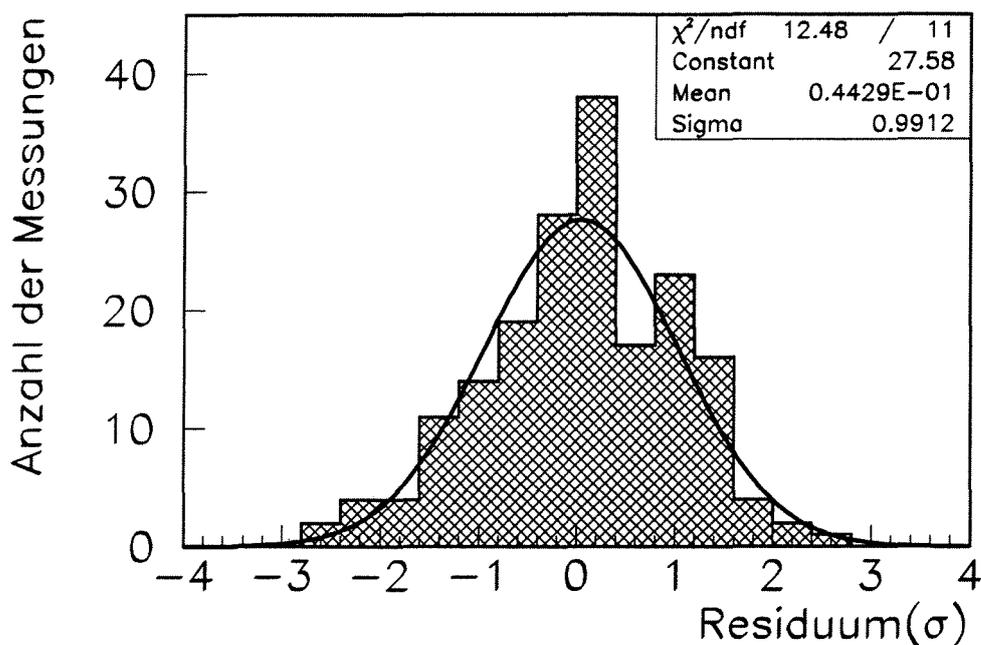


ABBILDUNG 3.17: Residuumverteilung des Wirkungsquerschnittes. Das Residuum ist definiert als der Quotient der Differenz zwischen dem gemessenen Wirkungsquerschnitt pro Füllung und dem mittleren Wirkungsquerschnitt einerseits und dem Meßfehler andererseits.

wobei der systematische Fehler nicht die Unsicherheit der Luminositätsmessung enthält. Korrigiert man mit Hilfe des Programmes ZFITTER den Wirkungsquerschnitt noch auf die Winkelakzeptanz, den Impuls- und den Akollinearitätsschnitt, so ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für den vollen Phasenraum zu:

$${}^4\pi\sigma_{\mu\mu}(\sqrt{s} = 91.277\text{GeV}) = 1.5070 \pm 0.0085 \text{ (stat.)} \pm 0.0061 \text{ (syst.) nb}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 3.18 dargestellt. Die durch die nichtausgefüllten Kreise dargestellten Meßpunkte im äußersten Vorwärtsbereich gehen nicht in die Messung des totalen Wirkungsquerschnittes ein, da ihre Normierung aufgrund der fehlenden Redundanz bei der Bestimmung der Selektionseffizienz mit großen systematischen Unsicherheiten behaftet ist.

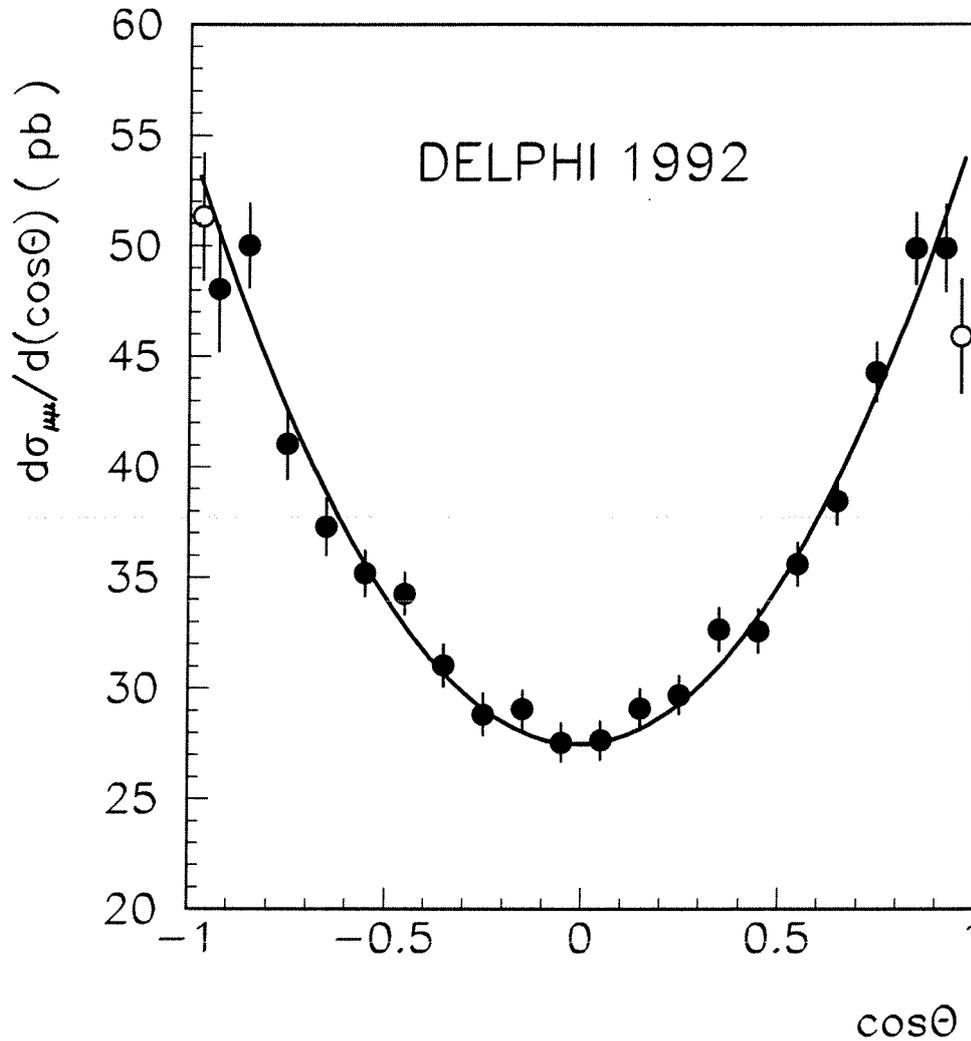


ABBILDUNG 3.18: Differentieller Myonwirkungsquerschnitt. In die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes gehen nur die durch die ausgefüllten Kreise dargestellten Daten ein. Die Linie gibt das Ergebnis eines Fits in Born'scher Näherung wieder.

4

Messung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie

Für die Berechnung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie werden die in den Jahren 1992/93 aufgenommenen Daten analysiert. Während LEP 1992 und in der ersten Hälfte 1993 bei einer Schwerpunktenenergie von etwa 91.3 GeV arbeitete, wurde der Beschleuniger von Juli bis November 1993 bei drei verschiedenen Schwerpunktenenergien betrieben, um eine genaue Bestimmung der Resonanzparameter des Z -Bosons zu ermöglichen. Die Energie wurde zyklisch zwischen $\sqrt{s_1} = 89.4$ GeV, $\sqrt{s_2} = 91.2$ GeV und $\sqrt{s_4} = 93.0$ GeV variiert, um den Einfluß eventuell zeitabhängiger systematischer Unsicherheiten zu minimieren. Die in dieser Meßperiode aufgezeichneten Daten werden im Folgenden als *Scan-Daten* bezeichnet. Desweiteren werden die im Energie-Intervall $\sqrt{s} = 91.2 \pm 0.1$ GeV aufgenommenen Daten als *on-peak-Daten* bezeichnet und alle übrigen als *off-peak-Daten*. Insgesamt entspricht die Anzahl der in den Jahren 1992/93 vom DELPHI-Detektor aufgezeichneten Ereignisse einer integrierten Luminosität von 59.1 pb^{-1} . Tabelle 4.1 enthält die Luminositäten der einzelnen Meßperioden.

	\sqrt{s} [GeV]	L [pb^{-1}]
1992	91.277	24.1
1993	89.435	5.6
	91.194	9.5
	91.284	10.0
	93.017	9.9

TABELLE 4.1: Integrierte Luminosität

4.1 Ereignisselektion

Die Selektion der zur Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie benutzten Myonereignisse erfolgt nach den in Kapitel 3.1 beschriebenen Kriterien. Da zur Ermittlung der Asymmetrie jedoch keine absolute Normierung erforderlich ist, kann diese Analyse in einem erweiterten Polarwinkelbereich von 11° bis 169° und mit einer weniger restriktiven Meßreihenselektion vorgenommen werden.

4.2 Methoden zur Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie

Bezeichnet σ_F (σ_B) den Wirkungsquerschnitt, ein negativ geladenes Myon in die Vorwärtshemisphere (Rückwärtshemisphere) zu streuen, so kann die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie wie folgt parametrisiert werden :

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}, \quad (4.1)$$

wobei der Streuwinkel in Abbildung 4.1 definiert wird. Da sich die Luminosität

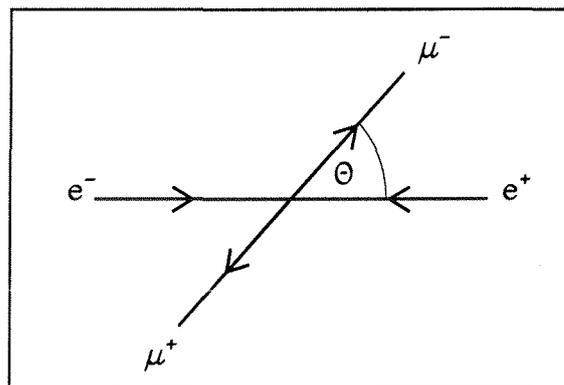


ABBILDUNG 4.1: Definition des Streuwinkels

bei der Berechnung der Asymmetrie herauskürzt, stellt das Zählen der Ereignisse, in denen ein Myon in der Vorwärtshälfte bzw. der Rückwärtshälfte des Detektors nachgewiesen wurde, die einfachste Möglichkeit dar die Asymmetrie zu messen :

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} \quad (4.2)$$

Ein Nachteil der Zählmethode besteht jedoch darin, daß die gemessene Asymmetrie auf die Detektorakzeptanz $\varepsilon(\cos \theta)$ korrigiert werden muß :

$$A_{FB} = K \cdot \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}, \quad (4.3)$$

mit :

$$K = \frac{3}{8} \cdot \frac{\int_0^1 d \cos \theta \varepsilon(\cos \theta) \cdot (1 + \cos \theta)}{\int_0^1 d \cos \theta \varepsilon(\cos \theta) \cdot \cos \theta}. \quad (4.4)$$

Der Korrekturfaktor K schlägt sich wie folgt im Fehler der Asymmetriemessung nieder:

$$\Delta A_{FB} = K \sqrt{\frac{1 - (A_{FB}^{gem})^2}{N_F + N_B}}. \quad (4.5)$$

Bestimmt man die Zählraten in korrespondierenden $\cos \theta$ -Intervallen, so läßt sich eine differentielle Asymmetrie berechnen :

$$A_{FB}^{diff}(|\cos(\theta_i)|) = \frac{dN(\cos(\theta_i)) - dN(\cos(\pi - \theta_i))}{dN(\cos(\theta_i)) + dN(\cos(\pi - \theta_i))}, \quad (4.6)$$

die wie folgt mit der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie verknüpft ist :

$$A_{FB}(|\cos(\theta_i)|) = \frac{3}{8} \cdot A_{FB}^{diff}(|\cos(\theta_i)|) \frac{1 + \cos^2(\theta_i)}{\cos^2(\theta_i)}. \quad (4.7)$$

Diese Methode eignet sich zur Studie detektorabhängiger systematischer Unsicherheiten. Zur Berechnung der Gesamtasymmetrie wird das gewichtete Mittel über alle $\cos(\theta_i)$ -Intervalle gebildet.

Die *Maximum-Likelihood-Methode* ordnet jedem Ereignis eine *a-posteriori*-Wahrscheinlichkeit zu, wobei als zu maximierende *Likelihood-Funktion* die Winkelverteilung in Born'scher Näherung Verwendung findet :

$$L = \prod_{i=1}^n \left(\frac{3}{8} \cdot (1 + \cos^2 \theta_i) + A_{FB} \cdot \cos \theta_i \right). \quad (4.8)$$

Für die im Kapitel 5 beschriebene Bestimmung der elektroschwachen Parameter werden die Resultate der *Maximum-Likelihood-Methode* benutzt, da sie mit der kleinsten Unsicherheit behaftet sind, während die anderen beiden Methoden der Konsistenzprüfung dienen.

4.3 Systematische Unsicherheiten

Die hohe Luminosität des LEP-Speicherringes erlaubt eine präzise Bestimmung der Asymmetrie. Der kleine statistische Fehler — 0.55% für die 92er Daten — macht auch eine genaue Untersuchung der systematischen Unsicherheiten notwendig. Im Folgenden werden die einzelnen Beiträge beschrieben, die durch die endliche Meßgenauigkeit des Detektors, durch Untergrundereignisse und durch Fehler der verwendeten Methode entstehen.

4.3.1 Detektorakzeptanz

Eine wichtige Voraussetzung bei der Verwendung der Maximum-Likelihood-Methode ist die Symmetrie der Nachweiswahrscheinlichkeit bezüglich des Polarwinkels und der Ladung. Ermittelt man die Selektionseffizienz differenziert nach Ladung und Polarwinkel, so läßt sich daraus die Asymmetrie der Detektorakzeptanz berechnen:

$$A_{\text{Akzeptanz}} = \frac{\varepsilon_{F^-} \varepsilon_{B^+} - \varepsilon_{B^-} \varepsilon_{F^+}}{\varepsilon_{F^-} \varepsilon_{B^+} + \varepsilon_{B^-} \varepsilon_{F^+}} \quad (4.9)$$

Dabei bezeichnet $\varepsilon_{F(B)}^{-(+)}$ die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Myon negativer bzw. positiver Ladung in der Vorwärts- bzw. Rückwärtshemisphäre nachgewiesen wird. Abbildung 4.2 zeigt die Detektorasymmetrie der 1992 aufgenommenen Daten als Funktion des Polarwinkels. Die Detektorakzeptanz ist weitgehend symmetrisch. Die kleine Abweichung bei $\theta = 90^\circ$ hat ihre Ursache in der Myonidentifikation, während die Tendenz zur negativen Asymmetrie im äußersten Vorwärtsbereich durch die Spurrekonstruktion hervorgerufen wird. Tabelle 4.2 enthält die gewichteten Mittelwerte sowie die nach der Korrektur auf die Asymmetrie der Detektorakzeptanz verbleibende Unsicherheit.

	\sqrt{s} [GeV]	$A_{\text{Akzeptanz}}$ [%]	$\Delta A_{\text{Akzeptanz}}$ [%]
1992	91.277	- 0.07	0.04
1993	89.435	- 0.01	0.14
	91.194	- 0.08	0.10
	91.284	- 0.20	0.21
	93.017	- 0.00	0.11

TABELLE 4.2: Asymmetrie der Detektorakzeptanz

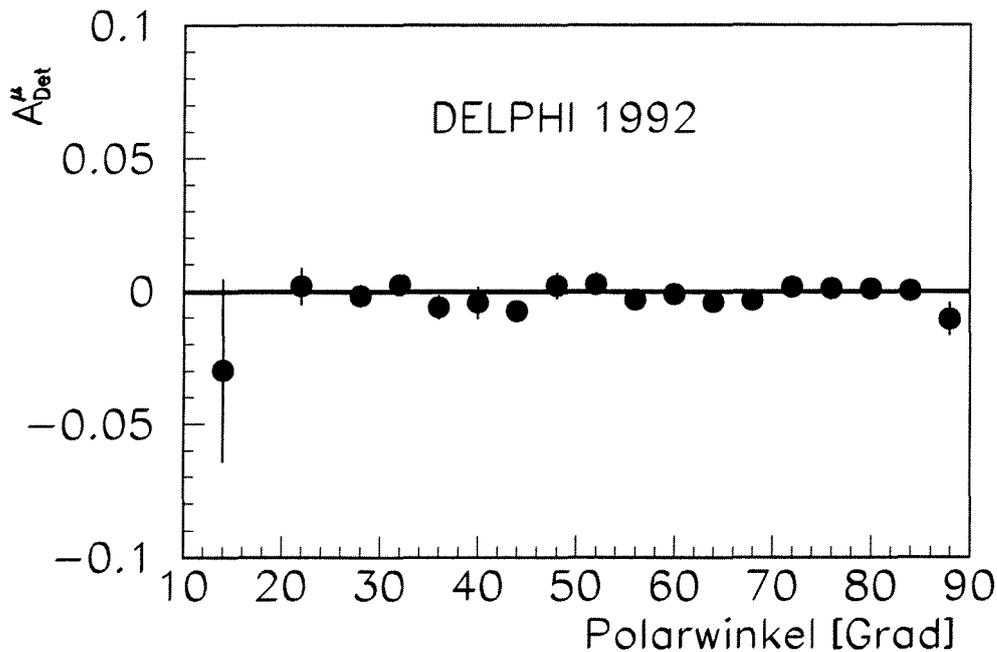


ABBILDUNG 4.2: Asymmetrie der Detektorakzeptanz

Die Detektorasymmetrie der drei *Scan*-Punkte läßt sich zu einem Wert zusammenfassen. Somit ergibt sich für die 1993 aufgezeichneten Daten :

$$\begin{aligned} {}^{Prescan} A_{Detektor} &= (-0.20 \pm 0.21)\% \\ {}^{Scan} A_{Detektor} &= (-0.04 \pm 0.07)\% . \end{aligned}$$

4.3.2 Winkelmessung

Abbildung 4.3 gibt Aufschluß über die Qualität der Winkelmessung. Dargestellt ist die Größe $\Delta\theta = 180^\circ - (\theta_{\mu^-} + \theta_{\mu^+})$ im Polarwinkelbereich von 60° bis 75° . Die *Monte-Carlo*-Verteilung zeigt wie erwartet eine Häufung um dem Nullpunkt, während der Mittelwert der Verteilung der Meßdaten um mehr als 10 Standardabweichungen zu positiven Werten verschoben ist. Diese numerisch kleine Verschiebung in der Winkelmessung führt jedoch zu einer unterschiedlichen Asymmetrie, je nachdem ob man den Winkel des μ^- oder des μ^+ benutzt. Zur Berechnung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie wird der Mittelwert gebildet, wobei die Hälfte der Abweichung als systematische Unsicherheit interpretiert wird, die in Tabelle 4.3 zusammen mit der mittleren Winkelabweichung angegeben wird.

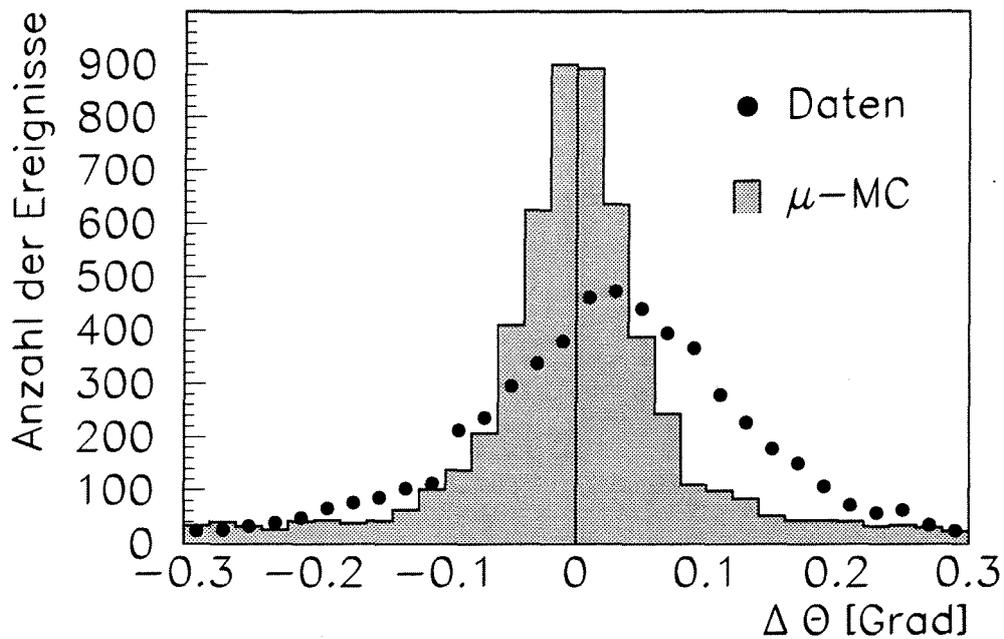


ABBILDUNG 4.3: *Unsicherheit der Winkelmessung. Dargestellt ist die Größe $\Delta\theta = 180^\circ - (\theta_{\mu^-} + \theta_{\mu^+})$ im Polarwinkelbereich von 60° bis 75° für die 1992 aufgenommenen Daten.*

	\sqrt{s} [GeV]	$\Delta\theta$ [Grad]	ΔA_{Winkel} [%]
1992	91.277	0.015	0.04
1993	89.435	0.009	0.02
	91.194	0.022	0.05
	91.284	0.031	0.08
	93.017	0.013	0.01

TABELLE 4.3: *Unsicherheit durch die Winkelmessung*

4.3.3 Impulsmessung

Der Schnitt auf den Impuls der Teilchen kann eine Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie verursachen, wenn die Impulsmessung für positive und negative Myonen in der Vorwärts- und Rückwärtshemisphere systematische Unterschiede aufweist. Eine Untersuchung der Impulsspektren getrennt nach Ladung und Hemisphere ergibt für

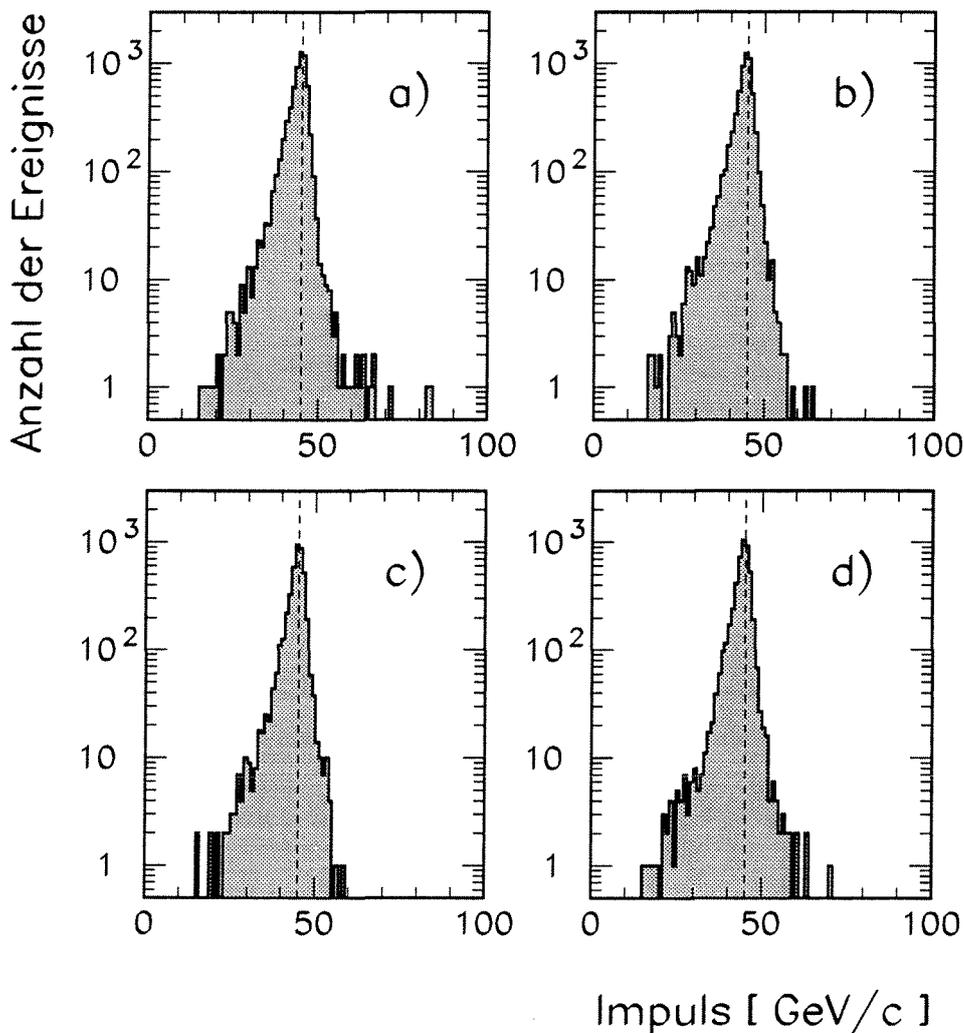


ABBILDUNG 4.4: *Impulsspektren der 1992 gemessenen Myonen:*
 a) μ^- in Vorwärtsrichtung, b) μ^- in Rückwärtsrichtung,
 c) μ^+ in Vorwärtsrichtung, d) μ^+ in Rückwärtsrichtung.
 Zur Erleichterung des Vergleichs sind die gestrichelten
 Linien bei 45 GeV/c eingetragen.

die 92er Daten eine maximale Differenz des Mittelwertes von $\Delta P = 0.10$ GeV/c . Interpretiert man dies als eine Verschiebung des Impulsspektrums, so erhält man eine großzügige Abschätzung der Anzahl der Ereignisse, die durch den Schnitt bei $P = 15$ GeV/c ladungsasymmetrisch verloren gehen. Tabelle 4.4 enthält die maximalen Impulsdifferenzen und die daraus abgeschätzten Unsicherheiten in der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie .

	\sqrt{s} [GeV]	ΔP [GeV/c]	ΔA_{Impuls} [%]
1992	91.277	0.10	0.02
1993	89.435	0.88	0.10
	91.194	0.88	0.08
	91.284	0.74	0.07
	93.017	0.49	0.05

TABELLE 4.4: Unsicherheit durch die Impulsmessung

4.3.4 Ladungsfehlmessung

Bei der Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Ladungsasymmetrie ist die Messung der Fermionladung von grundlegender Bedeutung. Nimmt man an, daß die Ladungsmessung der beiden Spuren unkorreliert sei, so läßt sich die Anzahl der Ereignisse, bei denen beide Ladungen falsch gemessen wurden, aus der Anzahl der Ereignisse mit gleicher Ladung bestimmen:

$$N_{Spiegel} = \sum_{i=1}^M \frac{N_i^{++} \cdot N_i^{--}}{N_i}, \quad (4.10)$$

wobei N_i die Gesamtzahl und $N_i^{+(-)}$ die Anzahl der Ereignisse mit einfacher Ladungsfehlmessung im i -ten $\cos \theta$ Intervall bezeichnet. In Abbildung 4.5 ist für die 1992 aufgenommenen Daten die Zahl der Ereignisse mit einer Ladungsfehlmessung gegen $\text{Modulo}(\phi, 60)$ aufgetragen. Die Anhäufung bei 30° wird durch die TPC-Sektorgrenzen hervorgerufen, während die Häufung bei 7° durch einen defekten Sektor des Inneren Detektors bei $\phi \approx 67^\circ$ verursacht wurde. Für die 1992 gemessenen Myonen erwartet man weniger als 2 Ereignisse mit doppelter Ladungsfehlmessung, was einer systematischen Unsicherheit entspricht von :

$$\Delta A_{Spiegel} < 0.005\% .$$

Um die Ereignisse mit einfacher Ladungsfehlmessung für die Asymmetriestimmung nutzbar zu machen, wird angenommen, daß die Spur mit dem kleineren Impuls eine verlässliche Ladungsmessung aufweist. Abbildung 4.6 zeigt die Polarwinkelverteilung der unter dieser Annahme behandelten Ereignisse. Durch die Hinzunahme dieser Ereignisse ergibt sich ein zusätzlicher systematischer Fehler :

$$\begin{aligned} \Delta A_{Ladung} &= \frac{N_{LS}}{N_{ges}} (A_{LS} - A_{FB}) \\ &\leq 0.03\% . \end{aligned} \quad (4.11)$$

Durch die Verringerung der statistischen Unsicherheit erhält man jedoch einen kleineren Gesamtfehler im Vergleich zu dem Datensatz, bei dem die Ereignisse mit einfacher Ladungsfehlmessung verworfen werden.

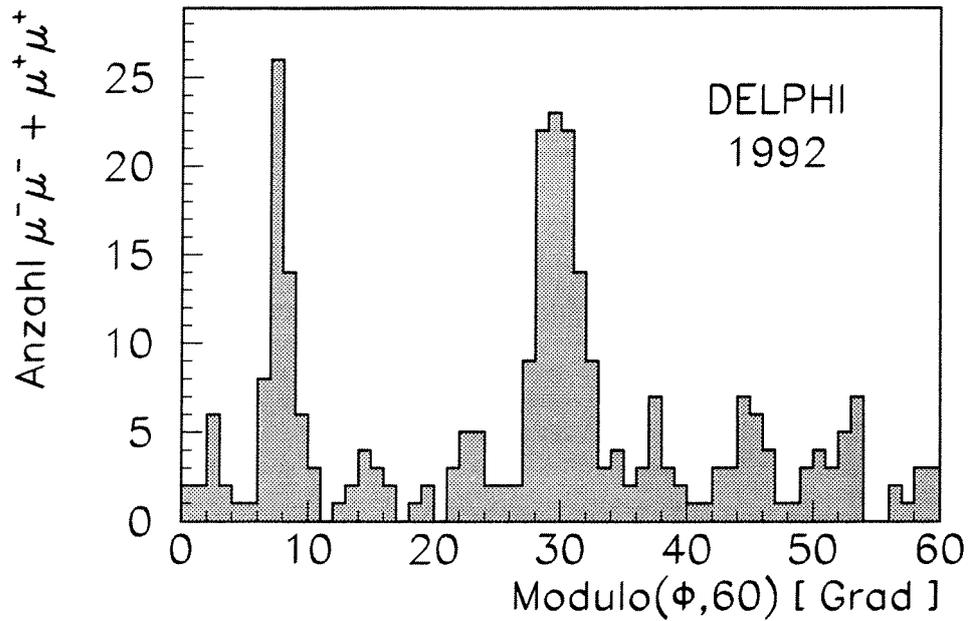


ABBILDUNG 4.5: Ereignisse mit Ladungsfehlmessung aufgetragen gegen den Azimutalwinkel

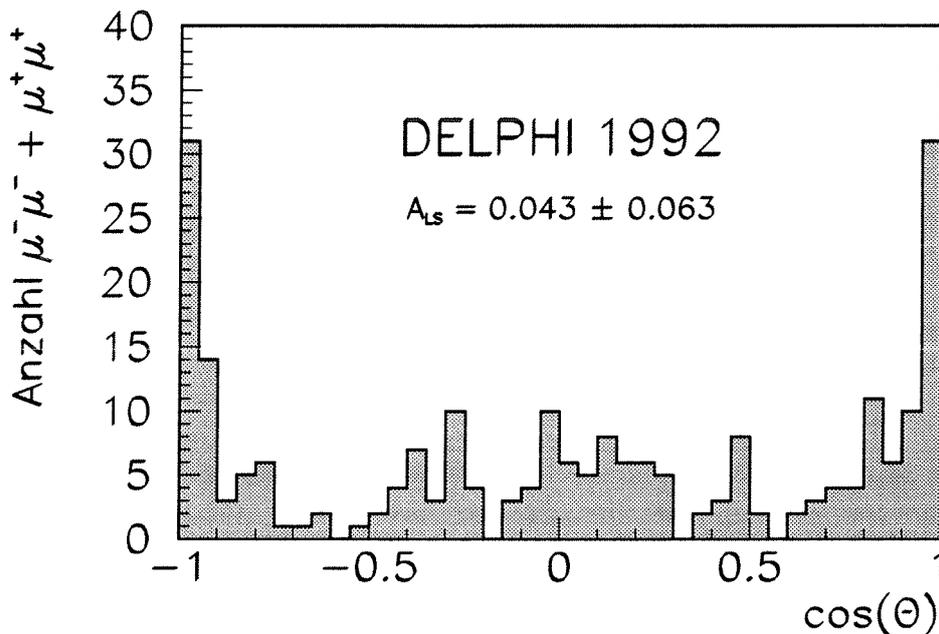


ABBILDUNG 4.6: Ereignisse mit Ladungsfehlmessung in Abhängigkeit von $\cos \theta$.

4.3.5 Einfluß der Strahlungskorrekturen

Die Abstrahlung von Photonen im Anfangs- oder / und Endzustand der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ bewirkt, abhängig von der Schwerpunktenenergie, eine Modi-

fikation der in Gleichung (4.8) benutzten Winkelverteilung. Da bei solchen Ereignissen Labor- und Schwerpunktsystem nicht mehr zusammenfallen werden durch den *Lorentzboost* die Spuren im Mittel zum Vorwärts- bzw. Rückwärtsbereich hin verschoben. Dies führt zu einer systematischen Unsicherheit in der Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie mit der *Likelihood*-Methode. Zur Abschätzung der Größe dieses Effektes wurden mit dem Programm DYMU3 [31] für jede Schwerpunktennergie 10^7 Myonpaarereignisse erzeugt. Die Differenz zwischen der mit der Zählmethode berechneten Asymmetrie und dem mit der Likelihood-Methode ermittelten Wert läßt sich als systematische Unsicherheit interpretieren, da der durch statistische Fluktuation erwartete Unterschied nur etwa 0.01% beträgt. Der Quotient des mit DYMU3 erzeugten differentiellen Wirkungsquerschnittes und des differentiellen Wirkungsquerschnittes in Born'scher Näherung gemäß Gleichung (4.8) ist in Abbildung 4.7 für vier verschiedene Schwerpunktennergien dargestellt. Wie aufgrund des *Lorentzboostes* erwartet ergeben sich die größten Abweichungen im äußersten Vorwärtsbereich bei den *off-peak*-Energien. Tabelle 4.5 enthält die Verschiebung der Asymmetrie durch den Likelihoodfit.

	\sqrt{s} [GeV]	δA_{Strahl} [%]
1992	91.277	-0.017
1993	89.435	-0.112
	91.194	-0.026
	91.284	-0.015
	93.017	+0.046

TABELLE 4.5: Verschiebung der Asymmetrie durch Strahlungskorrekturen

Nach einer Korrektur verbleibt eine Unsicherheit von :

$$\begin{aligned}\Delta A_{Strahl}^{on-peak} &= 0.01\% \\ \Delta A_{Strahl}^{off-peak} &= 0.02\% .\end{aligned}$$

4.3.6 Untergrundereignisse

Die im Kapitel 3.3 beschriebenen Untergrundereignisse können die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie verfälschen. Der Anteil der akzeptierten Ereignisse aus hadronischen *Z*-Zerfällen und der Zwei-Photon-Ereignisse ist jedoch so gering, daß ihr Einfluß vernachlässigt werden kann. Mit einem Bruchteil von 2% machen die Tau-Ereignisse den größten Untergrund aus. Geht man von der Universalität der Leptonkopplungen aus, so erwartet man für Tau-, und Myonereignisse jedoch dieselbe Asymmetrie. Eine Studie mit rund 180.000 simulierten Tau-

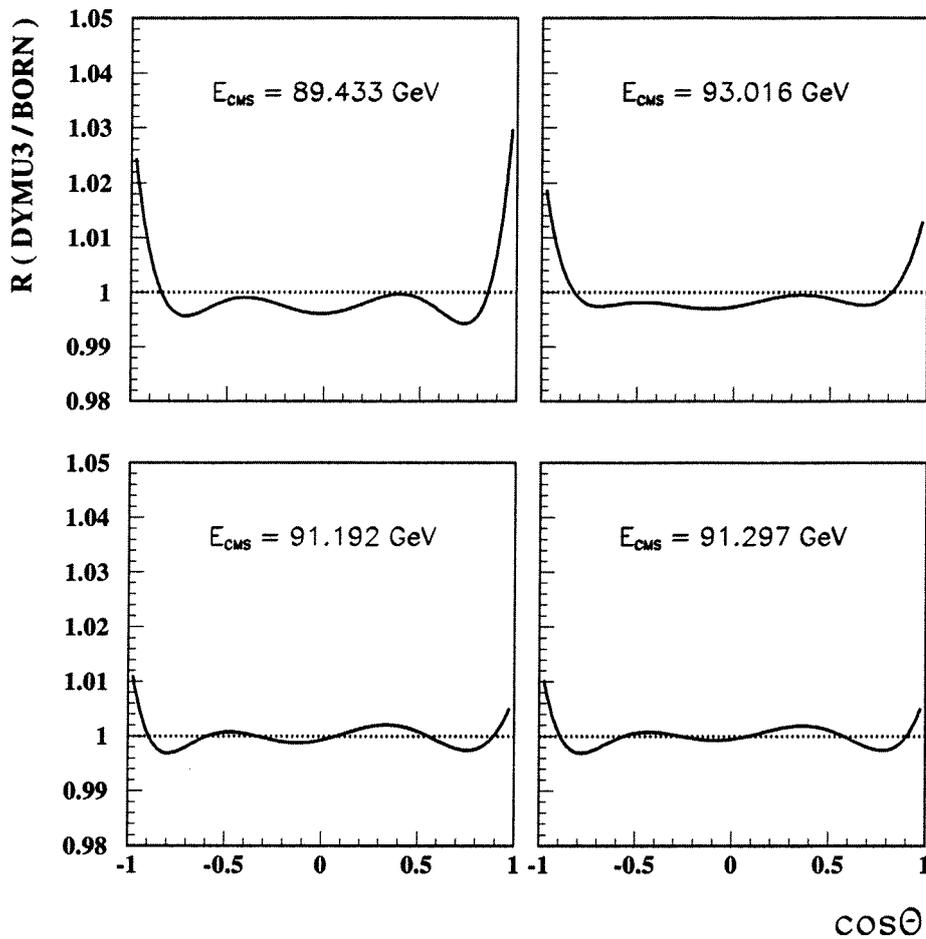


ABBILDUNG 4.7: Einfluß der Strahlungskorrekturen auf die Winkelverteilung. Ein-gezeichnet ist der Quotient des mit DYMU3 erzeugten differentiellen Wirkungsquerschnittes und des differentiellen Wirkungsquerschnittes in Born'scher Näherung gemäß Gleichung (4.8).

Ereignissen zeigt, daß die Asymmetrie der in der Myonanalyse akzeptierten Tau-Ereignisse mit der generierten Asymmetrie verträglich ist. Der Tau-Untergrund sollte daher die Messung der Myonasymmetrie nicht beeinflussen.

Der Anteil der als Myonen fehlidentifizierten Elektronen ist zwar mit $r_e = 3 \cdot 10^{-4}$ sehr klein, äußert sich aber aufgrund der großen Asymmetrie der Bhabha-Ereignisse in einer systematischen Unsicherheit von :

$$\Delta A_{Bhabha} = 0.02\%$$

Die Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung weisen keine Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie auf. Sie verfälschen daher die Asymmetriemessung beson-

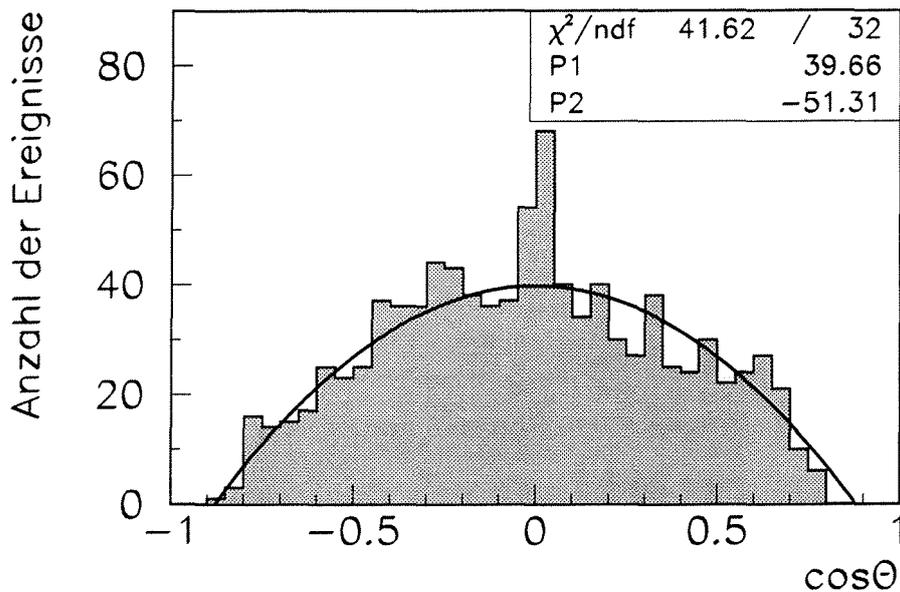


ABBILDUNG 4.8: Polarwinkelverteilung kosmischer Myonen. Der größte Beitrag zum χ^2 kommt von den beiden Intervallen bei $\cos \theta = 0$, in denen sich neben den kosmischen Myonen auch Ereignisse aus Z-Zerfällen befinden, bei denen die Impaktparameter schlecht gemessen wurden.

ders in den *off-peak*-Daten. Zum einen weisen diese eine deutlich von Null verschiedene Asymmetrie auf. Und zum anderen ist der Anteil der kosmischen Myonen in den *off-peak*-Daten größer als in den *on-peak*-Daten, da man aufgrund des kleineren Wirkungsquerschnittes eine längere Meßzeit benötigt, um ein äquivalentes Datenvolumen aufzunehmen. Daher wird bei der Analyse der *off-peak*-Daten die *Likelihood-Funktion* wie folgt modifiziert :

$$L = \prod_{i=1}^n \left\{ (1 - r_{\text{kosm}}) \left(\frac{3}{8} \cdot (1 + \cos^2 \theta_i) + A_{FB} \cdot \cos \theta_i \right) + r_{\text{kosm}} \left(\frac{P_1 + P_2 \cdot \cos^2 \theta_i}{P_{\text{norm}}} \right) \right\}$$

Die modifizierte *Likelihood-Funktion* enthält neben der Winkelverteilung der Myonen nach Gleichung (4.8) einen zweiten Term, der die Verteilung der kosmischen Myonen beschreibt. Der Parameter r_{kosm} bezeichnet den in Kapitel 3.3.5 bestimmten Anteil der kosmischen Myonen. Die Konstanten P_1 und P_2 ergeben sich aus einem χ^2 -Fit an die in Abbildung 4.8 dargestellte Polarwinkelverteilung der kosmischen Myonen. Die Konstante $P_{\text{norm}} = 2(P_1 + P_2/3)$ dient der Normierung der Verteilung. Als kosmische Myonen werden solche Ereignisse klassifiziert, die alle Selektionsschnitte für Myonpaar-Ereignisse erfüllen, bis auf den Impaktparameter-schnitt.

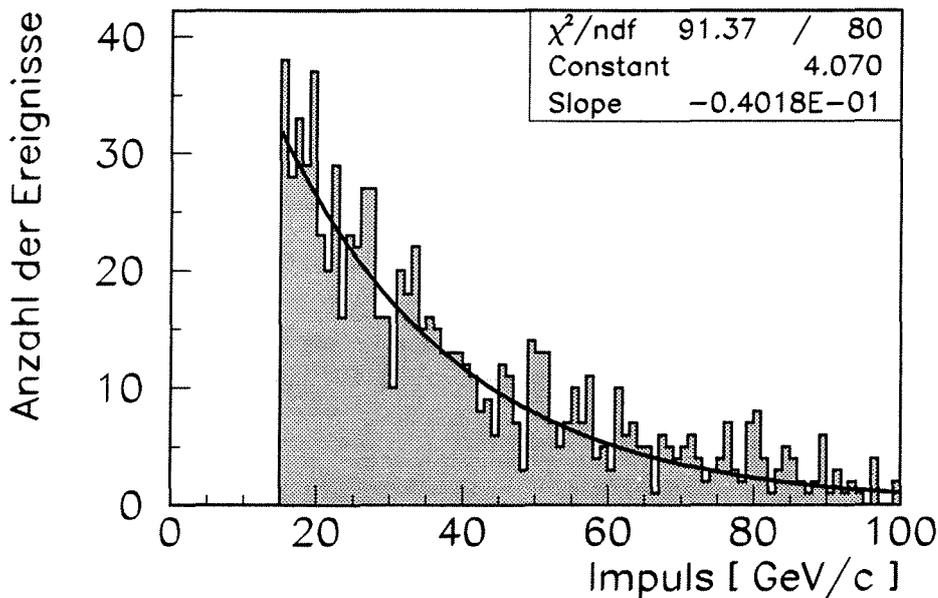


ABBILDUNG 4.9: Impulsspektrum kosmischer Myonen.

Abbildung 4.9 zeigt zur Kontrolle das Impulsspektrum der Ereignisse, die als Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung eingestuft wurden. Nach der Korrektur verbleibt eine Unsicherheit von :

$$\Delta A_{\text{kosmisch}} \leq 0.02\%$$

4.4 Meßergebnisse

Die Beiträge der in Kapitel 4.3 behandelten systematischen Fehler der Asymmetriemessung sind in Tabelle 4.6 zusammengestellt.

Der totale systematische Fehler der 92er Daten ist mit 0.08% vernachlässigbar klein gegenüber der statischen Unsicherheit von 0.53%. Die vorläufigen Ergebnisse der 93er Daten weisen deutlich größere systematische Fehler auf, die jedoch noch klein sind im Vergleich zur statistischen Unsicherheit.

Die Meßergebnisse der mit der *Likelihood-Methode* ermittelten Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie sind in Tabelle 4.7 zusammengefaßt. Die Werte gelten für den vollen Raumwinkel, sind aber nicht korrigiert auf die verwendeten Impuls- und Akollinearitätsschnitte. Zum Zwecke des Vergleichs zwischen den Ergebnissen des *Likelihoodfits* und der *Zählmethode* sind in Tabelle 4.8 die Resultate beider Methoden eingetragen. Die letzte Spalte enthält die aufgrund statistischer Fluktuationen erlaubten Abweichungen. Die Meßergebnisse beider Methoden sind miteinander

	$\Delta A_{FB}[\%]$				
	1992	1993			
	91.3 GeV	89.4 GeV	91.2 GeV	91.3 GeV	93.0 GeV
Detektorakzeptanz	0.04	0.14	0.10	0.21	0.11
Winkelmessung	0.04	0.02	0.05	0.08	0.01
Impulsmessung	0.02	0.10	0.08	0.07	0.05
Ladungsfehlmessung	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03
Strahlungskorrekturen	0.01	0.02	0.01	0.01	0.02
Bhabha-Untergrund	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02
kosmische Myonen	0.01	0.02	0.01	0.01	0.02
Total	0.08	0.18	0.14	0.24	0.13

TABELLE 4.6: Beiträge zum systematischen Fehler der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie. Die totale systematische Unsicherheit ergibt sich durch die quadratische Mittelung der als unabhängig voneinander angesehenen Einzelfehler.

	\sqrt{s} [GeV]	A_{FB}	$\Delta A_{FB}(stat.)$	$\Delta A_{FB}(syst.)$
1992	91.277	0.0056	± 0.0053	± 0.0008
1993	89.435	-0.1432	± 0.0144	± 0.0018
	91.194	-0.0113	± 0.0080	± 0.0014
	91.284	0.0159	± 0.0109	± 0.0024
	93.017	0.0948	± 0.0120	± 0.0013

TABELLE 4.7: Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie. Die Werte wurden mit der Likelihood-Methode bestimmt und gelten für den vollen Raumwinkel. Sie sind nicht auf Impuls- und Akollinearitätschnitte korrigiert.

verträglich.

Abbildung 4.10 zeigt am Beispiel der 92er Daten, daß auch das Resultat der differentiellen Asymmetrie mit den Messungen der beiden anderen Methoden verträglich ist.

	\sqrt{s} [GeV]	$A_{FB}(Likeli)$	$A_{FB}(Zähl)$	δA_{FB}
1992	91.277	0.0056	0.0051	± 0.0020
1993	89.435	-0.1432	-0.1356	± 0.0056
	91.194	-0.0113	-0.0165	± 0.0031
	91.284	0.0159	0.0148	± 0.0042
	93.017	0.0948	0.0960	± 0.0046

TABELLE 4.8: Vergleich der Asymmetrien der Zählmethode und der Likelihood-Methode. Die aufgrund statistischer Fluktuationen mögliche Differenz wurde nach der Formel $\delta A_{FB} = 0.36 \Delta A_{FB}^{Zähl}$ berechnet [40].

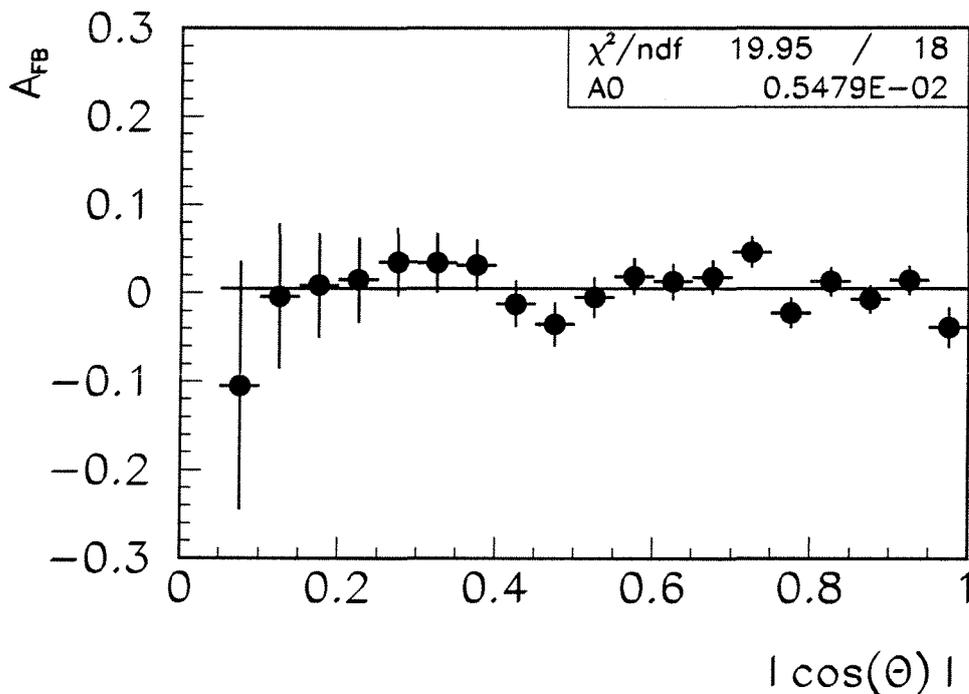


ABBILDUNG 4.10: Differentielle Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der 1992 aufgenommenen Daten. Die eingezeichnete Linie stellt das Ergebnis eines χ^2 -Fits dar.

5

Diskussion der Ergebnisse

Bei der Interpretation der Meßergebnisse kommt dem Programm ZFITTER [39] eine zentrale Bedeutung zu. Es erlaubt die Berechnung des Wirkungsquerschnittes und dessen Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie unter Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen und Schnitten auf den Polarwinkel, die Energie sowie die Akollinearität der gestreuten Fermionen. Die Auswertung der Meßergebnisse erfolgt auf verschiedene Weisen :

- Direkter Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnittes und dessen Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie mit den durch die Routine ZUTHSM berechneten Vorhersagen des Standardmodells für diese Größen.
- Ermittlung der Masse und Breite des Z -Bosons sowie der myonischen Partialbreite durch einen Drei-Parameter-Fit an den myonischen Wirkungsquerschnitt unter Benutzung des in der Routine ZUXSEC implementierten, quasi modellunabhängigen Ansatzes der *partiellen Breite*. Zur Bestimmung des schwachen Mischungswinkels durch eine Anpassung der Myonasymmetrie wird die Routine ZUXSA verwendet, die die Methode der *effektiven Kopplung* benutzt.
- Bestimmung der elektroschwachen Parameter durch einen Neun-Parameter-Fit an den hadronischen Wirkungsquerschnitt und alle leptonischen Wirkungsquerschnitte und Asymmetrien, bzw. durch einen Fünf-Parameter-Fit unter der Annahme der Leptonuniversalität. Das χ^2 des Fits dient als Maß für die globale Güte der Anpassung.
- Bestimmung der Residuen des Z -Austausches sowie der γZ -Interferenzterme durch den streng modellunabhängigen S-Matrix-Ansatz.

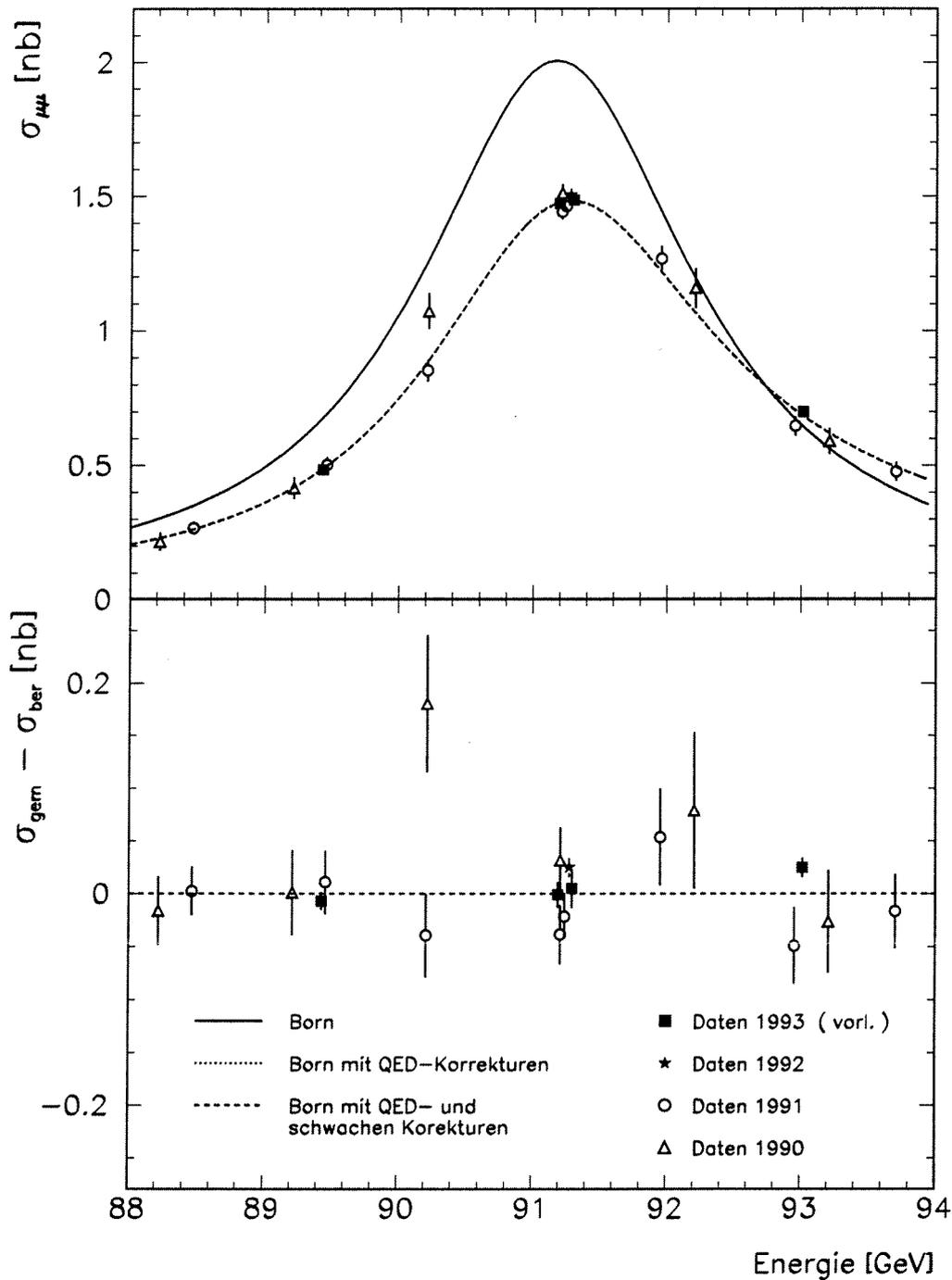


ABBILDUNG 5.1: Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktennergie. Im unteren Bildteil ist die Differenz zwischen den Meßdaten und der Vorhersage des Standardmodells eingezeichnet. Die Sensitivität gegenüber den schwachen Strahlungskorrekturen ist so gering, daß die Kurven "Born mit QED-Korrekturen" und "Born mit QED- und schwachen Korrekturen" zusammenfallen.

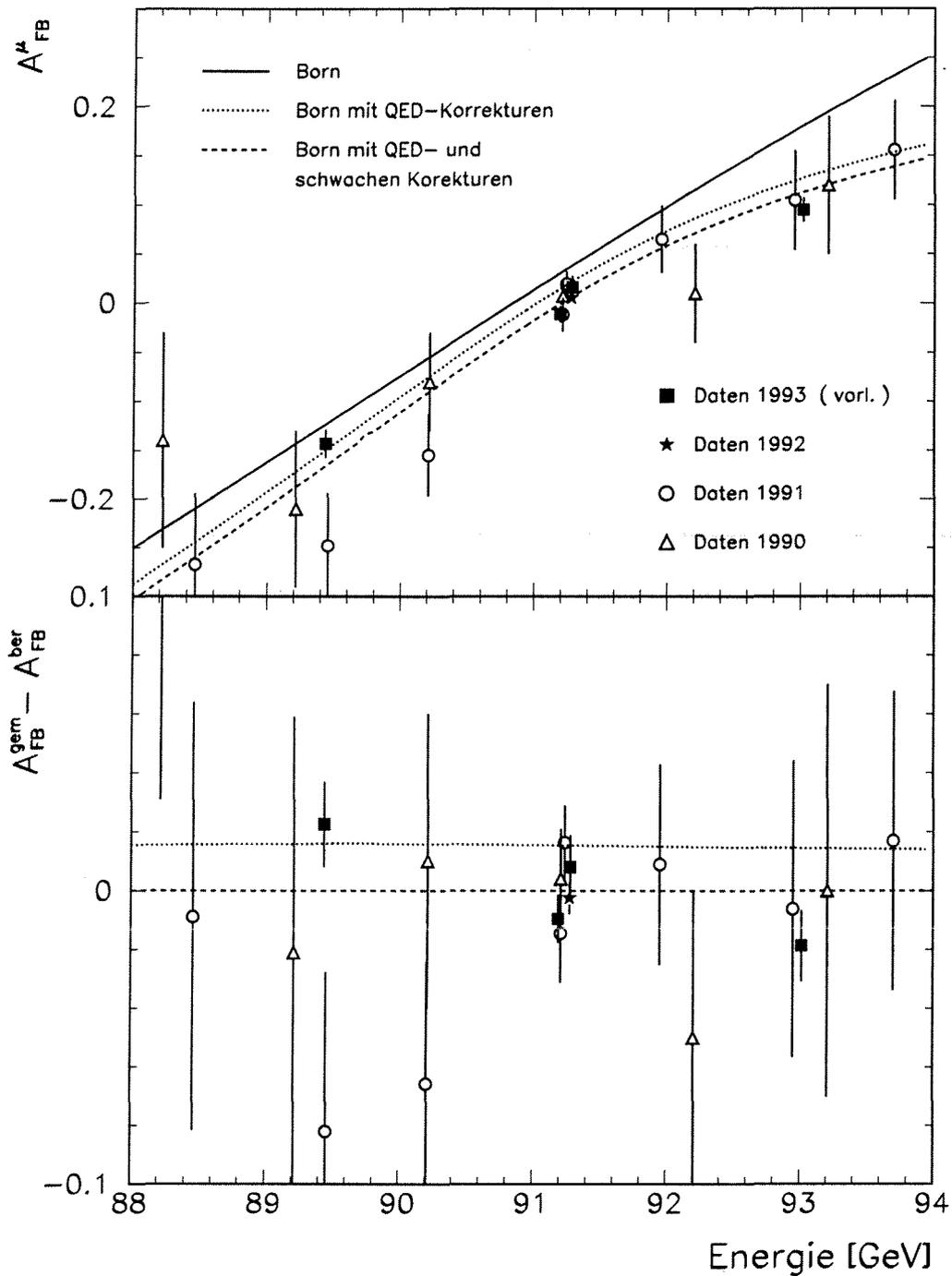


ABBILDUNG 5.2: Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie als Funktion der Schwerpunktenergie. Im unteren Bildteil ist die Differenz zwischen den Meßdaten und der Vorhersage des Standardmodells eingezeichnet.

5.1 Interpretation im Rahmen des Standardmodells

In Abbildung 5.1 und 5.2 sind zum direkten Vergleich zwischen den Meßdaten und der ZFITTER-Vorhersage der Wirkungsquerschnitt bzw. die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie als Funktion der Schwerpunktenergie aufgetragen. Die durchgezogene Kurve repräsentiert die Vorhersage in Born'scher Näherung, während die gestrichelte Kurve eine Berechnung mit QED- und schwachen Korrekturen darstellt. Die gepunktete Kurve zeigt die Berechnung ohne schwache Korrekturen, wobei jedoch die Energieabhängigkeit der Kopplung α berücksichtigt wird. Die Berechnung erfolgt mit Hilfe der Routine ZUTHSM mit den nachstehenden Parametern [41,42]:

$$\begin{aligned} M_Z &= 91.189 \text{ GeV} \\ \alpha_s &= 0.127 \\ m_t &= 174 \text{ GeV} \\ M_H &= 300 \text{ GeV} . \end{aligned}$$

Aus der Abbildung 5.1 geht hervor, daß der Wirkungsquerschnitt im Bereich der Z -Resonanz große QED-Korrekturen erfährt, während er auf schwache Korrekturen nicht sensitiv ist. Der 1992 gemessene Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Myonpaarereignissen ist verträglich mit der Vorhersage des Standardmodells und mit den zum Vergleich eingezeichneten DELPHI-Messungen der Jahre 1990/91 und den vorläufigen 93er Werten. Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie wird durch QED- und schwache Korrekturen deutlich beeinflusst. Dies ist in Abbildung 5.2 illustriert. Mit den 1993 aufgenommenen Meßdaten wird erstmals eine Präzision erreicht, mit der sich der Einfluß der schwachen Korrekturen auf die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie des Myon-Wirkungsquerschnittes direkt nachweisen läßt. Die gemessenen Asymmetrien stimmen innerhalb von 1.3σ mit der Vorhersage des Standardmodells überein, wenn QED- und schwache Korrekturen berücksichtigt werden. Im Gegensatz dazu beträgt die Abweichung zur Vorhersage ohne schwache Korrekturen etwa 4σ .

5.2 Bestimmung elektroschwacher Parameter

Die Methode der *partiellen Breite* erlaubt eine phänomenologische, modellunabhängige Beschreibung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, wobei der resonante Charakter des Steuprozesses hervorgehoben wird. Der totale Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch [43,44] :

$$\sigma_{tot}^o(s) = \frac{s N_c}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} \left[\frac{12\pi \Gamma_e \Gamma_f}{M_Z^2 N_c} + \frac{I(s - M_Z^2)}{s} \right] + \frac{4\pi Q_f^2 \alpha^2 N_c}{3s} \quad (5.1)$$

mit:

$$I = \frac{\pm 4\pi Q_e Q_f \alpha}{\sqrt{N_c} M_Z} \left(\Gamma_+^{\frac{1}{2}}(e) - \Gamma_-^{\frac{1}{2}}(e) \right) \left(\Gamma_+^{\frac{1}{2}}(f) - \Gamma_-^{\frac{1}{2}}(f) \right) . \quad (5.2)$$

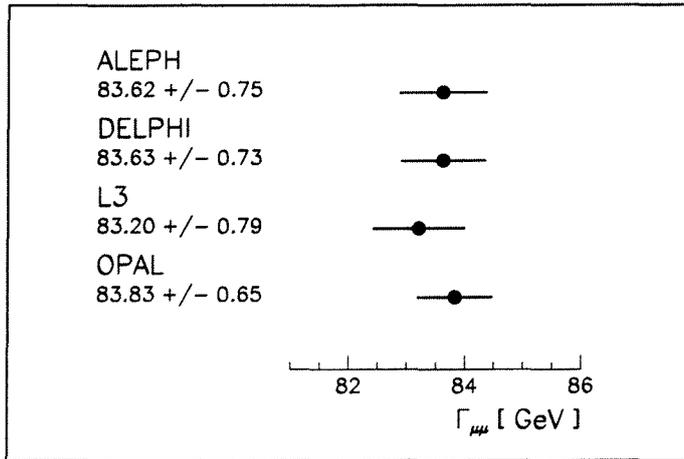


ABBILDUNG 5.3: Vergleich myonischer Partialbreiten

Der erste Term in Gleichung (5.1) beschreibt den Beitrag einer Spin-1-Resonanz in der Breit-Wigner-Form, während der letzte Term den reinen QED-Wirkungsquerschnitt angibt. Die im Programm ZFITTER verwirklichte Berechnung des Wirkungsquerschnittes ist nicht vollkommen modellunabhängig. Um die Anzahl der freien Parameter klein zu halten, wird für den numerisch kleinen Interferenzterm I die Vorhersage des Standardmodells benutzt und nicht die in Gleichung (5.2) angegebene Entwicklung in helizitätsabhängige Partialbreiten [39].

Nimmt man Leptonuniversalität an, so lassen sich Masse und Breite des Z -Bosons sowie die leptonische Partialbreite durch einen Drei-Parameter-Fit an den myonischen Wirkungsquerschnitt bestimmen. Hierzu werden neben den in dieser Arbeit analysierten Daten auch die publizierten DELPHI-Ergebnisse aus den Jahren 1990/91 [45] sowie die vorläufigen Ergebnisse der 93er Meßperiode [46] verwendet. Mit Hilfe des Programmes MINUIT [47] wird das wie folgt definierte χ^2 minimiert :

$$\chi^2 = \sum_{i,j=1}^N (\sigma_i^{gem} - \sigma_i^{ber}) (V^{WQ})_{ij}^{-1} (\sigma_j^{gem} - \sigma_j^{ber}). \quad (5.3)$$

Dabei beschreibt σ^{gem} den gemessenen und σ^{ber} den mit ZFITTER berechneten Wirkungsquerschnitt. V^{WQ} bezeichnet die Kovarianzmatrix, die die statistischen und systematischen Fehler sowie Korrelationen beinhaltet. Es ergeben sich folgende Resultate :

M_Z	$= 91.210 \pm 0.015 \text{ GeV}$
Γ_Z	$= 2.480 \pm 0.023 \text{ GeV}$
Γ_μ	$= 83.63 \pm 0.73 \text{ MeV}$
χ^2/DF	$= 23.95/17$

Die Ergebnisse befinden sich in guter Übereinstimmung mit den Meßwerten der anderen LEP-Kollaborationen [48–50]. Abbildung 5.3 zeigt zum Vergleich die myonische Partialbreite.

Durch einen Fit an die Myonasymmetrie läßt sich die Größe $\sin^2 \theta_W^{eff}$ ermitteln, die sich als Skala eignet, um die Genauigkeit der Ergebnisse verschiedener Observablen zu vergleichen [51]. Dies geschieht mit Hilfe der Methode der *effektiven Kopplungen*, bei der folgende Substitutionen vorgenommen werden:

$$\sin^2 \theta_W \longrightarrow \sin^2 \theta_W^{eff} \quad (5.4)$$

$$a_f \longrightarrow \bar{a}_f = \sqrt{\bar{\rho}} \cdot a_f \quad (5.5)$$

$$v_f \longrightarrow \bar{v}_f = \sqrt{\bar{\rho}} \cdot (I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W^{eff}) \quad (5.6)$$

$$\rho \longrightarrow \bar{\rho} = 1 + \Delta\bar{\rho}. \quad (5.7)$$

Der Parameter ρ bezeichnet das Verhältnis der Kopplungen neutraler und geladener Ströme, welches im Standardmodell auf Bornniveau gleich Eins ist. Eine Anpassung an die von der DELPHI-Kollaboration in den Jahren 1990 bis 1993 gemessene Myonasymmetrie liefert :

$$\sin^2 \theta_W^{eff} = 0.2342 \pm 0.0024$$

Abbildung 5.4 zeigt zum Vergleich mehrere unabhängige Messungen von $\sin^2 \theta_W^{eff}$:

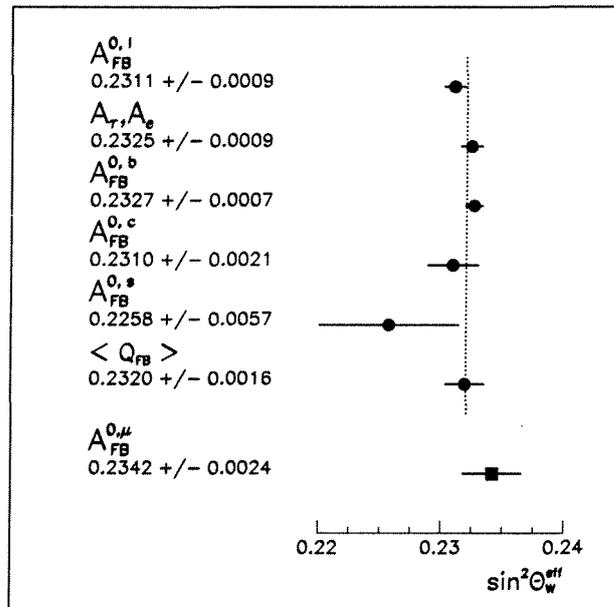


ABBILDUNG 5.4: Vergleich unabhängiger $\sin^2 \theta_W^{eff}$ -Messungen. Angegeben sind verschiedene LEP-Messungen [52].

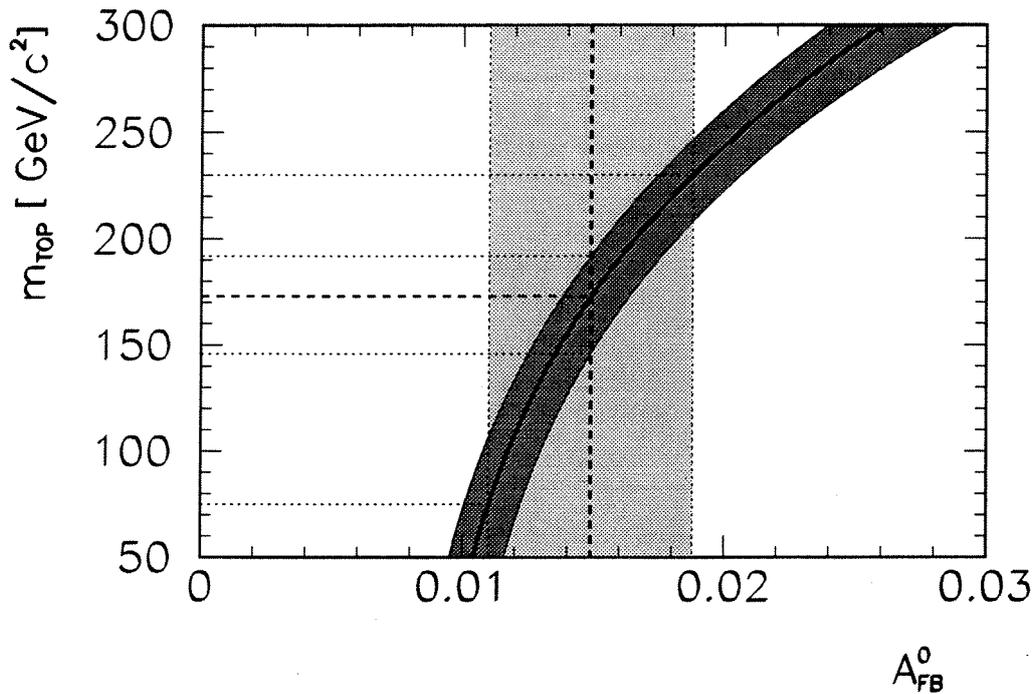


ABBILDUNG 5.5: Topmasse in Abhängigkeit von der Peak-Asymmetrie A_{FB}^0 . Die dunkel schattierte Fläche repräsentiert die Vorhersage des Standardmodells für eine Variation der Higgsmasse zwischen 60 und 1000 GeV/c^2 , während der hell schattierte Balken den Vertrauensbereich der Peak-Asymmetrie darstellt.

Die Sensitivität der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der Myonpaar-Ereignisse auf schwache Strahlungskorrekturen erlaubt eine Abschätzung der Masse des Top-Quarks anhand der in Gleichung (1.16) definierten Peak-Asymmetrie A_{FB}^0 . In der Abbildung 5.5 ist die Masse des Top-Quarks gegen die Peak-Asymmetrie aufgetragen. Die dunkel schattierte Fläche repräsentiert die Vorhersage des Standardmodells für eine Variation der Higgsmasse zwischen 60 und 1000 GeV/c^2 , während der hell schattierte Balken den Vertrauensbereich der Peak-Asymmetrie darstellt, die sich aus einer Anpassung der Myondaten ergibt. Für die Topmasse erhält man:

$$m_t = 173_{-98}^{+57}(\text{stat.})_{-27}^{+19}(\text{Higgs}).$$

Durch eine Anpassung des hadronischen Wirkungsquerschnittes und aller leptonischen Wirkungsquerschnitte und deren Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie läßt sich die Hypothese der Universalität der Leptonkopplungen prüfen. Um möglichst kleine Korrelationen zu erhalten, werden die nachstehenden Fitparameter verwendet: die Masse des Z-Bosons M_Z , die totale Breite Γ_Z , der hadronische Peak-Wirkungsquerschnitt σ_0 , sowie jeweils das R-Verhältnis R_l und die Peak-Asymmetrie A_{FB}^0 der drei leptonischen Zerfallskanäle. Dabei beschreibt R_l das

Verhältnis von hadronischer und leptonischer Partialbreite. Der 9-Parameterfit liefert [46]:

$$\begin{aligned}
 M_Z &= 91.1870 \pm 0.0052 \text{ GeV} \\
 \Gamma_Z &= 2.4951 \pm 0.0059 \text{ GeV} \\
 \sigma_0 &= 41.26 \pm 0.17 \text{ nb} \\
 R_e &= 20.96 \pm 0.18 \\
 R_\mu &= 20.60 \pm 0.12 \\
 R_\tau &= 20.64 \pm 0.16 \\
 A_{FB}^{0e} &= 0.0207 \pm 0.0073 \\
 A_{FB}^{0\mu} &= 0.0128 \pm 0.0037 \\
 A_{FB}^{0\tau} &= 0.0209 \pm 0.0057 \\
 \chi^2/DF &= 154/132
 \end{aligned}$$

Die ermittelten Parameter befinden sich in guter Übereinstimmung mit der Annahme universeller Leptonkopplungen und sind mit der Vorhersage des Standardmodells verträglich. Dies wird durch Abbildung 5.6 illustriert, in der die *Peak-Asymmetrie* gegen das *R-Verhältnis* aufgetragen ist. Der Zusammenhang zwischen der *Peak-Asymmetrie* und dem *R-Verhältnis* einerseits sowie der *Vektor- und Axialvektorkopplung* andererseits ist durch nachstehende Gleichungen gegeben:

$$A_{FB}^{0f} = 3 \frac{v_e a_e}{v_e^2 + a_e^2} \frac{v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2} \quad (5.8)$$

$$\Gamma_{ll} = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (v_f^2 + a_f^2) \left(1 + \frac{3\alpha}{4\pi}\right), \quad (5.9)$$

die auch eine Umrechnung erlauben:

$$\begin{aligned}
 v_l^2 &= 0.00135 \pm 0.00025 \\
 a_l^2 &= 0.2510 \pm 0.0009
 \end{aligned}$$

In der Abbildung 5.7 ist für alle vier LEP-Experimente die Vorwärts-Rückwärts-*Peak-Asymmetrie* der Myonen aufgetragen gegen das *R-Verhältnis*. Die Ergebnisse aller Kollaborationen sind miteinander verträglich und befinden sich in Übereinstimmung mit der Vorhersage des Standardmodells.

5.3 Der S-Matrix-Ansatz

Der Streumatrixformalismus stellt eine weitere modellunabhängige Beschreibung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ dar. In der vorliegenden Arbeit soll insbesondere die Möglichkeit genutzt werden, die Energieabhängigkeit der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in einfacher Weise zu parametrisieren. Der Austausch von Photonen und *Z*-Bosonen wird durch Pole in der komplexen Energie-Ebene beschrieben [53, 55, 56]:

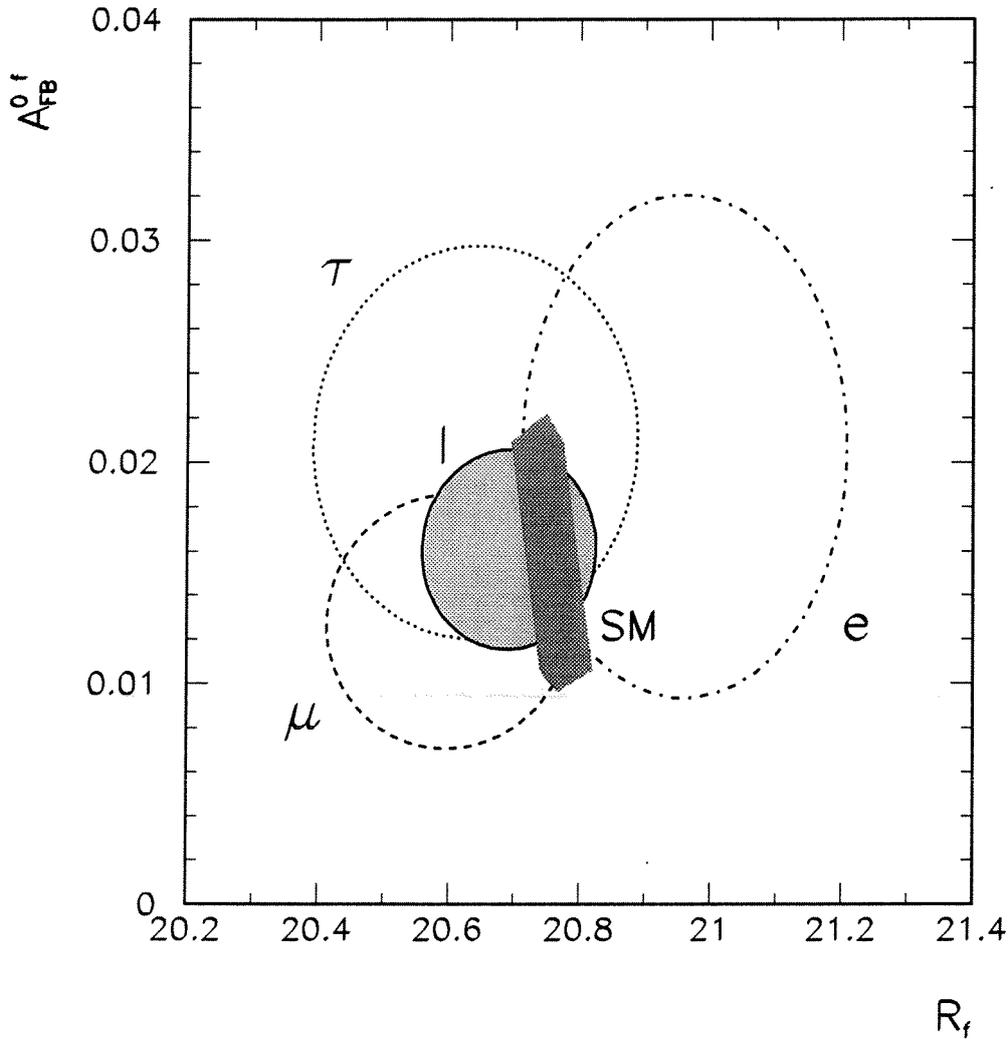


ABBILDUNG 5.6: Peak-Asymmetrie A_{FB}^{0f} als Funktion von R_f . Die nicht ausgefüllten, mit e , μ und τ bezeichnen Fehlerellipsen stellen die $1 - \sigma$ -Konturen des 9-Parameterfits dar, während die hell schattierte Fläche das Ergebnis des 5-Parameterfits repräsentiert. Die dunkel schattierte Fläche zeigt die Vorhersage des Standardmodells für $m_t = 175 \pm 75 \text{ GeV}/c^2$, $\alpha_s = 0.123 \pm 0.005$ und $m_H = 300_{-240}^{+700} \text{ GeV}/c^2$.

$$\mathcal{M}^{fi}(s) = \frac{R_\gamma^f}{s} + \frac{R_Z^{fi}}{s - s_Z} + \frac{F_0^{fi}}{\overline{M}_Z^2}. \quad (5.10)$$

Dabei bezeichnen R_γ^f und R_Z^{fi} die komplexen Residuen des Photon- bzw. Z -Austausches und F_0^{fi} die nicht resonanten Beiträge. Die Masse \overline{M}_Z und die Breite $\overline{\Gamma}_Z$

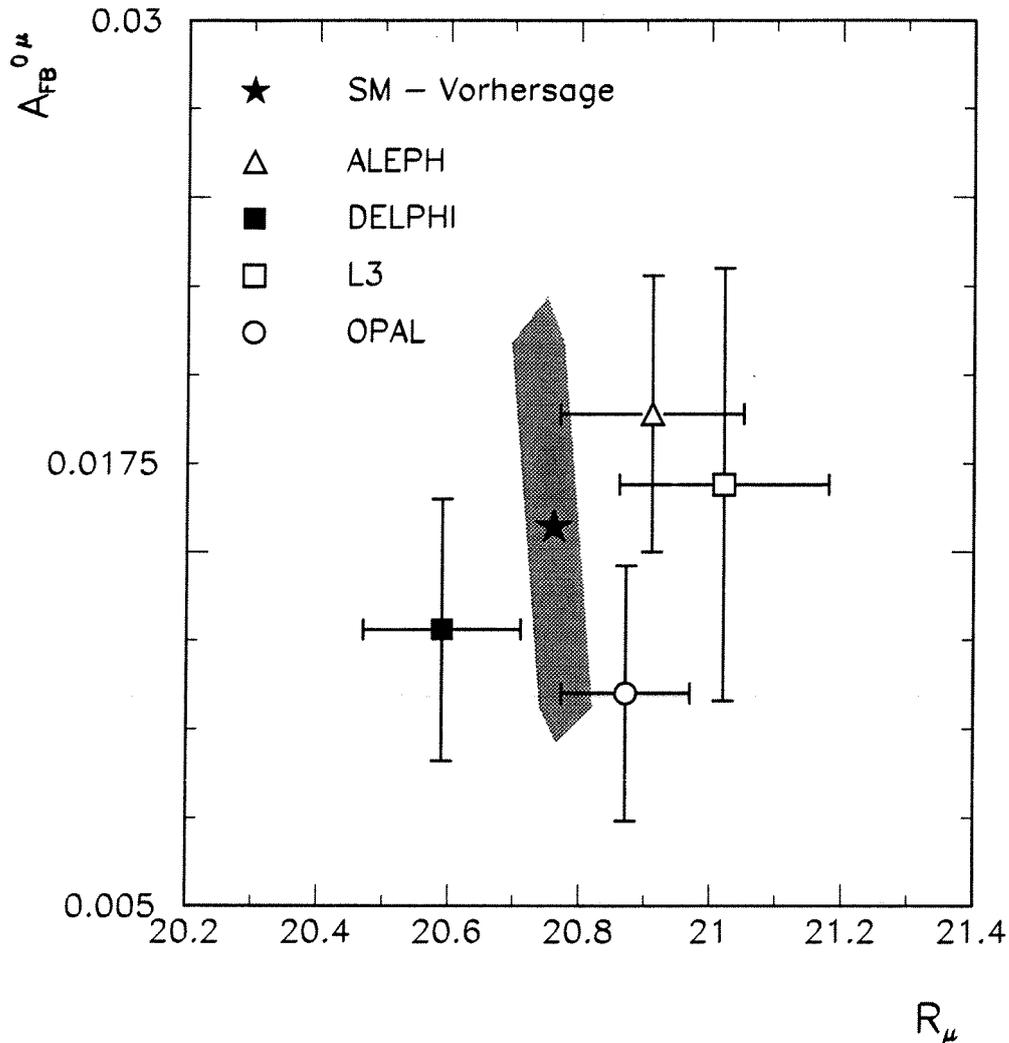


ABBILDUNG 5.7: Vergleich der $A_{FB}^{0\mu}$ - und R_μ -Messungen der LEP-Experimente. Die schattierte Fläche zeigt die Vorhersage des Standardmodells für $m_t = 175 \pm 75$ GeV/c^2 , $\alpha_s = 0.123 \pm 0.005$ und $m_H = 300_{-240}^{+700}$ GeV/c^2 . Der Stern kennzeichnet die Vorhersage für die angegebenen Zentralwerte.

des Z -Bosons sind in diesem Ansatz mit der komplexen Polposition verknüpft:

$$s_Z = \overline{M}_Z^2 - i\overline{M}_Z\overline{\Gamma}_Z, \quad (5.11)$$

wobei der Zusammenhang mit der im *on-shell*-Renormalisierungsschema definierten Masse und Breite durch folgende Gleichungen gegeben ist [39]:

$$\begin{aligned} \overline{M}_Z &= \left[1 + \left(\frac{\Gamma_Z}{M_Z} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} M_Z \approx M_Z - 34 \text{ MeV} \\ \overline{\Gamma}_Z &= \left[1 + \left(\frac{\Gamma_Z}{M_Z} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \Gamma_Z \approx \Gamma_Z - 1 \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Das Residuum des Photonaustausches R_γ^f wird bestimmt durch die Vakuumpolarisation $F_A(s)$ sowie die elektrischen Ladungen Q_e und Q_f und läßt sich in der Nähe der Resonanz beschreiben durch:

$$R_\gamma^f = F_A(\overline{M}_Z^2) |Q_e Q_f| = \frac{\alpha(\overline{M}_Z^2)}{\alpha} |Q_e Q_f|. \quad (5.13)$$

Die Beiträge des Z -Austausches sind durch die Residuen R_Z^{fi} der vier unabhängigen Helizitätsamplituden gegeben :

$$\begin{aligned} R_Z^{f0} &= R_Z(e_L^- e_R^+ \rightarrow f_L^- f_R^+) \\ R_Z^{f1} &= R_Z(e_L^- e_R^+ \rightarrow f_R^- f_L^+) \\ R_Z^{f2} &= R_Z(e_R^- e_L^+ \rightarrow f_R^- f_L^+) \\ R_Z^{f3} &= R_Z(e_R^- e_L^+ \rightarrow f_L^- f_R^+). \end{aligned} \quad (5.14)$$

Aus den Helizitätsamplituden lassen sich vier unabhängige Wirkungsquerschnitte bilden, wobei hier nur der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} und der für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie relevante Wirkungsquerschnitt σ_{FB} betrachtet werden. Unter Vernachlässigung der nicht resonanten Beiträge gilt in guter Näherung [53]:

$$\begin{aligned} \sigma_{tot}^0(s) &= \sigma_0 + \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 \\ &\approx \frac{4}{3} \pi \alpha^2 \left[\frac{r_{tot}^{\gamma f}}{s} + \frac{s r_{tot}^f + (s - \overline{M}_Z^2) j_{tot}^f}{(s - \overline{M}_Z^2)^2 + \overline{M}_Z^2 \overline{\Gamma}_Z^2} \right] \\ \sigma_{FB}^0(s) &= \sigma_0 - \sigma_1 + \sigma_2 - \sigma_3 \\ &\approx \frac{4}{3} \pi \alpha^2 \left[\frac{r_{FB}^{\gamma f}}{s} + \frac{s r_{FB}^f + (s - \overline{M}_Z^2) j_{FB}^f}{(s - \overline{M}_Z^2)^2 + \overline{M}_Z^2 \overline{\Gamma}_Z^2} \right] \\ A_{FB}^0(s) &= \frac{\sigma_{FB}^0(s)}{\sigma_{tot}^0(s)}. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Die reellen Photon-Austauschsterme $r_A^{\gamma f}$ ergeben sich aus dem komplexen Residuum R_γ^f :

$$r_A^{\gamma f} = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 \{\pm 1\} |R_\gamma^f|^2 c_f R_{QCD}, \quad (5.16)$$

wobei c_f den Farbfaktor bezeichnet und R_{QCD} die QCD-Korrekturen berücksichtigt. Der Index A steht für tot bzw. FB , wobei das durch den Faktor $\{\pm 1\}$ angedeutete Vorzeichen entsprechend der Gleichung (5.15) einzusetzen ist. Der reelle Z -Austausch-Term r_A^f sowie der γZ -Interferenzterm j_A^f berechnen sich aus den

komplexen Residuen R_Z^{fi} :

$$\begin{aligned} r_A^f &= \left[\frac{1}{4} \sum_{i=0}^3 \{\pm 1\} |R_Z^{fi}|^2 + 2 \frac{\bar{\Gamma}_Z}{\bar{M}_Z} \Im C_A^f \right] c_f R_{QCD} \\ j_A^f &= \left[2 \Re C_A^f - 2 \frac{\bar{\Gamma}_Z}{\bar{M}_Z} \Im C_A^f \right] c_f R_{QCD} \\ C_A^f &= (R_\gamma^f)^* \left(\frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 \{\pm 1\} R_Z^{fi} \right). \end{aligned} \quad (5.17)$$

Der Term r_{FB}^f bestimmt die Asymmetrie für $s \approx \bar{M}_Z^2$, während j_{FB}^f die *off-peak*-Asymmetrie beschreibt.

Ohne Berücksichtigung der QED-Strahlungskorrekturen läßt sich die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in der Nähe der Z -Resonanz durch folgende Taylorreihenentwicklung darstellen [54]:

$$\begin{aligned} A_{FB}(s) &= A_0^{FB} + A_1^{FB} \left(\frac{s}{\bar{M}_Z^2} - 1 \right) + A_2^{FB} \left(\frac{s}{\bar{M}_Z^2} - 1 \right)^2 + \dots \\ &\approx A_0^{FB} + A_1^{FB} \left(\frac{s}{\bar{M}_Z^2} - 1 \right). \end{aligned} \quad (5.18)$$

Der Koeffizient A_0^{FB} gibt die Asymmetrie auf dem *Peak* an, während die weiteren Koeffizienten A_n^{FB} die Abhängigkeit von der Schwerpunktenergie parametrisieren. In der Nähe der Z -Resonanz genügt eine Beschreibung durch die ersten beiden Koeffizienten, für die gilt:

$$\begin{aligned} A_0^{FB} &= \frac{r_{FB}^f}{r_{tot}^f + \xi^2 r_{tot}^{\gamma f}} \approx \frac{r_{FB}^f}{r_{tot}^f} \\ A_1^{FB} &= \left[\frac{j_{FB}^f}{r_{FB}^f} - \frac{j_{tot}^f - 2\xi^2 r_{tot}^{\gamma f}}{r_{tot}^f + \xi^2 r_{tot}^{\gamma f}} \right] A_0^{FB} \approx \left[\frac{j_{FB}^f}{r_{FB}^f} - \frac{j_{tot}^f}{r_{tot}^f} \right] A_0^{FB}. \end{aligned} \quad (5.19)$$

Der Beitrag des reinen Photonaustausches $r_{tot}^{\gamma f}$, der mit dem Faktor $\xi^2 = \bar{\Gamma}_Z^2 / \bar{M}_Z^2$ multipliziert wird, kann auf der Resonanz vernachlässigt werden.

Die QED-Strahlungskorrekturen für den Wirkungsquerschnitt und die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie können durch eine Redefinition der Parameter r_A^f und j_A^f sowie der Koeffizienten A_n^{FB} implementiert werden, ohne daß sich die Struktur der Gleichungen (5.15) und (5.18) ändert [54]:

$$\bar{r}_{tot}^{\gamma f} = C_{tot}^\gamma(s) r_{tot}^{\gamma f} \quad (5.20)$$

$$\bar{r}_A^f = C_A^r r_A^f \quad (5.21)$$

$$\bar{j}_A^f = C_{AJ_A}^j \quad (5.22)$$

$$\bar{r}_A^{0f} = C_A^0 r_A^{0f} \quad (5.23)$$

$$(5.24)$$

$$\bar{A}_0^{FB} = \frac{C_{FB}^r r_{FB}^f}{C_{tot}^r r_{tot}^f + [C_{tot}^\gamma / C_{tot}^r] \xi^2 r_{tot}^{\gamma f}} \quad (5.25)$$

$$\approx \frac{C_{FB}^r r_{FB}^f}{C_{tot}^r r_{tot}^f + 0.001} \approx 0.998 \frac{r_{FB}^f}{r_{tot}^f + 0.001} \approx \frac{r_{FB}^f}{r_{tot}^f} \quad (5.26)$$

$$(5.27)$$

$$\bar{A}_1^{FB} = C(s) \left[\frac{C_{FB}^j C_{tot}^r j_{FB}^f}{C_{tot}^j C_{FB}^r r_{FB}^f} - \frac{j_{tot}^f}{r_{tot}^f} \right] \bar{A}_0^{FB} \quad (5.28)$$

$$\approx C(s) \left[\frac{j_{FB}^f}{r_{FB}^f} - \frac{j_{tot}^f}{r_{tot}^f} \right] \bar{A}_0^{FB} \quad (5.29)$$

$$(5.30)$$

$$C(s) = C_{tot}(s) = \frac{C_{tot}^j}{C_{tot}^r} \approx C_{FB}(s) = \frac{C_{FB}^j}{C_{FB}^r}. \quad (5.31)$$

Die Abbildungen 5.8 und 5.9 zeigen die Korrekturfaktoren für die in dieser Arbeit verwendeten Schnitte auf die Akollinearität und den Impuls.

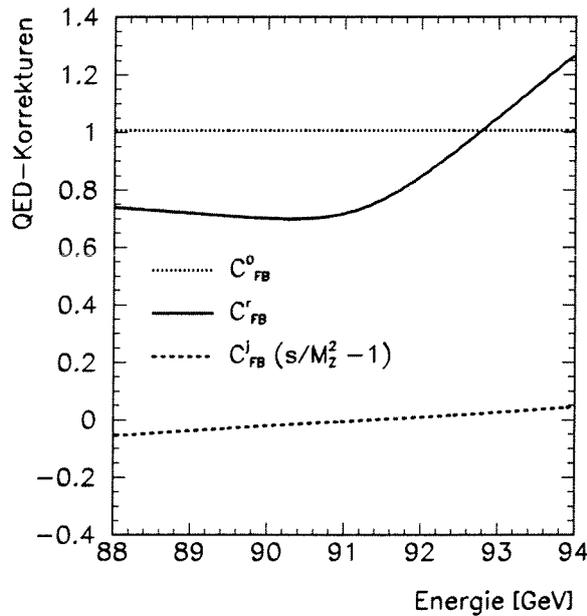


ABBILDUNG 5.8: Modellunabhängige QED-Korrekturfaktoren der Parameter r_A^f und j_A^f für die in dieser Arbeit verwendeten Schnitte: $\theta_{Akol} < 20^\circ$ und $P_1, P_2 > 15 \text{ GeV}/c$

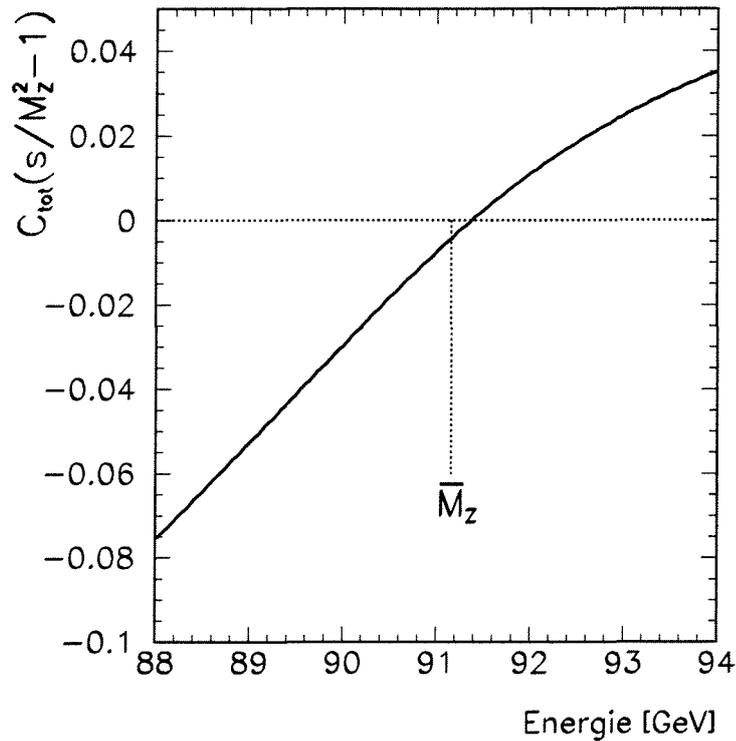


ABBILDUNG 5.9: Modellunabhängiger QED-Korrekturfaktor des Koeffizienten A_0^{FB} für die in dieser Arbeit verwendeten Schnitte: $\theta_{Akol} < 20^\circ$ und $P_1, P_2 > 15 \text{ GeV}/c$

Die Bestimmung der Residuen r_A und der Interferenzterme j_A geschieht durch einen 4-Parameterfit an den myonischen Wirkungsquerschnitt und dessen Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie. Um die Anzahl der freien Parameter klein zu halten, werden Masse und Breite des Z -Bosons nach Gleichung (5.12) aus der Messung des hadronischen *Lineshape* berechnet. Zudem wird der Wert der Vakuumpolarisation vorgegeben:

$$\begin{aligned} \bar{M}_Z &= 91.155 \text{ GeV} \\ \bar{\Gamma}_Z &= 2.496 \text{ GeV} \\ F_A(\bar{M}_Z) &= 1.066 - i 0.019 \end{aligned}$$

Tabelle 5.1 zeigt die Ergebnisse der Anpassung zusammen mit den S-Matrix-Parametern aus der Vorhersage des Standardmodells. Zum Vergleich sind auch die von der L3-Kollaboration publizierten Resultate eingetragen [57]. Es zeigt sich eine Übereinstimmung sowohl mit den L3-Ergebnissen, wie auch mit den Vorhersagen des Standardmodells.

	DELPHI	L3	SM-Vorhersage
r_{tot}	0.1423 ± 0.0006	0.141 ± 0.002	0.1424
j_{tot}	0.073 ± 0.043	0.032 ± 0.064	0.0041
r_{FB}	0.0021 ± 0.0007	0.004 ± 0.001	0.0027
j_{FB}	0.710 ± 0.048	0.674 ± 0.087	0.799
χ^2/DF	21.7 / 22		

TABELLE 5.1: Resultate des S-Matrix-Fit

Der Zusammenhang zwischen den angegebenen Parametern und den effektiven Kopplungen ist wie folgt:

$$r_{tot} \propto (v_e^2 + a_e^2) (v_f^2 + a_f^2) \quad (5.32)$$

$$j_{tot} \propto v_e v_f \quad (5.33)$$

$$r_{FB} \propto v_e a_e v_f a_f \quad (5.34)$$

$$j_{FB} \propto a_e a_f \quad (5.35)$$

Zudem lassen sich aus den in Tabelle 5.3 angegebenen Resultaten mit Hilfe der Gleichung (5.19) die Koeffizienten A_0^{FB} und A_1^{FB} errechnen, die die Energieabhängigkeit der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie beschreiben:

$$A_0^{FB} = 0.0147 \pm 0.0047$$

$$A_1^{FB} = 5.00 \pm 0.33$$

6

Zusammenfassung

In den Meßperioden der Jahre 1992/93 wurden mit dem DELPHI-Detektor am LEP-Beschleuniger Daten aufgezeichnet, die einer Luminosität von 59.1 pb^{-1} entsprechen. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Analyse dieser Daten im Hinblick auf eine präzise Bestimmung des Wirkungsquerschnittes und der Vorwärts-Rückwärts-Ladungsasymmetrie der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ auf der Z -Resonanz.

Die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes erfolgte in einem Polarwinkelbereich von 20° bis 160° mit einer totalen Effizienz von 94.6%. Aus den 1992 aufgezeichneten Daten wurden 31044 Myonpaar-Ereignisse selektiert. Der auf den vollen Phasenraum korrigierte Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu:

$$^{4\pi}\sigma_{\mu\mu}(\sqrt{s} = 91.277 \text{ GeV}) = 1.5070 \pm 0.0085 \text{ (stat.)} \pm 0.0061 \text{ (syst.) nb .}$$

Da eine absolute Normierung nicht erforderlich ist, konnte zur Ermittlung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie ein erweiterter Polarwinkelbereich von 11° bis 169° genutzt werden. Insgesamt wurden 63990 Myonpaar-Ereignisse bei fünf verschiedenen Schwerpunkten analysiert:

$$\begin{aligned} A_{FB}(\sqrt{s} = 89.435 \text{ GeV}) &= -0.1432 \pm 0.0144(\text{stat.}) \pm 0.0018(\text{syst.}) \\ A_{FB}(\sqrt{s} = 91.194 \text{ GeV}) &= -0.0113 \pm 0.0080(\text{stat.}) \pm 0.0014(\text{syst.}) \\ A_{FB}(\sqrt{s} = 91.277 \text{ GeV}) &= 0.0056 \pm 0.0053(\text{stat.}) \pm 0.0008(\text{syst.}) \\ A_{FB}(\sqrt{s} = 91.284 \text{ GeV}) &= 0.0159 \pm 0.0109(\text{stat.}) \pm 0.0024(\text{syst.}) \\ A_{FB}(\sqrt{s} = 93.017 \text{ GeV}) &= 0.0948 \pm 0.0120(\text{stat.}) \pm 0.0013(\text{syst.}) \end{aligned}$$

Im Rahmen des S-Matrix-Ansatzes läßt sich die Energieabhängigkeit der Asymmetrie auf der Z -Resonanz durch die Angabe der Parameter A_0^{FB} und A_1^{FB} beschreiben:

$$\begin{aligned} A_0^{FB} &= 0.0147 \pm 0.0047 \\ A_1^{FB} &= 5.00 \pm 0.33 \end{aligned}$$

Aufgrund der hohen Präzision der Daten konnte der Einfluß der schwachen Strahlungskorrekturen auf die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie direkt nachgewiesen werden.

Zudem wurde die Sensitivität der *Peak*-Asymmetrie A_{FB}^0 gegenüber den schwachen Strahlungskorrekturen genutzt, um die Masse des Top-Quarks abzuschätzen:

$$m_t = 173_{-98}^{+57}(\text{stat.})_{-27}^{+19}(\text{Higgs}) .$$

Unter der Annahme der Universalität der Leptonkopplungen wurde mit einem modellunabhängigen Fit die Größe $\sin^2 \theta_W^{eff}$ bestimmt, die sich als Skala eignet, um die Genauigkeit der Ergebnisse verschiedener Observablen zu vergleichen:

$$\sin^2 \theta_W^{eff} = 0.2342 \pm 0.0024 .$$

Eine Anpassung des hadronischen Wirkungsquerschnittes sowie aller leptonischen Wirkungsquerschnitte und deren Asymmetrie bestätigte die Hypothese universeller Leptonkopplungen. Im Rahmen der Fehler sind die R-Verhältnisse und die *Peak*-Asymmetrien aller Leptonfamilien gleich.

Alle erzielten Ergebnisse sind mit den Voraussagen des minimalen Standardmodells verträglich und befinden sich in guter Übereinstimmung mit den publizierten Resultaten der anderen LEP-Kollaborationen.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Borndiagramme der e^+e^- -Annihilation	9
1.2	QED-Strahlungskorrekturen	11
1.3	Schwache Korrekturen	11
1.4	QCD-Strahlungskorrekturen	11
2.1	Der DELPHI-Detektor	14
2.2	Die Analysekette	19
3.1	Impulsspektrum der zweitschnellsten Spur	21
3.2	Impulsspektrum von Ereignissen mit dritter Spur	22
3.3	Energiedeposition im Hadronkalorimeter	23
3.4	Impaktverteilung kosmischer Myonen	24
3.5	Impaktverteilung von $\mu^+\mu^-$ Monte-Carlo-Ereignissen	24
3.6	Impaktverteilung der Meßdaten	25
3.7	Effizienz der Spurrekonstruktion	28
3.8	Bhabha-Untergrund	29
3.9	Effizienz der Myonidentifikation	30
3.10	Sechsfach gefaltete Azimutwinkelverteilung	31
3.11	Korrektur auf Sektorgrenzen	32
3.12	Selektionseffizienz	33
3.13	Klassifizierung des Tau-Untergrundes	35
3.14	Verteilung des radialen Impulses	36
3.15	$r\phi$ -Impaktverteilung kosmischer Myonen	39
3.16	Wirkungsquerschnitt als Funktion der Füllungsnummer	41
3.17	Residuumverteilung des Wirkungsquerschnittes	42
3.18	Differentieller Myonwirkungsquerschnitt	43

4.1	Definition des Streuwinkels	45
4.2	Asymmetrie der Detektorakzeptanz	48
4.3	Unsicherheit der Winkelmessung	49
4.4	Impulsspektrum	50
4.5	Ereignisse mit Ladungsfehlmessung	52
4.6	$\cos \theta$ -Verteilung der Ereignisse mit Ladungsfehlmessung	52
4.7	Einfluß der Strahlungskorrekturen	54
4.8	Polarwinkelverteilung kosmischer Myonen	55
4.9	Impulsspektrum kosmischer Myonen	56
4.10	Differentielle Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie	58
5.1	Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktennergie	60
5.2	Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie als Funktion der Schwerpunktennergie	61
5.3	Vergleich myonischer Partialbreiten	63
5.4	Vergleich unabhängiger $\sin^2 \theta_W^{eff}$ -Messungen	64
5.5	Topmasse in Abhängigkeit von A_{FB}^{0f}	65
5.6	A_{FB}^{0f} als Funktion von R_f	67
5.7	$A_{FB}^{0\mu}$ aufgetragen gegen R_μ	68
5.8	QED-Korrekturfaktoren der Parameter r_A^f und j_A^f	71
5.9	QED-Korrekturfaktor des Koeffizienten A_0^{FB}	72

Tabellenverzeichnis

1.1	Periodensystem der Elementarteilchen	5
3.1	Schnitte zur Selektion myonischer Ereignisse	26
3.2	Beiträge zur Selektionseffizienz	33
3.3	Der Tau-Untergrund	36
3.4	Zwei-Photon-Prozesse	38
4.1	Integrierte Luminosität	44
4.2	Asymmetrie der Detektorakzeptanz	47
4.3	Unsicherheit durch die Winkelmessung	49
4.4	Unsicherheit durch die Impulsmessung	51
4.5	Unsicherheit durch Strahlungskorrekturen	53
4.6	Beiträge zum systematischen Fehler der Vorwärts-Rückwärts- Asymmetrie	57
4.7	Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie	57
4.8	Vergleich: Zählmethode Likelihoodfit	58
5.1	Resultate des S-Matrix-Fit	73

Literaturverzeichnis

- [1] Gargamelle Collab., F.J. Hasert et al., Phys. Lett. **46 B** (1973) 121.
- [2] UA1 Collab., G. Arnison et al., Phys. Lett. **121 B** (1983) 103.
- [3] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.
- [4] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
- [5] A.Salam, *Elementary Particle Theory*, Ed. N. Svartholm, Stockholm, *Almqvist and Wiksell* (1968) 367.
- [6] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, Z. Phys. **C59** (1993) 21.
- [7] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, Z. Phys. **C54** (1992) 55.
- [8] R.D. Field und R.P. Feynman, Nucl. Phys. **B136** (1978).
- [9] T. Sjöstrand und M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. **43** (1987);
T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **28** (1983);
T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **27** (1982).
- [10] G. Marchesini und B.R. Webber, Nucl. Phys. **B349** (1991);
G. Marchesini und B.R. Webber, Nucl. Phys. **B330** (1990);
G. Marchesini und B.R. Webber, Nucl. Phys. **B310** (1988);
G. Marchesini und B.R. Webber, Nucl. Phys. **B238** (1984).
- [11] F. Richard: *Search for neutral Higgs Bosons at LEP*
Vortrag auf der 27ten ICHEP (Glasgow 1994)
- [12] M. Consoli, W. Hollik : *Electroweak Radiative Corrections at the Z⁰*
Z-Physics at LEP Vol.1 7-54 CERN 89-08.
- [13] D. Schaile: *Precision Tests of the Electroweak Interaction*
Vortrag auf der 27ten ICHEP (Glasgow 1994)
- [14] S.G. Gorishny, A.L. Kataev and S.A. Larin, Phys. Lett. **B259** (1991) 144;
L.R. Surguladze and M.A. Samuel, Phys.Rev. Lett. **66** (1991) 560.
- [15] A. Djouadi, J.H. Kühn, P.M. Zerwas, Z. Phys. **C46** (1990) 411;
G. Alterelli, B. Lampe, Nucl. Phys. **B391** (1993) 3.

- [16] *Large Electron-Positron Storage Ring, technical notebook*, CERN Publications, November 1989.
- [17] LEP Energy Group, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, L. Arnaudon et al., *Phys. Lett.* **B307** (1993) 187.
- [18] P. Aarnio et al., DELPHI Collaboration, *Nucl. Inst. Meth.* **A303** (1991) 233.
- [19] N. Bingenfors et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A328** (1993) 447.
- [20] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, *Z. Phys.* **C59** (1993) 533.
- [21] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, *Phys. Lett.* **B 312** (1993) 253.
- [22] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, *Phys. Lett.* **B 302** (1993) 356.
- [23] C. Kreuter, Diplomarbeit, IEKP-KA/93-9
- [24] DELPHI Collaboration *High precision relative luminosity measurement with a Very Small Angle Tagger in DELPHI*, DELPHI 92-77 (1992).
- [25] I. A. Fuster et al., *The Online Software of the First and Second Level Trigger of DELPHI*, DELPHI 91-112 (1991).
- [26] W. Adam, Ph. Carpentier et al., *The DELPHI Fastbus Data Acquisition System* DELPHI 91-92 (1991).
- [27] DELPHI Collaboration, *DELPHI Data Analysis Program Users Guide*, DELPHI 89-44 (1989).
- [28] D. Bertrand, L. Pape *TANAGRA Track Analysis and Graphics Package*, DELPHI 87-95 (1987).
- [29] Y. Belokopitov et al., *Detector Description Application Package*, DELPHI 90-37 (1990).
- [30] DELPHI Collaboration, *DELSIM: DELPHI Event Generation and Detector Simulation User's Guide* DELPHI 89-67 (1989).
- [31] J.E. Campagne und R. Zitoun, *Z. Phys.* **C43** (1989) 169.
- [32] J. Wickens, *Physics Team Tagging Criteria in PXTAG* DELPHI 92-44 PROG 184.
- [33] R. Lindner *Private Kommunikation*
- [34] M. Caffo, E. Remiddi : *Bhabha Scattering* Z-Physics at LEP Vol.1 171-202 CERN 89-08.

- [35] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, *Nuc. Phys.* **B418** (1994) 403.
- [36] S. Jadach und Z. Was, *Monte Carlos for Electroweak Physics in Z PHYSICS AT LEP*, Vol 3 1-142 CERN 89-08.
- [37] J. Hilgart, R. Kleiss, *An Electroweak Monte Carlo for Four Fermion Production* *Comput. Phys. Commun.* **75** (1993) 191.
- [38] H. Wahlen *Private Kommunikation*
- [39] D. Bardin, et al., *ZFITTER An Analytical Program for Fermion Pair Production in e^+e^- Annihilation* CERN-TH. 6443/92;
D. Bardin, et al., *Nucl. Phys.* **B351** (1991) 1;
D. Bardin, et al., *COMP. Phys. Comm.* **59** (1990) 303;
D. Bardin, et al., *Z. Phys.* **C44** (1989) 493;
D. Bardin, et al., *Nucl. Phys.* **B229** (1989) 405.
- [40] M. Vollmer *Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie myonischer Zerfälle des Z-Bosons* WUB-DIS 92-14.
- [41] M. Grünewald: *Measurement of Z Lineshape and Electroweak Parameters* Vortrag auf der 27ten ICHEP (Glasgow 1994)
- [42] CDF-Collab., F. Abe et al., : *Evidence for Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$* FERMILAB-PUB-94/097-E.
- [43] A. Borrelli, L. Maiani, M. Consoli and R. Sisto, *Nucl. Phys.* **B333** (1990) 357.
- [44] F.A. Berends : *Z LINESHAPE*
Z-Physics at LEP Vol.1 89-128 CERN 89-08.
- [45] DELPHI-Collab., P. Abreu et al., : *Measurement of the Lineshape of the Z and Determination of Electroweak Parameters from its Hadronic and Leptonic Decays*
CERN-PPE/ 94-08.
- [46] DELPHI-Collab., R. Lindner, G.R. Wilkinson et al., : *Precision Determination of the Z Resonance Parameters*
27th ICHEP (Glasgow 1994) Contributed Paper gls0301
- [47] F. James, J. Ross : *MINUIT Function Minimization and Error Analysis*
CERN Programmbibliothek D506.
- [48] ALEPH-Collab., D. Abbaneo, et al., : *Z Production Cross Sections and Lepton Pair Forward Backward Asymmetries*
CERN-PPE/94-30

- [49] L3-Collab., M. Acciarri, et al., : *Measurement of Cross Sections and Leptonic Forward-Backward Asymmetries at Z Pole and Determination of Electroweak Parameters*
CERN-PPE/94-45
- [50] OPAL-Collab., R. Akers, et al., : *Improved Measurements of Neutral Current from Hadron and Lepton Production at LEP*
CERN-PPE/93-146
- [51] A. Olshevski, P.N. Rattoff and P.B. Renton : *How Effective is the Weak Mixing Angle ?*
CERN-PPE/93-88.
- [52] D. Schaile : *Tests of the Electroweak Theory at LEP*
CERN-PPE/93-213.
- [53] A. Leike, T. Riemann and J. Rose, Phys. Letters **B273** (1991) 513.
- [54] T. Riemann, Phys. Letters **B293** (1992) 451.
- [55] S. Kirsch, T. Riemann : *SMATASY A program for model independent description of the Z resonance*
L3 Note 1626
- [56] R. Stuart, Phys. Letters **B262** (1991) 113.
- [57] O. Adriani, et al., L3 Coll., Phys. Letters **B315** (1993) 494.

Danksagung

Erst durch die engagierte Zusammenarbeit Vieler wird ein Projekt von der Größe und Komplexität des DELPHI-Experiments realisierbar. Daher möchte ich mich bei allen Kollaborationsmitgliedern bedanken, die durch ihren kontinuierlichen Einsatz dazu beigetragen haben, mit dem DELPHI-Detektor in effizienter Weise Daten aufzuzeichnen und für die physikalischen Analysen aufzubereiten.

Für die gute und kollegiale Zusammenarbeit bei der Analyse der Daten danke ich dem *Physics Team 2* der DELPHI-Kollaboration.

Mein Dank gilt auch der Wuppertaler Gruppe für das angenehme Arbeitsklima und die Hilfsbereitschaft, die mir entgegengebracht wurde. Dabei schließe ich ausdrücklich die „CERN-Wuppertaler“ mit ein, die in so mancher DELPHI-Woche ihr Büro plötzlich mit einer Schar von Kollegen teilen mußten.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Dr. H. Wahlen für die Durchsicht dieser Arbeit und für viele nützliche Diskussionen.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. J. Drees, der diese Arbeit anregte und mit Interesse verfolgte. Durch die Mitarbeit in seiner Forschungsgruppe lernte ich die internationale Zusammenarbeit von Physikern kennen, wozu insbesondere die zahlreichen Aufenthalte am Europäischen Labor für Teilchenphysik CERN beitrugen, die Prof. Drees mir ermöglichte.

