

März 1996  
WUB-DIS 96-3

# **Präzisionsmessung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie schwerer Quarks mit dem DELPHI-Detektor**

DISSERTATION

von

**Klaus D. Brand**  
aus Monheim

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN  
des Fachbereiches Physik  
der Bergischen Universität-Gesamthochschule Wuppertal

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Das Standardmodell</b>	<b>5</b>
2.1	Die starke Wechselwirkung . . . . .	5
2.2	Die elektroschwache Wechselwirkung . . . . .	6
2.3	Die freien Parameter des Standardmodells . . . . .	9
2.4	Vorhersagen für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow ff$ . . . . .	10
2.4.1	Der differentielle Wirkungsquerschnitt . . . . .	10
2.4.2	Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie . . . . .	12
2.5	Die Strahlungskorrekturen . . . . .	14
2.6	Die Fragmentation in der $e^+e^-$ -Annihilation . . . . .	22
2.6.1	Die Generierung des $q\bar{q}$ -Anfangszustand . . . . .	23
2.6.2	Der Parton-Endzustand . . . . .	23
2.6.3	Die Hadronisierung der Quarks und Gluonen . . . . .	24
2.6.4	Die Parametrisierung der Fragmentation . . . . .	25
2.7	Der semileptonische Zerfall schwerer Quarks . . . . .	27
2.8	Die $B^0\bar{B}^0$ Oszillation . . . . .	29
<b>3</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>31</b>
3.1	Der LEP-Speicherring . . . . .	31
3.2	Der DELPHI-Detektor . . . . .	31
3.2.1	Die Spurdetektoren . . . . .	33
3.2.2	Die Myonkammern . . . . .	36
3.2.3	Die Kalorimeter . . . . .	37
3.2.4	Die ringabbildenden Cherenkov-Zähler . . . . .	39
3.3	Das DELPHI Online System . . . . .	40
3.3.1	Das Datenauslese-System . . . . .	41
3.3.2	Der Ereignistrigger . . . . .	43
3.3.3	Die Detektorüberwachung und Steuerung . . . . .	46
3.3.4	Die Detektorüberwachung und Steuerung des EMF . . . . .	48
3.4	Das DELPHI Datenanalyse System . . . . .	53
3.4.1	Die Simulation des Experimentes . . . . .	54
3.4.2	Die Ereignisrekonstruktion . . . . .	54
3.4.3	Das Datenverarbeitungssystem . . . . .	56
<b>4</b>	<b>Die Datenanalyse</b>	<b>58</b>
4.1	Die Ereignisselektion . . . . .	58
4.2	Die Rekonstruktion der Ereignisachse . . . . .	62
4.3	Die Jet-Rekonstruktion . . . . .	63
4.4	Die Klassifikation der Lepton-Kandidaten . . . . .	65
4.5	Elektron-Identifikation . . . . .	66
4.5.1	Elektron-Identifikation im Zentralbereich . . . . .	67
4.5.2	Elektronidentifikation im Vorwärtsbereich . . . . .	78
4.6	Myon-Identifikation . . . . .	82

---

4.6.1	Effizienz und Untergrund . . . . .	82
<b>5</b>	<b>Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie</b>	<b>86</b>
5.1	Der $\chi^2$ -Fit . . . . .	89
5.2	Resultate der Analyse . . . . .	91
5.3	Bestimmung des systematischen Fehlers . . . . .	93
5.3.1	Theoretische Unsicherheiten . . . . .	93
5.3.2	Experimentelle Unsicherheiten . . . . .	96
5.4	Diskussion der Resultate . . . . .	99
5.4.1	Bestimmung der Pol-Asymmetrie . . . . .	100
5.4.2	Bestimmung des schwachen Mischungswinkels $\sin^2 \theta_{eff}$ . . . . .	101
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>104</b>

## 1 Einleitung

Im Jahr 1989 wurde der derzeit größte Elektron-Positron Beschleuniger LEP am CERN, mit seinen vier Experimenten ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL, in Betrieb benommen. Das Ziel dieses Projektes ist es, das durch die  $e^+e^-$ -Annihilation erzeugte neutrale Vektorboson  $Z^0$  der schwachen Wechselwirkung zu untersuchen. Die für die Erzeugung und den Zerfall zugrundeliegenden Prozesse werden durch eine von Glashow, Weinberg und Salam entwickelte Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben, die zusammen mit der Theorie der starken Wechselwirkung das sogenannte Standardmodell der Elementarteilchenphysik bilden.

Das Standardmodell besitzt freie Parameter, die experimentell bestimmt werden müssen. Andererseits lassen sich mit diesem Satz Parametern alle elektroschwachen Beobachtungsgrößen berechnen. Ein Vergleich der Modellvorhersagen mit den gemessenen Werten gestattet so eine Überprüfung des Standardmodells. Erste Hinweise auf neue Physik außerhalb des Standardmodells gib die Größe  $R_b$ , die das Verhältnis der partiellen Zerfallsbreite des  $Z^0$  in b-Quarks zur gesamten hadronischen Breite darstellt. Die gegenwärtigen Meßergebnisse zeigen eine  $3\sigma$  Abweichung von der Modellvorhersage.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Messung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie, die die Bestimmung des elektroschwachen Mischungswinkels  $\sin^2 \theta_W$  ermöglicht.

Im ersten Kapitel erfolgt, nach einer kurzen Einführung in die grundlegenden Element des Standardmodells, eine Diskussion der Modellvorhersagen für den Prozeß der  $e^+e^-$ -Annihilation in der Nähe der  $Z^0$ -Resonanz. Anschließend erfolgt eine Beschreibung der Strahlungskorrekturen zur Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie sowie des Fragmentations- und Zerfallprozesses schwerer Quarks. Das zweite Kapitel beschäftigt sich mit dem Aufbau des DELPHI-Experimentes. Nach einem Überblick über die verschiedenen Detektoren und die Struktur des Online-Systems wird auf die Ereignisrekonstruktion und Simulation des Experimentes eingegangen. Das dritte Kapitel beschreibt die experimentelle Methode zur Selektion von  $b\bar{b}$  und  $c\bar{c}$  Ereignissen. Aufbauend auf einer allgemeinen Selektion von hadronischen Ereignissen wird die Elektron- und Myonidentifikation in Jets diskutiert. Das letzte Kapitel erläutert das Verfahren zur Messung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie. Hierzu wird die verwendete Fitmethode beschrieben und die Einflüsse der in Betracht gezogenen systematischen Fehlerquellen. Abschließend werden die Daten mit Vorhersagen des Standardmodells und mit anderen LEP Experimenten verglichen.

## 2 Das Standardmodell

Die uns umgebende Materie ist nach dem heutigen Weltbild der Elementarteilchenphysik aus fundamentale Teilchen, Quarks und Leptonen, aufgebaut. Diese wechselwirken durch Austausch von virtuellen Feldquanten, den Eichbosonen. Auf diese Weise lassen sich die vier bekannten Kräfte, die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung sowie die Gravitation beschreiben. Einige Eigenschaften dieser Kräfte sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Wechselwirkung	Reichweite [m]	Relative Stärke	Austauschteilchen	Quelle	Masse [GeV/c <sup>2</sup> ]	Evidenz
Starke Kraft	$\leq 10^{-15}$	$g^2 \approx 1$	Gluon	Farbladung	0	Aufbau von Atomkernen
Schwache Kraft	$10^{-18}$	$G_{Fermi} = 1.02 \cdot 10^{-5}$	$W^\pm, Z^0$	schwache Ladung	80-90	$\beta$ -Zerfall von Atomkernen
Elektromagnetismus	$\infty$	$e^2 = 1/137$	Photon	elektrische Ladung	0	Aufbau von Atomen und Molekülen
Gravitation	$\infty$	$G_{Newton} = 5.9 \cdot 10^{-39}$	Graviton	Masse	0	Anziehung von mass. Objekten

Tabelle 1: Eigenschaften der vier Grundkräfte

Die Gravitation spielt im Bereich der Elementarteilchenphysik keine große Rolle. Sie ist zu schwach um die Wechselwirkung einzelner Elementarteilchen wesentlich zu beeinflussen und soll im folgenden nicht weiter behandelt werden.

Grundlegend für die genannten Wechselwirkungen sind Eichtheorien mit lokaler Symmetrie. Die älteste und in gewisser Weise auch einfachste Eichtheorie ist die des elektromagnetischen Feldes, die QED<sup>1</sup>. Sie wurde in den Vierziger Jahren durch R.P. Feynman, J.S. Schwinger und S.Tomonaga aufgestellt. In ihr wird die elektromagnetische Wechselwirkung durch den Austausch des Photons, dem masselosen und elektrisch neutralen Quant des elektromagnetischen Feldes, beschrieben. Aufbauend auf diese Theorie wurde die QCD, die die starke Wechselwirkung erklärt, sowie eine vereinheitlichte Theorie der schwachen- und elektromagnetischen Wechselwirkung (QFD<sup>2</sup>) entwickelt. Zusammen bilden sie das Standardmodell, das im folgenden erläutert werden soll.

### 2.1 Die starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks wird durch die Quanten Chromo Dynamik (QCD) beschrieben, welche auf der Symmetriegruppe  $SU(3)$  basiert. In Analogie zur QED besitzen die Quarks eine Ladung, die sogenannte „Farbladung“, die drei verschiedene „Farben“ sowie deren „Antifarben“ annehmen kann. Die Kraft zwischen den Quarks wird durch acht masselose und elektrisch neutrale Gluonen vermittelt. Sie tragen selbst eine „Farbe“ und eine „Antifarbe“, was im Gegensatz zu den elektrisch neutralen Photonen der QED zu einer Kopplung der Gluonen untereinander führt. Die drei fundamentalen Kopplungen der Quarks und Gluonen sind in Abbildung 1 dargestellt.

<sup>1</sup>QED: Quantum Electro Dynamics

<sup>2</sup>QFD: Quantum Flavour Dynamics

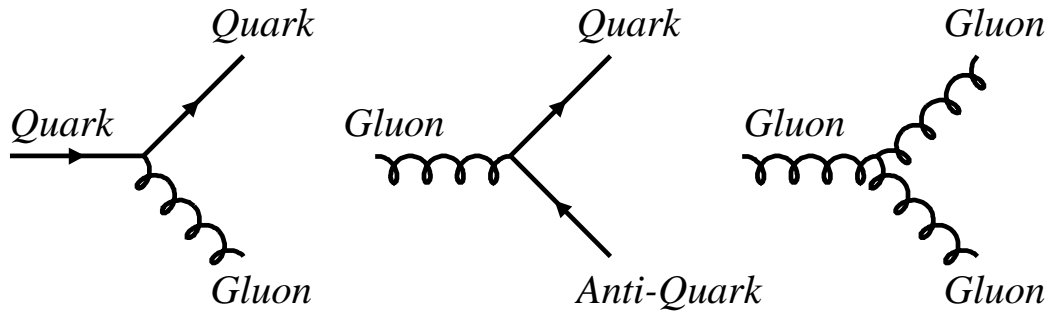


Abbildung 1: Feynman Diagramme der fundamentalen Quark-Gluon-Kopplungen

Die Farbfreiheitsgrade wurden eingeführt, um die Existenz von Baryonen mit Quarks des gleichen Flavours und Spin-Einstellung zu erklären. [1]. Experimentell läßt sich die Anzahl der Farbfreiheitsgrade durch Messungen des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

bestimmen.

Die Kopplungsstärke von Quarks und Gluonen wird durch die Konstante  $\alpha_s$  beschrieben, deren Größe vom Energieübertrag der Wechselwirkung abhängt. Sie konnte von den LEP Experimenten mit hoher Präzision auf der  $Z^0$ -Resonanz bestimmt werden [2]:

$$\alpha_s(\sqrt{s} = m_Z) = 0.125 \pm 0.004 \pm 0.002$$

Quarks können nach der *Confinement*-Hypothese der QCD nicht als freie Teilchen auftreten. In der Natur existieren so nur gebundene, farbneutrale Quarkzustände, welche man in die Klasse der Mesonen ( $|q\bar{q}\rangle$ -Zustände) und der Baryonen ( $|qqq\rangle$  bzw.  $|\bar{q}\bar{q}\bar{q}\rangle$ -Zustände) unterteilt. Der Übergang vom Quarksanfangszustand zu den meßbaren hadronischen Endzuständen ist aufgrund der in diesem Bereich stark ansteigenden Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  störungstheoretisch nicht mehr zu berechnen. Für diesen Prozeß, der auch Fragmentierung genannt wird, wurden phänomenologische Modelle entwickelt, die in Abschnitt 2.6 diskutiert werden.

## 2.2 Die elektroschwache Wechselwirkung

Eine vereinheitlichende Beschreibung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung wurde in den Sechziger Jahren durch S.L. Glashow, S. Weinberg und A. Salam [3],[4],[5] (GWS-Modell) entwickelt. Diese sogenannte elektroschwache Theorie basiert auf der Eichgruppe  $SU(2)$  des schwachen Isospins und der  $U(1)$ -Gruppe der schwachen Hyperladung.

Ausgehend von der Theorie der schwachen Wechselwirkung lassen sich die Fermionen in Multipletts des schwachen Isospins zusammenfassen. Insgesamt gibt es drei Familien, deren Anzahl durch die LEP-Experiment mit hoher Genauigkeit bestimmt werden konnte [6]. Die linkshändigen Fermionen (bzw. rechtshändigen Antifermionen) bilden bei dieser Einteilung Dubletts, deren

Elemente durch die schwache Wechselwirkung ineinander übergehen können. Die rechtshändigen geladenen Fermionen (bzw. linkshändigen Antifermionen) sind hingegen in Bezug auf die schwache Kraft neutral und bilden Singulets (siehe Tabelle 2)

Helizität	Familie			Quantenzahl		
	1.	2.	3.	$Q$	$I_3$	$Y$
L	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0 -1	1/2 -1/2	-1 -1
	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	2/3 -1/3	1/2 -1/2	1/3 -1/3
R	$(e)_R$	$(\mu)_R$	$(\tau)_R$	-1	0	-2
	$(u)_R$	$(c)_R$	$(t)_R$	2/3	0	4/3
	$(d')_R$	$(s')_R$	$(b')_R$	-1/3	0	-2/3

Tabelle 2: Die drei Fermionfamilien mit ihren elektroschwachen Quantenzahlen

Der Zusammenhang zwischen der dritten Komponente des schwachen Isospins  $I_3$ , der schwachen Hyperladung  $Y$  und der elektrischen Ladung ist durch die Gell-Mann-Nishijima Relation gegeben:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y$$

Wie bereits in Tabelle 2 angedeutet, existieren keine reinen  $d$  und  $s$  Masseneigenzustände, sondern vielmehr Mischungszustände gegeben durch:

$$\begin{aligned} |d'\rangle &= |d\rangle \cos \theta_C + |s\rangle \sin \theta_C \\ |s'\rangle &= |s\rangle \cos \theta_C - |d\rangle \sin \theta_C \end{aligned}$$

mit dem Mischungswinkel  $\theta_C$  (Cabibbo-Winkel)[7]. Eine Verallgemeinerung für den Fall von drei Familien ist durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix  $V_{CKM}$  gegeben [8].

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1)$$

mit den experimentell bestimmten Wertebereichen [9]

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.9747 - 0.9759 & 0.218 - 0.224 & 0.002 - 0.005 \\ 0.218 - 0.224 & 0.9738 - 0.9752 & 0.032 - 0.048 \\ 0.004 - 0.015 & 0.030 - 0.048 & 0.9988 - 0.9995 \end{pmatrix} \quad (2)$$

Aufgrund der Erhaltung der Gesamtwahrscheinlichkeit, muß die  $V_{CKM}$ -Matrix unitär sein. Die 9 Parameter dieser Matrix lassen sich durch entsprechende Wahl der Quarkwellenfunktion auf 4 Werte reduzieren. Diese sind gewöhnlich drei Mischungswinkel und eine Phase.

Zur Beschreibung der elektroschwachen Wechselwirkung geht man in der eichinvarianten Yang-Mills-Theorie von masselosen Feldquanten aus.

Zur Erzielung der lokalen Symmetrie werden vier Eichfelder eingeführt. Diese sind das Triplet  $W_\mu^i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) der  $SU(2)$ , das mit einer Stärke  $g$  an den schwachen Isospin, und ein Singulett  $B_\mu$  der  $U(1)$ , das an den Hyperladungsstrom mit der Stärke  $g'$  koppelt.

Die drei Vektorbosonen der schwachen Wechselwirkung und das Photon der elektromagnetischen Wechselwirkung werden als Linearkombinationen dieser Felder beschrieben. So ergeben sich die Felder der geladenen Bosonen  $W^\pm$ :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1^\mu \mp iW_2^\mu)$$

und das elektromagnetische Feld  $A^\mu$  durch:

$$A_\mu = W_3^\mu \sin(\theta_W) + B^\mu \cos(\theta_W)$$

Das Feld  $Z_\mu$  des neutralen schwachen Stromes muß orthogonal zu  $A^\mu$  sein und ergibt sich zu:

$$Z_\mu = W_3^\mu \cos(\theta_W) - B^\mu \sin(\theta_W)$$

Der verwendete Weinberg-Winkel  $\sin(\theta_W)$  beschreibt das Mischungsverhältnis der Felder  $W_3^\mu$  und  $B^\mu$  bei der Bildung der physikalischen Felder  $A_\mu$  und  $Z_\mu$ . Ebenfalls werden die Verhältnisse der Kopplungskonstanten  $g$ ,  $g'$  und der Elementarladung mit Hilfe des Mischungswinkels definiert:

$$\begin{aligned} \cos(\theta_W) &= \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \\ \sin(\theta_W) &= \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \\ e &= g' \cos(\theta_W) = g \sin(\theta_W) \end{aligned}$$

Im Gegensatz zur Yang-Mills Theorie besitzen die Vektorbosonen der schwachen Wechselwirkung eine Masse, die sich in der kurzen Reichweite der schwachen Kraft manifestiert. Ein implizites Einsetzen von massiven Vektorbosonen würde jedoch die lokale Symmetrie der Theorie zerstören.

Die beobachteten großen Massen der Vektorbosonen und die damit verbundenen kurze Reichweite der schwachen Wechselwirkung, wird durch den von P.Higgs [10] eingeführten Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung erklärt. Dieser geht von der Existenz eines Hintergrundfeldes (Higgs-Feld) aus, an das die Vektorbosonen  $Z$  und  $W$  koppeln. Die einfachste Higgs-Struktur,



die es ermöglicht, den  $W^\pm$ - und  $Z^0$ -Bosonen eine Masse zu geben, besteht aus den komplexen Feldern  $\phi^+$  und  $\phi^0$ , die ein Dublett bezüglich des schwachen Isospins bilden.

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad \text{mit dem Vakuumerwartungswert} \quad \phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

Drei der vier Higgs-Felder werden durch die Kopplung der Eichbosonen an ihnen absorbiert. Die sich dabei bildende Massen der  $W^\pm$ - und  $Z^0$  Bosonen ergeben sich zu:

$$M_W = \frac{gv}{2}$$

$$M_Z = \frac{gv}{2 \cos(\theta_W)} = \frac{M_W}{\cos(\theta_W)}$$

Der vierte Freiheitsgrad des Higgs-Feldes bildet ein neutrales Skarteilchen  $H^0$ , das experimentell jedoch noch nicht nachgewiesen wurde. Seine Masse muß aufgrund der Ergebnisse der LEP-Experimente größer als  $64 \text{ GeV}/c^2$  sein.

### 2.3 Die freien Parameter des Standardmodells

Das Standardmodell bildet den theoretischen Rahmen zur Beschreibung aller elektroschwachen Beobachtungsgrößen in Abhängigkeit von freien Parameter, die experimentell bestimmt werden müssen. Diese sind:

- Anzahl der Fermionfamilien
- neun Fermionmassen
- vier Elemente der CKM-Matrix
- die Higgs-Masse
- vier Parameter, die die Masse der Eichbosonen und die Kopplungen der Fermionen bestimmen

## 2.4 Vorhersagen für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow ff$

Die Fermionproduktion in der Elektron-Positron-Annihilation verläuft über den Austausch eines virtuellen Photons oder  $Z^0$ -Bosons. Die einfachsten Feynman-Diagramme für diese Übergänge (Born-Näherung) sind in Abbildung 2 dargestellt.

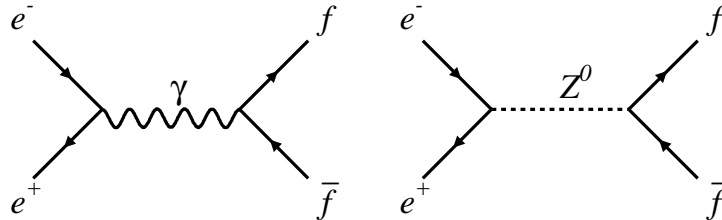
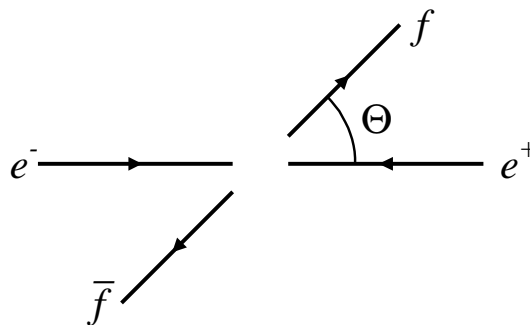


Abbildung 2: Feynman-Graphen der Fermionpaarproduktion in der  $e^+e^-$ -Annihilation

In den folgenden Abschnitten sollen die Vorhersagen des Standardmodells für den Wirkungsquerschnitt sowie für die sich ergebende Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie diskutiert werden. Der dort verwendete polare Streuwinkel  $\theta$  ist dabei als Winkel zwischen dem einlaufendem Elektron und dem auslaufendem Fermion definiert.



### 2.4.1 Der differentielle Wirkungsquerschnitt

In Bornscher Näherung kann unter Berücksichtigung der Fermionmassen der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie und dem Streuwinkel, wie folgt beschrieben werden [11].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} N_C^f \sqrt{1 - 4\mu_f} \cdot \left[ G_1(s)(1 + \cos^2 \theta) + 4\mu_f G_2(s) \sin^2 \theta + \sqrt{1 - 4\mu_f} G_3(s) 2 \cos \theta \right] \quad (3)$$

wobei

$$\begin{aligned}
G_1(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \Re \chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2 - 4\mu_f a_f^2) |\chi_0(s)|^2 \\
G_2(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \Re \chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2) v_f^2 |\chi_0(s)|^2 \\
G_3(s) &= -2a_e a_f Q_f \Re \chi_0(s) + 4a_e a_f v_e v_f |\chi_0(s)|^2
\end{aligned}$$

mit der Vektor- und Axialvektorkopplung gegeben durch

$$v_f = \frac{I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \quad (4)$$

$$a_f = \frac{I_3^f}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \quad (5)$$

und dem  $Z^0$ -Propagator in niedrigster Ordnung, beschrieben durch die Breit-Wigner-Näherung

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z^0}$$

sowie

$$\begin{aligned}
N_c^f &= \text{Anzahl der Farbfreiheitsgrade (1 für Leptonen, 3 für Quarks)} \\
s &= \text{Quadrat der Schwerpunktsenergie} \\
\theta &= \text{polare Streuwinkel des Fermions} \\
\mu_f &= m_f^2/s \quad \text{skalierte Fermionmasse} \\
Q_f &= \text{Ladung des Fermions} \\
I_3^f &= \text{dritte Komponente des schwachen Isospins des Fermions } f
\end{aligned}$$

Der in Gleichung 3 angegebene differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich in drei Teile untergliedern:

- Terme ohne Abhängigkeit vom  $Z^0$ -Propagator  $\chi_0(s)$ , die den QED-Prozeß des Photonaustausch beschreiben. Diese Terme sind in der Nähe der  $Z^0$ -Resonanz vernachlässigbar.
- Terme proportional zu  $\Re \chi_0(s)$  beschreiben die  $\gamma - Z^0$ -Interferenz. Aufgrund von  $\Re \chi_0(s = M_Z^2) = 0$  verschwinden diese Terme bei einer Schwerpunktsenergie auf der  $Z^0$ -Resonanz.
- Terme proportional zu  $|\chi_0(s)|^2$  entstehen durch den reinen  $Z^0$ -Austausch welcher in der Nähe der  $Z^0$ -Resonanz dominiert. Bei  $s = M_Z^2$  ist der  $Z^0$ -Propagator

$$|\chi_0(s = M_Z^2)|^2 = \frac{M_Z^2}{\Gamma_Z^2}$$

Durch Vernachlässigung der Masseneffekte ( $\mu_f = 0$ ) läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt in einer vereinfachten Form schreiben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} N_c^f \cdot \left[ G_1(s)(1 + \cos^2 \theta) + G_3(s)2 \cos \theta \right] \quad (6)$$

Der  $(1 + \cos^2 \theta)$  Term ist typisch für einen Prozeß, indem ein Vektorboson in ein Fermion-Antifermionpaar zerfällt. Der zweite Term beschreibt eine Asymmetrie in der Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitt, die in der Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung begründet ist.

Der totale Wirkungsquerschnitt in Born'scher Näherung (mit  $\mu_f = 0$ ) ergibt sich durch Integration über den vollen Raumwinkel zu:

$$\sigma(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} N_c^f G_1(s) \quad (7)$$

#### 2.4.2 Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in der Fermionpaarproduktion ist definiert als:

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \quad (8)$$

wobei die Wirkungsquerschnitte der beiden Strehemisphären  $\sigma_F$  und  $\sigma_B$  durch

$$\sigma_F = 2\pi \int_0^1 d(\cos \theta) \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad \sigma_B = 2\pi \int_{-1}^0 d(\cos \theta) \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

gegeben sind. Mit Hilfe des Bornschen Wirkungsquerschnitt 3 ergibt sich für die Asymmetrie:

$$A_{FB}(s) = \frac{3}{4} \frac{G_3(s)}{G_1(s) + 2\mu_f G_2(s)} \sqrt{1 - 4\mu_f} \approx \frac{3}{4} \frac{G_3(s)}{G_1(s)} \quad (9)$$

Der Einfluß der Fermionmassen, gegeben durch den Ausdruck  $\mu_f = m_f^2/s$ , läßt sich auf der  $Z^0$ -Resonanz bei der Berechnung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie vernachlässigen. So vergrößert sich selbst für das relativ schwere  $b$ -Quark die Asymmetrie nur um 0.0005.

Setzt man den letzten Ausdruck in Gleichung 6 ein, ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Asymmetrie:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} N_c^f G_1(s) \cdot \left[ 1 + \cos^2 \theta + \frac{8}{3} A_{FB}^f(s) \cos \theta \right] \quad (10)$$

Die Energieabhängigkeit der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in Born'scher Näherung ist in Abbildung 3 für verschiedene Quarkflavour und Leptonen dargestellt. Auf der  $Z^0$ -Resonanz ist die Asymmetrie für Leptonen fast Null und weist eine große Steigung auf. Quarks mit dem Flavour d,s,b erzeugen hingegen die größte Asymmetrie bei kleinerer Steigung.

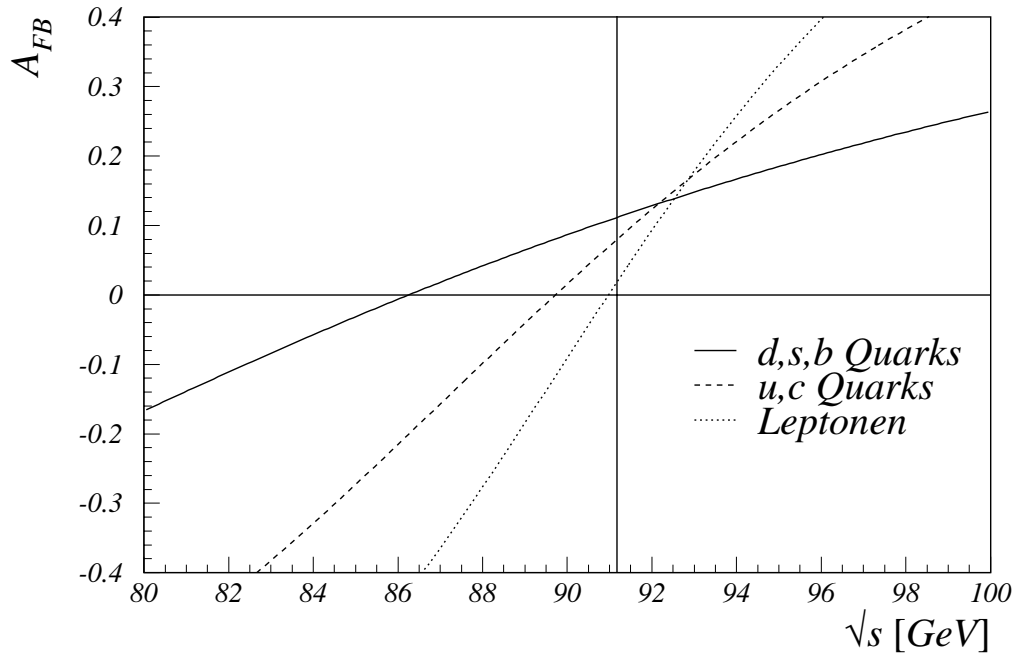


Abbildung 3: Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie für verschiedene Fermionen.

Unter Berücksichtigung der oben angegebenen Näherungen läßt sich die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie auf der  $Z^0$ -Resonanz schreiben als:

$$A_{FB}^0(M_Z^2) = \frac{3}{4} A_e A_f \quad (11)$$

$A_f$  bezeichnet man als Polarisationsparameter:

$$A_f = \frac{2v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2} = \frac{2 \cdot \left(\frac{v_f}{a_f}\right)}{1 + \left(\frac{v_f}{a_f}\right)^2} \quad (12)$$

Die Asymmetrie kann somit als Folge der Interferenz zwischen der Vektor- und der Axialvektorkopplung des schwachen neutralen Stromes interpretiert werden. Setzt man die in Gleichung 5 angegebenen Kopplungen ein, erhält man

$$\frac{v_f}{a_f} = 1 - \frac{2Q_f \sin^2 \theta_W}{I_3^f} = 1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W$$

sowie

$$A_f = \frac{2(1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W)}{1 + (1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W)^2} \quad (13)$$

Aus Gleichung 13 ist zu erkennen, daß bei einem bestimmtem Fermiontyp  $f$  die Asymmetrie nur von  $\sin^2 \theta_W$  abhängt. Somit erlaubt eine Messung der Vorwärts-Rückwärtsasymmetrie eine direkte Bestimmung des schwachen Mischungswinkels.

In Abbildung 4 ist die Abhängigkeit des Polarisationsparameters  $A_f$  von  $\sin^2 \theta_W$  für Leptonen, u (c)-artige und d (s,b)-artige Quarks aufgetragen. Die Sensitivität der Asymmetrie auf  $\sin^2 \theta_W$  hängt von der Fermionladung ab. Sie ist gegeben durch:

$$\frac{\partial A_{FB}}{\partial \sin^2 \theta_W} = \frac{3}{4} \left[ A_e \frac{\partial A_f}{\partial \sin^2 \theta_W} + A_f \frac{\partial A_e}{\partial \sin^2 \theta_W} \right]$$

Für einen realistischen Wert von  $\sin^2 \theta_W = 0.23$  ergeben sich die in Tabelle 3 aufgeführten Sensitivitätswerte.

Fermion	$ Q_f $	Sensitivität
Leptonen	1	1.87
u-c Quarks	2/3	4.37
d-s-b Quarks	1/3	5.59

Tabelle 3: Sensitivität der Fermion-Asymmetrien auf  $\sin^2 \theta_W$

Leptonische Ereignisse, die zwar experimentell leichter zu klassifizieren sind, besitzen somit die kleinste Sensitivität auf  $\sin^2 \theta_W$ . Eine dreimal größere Sensitivität besitzen Quarks mit einer Ladung von  $Q_f = 1/3$ , wie u.a. das b-Quark. Mit der Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie dieses Quark Flavours beschäftigt sich die vorliegende Arbeit.

## 2.5 Die Strahlungskorrekturen

Bei Präzisionsmessungen, die mit LEP erfolgen, müssen neben den Vorhersagen in niedrigster Ordnung auch Prozesse höherer Ordnung zur Beschreibung der experimentellen Ergebnisse berücksichtigt werden. Diese Prozesse verändern die Vorhersage einzelner Observablen und führen zum Teil zu Divergenzen bei der Berechnung der Korrekturterme. Abhilfe schafft das bereits in der QED angewandte Verfahren der Renormalisierung, bei dem die freien Parameter der Theorie, entsprechend den experimentellen Ergebnissen neu definiert (renormalisiert) werden. Das in der schwachen Wechselwirkung bevorzugte Renormalisierungsschema ist das On-Shell Schema [12], mit den freien Parametern

$$e, M_W, M_Z, M_H, m_f$$

und den Feldern

$$W_\mu^\pm, Z_\mu, A_\mu$$

Der Hauptvorteil dieses Schemas liegt in der Verwendung von Parametern mit klarer physikalischer Bedeutung, deren Größen, bis auf die Higgs-Masse, alle experimentell bekannt sind. Der schwache Mischungswinkel kann mit diesen Parametern, in der durch Sirlin[13] vorgeschlagenen Beschreibung

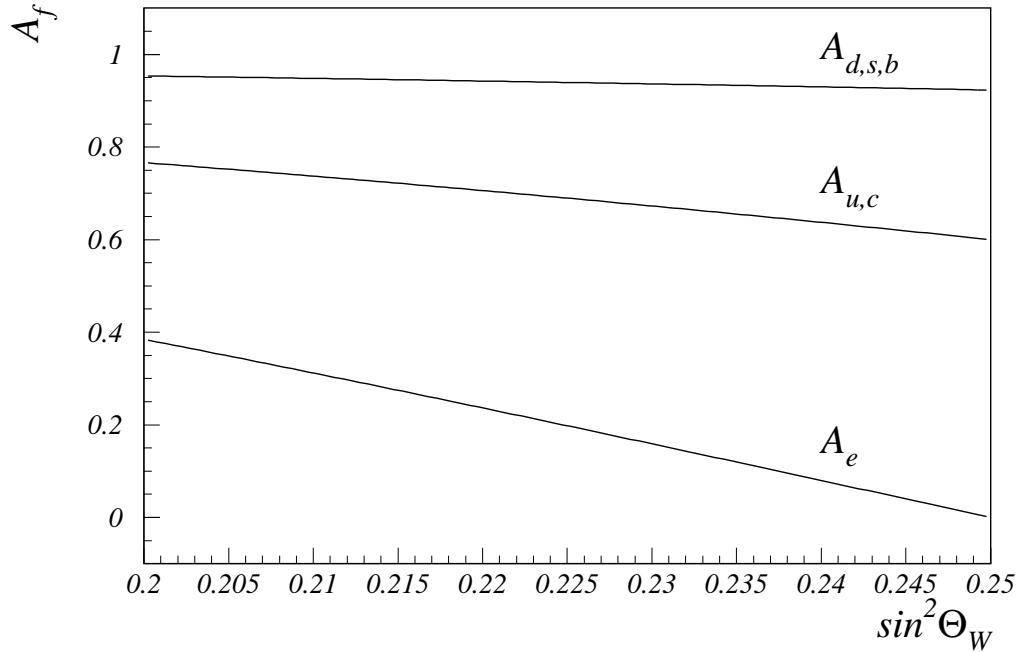


Abbildung 4: Die Abhängigkeit des Polarisationsparameters  $A_f$  von  $\sin^2 \theta_W$

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad (14)$$

als eine Konstante definiert werden, die sich durch die Unabhängigkeit von dem beschriebenen Prozeß oder der Energieskala auszeichnet.

Die für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  erforderlichen Strahlungskorrekturen lassen sich in QED-, schwache und QCD-Korrekturen unterteilen.

- **QED-Korrekturen**

QED-Korrekturen in erster Ordnung werden durch Hinzufügen eines realen oder virtuellen Photonenterm an den Feynman-Graphen der Born'schen Näherung gebildet. Diese photonischen Korrekturen sind in erster Ordnung exakt berechnet worden außerdem die führenden logarithmischen Terme der Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha^2)$  [14]. In Abbildung 5 sind die entsprechenden Feynman-Diagramme dargestellt. Zu unterscheiden sind dabei die Photonabstrahlung im Anfangszustand und im Endzustand sowie Interferenzen dieser beiden Zustände. Insbesondere die Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand ist von großer Bedeutung, da sie zu einer Verringerung der Schwerpunktsenergie für den Restprozeß führt. Durch diese zerfällt das  $Z^0$ -Boson nicht mehr in Ruhe und erzeugt so eine akolineare Ereignistopologie. Durch Schnitte auf die Akolinearität wird der Einfluß dieses Prozesses analyseabhängig. Desweiteren ist zu berücksichtigen, daß der Nachweis des abgestrahlten Photons von der Detektorakzeptanz abhängt. Aus diesem Grund werden diese Korrekturen schon in den Simulationsprogrammen der Detektoren berücksichtigt.

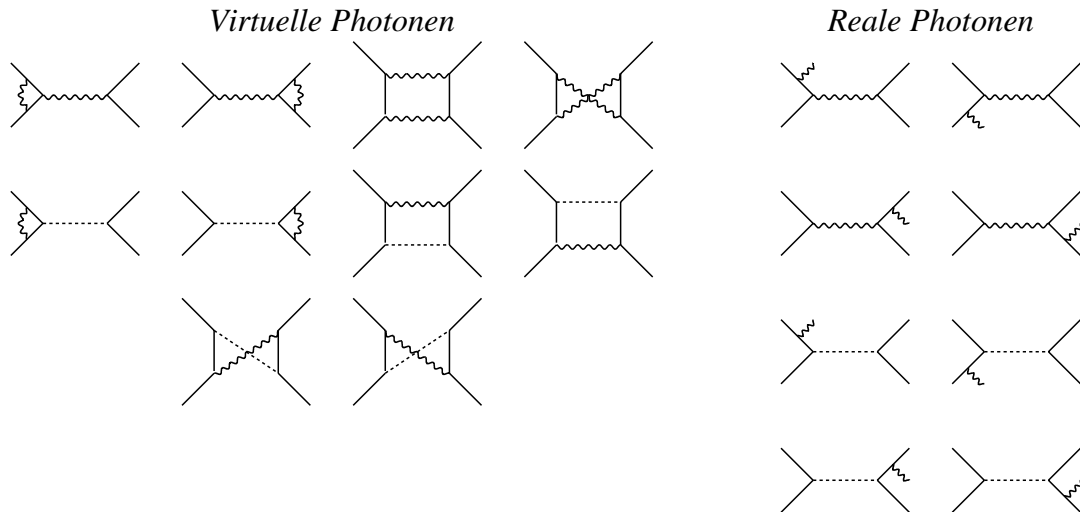


Abbildung 5: Die Feynman-Diagramme der QED Korrekturen erster Ordnung

Der Einfluß der QED-Korrekturen auf die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie läßt sich durch

$$A_{FB} \rightarrow A_{FB} \cdot \left( 1 + \Delta^{Anfangs} + \Delta^{Interferenz} + \Delta^{Endzustand} \right)$$

beschreiben. Die QED-Korrekturen des Endzustandes beeinflussen nur den winkelsymmetrischen Teil der Asymmetriedefinition in Gleichung 8 während sie sich im asymmetrischen Teil gegenseitig aufheben. Die Veränderung der Asymmetrie ergibt sich zu [15]:

$$A_{FB} \rightarrow A_{FB} \cdot \left( 1 + \Delta^{Endzustand} \right)$$

mit

$$\Delta^{Endzustand} = -\frac{3\alpha}{4\pi} Q_f^2 = \begin{cases} -0.0077 & \text{für „up“-artige Quarks,} \\ -0.0019 & \text{für „down“-artige Quarks,} \\ -0.00174 & \text{für Leptonen.} \end{cases}$$

was mit einem kleinen Anteil von  $< -0.02\%$  für b-Quarks zur Asymmetrie beiträgt.

Ebenso führen Korrekturen durch Interferenz des Anfangs- und des Endzustandes zu einer kleinen Veränderung der Asymmetrie. Diese liegen in der Nähe der  $Z^0$ -Resonanz in der Größenordnung von

$$\leq \frac{\alpha}{\pi} \frac{\Gamma_Z}{M_Z} \approx 7 \cdot 10^{-5}$$

und sind somit vernachlässigbar [11].



Einen großen Einfluß hat hingegen die Korrektur des Anfangszustandes. Da die Asymmetrie im Bereich der  $Z^0$ -Resonanz stark mit der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  ansteigt (vgl. Abbildung 3), führt der Verlust durch Energieabstrahlung im Anfangszustand ( $s \rightarrow s' < s$ ) zu einer Reduktion der Asymmetrie [11].

$$A_{FB} \rightarrow A_{FB}(s') < A_{FB}(s)$$

Nahe der  $Z^0$ -Resonanz beträgt die Veränderung

$$\delta A_{FB}(s') \simeq -0.025$$

Die relative Größe dieser Korrektur macht die Berücksichtigung von Korrekturen höherer Ordnung erforderlich.

Eine genügend präzise Bestimmung der QED-Korrekturen kann mit Hilfe von Programmen wie ZFITTER [16] erfolgen. Dieses berechnet die Korrekturen unter Berücksichtigung der experimentellen Schnitte, wie der maximalen Akolinearität, der minimalen invarianten Masse des Fermionpaares und der geometrischen Akzeptanz. Die resultierende Asymmetrie von b-Quarks in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie ist in Abbildung 8 dargestellt.

- **Schwache Korrekturen**

Schwache Korrekturen sind im Gegensatz zu den QED-Korrekturen unabhängig von experimentellen Schnitten. Sie hängen jedoch von der inneren Struktur der zugrundeliegenden Theorie ab. Weiterhin zeigen sie eine starke Abhängigkeit von den beiden Massen  $m_t$  und  $m_H$ . Unterteilen lassen sie sich in Vertexkorrekturen sowie Korrekturen, die durch Box-Diagramme und Vakuumpolarisation gebildet werden. Letztere sind in Abbildung 6 dargestellt.

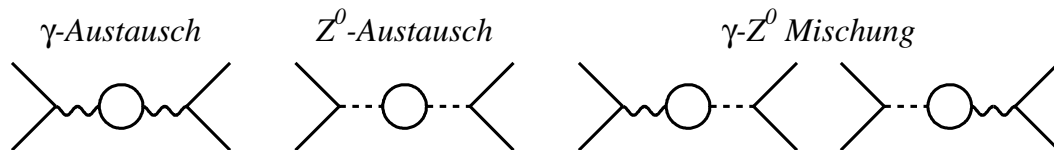


Abbildung 6: Die schwachen Korrekturen in erster Ordnung durch Vakuumpolarisation

Durch Berücksichtigung der schwachen Korrekturen in erster Ordnung modifiziert sich die massenabhängige Definition des schwachen Mischungswinkels zu

$$\sin^2 \theta_W = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}M_W^2 G_\mu} \quad \rightarrow \quad \sin^2 \theta_W = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}M_W^2 G_\mu} \frac{1}{1 - \Delta r} \quad (15)$$

Da zum gegenwärtigen Zeitpunkt (LEP 1) die  $W$ -Masse im Vergleich zu  $M_Z$  nur ungenau bestimmt ist, läßt sich der Mischungswinkel, unter Verwendung von Gleichung 14 auch, alternativ ausdrücken:

$$\sin^2 \theta_W = \frac{1}{2} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{4A}{M_Z^2} \frac{1}{1 - \Delta r}} \right)$$

mit dem sehr genau bestimmten Parameter

$$A = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_\mu}$$

Die Größe  $\Delta r$  [17]

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta\rho + \Delta r_{rem} \quad (16)$$

enthält alle Korrekturen und setzt sich aus drei Termen zusammen. Der Term  $\Delta\alpha$  beschreibt die Fermion-Schleifen Korrektur zum Photonpropagator, die durch den Übergang der elektromagnetischen Kopplung bei  $Q^2 = 0$  nach  $Q^2 = M_Z^2$  entsteht. Sie führt zu einer Vergrößerung von  $\alpha$  [18].

$$\alpha(0) = \frac{1}{137} \quad \rightarrow \quad \alpha(M_Z^2) = \frac{1}{128.896}$$

Die Modifikation des  $Z^0$ -Propagators durch die Vakuumpolarisation sind in dem Term  $\Delta\rho$  enthalten. Für leichte Fermionen ist diese Korrektur vernachlässigbar. Der Selbstenergieanteil erzeugt durch ein schweres Top-Quark  $Z \rightarrow t\bar{t} \rightarrow Z$  steigt hingegen quadratisch mit der Top-Quark Masse.

$$\Delta\rho_{top} = \frac{\alpha N_C}{16\pi \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \frac{m_{top}^2}{M_Z^2} = \frac{\sqrt{2}G_\mu}{16\pi^2} 3 m_{top}^2$$

Bei einer Top-Quark Masse von  $176 \text{ GeV}/c^2$  erzeugt  $\Delta\rho_{top}$  so einen Beitrag von  $-3 \%$  zu  $\Delta r$ . Die Abhängigkeit  $\Delta r$  von der Higgs-Masse ist hingegen nur logarithmisch und somit schwach.

$$\Delta r \sim -\frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta\rho \sim \frac{\alpha}{16\pi \sin^2 \theta_W} \frac{11}{3} \left[ \ln \left( \frac{M_H^2}{M_W^2} \right) - \frac{5}{6} \right]$$

Die Größe dieser Korrektur beträgt für eine gegebene Higgs-Masse von  $M_H = 50$  (1000)  $\text{GeV}/c^2$   $-0.0041$  (0.0098). Neben dieser Top- und Higgs-Massenabhängigkeit ist die Vakuumpolarisationskorrektur auf jede Art von „neuer Physik“ sensitiv, z.B. auf neue schwere Teilchen, die bei der zur Verfügung stehenden Energie noch nicht erzeugt werden können.

Die Berücksichtigung der Korrektur durch  $Z$  und  $\gamma$  Mischungsgraphen ( $Z \rightarrow f\bar{f} \rightarrow \gamma$ ) erfolgt gewöhnlich durch Definition eines „effektiven Mischungswinkels“ [19]

$$\sin^2 \theta_W^{eff} = \kappa_f \sin^2 \theta_W$$

sowie den effektiven Vektor- und Axialvektorkopplungen

$$\begin{aligned}\bar{a}_f &= \sqrt{\rho_f} I_3^f \\ \bar{v}_f &= \sqrt{\rho_f} I_3^f \left(1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W^{eff}\right)\end{aligned}$$

mit den komplexen Korrekturfaktoren  $\kappa_f$  und  $\rho_f$ , welche in der Bornschen-Näherung gerade Eins sind. Die in Gleichung 15 dargestellte Form, nach Einsetzen von  $M_W^2 = M_Z^2 \cos^2 \theta$  modifiziert sich zu:

$$\sqrt{2} G_\mu M_Z^2 \cos^2 \theta_W^{eff} \sin^2 \theta_W^{eff} = \pi \alpha \frac{1}{1 - \Delta\bar{r}} \quad (17)$$

mit

$$\Delta\bar{r} = \Delta\alpha - \Delta\rho + \Delta\bar{r}_{rem}$$

Die Abhängigkeit von der Top-Masse ist somit aufgrund des fehlenden Faktors  $\cos^2 \theta_W / \sin^2 \theta_W$  (vgl. Gleichung 16) stark reduziert.

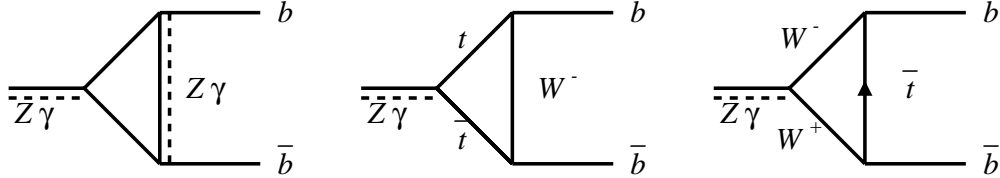


Abbildung 7: Vertex-Korrekturen für b-Quarks

Für den  $Zf\bar{f}$ -Vertex müssen noch Korrekturen durch den Austausch eines virtuellen  $W^\pm$ -Bosons berücksichtigt werden (siehe Abbildung 7). Durch die flavourändernde Kopplung des  $W$  kann ein Top-Quark erzeugt werden. Die Amplituden sind jedoch bis auf den  $Zb\bar{b}$ -Vertex durch kleine CKM-Mischungsfaktoren unterdrückt. Für den  $b\bar{b}$ -Endzustand hingegen existiert durch  $|V_{tb}| \approx 1$  keine Unterdrückung und wegen der hohen Masse des  $t$ -Quarks ist der Beitrag nicht vernachlässigbar. Dies kann durch Modifikation der Vektor- und Axialvektorkopplungen [20] in der Form:

$$a_f \rightarrow a_f + \delta_b \frac{2}{3} \Delta\rho_{top} \quad v_f \rightarrow v_f + \delta_b \frac{2}{3} \Delta\rho_{top}$$

berücksichtigt werden.  $\delta_b$  ist dabei 1 für b-Quarks und ansonsten Null.

Die Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen bei der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie kann durch Modifikation der auf dem Born-Niveau erfolgten Definition 11 erfolgen.

$$A_{FB} = \frac{3}{4} A_e A_f + \Delta A_{FB}^{RC}$$

wobei  $\Delta A_{FB}^{RC}$  die Strahlungskorrekturen enthält. Unter Verwendung des effektiven Mischungswinkels läßt sich die auf dem Bornniveau gültige Struktur wieder erzeugen. Die verbleibenden flavourabhängigen Terme aufgrund des Imaginärteils der Propagatorkorrekturen und von Boxdiagrammen sind in  $\Delta A_{FB}^{f,Rest}$  zusammengefaßt.

$$A_{FB} = \frac{3}{4} \bar{A}_e \bar{A}_f + \Delta A_{FB}^{f,Rest}$$

mit

$$\bar{A}_f = \frac{2\bar{v}_f \bar{a}_f}{\bar{v}_f^2 + \bar{a}_f^2} = \frac{2(1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W^{eff})}{1 + (1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W^{eff})^2}$$

Dies bedeutet, daß experimentell direkt der effektive Mischungswinkel bestimmt wird.[21]

- **QCD-Korrekturen**

QCD Korrekturen bestehen aus virtuellen Quark-Vertex- und Bremsstrahlungskorrekturen. Letztere beschreiben den Fall, daß eines der Quarks ein Gluon emittiert. Einen Überblick über die QCD-Korrekturen zu der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie, insbesondere von schweren Quarks ist in [22] zu finden.

Bremsstrahlungskorrekturen lassen sich weiterhin, je nach der auf das Gluon übertragenen Energie, in weiche und harte Gluon-Bremsstrahlungskorrekturen unterteilen. Die weiche Bremsstrahlung, gegeben für den Fall, daß das Gluon eine Energie  $2E_g/\sqrt{s} \ll 1$  erhält, tragen im gleichen Maße zum symmetrischen und antisymmetrischen Teil der  $A_{FB}$  Definition bei und heben sich somit auf.

Virtuelle Vertexkorrekturen und der Einfluß der harten Gluonbremsstrahlung auf die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie lassen sich schreiben als:

$$A_{FB}^Q = A_{FB}^Q \left[ 1 - \frac{\alpha_S}{\pi} C_F^Q \right]$$

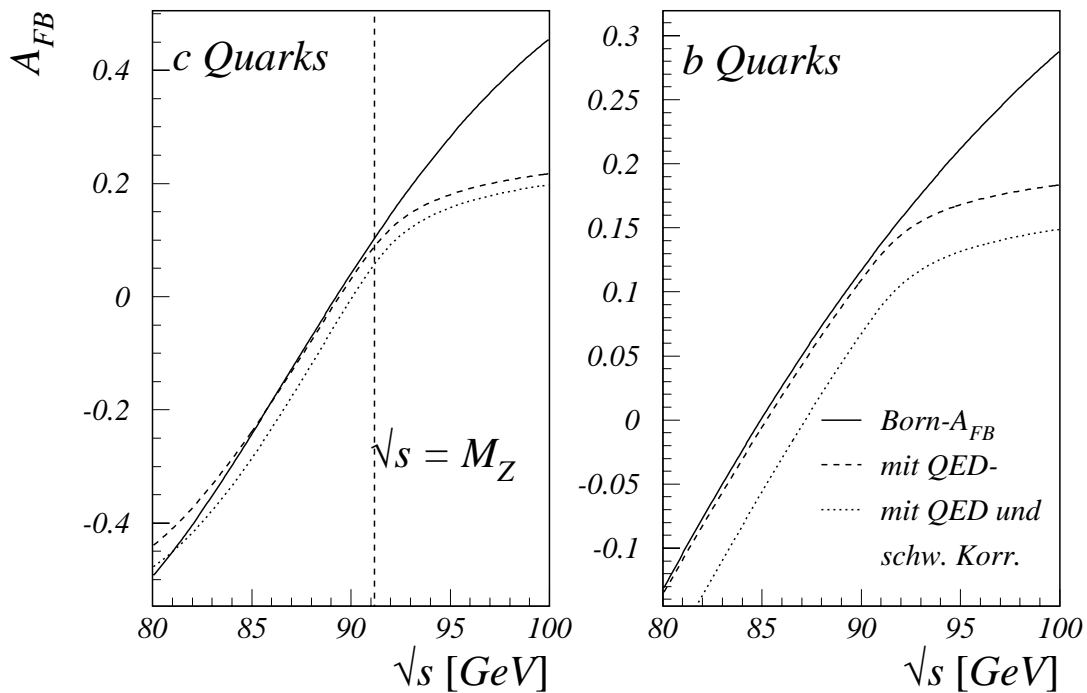
Der Koeffizient  $C_F^Q$  ist für massenlose und schwere Quarks in Tabelle 4 aufgeführt. Bei der Berechnung wurden jeweils die Quark als auch die Thrust-Achse als Referenzachse gewählt. Die beiden Korrekturwerte für  $c$ - und  $b$ -Quarks entsprechen unterschiedlichen Massendefinitionen der Quarks. So entspricht der erste Wert der Pol-Massendefinition mit  $m_c = 1.5 \text{ GeV}/c^2$  und  $m_b = 4.5 \text{ GeV}/c^2$ . Der zweite Wert hingegen gilt für die Definition im  $\overline{MS}$  Schema<sup>3</sup> auf einer Skala von  $M_Z$  mit den Massenwerten  $m_c = 0.7 \text{ GeV}/c^2$  und  $m_b = 3 \text{ GeV}/c^2$ .

Die Berechnung aller zuvor diskutierten Korrekturen kann vollständig mit dem Programm ZFITTER erfolgen. Die entstehende Veränderung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie, berechnet mit diesem Programm, in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie ist in Abbildung 8 aufgetragen.

---

<sup>3</sup>Minimal Subtraction Schema

Referenz Achse	$C_F^{m=0}$	$C_F^c$	$C_F^b$
Quark	1.00	0.93 — 0.96	0.80 — 0.86
Thrust	0.89	0.86 — 0.88	0.77 — 0.81

Tabelle 4: Der QCD-Korrektionskoeffizient  $C_F^Q$ Abbildung 8: Der Einfluß der Strahlungskorrekturen auf die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von  $b$ - und  $c$ -Quarks in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie, berechnet mit dem Programm ZFITTER.

## 2.6 Die Fragmentation in der $e^+e^-$ -Annihilation

Der Zerfall eines virtuellen Photons oder  $Z^0$ -Bosons in leptonische Endzustände läßt sich durch die elektroschwache Theorie exakt beschreiben. Desweiteren können die durch diesen Prozeß erzeugten Photonen, Elektronen und Myonen im Detektor direkt nachgewiesen werden. Im Gegensatz dazu existieren keine beobachtbaren freien Quark- und Gluonzustände. Der Übergang des initialen Quark-Antiquark Zustandes in experimentell nachweisbare hadronische Endzustände kann nur teilweise durch störungstheoretische Methoden beschrieben werden. Der nicht erfaßte Bereich der Hadronisierung wird durch phänomenologische Modelle beschrieben.

Der zeitliche Verlauf der Entstehung eines hadronischen Ereignisses läßt sich in vier Phasen unterteilen, die in Abbildung 9 dargestellt sind.

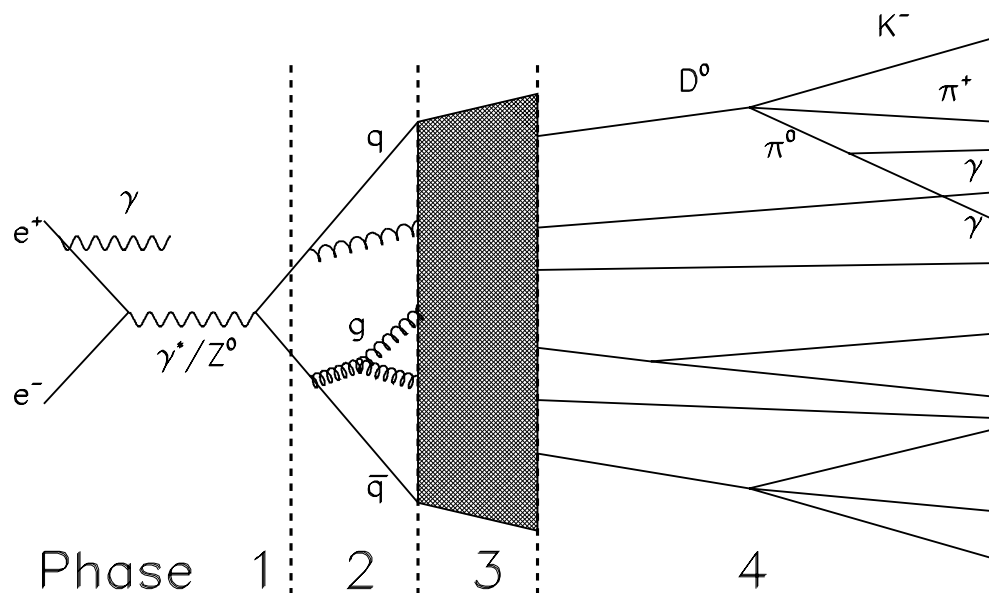


Abbildung 9: Schematische Darstellung der Entstehung eines hadronischen Ereignisses in der  $e^+e^-$ -Annihilation

- Die erste Phase umfaßt die Annihilation eines  $e^+e^-$ -Paares in ein virtuelles Photon oder  $Z^0$ -Boson, welches anschließend in ein  $q\bar{q}$ -Paar zerfällt. Eingeschlossen dabei ist der mögliche Bremsstrahlungsprozeß. Dieser Übergang wird durch die elektroschwache Theorie beschrieben.
- Während der zweiten Phase können die erzeugten Quarks Gluonen abstrahlen, die ihrerseits wieder Gluonen emittieren können. Diese Phase wird durch störungstheoretische Ansätze der QCD berechnet.
- Für die folgende dritte Phase, in der die Quarks und Gluonen in farbneutrale Hadronen übergehen, existieren nur QCD inspirierte phänomenologische Modelle.

- Der anschließende Zerfall kurzlebiger Hadronen und die sekundären Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial werden in der vierten Phase zusammengefaßt. Hierfür werden zumeist experimentell ermittelte Verzweigungsverhältnisse verwendet.

### 2.6.1 Die Generierung des $q\bar{q}$ -Anfangszustand

Die Generierung des  $q\bar{q}$ -Anfangszustand erfolgt durch die Programmpakete JETSET [23] und DYMU3 [24]. Sie berücksichtigen die harte Bremsstrahlung des initialen  $e^+e^-$ -Paares und der damit verbundenen Reduktion der Schwerpunktsenergie.

### 2.6.2 Der Parton-Endzustand

Die Generierung des Parton-Endzustandes ist entscheidend für die spätere globale Ereignisstruktur. In dieser Phase wird der Prozeß ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ) niedrigster Ordnung durch die Wahrscheinlichkeit modifiziert, ein Gluon ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ ) abzustrahlen. Traditionell existieren für diesen Bereich zwei verschiedene Ansätze, die Methode der Matrixelemente (**ME**) und das Partonschauermodell (**PS**). In den Anfangsjahren des DELPHI-Experimentes wurden die meisten Analysen mit Simulationsdaten ausgeführt, die mit beiden Ansätzen generiert worden sind. Es zeigte sich jedoch, daß das PS-Modell die aufgezeichneten Daten besser reproduzieren konnte, so daß im folgenden nur noch Simulationsproduktionen mit dem PS-Modell durchgeführt wurden.

- Die Methode der Matrix-Elemente ist von den beiden Ansätzen grundsätzlich die korrektere, insbesondere in Hinsicht auf die Behandlung von kinematischen Effekten, Interferenzen und Helizitätsstruktur. Bei diesem Ansatz werden die Übergangsmatrizen der einzelnen Feynman-Diagramme Ordnung für Ordnung berechnet. Es zeigt sich jedoch, daß dies mit steigender Ordnung immer komplizierter wird, so daß eine vollständige Berechnung nur bis zur Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$  erfolgte. Dies ermöglicht somit maximal die Produktion von vier Partonen ( $q\bar{q}$ ,  $q\bar{q}g$ ,  $q\bar{q}gg$  und  $q\bar{q}q\bar{q}$ ) im Endzustand.
- Das Partonschauermodell beschreibt hingegen die Erzeugung der Partonen im Endzustand nur näherungsweise. Dazu werden nur die führenden logarithmischen Terme aller Ordnungen in  $\alpha_s$  der Störungsrechnung aufsummiert (LLA<sup>4</sup>).

In Analogie zur Bildung elektromagnetischer Schauer in Materialien, läßt sich die schrittweise Aufspaltung der Partonen durch einen iterativen Prozeß modellieren. Die möglichen Aufspaltungen sind dabei  $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow gg$  und  $g \rightarrow q\bar{q}$ . Die Wahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}$ , daß der Prozeß  $a \rightarrow bc$  innerhalb einer kleinen Änderung  $dt$  des Evolutionsparameters  $t$  stattfindet, ist durch die Altarelli-Parisi Gleichung [25] gegeben.

$$\frac{\mathcal{P}_{a \rightarrow bc}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z)$$

Die sogenannte Aufteilungsfunktion  $P_{a \rightarrow bc}(z)$  definiert dabei die Aufteilung des Viererimpulses des Partons  $a$  auf die sekundären Partonen  $b$  und  $c$ . Der Aufspaltungsprozeß verläuft solange, wie die Partonenergie oberhalb einer minimalen Energie  $Q_0$  ist. Auf diese Weise werden Singularitäten durch weiche Gluonen verhindert und gewährleistet, daß für die

---

<sup>4</sup>Leading Logarithm Approximation

folgende Bildung der Hadronen genügend Energie zur Verfügung steht. Im Vergleich zum ME-Ansatz ist das PS-Modell in der Lage mehr Partonenzustände zu erzeugen.

Eine Erweiterung der LLA stellt die Berücksichtigung der nächst führenden Terme (NLLA <sup>5</sup>) dar. Dies ermöglicht die Generation von 1 → 3 Verzweigungen, wie u.a.  $q \rightarrow qgg$ ,  $q \rightarrow ggg$  und  $q \rightarrow gq\bar{q}$ .

### 2.6.3 Die Hadronisierung der Quarks und Gluonen

Als eigentlicher Prozeß der Fragmentation wird der Übergang der Partonenzustände zu Hadronen bezeichnet. Dieser Prozeß ist aufgrund der niedrigen Energie und der damit verbundenen Größe der Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  störungstheoretisch nicht mehr berechenbar. Aus diesem Grund ist man zur Beschreibung der Fragmentation auf phänomenologische Modelle angewiesen, die sich im wesentlichen in drei Klassen unterteilen; der *Independent*-, der String- und der Clusterfragmentation.

- Das Modell der Independent-Fragmentation (IF) wurde Ende der 70er Jahren durch Field und Feynman [26] zur Beschreibung von Quark-Jets eingeführt. In den folgenden Jahren wurde es für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  durch Ali [27] und Hoyer [28] sowie für die Baryon-Produktion durch Meyer [29] erweitert.

In dem IF-Modell, wie bereits der Name andeutet, werden die Partonenzustände separat behandelt. Die Fragmentation verläuft derart, daß über ein Rekursionsschema  $q\bar{q}$ -Paare eingeführt werden, die mit den initialen Partonen zu Hadronen kombinieren.

Wegen der unvollkommenen Reproduktion der Daten wird dieses Modell heute nur noch selten verwendet.

- Das Cluster-Fragmentation Modell (CF) wurde von Marchesini und Webber [30] entwickelt und ist im HERWIG Programm [31], [32] implementiert.

Die in der perturbativen Phase der Fragmentation erzeugten Gluonen spalten im CF-Modell zunächst zu  $q\bar{q}$ -Paaren auf. Anschließend werden alle Quarks und Antiquarks zu farbneutralen Clustern zusammengefaßt. Diese zerfallen dann ihrerseits zu Hadronen. Zur Vermeidung von zu schweren Clustern sind die Übergänge  $Cluster \rightarrow Cluster Cluster$  und  $Cluster \rightarrow Cluster Hadron$  möglich. Das CF-Modell zeichnet sich vor allem durch seine Einfachheit aus.

- Das String-Modell wurde von Artu und Mennessier [33] entwickelt und im folgenden durch die Lund-Gruppe in dem nach ihnen benannten Lund-Modell und MC-Generator JETSET [23] implementiert.

Aufbauend auf dem Prinzip des Quark-Confinements, geht dieses Modell davon aus, daß sich zwischen dem initialen Partonen ein röhrenförmiges Kraftfeld (*String*) mit konstanter Energiedichte  $\kappa \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}$  aufbaut. Durch die Separation des  $q\bar{q}$ -Paares wächst die potentielle Energie zwischen ihnen linear an. Beim Überschreiten eines bestimmten Grenzwertes erfolgt die Aufspaltung des Strings in zwei Teil-Strings indem ein Quark-Antiquarkpaar erzeugt wird. Der Aufspaltungsprozeß verläuft solange, bis die Partonen der Teil-Strings ein Hadron bilden können.



Die Produktionsrate für die verschiedenen Quarkflavours wird durch einen massenabhängigen Tunnelprozeß gegeben und führt zu:

$$u : d : s : c \simeq 1 : 1 : 1/3 : 10^{-11}$$

was bedeutet, daß schwere Quarks nur primär erzeugt werden können.

### 2.6.4 Die Parametrisierung der Fragmentation

Aufgrund des Fehlens einer kompletten Theorie, die die Fragmentation beschreibt, ist eine Parametrisierung erforderlich. Eine wichtige Größe ist dabei der Energieanteil  $z$  des ursprünglichen Quarks oder Gluons, der auf die einzelnen Hadronen, die während der Fragmentation erzeugt werden, übertragen wird. Dies läßt sich durch die Größe

$$z = \frac{(E + p_{\parallel})_{Hadron}}{(E + p_{\parallel})_{Parton}}$$

angeben, wobei  $E$  die Energie und  $p_{\parallel}$  die Impulskomponente in Richtung des initialen Partons ist. Die Größe  $z$  ist experimentell jedoch nicht erschließbar. Als meßbare Wert verwendet man aufgrunddessen

$$x_E = \frac{E_{Hadron}}{E_{Beam}} = \frac{2 \cdot E_{Hadron}}{E_{CM}}$$

Zu beachten ist dabei, daß durch initiale Bremsstrahlung ein Teil der Strahlenergie verloren gehen kann. Desweiteren können QCD-Korrekturen im Endzustand die Abstrahlung eines Gluons ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ ) bewirken, was zu einer weiteren Reduktion der Energie führt. Diese Effekte werden von den MC-Programmen berücksichtigt. Ausgehend von einer  $z$ -Verteilung generieren sie eine  $x_E$ -Verteilung, die mit den aufgezeichneten Daten verglichen werden kann. Die genannte  $z$ -Verteilung wird durch eine Fragmentationsfunktion beschrieben, welche einen direkten Einfluß auf das Impulsspektrum der meßbaren Teilchen hat. Diese Funktion besitzt freie Parameter, mit deren Hilfe das simulierte Impulsspektrum an das der aufgezeichneten Daten angepaßt werden kann.

Für die im DELPHI-Experiment verwendeten MC-Daten wurden je nach Quark-Flavour zwei unterschiedliche Fragmentationsfunktionen verwendet. So wurde die Fragmentation leichter Quark-Flavours (u,d,s) durch die links-rechts-symmetrische Fragmentationsfunktion des Lund-Modells [23] beschrieben.

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} \exp -b \frac{M_{\perp}^2}{z}$$

wobei  $M_{\perp}^2 = M^2 + p_{\perp}^2$  mit  $M$  als der Masse und  $p_{\perp}$  als transversaler Impuls des Hadrons. Die Variable  $a$  und  $b$  sind freie Parameter, mit denen die Härte der Fragmentation gesteuert werden kann.

Die weitaus härtere Fragmentation schwerer Quarks kann dieser Ansatz jedoch nur unzureichend beschreiben. Dies läßt sich durch folgendes Modell erklären. Durch das Anfügen eines leichten Antiquarks  $\bar{q}$  während des Fragmentationsprozesses an das schwere Quark  $Q$  (oder eines Diquarks  $qq$  für den Fall der Baryonproduktion), wird das schwere Quark nur leicht abgebremst.

Dies bedeutet, daß das Meson  $Q\bar{q}$  oder Baryon  $Qqq$  nahezu die gleiche Energie wie das ursprüngliche schwere Quark  $Q$  besitzt. Eine gute Beschreibung diese Effektes sowie die Reproduktion der aufgezeichneten Daten kann mit der von C.Peterson et al. [34] vorgeschlagenen Formulierung erfolgen.

$$f(z) = \frac{N}{z [1 - (1/z) - \epsilon_Q/(1-z)]^2} \quad (18)$$

mit der Normalisationsfunktion  $N$

$$\int_0^1 f(z) dz = 1$$

Die Größe  $\epsilon_Q$  ist der einzige freie Parameter in der Beschreibung und ist näherungsweise das quadrierte Verhältnis der effektiven Masse leichter Quarks zu der des schweren Quark  $Q$   $\epsilon_Q \approx M_q^2/M_Q^2$ . In Abbildung 10 ist die  $f(z)$  Verteilung für c- und b-Quarks dargestellt. Die für die Simulation der MC-Daten verwendeten Werte sind in Tabelle 5 aufgeführt.

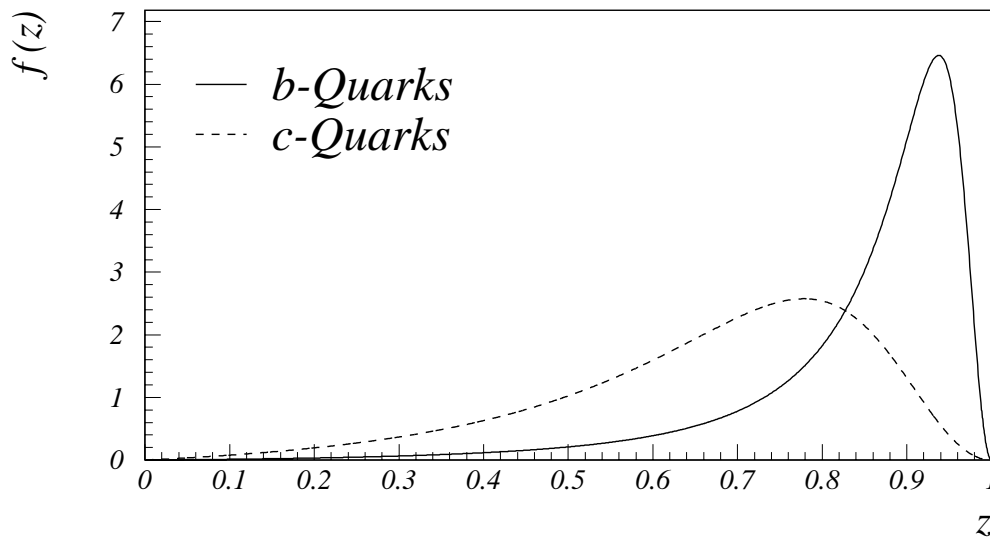


Abbildung 10: Verteilung der Peterson-Fragmentationsfunktion für c- und b-Quarks. Als Fragmentationsparameter wurden  $\epsilon_c = 0.0631$  und  $\epsilon_b = 0.00414$  verwendet.

Jahr	$\epsilon_c$	$\epsilon_b$
1993	0.0631	0.004140
1994	0.030476	0.002326

Tabelle 5: Die für die Simulation der DELPHI MC Daten verwendeten Parameter der Peterson-Fragmentationsfunktion

## 2.7 Der semileptonische Zerfall schwerer Quarks

Hadronen können als Folge des geladenen Stromes der schwachen Wechselwirkung in leichtere Teilchen zerfallen. Bei Mesonen, bestehend aus einem schweren und einem leichten Quark, ist die freiwerdende Energie weitaus größer als die typische Quark-Bindungsenergie. Zu erwarten wäre, daß schwere Quarks in einem Hadron quasi unabhängig von den leichteren Bestandteilen zerfallen, wie in Abbildung 11 beispielhaft für charmhaltige Mesonen dargestellt ist. Dieser Ansatz wird im allgemeinen als Spektatormodell bezeichnet [35].

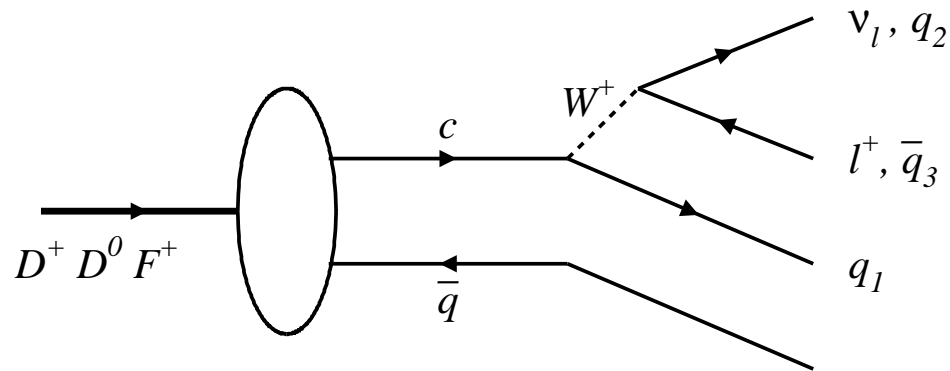


Abbildung 11: Zerfälle von charmhaltigen Mesonen dargestellt im Spektatormodell. Das Antiquark  $\bar{q}$  entspricht dem Zuschauerquark  $\bar{d}(\bar{u}, \bar{s})$  des  $D^+(D^0, F^+)$  Mesons. Desweiteren ist  $l^+ = (e^+, \mu^+)$ ,  $q_1 = (s, d)$ ,  $q_2 = u$  und  $\bar{q}_3 = \bar{d}, \bar{s}$

Als Konsequenz dieser Annahme sollten Hadronen mit einem schweren Quark des gleichen Flavours die gleiche Lebensdauer besitzen. Jedoch zeigt zB. der Unterschied in der Lebensdauer von charmhaltigen Hadronen, daß neben diesem einfachen Modell noch weitere, nicht vernachlässigbare Korrekturen berücksichtigt werden müssen.

Eine Gruppe der möglichen Zerfälle schwerer Hadronen stellen die semileptonischen Zerfälle dar, d.h. Übergänge vom Type:

$$\begin{aligned} b &\rightarrow l^- \bar{\nu}_l X & l^- &: e^-, \mu^- \\ c &\rightarrow l^+ \nu_l X & X &: \text{leichteres Hadron} \end{aligned}$$

Wie aus den entsprechenden Elementen der CKM-Matrix (siehe Seite 8) abzulesen ist, sind die Übergänge  $b(c) \rightarrow u(d)$  zugunsten von  $b(c) \rightarrow c(s)$  Zerfällen stark unterdrückt. Die bevorzugten Zerfallsarten sind in Abbildung 12 dargestellt.

Gewöhnlich werden zwei verschiedene Modelle zur Beschreibung des semileptonischen Zerfalls verwendet. Das erste Modell, eingeführt von Altarelli, Cabibbo, Corbo, Maiani und Martinelli [36], im folgenden **ACCMM**-Modell genannt, baut auf das Spektatormodell auf, wobei noch zusätzliche QCD-Korrekturen mit berücksichtigt werden. Dieses Modell hat zwei freie Parameter, die Masse  $m_q$  des beim Zerfall erzeugten Quarks sowie einen Parameter der Fermi-Bewegung

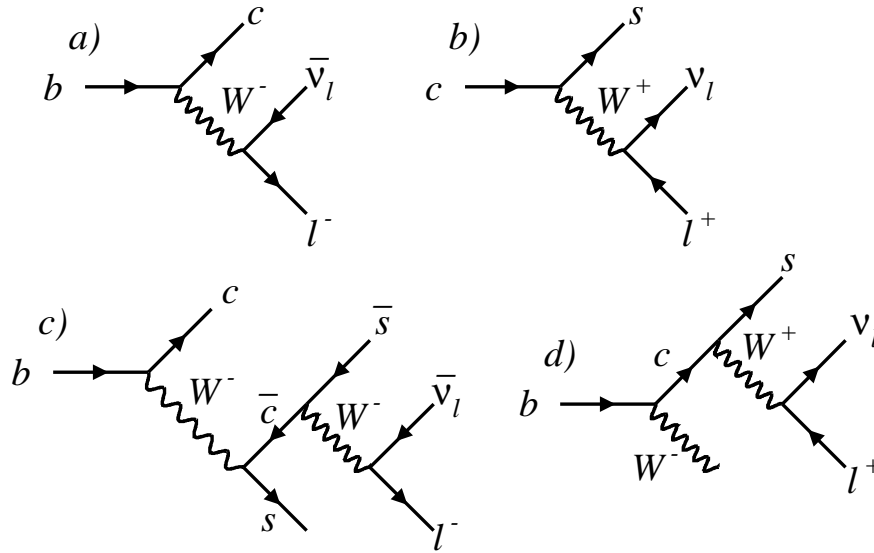


Abbildung 12: Feynman-Diagramme der semileptonischen Zerfälle schwerer Mesonen. a) direkter b-Zerfall, b) c-Zerfall, c) und d) b-Kaskadenzerfall

$p_f$ . Die Werte für diese Parameter wurden für den b-Zerfall durch einen Fit an den Meßdaten der CLEO-Kollaboration bestimmt [37].

$$\begin{aligned} m_c &= 1673 \text{ MeV}/c^2 \\ p_f &= 298 \text{ MeV}/c \end{aligned}$$

Zur Beschreibung des Zerfalls  $c \rightarrow l^+$  wurden die Messungen der DELCO- [38] und MARK III [39] Kollaboration kombiniert. Ein anschließender Fit ergab:

$$\begin{aligned} m_s &= 1 \text{ MeV}/c^2 \\ p_f &= 467 \text{ MeV}/c \end{aligned}$$

Ein Nachteil des *ACCM*-Modells liegt darin, daß es keine Aussagen über die Verzweigungsverhältnisse der exklusiven Endzustände macht.

Das zweite Modell, vorgeschlagen von Isgur, Scora, Grinstein und Wise ([40]) zumeist **IGSW**-Modell genannt, ist ein Formfaktormodell ohne freie Parameter. Zur Bestimmung der Zerfallsraten verwendet es die Elemente der CKM-Matrix. Bei der Vorhersage der Produktionsrate von  $D^{**}$ -Mesonen zeigten sich jedoch Schwächen des Modells. So wurde das Verhältnis

$$\frac{Br(B \rightarrow D^{**})}{Br(B \rightarrow D + D^* + D^{**})}$$

durch das Modell auf 11% berechnet. Messungen durchgeführt durch die CLEO-Kollaboration ergaben jedoch ein Verhältnis von 32%. Durch Einfügen dieses Wertes in das Modell „von

Hand“ konnten jedoch die gemessenen Daten gut beschrieben werden [41]. Dieses modifizierte Modell wird im folgenden als **IGSW\*\***-Modell bezeichnet.

Für die meisten semileptonischen Zerfallsraten stehen mittlerweile genaue Meßwerte zur Verfügung, die von LEP-Experimente stammen. Nur für die Größe  $Br(c \rightarrow l^+)$  müssen Messungen von Niederenergieexperimenten verwendet werden. In der Tabelle 6 sind die Zerfallsraten sowie deren experimentelle Unsicherheiten zusammengefaßt.

Prozeß	Zerfallsrate	Quelle
$Br(b \rightarrow l^-)$	$(11.12 \pm 0.23)\%$	Fit an kombinierte LEP
$Br(b \rightarrow c \rightarrow \overline{l}^+)$	$(7.76 \pm 0.36)\%$	und SLD Daten [2]
$Br(c \rightarrow l^+)$	$(9.8 \pm 0.5)\%$	ARGUS [42] sowie Messungen an PEP und PETRA [43]
$Br(b \rightarrow \overline{c} \rightarrow l^-)$	$(1.3 \pm 0.5)\%$	Berechnet mit JETSET 7.3 [23]
$Br(b \rightarrow \tau^- \rightarrow l^-)$	$(0.7 \pm 0.2)\%$	ALEPH [44] und L3 [45]

Tabelle 6: Die semileptonischen Zerfallsraten

Aus experimenteller Sicht bietet der semileptonische Zerfall wichtige Eigenschaften zur Selektion von  $e^+e^- \rightarrow b\overline{b}$  Ereignissen. Aufgrund der hohen Masse der schweren Quarks erhalten die im semileptonischen Zerfall erzeugten Leptonen einen hohen Transversalimpul in Bezug auf die ursprüngliche Richtung des schweren Hadrons. Desweiteren wirkt sich die härtere Fragmentation von schweren Quarks in einem höheren Impuls des Lepton aus. Diese Eigenschaften ermöglichen auf statistischer Basis die Separation von Bottom- und Charm-Ereignissen. Die für Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie nötige Festlegung der Quark- bzw. Antiquarkhemisphäre läßt sich zudem im semileptonischen Zerfall mittels der Leptonladung erzielen. Diese ist (vgl. Abbildung 12) mit der Ladung der schweren Quarks korreliert.

## 2.8 Die $B^0\overline{B}^0$ Oszillation

Augrund der schwachen Wechselwirkung ist der flavourändernde Übergang eines neutralen Mesons in das entsprechende Antimeson erlaubt. Insgesamt existieren vier neutrale B-Mesonen,  $B_q^0(\overline{b}q)$  und  $\overline{B}_q^0(b\overline{q})$  mit  $q = d, s$ . Dieser Übergang läßt sich durch die beiden in Abbildung 13 dargestellten Box-Diagramme beschreiben.

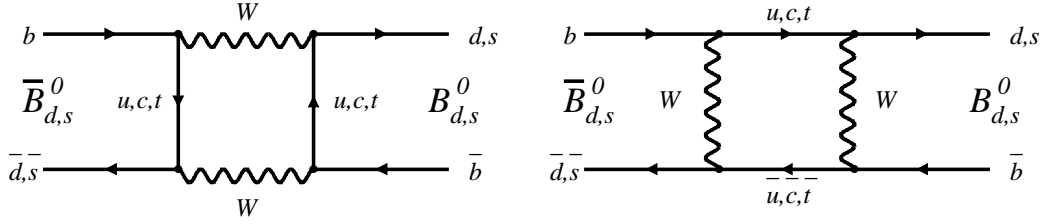
Erste Evidenz für die Existenz einer  $B^0\overline{B}^0$  Zustandsmischung ergaben Messungen der UA1 Kollaboration [46] und wurden auf der  $\Upsilon(4S)$  Resonanz durch ARGUS [47] und CLEO [48] bestätigt.

Die Wahrscheinlichkeit  $P(B^0 \rightarrow \overline{B}^0)$ , daß ein  $B^0$ -Meson, erzeugt zum Zeitpunkt  $t = 0$  nach einer Zeit  $t$  in ein  $\overline{B}^0$  übergeht, bzw. im Zustand verbleibt  $P(B^0 \rightarrow B^0)$ , ist gegeben durch:

$$P(B^0 \rightarrow \overline{B}^0) = \frac{1}{2}e^{\Gamma t/\hbar} (1 - \cos(\Delta m t/\hbar))$$

$$P(B^0 \rightarrow B^0) = \frac{1}{2}e^{\Gamma t/\hbar} (1 + \cos(\Delta m t/\hbar))$$

$\Delta m$  steht dabei für die Massendifferenz der beiden Zustände und  $\Gamma$  ist die Breite des  $B$ -Mesons. Der Unterschied in der Breite der beiden Zustände ist klein und kann vernachlässigt werden.

Abbildung 13: Box-Diagramme der  $B^0\bar{B}^0$  Oszillation

Durch Integration über alle Zeiten erhält man die Gesamtwahrscheinlichkeit  $\chi$ , daß das  $B^0$  in ein  $\bar{B}^0$  übergeht.

$$\chi = \frac{x^2}{2(1+x^2)} \quad 0 \leq \chi \leq 1/2 \quad \text{mit} \quad x = \frac{\Delta m}{\Gamma}$$

Auf der  $\Upsilon(4S)$  Resonanz werden nur  $B_d^0$ -Zustände erzeugt, was die Messung von  $\chi_d$  ermöglicht. Bei höheren Energien hingegen, wie u.a. bei LEP, werden beide neutralen B-Mesonen  $B_d^0$  und  $B_s^0$  produziert. Somit erhält man hier einen gewichteten Mittelwert der beiden Mischungsparameter  $\chi_d$  und  $\chi_s$ , gegeben durch:

$$\chi_{LEP} = P(b \rightarrow B_d^0) \chi_d + P(b \rightarrow B_s^0) \chi_s$$

dessen Wert zu

$$\chi_{LEP} = 0.1145 \pm 0.0061$$

durch die LEP-Experimente [2] bestimmt wurde.

Die Vorwärts-Rückwärtsasymmetrie ist durch das Auftreten der Mischung insofern beeinflusst, da durch diese die Ladungsinformation des ursprünglichen Quarks verloren geht. Der Einfluß ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} A_{FB}^{b,exp} &= \frac{\sigma_F^b - \sigma_B^b}{\sigma_{tot}^b} \\ &= \frac{\sigma_F^b - \sigma_F^{\bar{b}}}{\sigma_{tot}^b} \\ &= \frac{(\sigma_F^b (1 - \chi) + \sigma_F^{\bar{b}} \chi) - (\sigma_F^{\bar{b}} (1 - \chi) + \sigma_F^b \chi)}{\sigma_{tot}^b} \\ &= A_{FB}^b (1 - 2\chi) \end{aligned}$$

Die gemessene b-Quark Asymmetrie erfährt somit eine 23 prozentige Korrektur, die signifikant zum systematischen Fehler beiträgt.

### 3 Das Experiment

Das europäische Labor für Teilchenphysik CERN<sup>6</sup> in der Nähe von Genf, bietet eine vielfältige Infrastruktur für Experimente im Bereich der Hochenergiephysik. Das derzeit größte Projekt besteht in dem Betrieb des Teilchenbeschleunigers LEP<sup>7</sup>, mit seinen vier Experimenten

- ALEPH    **A**pparatus for **LEP P**Hysics
- DELPHI   **D**Etector with **L**epton, **P**hoton and **H**adron **I**dentification
- L3        **L**etter of intend **3**
- OPAL     **O**mn **P**urpose **A**pparatus for **LEP**

In dem folgenden Abschnitt soll der LEP-Beschleuniger sowie seine Vorbeschleunigungsanlage beschrieben werden. Anschließend erfolgt eine Erläuterung des DELPHI-Experimentes, insbesondere des Aufbaus, des Betriebs sowie der Struktur der Datenanalyse.

#### 3.1 Der LEP-Speicherring

Der LEP-Speicherring ist mit einem Umfang von 26.6 km der derzeit weltgrößte Beschleuniger. Nach achtjähriger Bauzeit wurde er am 14. Juli 1989 in Betrieb genommen. Er befindet sich größtenteils auf französischem Territorium in einem unterirdischen Tunnel in einer Tiefe von 50 bis 170 Metern.

Seine Aufgabe besteht im Beschleunigen und Speichern von Elektronen und Positronen. Da Elektronen und Positronen eine unterschiedliche Ladung besitzen, können sie in einer Strahlröhre durch das gleiche System von Kavitäten und Magneten in Form von Teilchen-Paketen gegenläufig beschleunigt und gespeichert werden.

Die Vorbeschleunigung der Elektronen und Positronen erfolgt stufenweise. In dem speziell für LEP entwickelten Injektions-Linear-Beschleuniger **LIL**<sup>8</sup> werden die Elektronen und Positronen auf eine Anfangsenergie von 600 MeV beschleunigt und anschließend in einen Akkumulatorring **EPA**<sup>9</sup> injiziert. Die Positronen werden zuvor durch Beschuß von Elektronen auf ein Wolfram-Target erzeugt. Nachdem eine ausreichende Anzahl von Teilchen im EPA gespeichert wurde, werden diese in den **PS**<sup>10</sup> geleitet, wo sie auf 3.5 GeV beschleunigt und anschließend in den **SPS**<sup>11</sup> gegeben werden, wo sie ihre letzte Vorbeschleunigung von 20 GeV erhalten. Von dort werden sie in Form von Teilchenpaketen in entgegengesetzter Richtung in den LEP-Ring transferiert. Eine schematische Darstellung der Beschleunigungsanlage ist in Abbildung 14 gegeben.

Der LEP-Beschleuniger besitzt acht Wechselwirkungszone, von denen vier mit den Experimenten ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL ausgestattet sind.

#### 3.2 Der DELPHI-Detektor

Der DELPHI-Detektor gilt aus technischer Sicht mit seinen 16 Subdetektoren als einer der komplexesten Detektoren, der bisher gebaut wurde. Entwickelt und konstruiert wurde er in über

<sup>6</sup>Die Abkürzung CERN leitet sich von dem früheren französischen Namen *Conseil européen pour la recherche nucléaire* ab

<sup>7</sup>LEP **L**arge-**E**lectron-**P**ositron collider

<sup>8</sup>LIL **L**EP-**I**njector-**L**inacs

<sup>9</sup>EPA **E**lectron-**P**ositron-**A**ccumulator

<sup>10</sup>PS **P**roton-**S**ynchrotron

<sup>11</sup>SPS **S**uper-**P**roton-**S**ynchrotron

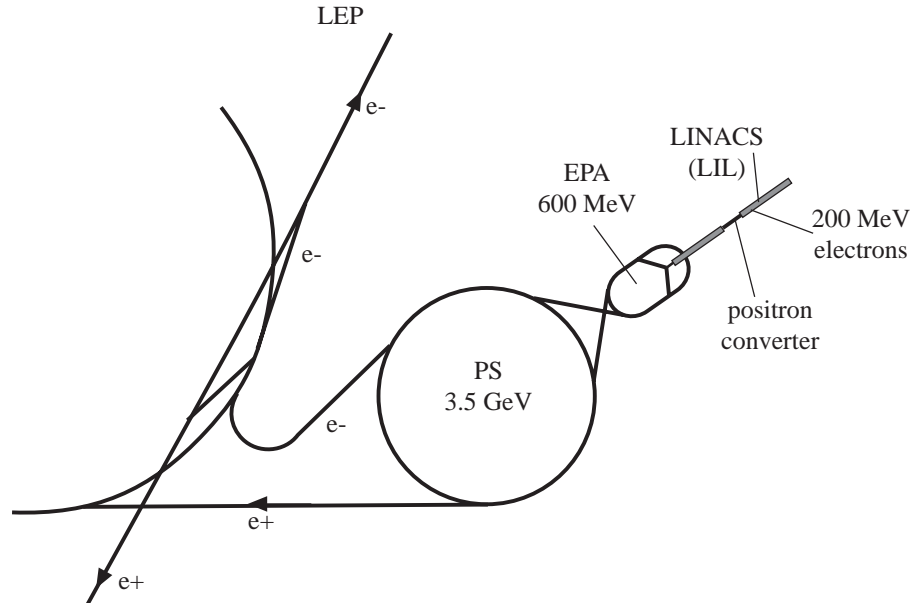


Abbildung 14: Der Beschleunigungskomplex am CERN

3000 Mann-Jahren, von einer internationalen Kollaboration bestehend aus ca. 550 Physikern und Ingenieuren aus 17 Ländern. Die ungefähren Baukosten betragen 200 MSfr.

Der DELPHI-Detektor besitzt eine für Kollisionsexperimente typische Zylindergeometrie. Sein selbstabschirmender Eisenmantel ermöglicht den Zugang zur Experimenthalle auch während der Strahlzeiten.

Auf die folgenden Punkte wurde bei seiner Konzeption im Jahre 1982 durch den *Letter of Intend* [49][50] besonderes Gewicht gelegt:

- Dreidimensionale Information der geladenen Spuren sowie der Energiedeposition in den Kalorimetern
- Gute Hadron- und Leptonidentifikation in über 90 % des vollen Raumwinkels
- Präzise Vermessung der primären und sekundären Vertizes

Diese Eigenschaften sollten, neben dem Einsatz konventioneller Detektoren, durch Verwendung von neuen Techniken erzielt werden. Dazu gehören unter anderem der erstmalige Einsatz von ringabbildenden Cherenkov Zählern (RICH) und der *High density Projection Chamber* (HPC).

Das für die Impulsrekonstruktion geladener Teilchen erforderliche Magnetfeld wird durch eine große supraleitende Spule erzeugt. Sie hat eine Länge von 7.4 m und einen Innendurchmesser von 5.2 m. Die Spule erzeugt bei einem Strom von 5000 Ampere ein longitudinales Magnetfeld von 1.23 Tesla. Eine hohe Feldhomogenität wird zusätzlich durch zwei kleinere, an den Enden installierten Korrekturspulen gewährleistet.

Einen Überblick über den Aufbau des Detektors gibt das Bild 15. Gezeigt ist dort der zylindrische Zentralteil (*Barrel*) und einer ausgefahrenen Endkappe. Im folgenden werden die



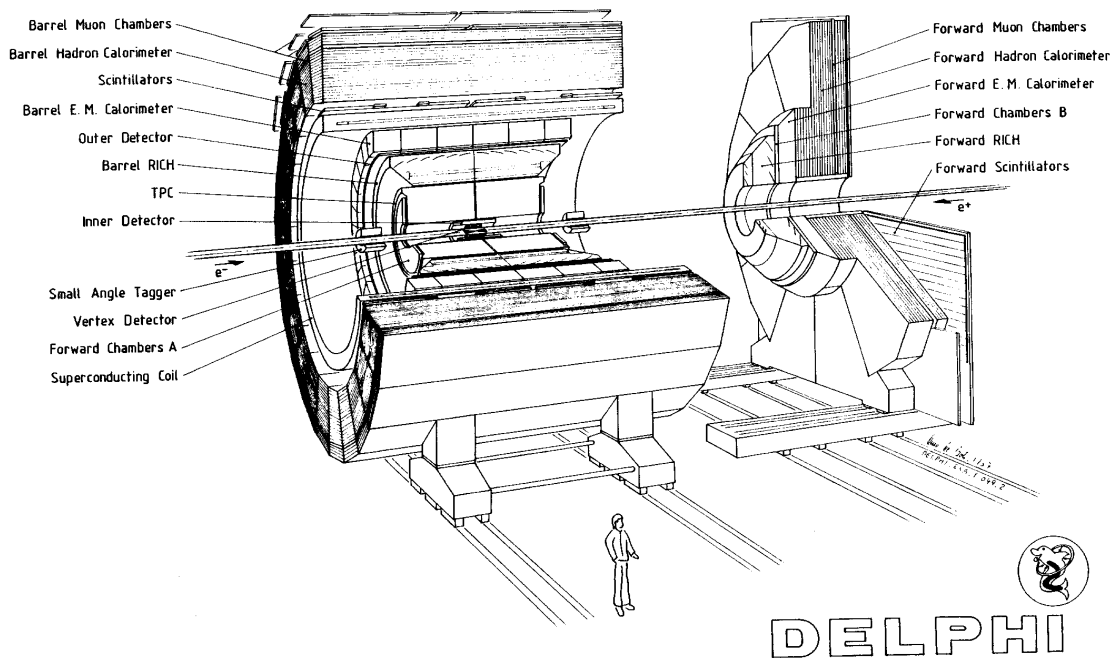


Abbildung 15: Der DELPHI-Detektor

einzelnen Detektorkomponenten kurz beschrieben. Detailliertere Informationen über den Detektoraufbau sind in [51] und [52] sowie in denen dort angegebenen Referenzen zu finden.

### 3.2.1 Die Spurdetektoren

- Der Vertexdetektor (VD)

Die Aufgabe des VD liegt in der präzisen Vermessung von Spuren geladener Teilchen in der  $R\phi$ -Ebene. Durch sie läßt sich der primäre Vertex sowie die sekundären Zerfallvertizes von schweren D- und B-Mesonen rekonstruieren.

Der Mikrovertex-Detektor umgibt direkt die Strahlröhre und besteht aus drei konzentrischen Halbschalen mit Silizium-Streifendetektoren. Die Schalen besitzen einen Radius von 6.3, 9.0 und 10.9 cm sowie eine Länge von 22 cm (innere Schale) bzw. 24 cm. Jede Schale besteht aus 24 Modulen, wobei ein Modul 4 Silizium-Streifendetektoren enthält, die auf einem Träger aus Kohlenfaserstoff montiert sind. Ein Überlapp von 10 % zwischen benachbarten Modulen gewährleistet eine präzise Positionierung der Module zueinander. Die Siliziumdetektoren der inneren, mittleren bzw. äußeren Schale besitzen 384, 512 bzw. 640 Auslestreifen, die parallel zur z-Achse verlaufen. Die insgesamt 73728 Auslesekanäle werden durch auf den Modulen montierten C-MOS ICs verstärkt und gemultiplext. Im Jahre 1994 wurde die innere und die äußere Schale mit doppellagigen, gekreuzten Silizium-Detektoren ausgerüstet, die seitdem auch die präzise Vermessung der

Z - Koordinate ermöglichen.

Die durch Daten im Experiment ermittelte Einzelspurauflösung beträgt  $7.6 \mu m$  in der  $R\phi$ -Ebene. Die entsprechende Größe der  $z$ -Koordinate wurde, für Spuren senkrecht zu den Modulen, auf  $9 \mu m$  bestimmt.

- Der innere Detektor (ID)

Der ID setzt sich aus zwei konzentrischen Subdetektoren zusammen, einer Jetkammer umgeben von einer Proportionalkammer. Die Jetkammer ist in 24 Sektoren in azimuthaler Richtung unterteilt, welche 24 Auslesedrähte parallel zur  $z$ -Achse besitzen. Das Driftfeld wurde so gewählt, daß die Driftgeschwindigkeit ungefähr proportional zu  $R$  ist. Dies ermöglicht den Aufbau eines schnellen Triggers für geladene Spuren. Die an die Jetkammer anschließende Proportionalkammer besteht aus 5 zylindrischen Lagen. Jede dieser Lagen hat 192 azimuthal verteilte Signaldrähte und 192 longitudinal verteilte Kathodenstreifen. Ihre Aufgabe besteht in der Lösung der Links-Rechts Ambiguitäten der Jetkammer sowie in der Bereitstellung schneller Triggerinformationen. Die räumlichen Abmessungen sowie der Wirkungsbereich des ID sind:

Jetkammer	$12 < R < 22$	[cm]	$17^0 < \theta < 163^0$
Proportionalkammer	$23 < R < 28$	[cm]	$30^0 < \theta < 150^0$

Zur Ermittlung der Einzelspurauflösung wurden  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  Ereignisse verwendet und konnte so auf  $\sigma(R\phi) = 50 \mu m$  und  $\sigma(\theta) = 1.5 mrad$  bestimmt werden. Die mittels der  $z$ -Auslese der Proportionalkammern erzielte Auflösung beträgt in Abhängigkeit des Polarwinkels zwischen  $0.5$  und  $1 mm$ .

- Die Zeitprojektionskammer (TPC)<sup>12</sup>

Die TPC bildet den zentralen Spurdetektor des DELPHI-Experimentes (siehe Abbildung 16). Sie besitzt eine radiale Ausdehnung von  $35$  bis  $111 cm$  sowie in longitudinaler Richtung von  $\pm 150 cm$ . Bei  $z = 0$  ist sie durch eine zentrale Hochspannungsebene in zwei Hälften unterteilt. Das aktive Driftvolumen hat eine Länge von  $134 cm$  und ist mit einem Gemisch aus Argon-Methan ( $80/20 \%$ ) gefüllt. Bei einem nominalen Driftfeld von  $187 V/cm$  ergibt sich eine Driftgeschwindigkeit von  $6.7 cm/\mu sec$ .

Die beiden Endplatten sind in 6 Sektoren unterteilt, wobei jeder mit 192 Signaldrähten und 16 zirkular angeordneten Reihen von Kathodenstreifen bestückt ist. Aus der Schwerpunktbestimmung der auf den Kathodenstreifen induzierten Ladung läßt sich die  $R\phi$ -Koordinate einer Spur mit einer Auflösung von  $\sigma(R\phi) = 250 \mu m$  messen. Aus der Messung der Driftzeit zu den Anodendrähten erhält man eine Auflösung der  $z$ -Koordinate von  $\sigma(z) < 880 \mu m$ . Die Doppelspursparation liegt bei  $1 cm$ . Die Pulshöhenanalyse der auf die Anodendrähten induzierten Ladung erlaubt zusätzlich die Bestimmung der spezifischen Ionisation  $dE/dx$ . Die Auflösung für Myonen bei  $45 GeV/c$  beträgt  $\sigma(dE/dx) = 5.8\%$ , für Pionen im Impulsbereich  $280 < p < 400 MeV/c$   $\sigma(dE/dx) = 7.5\%$ .

- Der äußere Detektor (OD)<sup>13</sup>

Der OD hat einen radialen Abstand von  $197 - 206 cm$  zum Wechselwirkungspunkt. Er

<sup>12</sup>TPC Time Projection Chamber

<sup>13</sup>OD Outer Detector

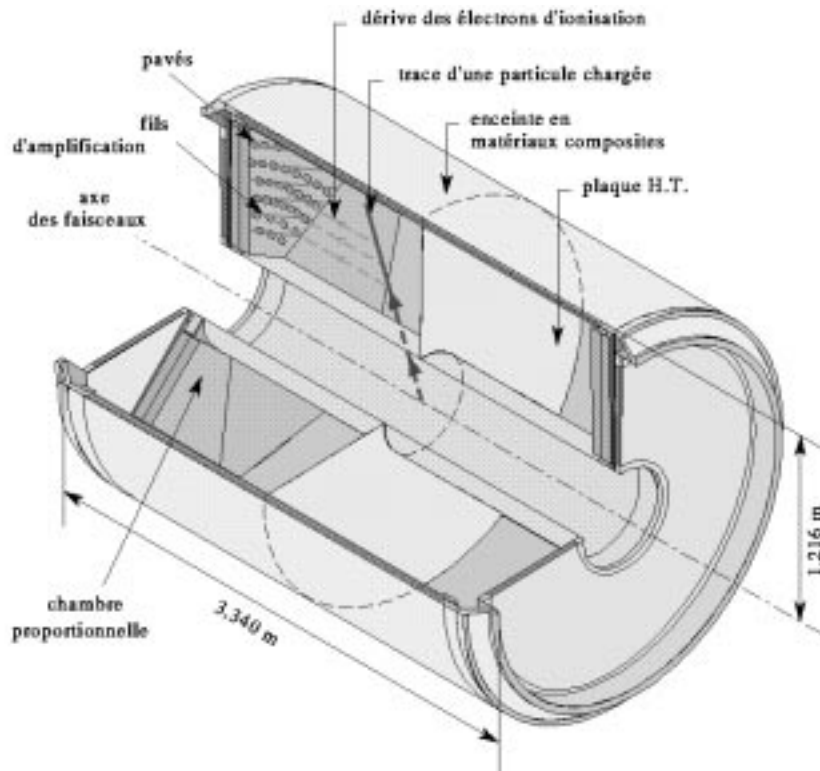


Abbildung 16: Schnittdarstellung der DELPHI Zeitprojektionskammer TPC

besteht aus 24 Modulen, die jeweils in 5 Lagen, 145 zueinander versetzte Driftröhren besitzen. Die Driftröhren werden im *limited stream mode* betrieben. Jede Ausleseebene liefert eine gute  $R\phi$ -Auflösung von  $\sigma(R\phi) = 110 \mu\text{m}$ . Drei der 5 Ebenen werden beidseitig ausgelesen und können über Relativzeitmessung eine schnelle Bestimmung der  $z$ -Koordinate liefern. Diese Information wird auch für den zentralen Spurtrigger benutzt. Die Auflösung in dieser Koordinate beträgt  $\sigma(z) = 3.5 \text{ cm}$ . Aufgrund des großen Hebelarms wird mittels des OD die Impulsauflösung im Zentralbereich um einen Faktor  $\geq 5$  verbessert.

- Die Vorwärtskammern A und B (**FCA, FCB**)<sup>14</sup>

Die beiden Kammern FCA und FCB dienen im wesentlichen zur Verbesserung der Impulsauflösung der TPC im Vorwärtsbereich. Desweiteren bilden sie den Spurtrigger im polaren Winkelbereich von  $\theta = 33^\circ$  bis zu  $\theta = 11^\circ$ .

Die Kammer FCA ist direkt auf die TPC Endkappe montiert und hat einen Abstand von  $\pm 160 \text{ cm}$  zum Wechselwirkungspunkt. Sie besteht aus 6 Drahtebenen mit Streamerrohren, die jeweils paarweise um  $120^\circ$  gegeneinander gedreht sind. Die gemessene Ortsauflösung beträgt:

$$\sigma(x, y) = 290 \mu\text{m}, \sigma(\theta) = 8.5 \text{ mrad} \text{ und } \sigma(\phi) = 24 \text{ mrad}$$

<sup>14</sup>FCA, FCB Forward Chamber A/B

Die Vorwärtskammer B befindet sich bei  $z = \pm 275 \text{ cm}$  und deckt den Winkelbereich von  $11^\circ \leq \theta \leq 36^\circ$  ab. Sie ist auf jeder Seite aus zwei Halbscheiben aufgebaut, die 12 Drahtebenen enthalten. Die Drahtorientierungen wurden so gewählt, daß jeweils zwei benachbarte Ebenen zu den nächsten Ebenen um  $120^\circ$  gedreht sind. Ähnlich wie bei der FCA sind auch hier die zwei aufeinanderfolgenden Ebenen um die Breite einer halben Driftzelle versetzt, so daß bei der Spurrekonstruktion Rechts-Links Ambiguitäten gelöst werden können. Aufgrund der bis zu 4 Meßpunkte pro Projektion, kann neben dem Ort des Teilchendurchgangs auch die Steigung der Spur gemessen werden. Die Präzision, mit der der Ort eines Teilchendurchgangs gemessen werden kann, beträgt:

$$\sigma(x, y) = 150 \mu\text{m}, \sigma(\theta) = 3.5 \text{ mrad} \text{ und } \sigma(\phi) = 4.0 / \sin \theta \text{ mrad}$$

- Globale Spurrekonstruktion

Zur Bestimmung der Impulsauflösung von Spuren, rekonstruiert im DELPHI-Detektor, wurden u.a.  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  Ereignisse verwendet. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die ermittelten Auflösungen unter Berücksichtigung der an der Spurrekonstruktion beteiligten Detektoren.

$\theta$	Detektoren	$\sigma(1/p) [(GeV/c)^{-1}]$
$\geq 42^\circ$	VD + ID + TPC + OD	$0.6 \times 10^{-3}$
$\geq 42^\circ$	ID + TPC + OD	$1.1 \times 10^{-3}$
$\geq 42^\circ$	VD + ID + TPC	$1.7 \times 10^{-3}$
$\leq 36^\circ$	mit VD + FCB	$1.3 \times 10^{-3}$
$25^\circ - 30^\circ$	mit FCB	$1.5 \times 10^{-3}$
$\leq 25^\circ$	mit FCB	$2.7 \times 10^{-3}$

Tabelle 7: Impulsauflösung für  $45 \text{ GeV}/c$  Myonen

### 3.2.2 Die Myonkammern

Die Identifikation von Myonen erfolgt im DELPHI-Experiment durch ein zweilagiges System von Driftkammern. Die erste der beiden Lagen befindet sich innerhalb, die zweite außerhalb des Eisenjochs, nach jeweils  $90 \text{ cm}$  bzw.  $110 \text{ cm}$  Eisen.

Im Zentralbereich (**MUB**)<sup>15</sup> bestehen die beiden Lagen aus zwei, zueinander versetzten Ebenen mit insgesamt 1372 Driftkammern, die im Proportionalmodus betrieben werden. Die innere Lage verfügt über eine weitere Ebene, die jedoch nicht ausgelesen wird und nur als Ersatz dient. Die Abmessung des aktiven Volumens einer typischen Driftzelle beträgt  $2.0 \times 20.8 \times 365.0 \text{ cm}^3$ , mit einem parallel zur  $z$ -Achse verlaufenden Signaldraht. Die Auflösung der  $R\phi$ -Koordinate beträgt  $4 \text{ mm}$ . Mittels einer Meßzeitverzögerung, entlang der Auslesedrähte, kann die  $z$ -Koordinate mit einer Genauigkeit von  $\sigma(z) = 2.5 \text{ cm}$  bestimmt werden.

Die beiden Lagen der Myonkammer im Vorwärtsbereich (**MUF**)<sup>16</sup> bestehen aus vier Quadranten mit einer aktiven Fläche von  $9 \times 9 \text{ m}^2$ . Jede Lage ist aus zwei Ebenen mit zueinander

<sup>15</sup>MUB Barrel Muon Chamber

<sup>16</sup>MUF Forward Muon Chamber

senkrecht verlaufenden Driftkammern aufgebaut. Die Raumaufösung eines Teilchendurchgangs beträgt  $\leq 1 \text{ mm}$ .

### 3.2.3 Die Kalorimeter

- Die *High Density Projection Chamber (HPC)*

Das zentrale elektromagnetische Kalorimeter ist die HPC (siehe Abbildung 17). Sie besteht aus insgesamt 144 Modulen, die in 6 azimuthalen Ringen mit 24 Modulen angeordnet sind. Der aktive Winkelbereich beträgt  $43^\circ$  bis  $137^\circ$ . Mit der HPC wird zum ersten Mal in einem größeren Experiment das Zeitprojektionsprinzip auf ein Samplingkalorimeter angewendet. Dieses Konstruktionsprinzip ermöglicht die dreidimensionale Vermessung von elektromagnetischen Schauern mit einer hohen Granularität von  $10 \text{ mm}$  in  $R\phi$  und  $4 \text{ mm}$  in  $z$ .

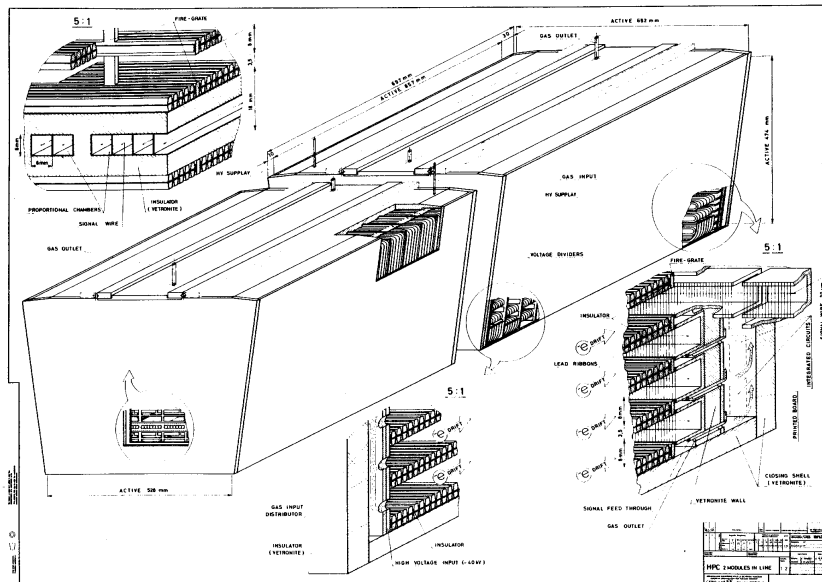


Abbildung 17: Schematische Darstellung der HPC

Die Module bestehen aus einer mäanderförmigen Bleidrahtwicklung, die sowohl als Absorbermaterial dient als auch zur Erzeugung eines longitudinalen elektrischen Feldes in den mit Gas gefüllten Zwischenräumen. Die Rekonstruktion der Schauer erfolgt mittels Proportionalkammern, die an einer Seite der Module montiert sind. Für die Bereitstellung einer schnellen Triggerinformation ist in der Tiefe des Schauermaximums nach 4.5 Strahlungslängen eine Ebene von Szintillatoren in die HPC eingebaut.

Die Energieauflösung der HPC wurde auf

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.043 \oplus \frac{0.32}{\sqrt{E \text{ GeV}}}$$

bestimmt.

- Das elektromagnetische Kalorimeter im Vorwärtsbereich (EMF)

Das EMF befindet sich in den Endkappen des DELPHI Detektors in einer Entfernung von  $\pm 284 \text{ cm}$  vom primären Vertex. Die konusförmige Geometrie deckt einen Winkelbereich von  $10^0$  bis  $36.5^0$  ab.

Es gehört zur Gruppe der BleiglasKalorimeter, die Cherenkov Licht nachweisen, das bei der elektromagnetischen Schauerentwicklung entsteht. Photomultiplikatoren wandeln das Licht in elektrische Signale um, deren Stärke sich proportional zur Energiedeposition verhält.

Insgesamt besteht das Kalorimeter aus 9064 Bleiglasblöcken des Glastype SF3<sup>17</sup>. Die Glasblöcke haben die Form von Pyramidenstümpfen mit einer Frontfläche von  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  und einer Steigung von  $1^0$ . Je nach ihrer Einbauposition im Detektor haben sie eine Länge von  $30 \text{ cm}$  bzw.  $41 \text{ cm}$ , was c.a. 20 Strahlungslängen entspricht. Durch die gewählte Formgebung und durch den geneigten Einbau konnte eine weitestgehend zum Vertex ausgerichtete Struktur erzielt werden. Diese hat den Vorteil, daß die Energie von eindringenden Teilchen sich nur auf wenige Glasblöcke verteilt und somit die Wahrscheinlichkeit reduziert wird, daß sich Schauer benachbarter Teilchen überlappen. Die kleine Abweichung von einer perfekt zum Vertex ausgerichteten Struktur hingegen verkleinert die negativen Effekte des passiven Detektormaterials.

Die Bleiglasblöcke einer Endkappe sind in 64 Containern (Modulen) aus rostfreiem Stahl montiert. Mit Ausnahme der Module am äußeren und innerem Rand des Kalorimeters beinhaltet ein Modul 80 Bleiglaszähler. Die passive Fläche, die durch die  $3 \text{ mm}$  bzw.  $1 \text{ mm}$  dicken Gehäusewände entsteht, beträgt circa 1% der Gesamtfläche eines Modules.

Das durch die Elektronen und Positronen des elektromagnetischen Schauers erzeugte Cherenkov Licht wird mittels Photomultiplier gemessen. Da aufgrund des hohen Magnetfeldes von 1.2 Tesla keine herkömmlichen Photomultiplier benutzt werden konnten, wurde für den EMF der neu entwickelte einstufige Photomultiplier (Phototriode) R2184 Type E<sup>18</sup> verwendet. Der gemessene mittlere Verstärkungsfaktor der Phototrioden beträgt 12, der jedoch durch das Magnetfeld von 1.2 Tesla auf den Faktor 7.2 reduziert wird. Zum Ausgleich, der im Vergleich zu mehrstufigen Photomultipliern niedrigeren Sekundärelektronenproduktion, wurde ein sehr rauscharmer Vorverstärker benutzt. Bei ihm handelt es sich um einen Hybridverstärker welcher ursprünglich für  $\mu$ -Strip Detektoren entwickelt wurde.

Die für den EMF ermittelte Energieauflösung beträgt:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.03 \oplus \frac{0.12}{\sqrt{E \text{ GeV}}}$$

---

<sup>17</sup>Hersteller: Schott Glaswerke

<sup>18</sup>Hersteller: Hamamatsu Photonics

- Die Hadronkalorimeter (**HCAL**)

Das HCAL, das in das Eisenjoch des Magneten eingearbeitet ist, dient der Energiemessung hadronisch wechselwirkender Teilchen. Es arbeitet nach dem *Sampling-Prinzip*, d.h. einer abwechselnden Folge von Eisenschichten als Absorbermaterial und Proportionalkammern als Detektoren.

Im Zentralbereich besteht es aus 20 Lagen bzw. im Vorwärtsbereich aus 19 Lagen, aufgebaut aus 5 cm dicken Eisenplatten sowie 2 cm dicken Proportionalkammern, die im *Limited-Streamer Mode* betrieben werden. Das HCAL deckt in den Endkappen den Winkelbereich von  $11.2^\circ \leq \theta \leq 48.5^\circ$  ab und im Zentralbereich von  $42.6^\circ \leq \theta \leq 137.4^\circ$ . Die Energieauflösung beträgt:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.21 \oplus \frac{1.12}{\sqrt{E \text{ GeV}}}$$

- Detektoren zur Luminositätsmessung (**SAT, VSAT**)<sup>19</sup>

Die Luminositätsmessung, durch Bestimmung der Anzahl der Bhabha-Ereignisse im extremen Vorwärtsbereich (t-Kanal), erfolgt bei dem DELPHI-Experiment durch zwei unterschiedliche Detektorsysteme, dem SAT- und dem VSAT-Detektor. Durch die unterschiedliche Arbeitsweise der Detektoren ergeben sich verschiedene Zählraten und systematische Fehler, so daß die Luminositätsmessungen unabhängig voneinander sind. Der SAT deckt den Winkelbereich von 43 – 135 mrad ab und befindet sich bei der z-Koordinate  $z = \pm 2.35 \text{ m}$ . Er besteht aus zwei Sampling-Kalorimeter aus Blei und szintillierenden Fibern. Der VSAT ist aus zwei W-Si Kalorimeter mit einer Tiefe von 24 Strahlungslängen aufgebaut. Er mißt Bhabha-Ereignisse im Winkelbereich von 5 bis 7 mrad und ist bei  $z = \pm 7.7 \text{ m}$  installiert.

Im Jahr 1994 wurde der SAT durch ein neues Kalorimeter, dem STIC<sup>20</sup> ersetzt. Hierbei handelt es sich um ein Sampling Blei-Szintillator Kalorimeter, aufgebaut nach der sogenannten *Shashlik*-Technik. Installiert wurde es bei  $z = \pm 2.2 \text{ m}$  und deckt den Winkelbereich von 29 – 185 mrad ab.

### 3.2.4 Die ringabbildenden Cherenkov-Zähler

Die RICH<sup>21</sup> Detektoren zählen zu den technisch kompliziertesten Elementen des DELPHI-Experimentes. Sie ermöglichen die Identifikation geladener Hadronen und Leptonen über einen großen Impulsbereich, durch die Rekonstruktion des Cherenkov-Winkels eines Gas- ( $2.5 < p < 25 \text{ GeV}/c$ ) und eines Flüssigkeitsradiator ( $0.7 < p < 8 \text{ GeV}/c$ ).

- Der Barrel-RICH (**BRICH**)<sup>22</sup>

Der BRICH ist 3.5m lang und überdeckt einen Winkelbereich von  $40^\circ < \theta < 140^\circ$ . Er besteht aus einem Zylinder mit einem inneren- bzw. äußeren Durchmesser von 2.56 m und 3.94 m, der zwischen der TPC und dem OD installiert ist. Dieser Zylinder ist bei  $z = 0$  in zwei Hälften unterteilt, die 24 Einheiten aus Flüssigkeits- und Gasradiatorn enthalten

<sup>19</sup>SAT Small Angle Tagger und VSAT Very Small Angle Tagger

<sup>20</sup>STIC Small Angle Tile Calorimeter

<sup>21</sup>RICH Ring Imaging Cherekov Counter

<sup>22</sup>Barrel-RICH

sowie zwischen den Radiatoren befindliche Photondetektoren. Die in den Flüssigkeitsradiatoren erzeugten Cherenkov-Photonen strahlen direkt in die Photondetektoren (*Drifftubes*), die der Gasradiatoren werden über eine fokussierende Optik von Parabolspiegeln in die Photondetektoren projiziert. Dort konvertieren sie in Elektronen, die durch ein elektrisches Feld zu den Endplatten der Driftröhren wandern, wo sie durch eine MWPC<sup>23</sup> nachgewiesen werden.

- Der Vorwärts-RICH (**FRICH**)<sup>24</sup>

Der FRICH befindet sich zwischen den beiden Vorwärtskammern A und B. Er hat die Form eines Kegelstumpfes, der in 12 Sektoren unterteilt ist. Jeder Sektor enthält eine Driftröhre, zwei Proportionalkammern, drei Flüssigkeitsradiatoren sowie einen Gasradiator mit 5 Spiegeln.

### 3.3 Das DELPHI Online System

Der DELPHI-Detektor, mit seinen 16 Subdetektoren, stellt aufgrund seiner hohen Komplexität große Anforderungen an das Datenauslese-, Steuerungs- und Überwachungssystem. Die Komplexität spiegelt sich vor allem in der Verschiedenart der eingesetzten Detektortechnologien sowie in der hohen Anzahl der auszulesenden und zu überwachenden Kanäle wieder. Insgesamt besitzt der DELPHI-Detektor 200000 elektronische Kanäle.

Die Datenauslese und die Detektorsteuerung der Subdetektoren wurden in autonome Partitionen unterteilt. Zwischen Partitionen und Subdetektoren besteht dabei nicht unbedingt eine direkte Beziehung, so setzt sich z.B. die TPC und HPC Datenauslese aus jeweils zwei Partitionen zusammen, während die beiden Vorwärtskammern in einer Partition zusammengefaßt sind. Diese Partitionen können unabhängig voneinander betrieben werden, um Test- und Kalibrationsmessungen zu ermöglichen.

Zur Verwaltung eines derart komplexen Systems wurde ein neues Konzept einer Steuerungslogik angewandt. In diesem sogenannten Zustands-Konzept, implementiert in dem am CERN entwickelten SMI-System <sup>25</sup>[53], wird das Experiment durch Objekte beschrieben. Diese können sich nur in vordefinierten Zuständen befinden. In Abhängigkeit von diesem Zustand kann das Objekt bestimmte Befehle erhalten. Ein Objekt kann dabei einem bestimmten Teil der Detektorhardware entsprechen, wie z.B. der Hochspannungsversorgung oder der Datenauslese eines Subdetektors. Desweiteren können Objekte, durch logische Verknüpfungen hardwarebezogener Objekte, auch globalere Einheiten beschreiben, so z.B. den Gesamtzustand eines Subdetektors. Auf diese Art und Weise ist es möglich eine hierarchische Verwaltungsstruktur aufzubauen, wobei auf jeder Stufe die Komplexität der unter ihr liegenden Stufen verdeckt wird. Die höchste Stufe der Steuerungshierarchie beschreibt dabei den Gesamtzustand des Experimentes. Beschrieben wird diese Struktur sowie die möglichen Zustände in einer speziellen objektorientierten Programmiersprache (SML). Vor allem durch den Einsatz dieses Konzeptes war es möglich die Schichtbesetzung des Experimentes, von anfangs eines Experten für jeden Subdetektor auf insgesamt nur drei Personen zu reduzieren.

Die Hauptkomponenten des Online-Systems, die Datenauslese, der Ereignistrigger sowie die Detektorüberwachung und Steuerung (Slow Control) sollen folgend erläutert werden.

<sup>23</sup>MWPC Multi Wire Proportional Chambers

<sup>24</sup>Forward-RICH

<sup>25</sup>SMI State Management Interface



### 3.3.1 Das Datenauslese-System

Die Hardware des DELPHI-Datenauslesesystems basiert auf dem Fastbus-Standard, einem Standard der von dem U.S. NIM<sup>26</sup> Komitee in Zusammenarbeit mit dem europäischen ESONE<sup>27</sup> Komitee entwickelt und vom *U.S. Department of Energy* 1985 herausgegeben wurde [54]. Es zeichnet sich gegenüber CAMAC u.a. durch Verwendung von größeren Datenwörtern (32 Bits gegenüber 24 Bits) und einer höheren Datenübertragungs-Geschwindigkeit (10 - 30 MHz verglichen mit 1 MHz) aus. Hinzu kommt die Verwendung von größeren Kartenmaßen, die die Anzahl der Elektronikbauteile auf einer Karte erhöht und somit den Bau von komplexeren Modulen ermöglicht. Als Prozessoren im DELPHI Fastbus System wurden sogenannte *Fastbus Intersegment Processors* kurz FIP eingesetzt, die mit dem Betriebssystem OS9 arbeitet.

Der Ablauf der Auslese eines Ereignisses, dargestellt in den Abbildungen 18a,b und 19, läßt sich in drei Stufen unterteilen.

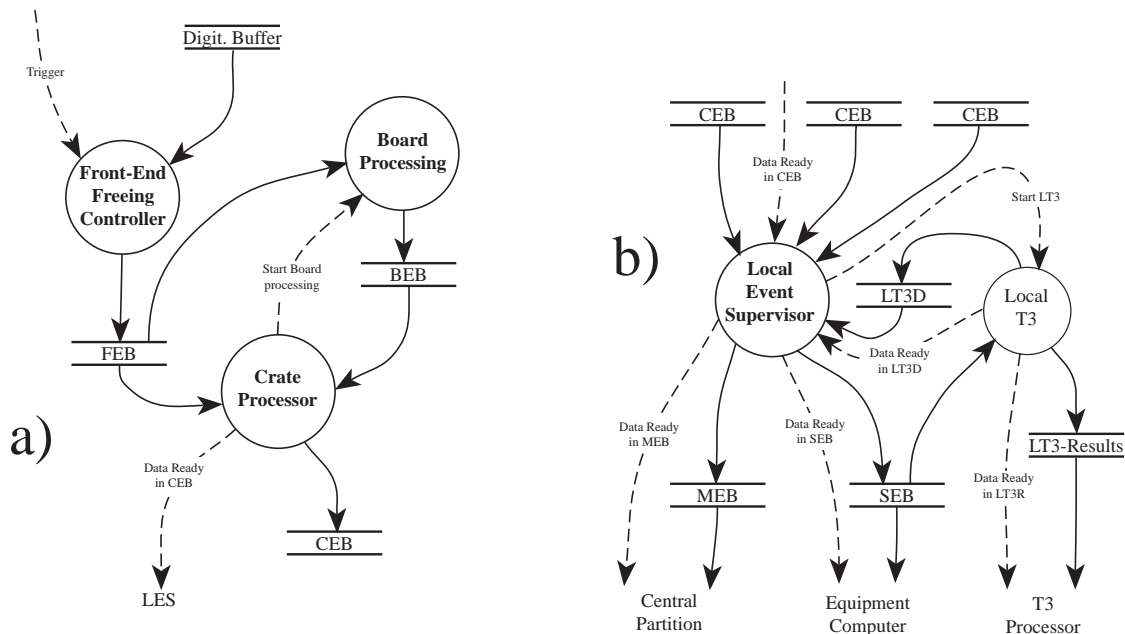


Abbildung 18: a) Auslese der Detektorelektronik und Abspeichern der Daten in den Crate-Event-Buffer b) Auslese der Crate-Event-Buffer, Fällen der Triggerentscheidung 3 und Abspeichern der Daten in den Multi-Event-Buffer

#### Auslese der Detektorelektronik

Die vollständige Auslese der Detektorelektronik und das Füllen der Daten in sogenannte *Front-End Buffer* (FEB), dem *Front-End Freeing* (FEF), erfolgt nach einer positiven Triggerentscheidung der Stufen 1 und 2. Dieser Vorgang verläuft synchron mit dem Kreuzen der  $e^+e^-$ -Pakete, das durch das BCO-Signal (*Beam Cross Over*) gesteuert wird. Er bestimmt somit maßgeblich die Totzeit der Datenauslese. Unter normalen Run-Bedingungen werden für diesen Vorgang und

<sup>26</sup>Nuclear Instrument Modules

<sup>27</sup>European Standard of Nuclear Electronics

das Vorbereiten der Detektorelektronik auf das nächste Ereignis (*Next Event Identification* NEI) ca. 3.5 msec benötigt.

Einige Detektoren, mit einer großen Anzahl von Elektronikkanälen, verfügen neben dem FEB über einen weiteren Speicher, dem *Board Event Buffer* (BEB). In ihm werden nur solche Daten geschrieben, die zuvor prozessiert wurden, wie z.B. zur Unterdrückung von leeren Kanälen (*Zero Suppression*).

#### Lokale Datenauslese

Die zweite Stufe umfaßt die Auslese der FEBer (oder BEBer) und das Speichern der Daten in sogenannte *Crate Event Buffer* (CEB) durch einen FIP. Dieser Software gesteuerte Vorgang kann asynchron zum BCO-Signal laufen, da die FEBer bis zu vier Ereignisse zwischenspeichern können. Anschließend werden die Daten der zu einer Partition gehörenden CEB ausgelesen, formatiert und in einen *Multi Event Buffer* (MEB) und gleichzeitig in einen *Spy Event Buffer* (SEB) geschrieben. Der letztgenannte SEB wird zum Zwischenspeichern der Daten benutzt, die anschließend über Ethernet zum jeweiligen *Equipment Computer* transferiert werden. Dort können sie von lokalen Monitorprogramm verarbeitet werden (siehe z.B. Seite 50). Parallel zur Auslese der CEB fällt der lokale Trigger 3 Prozessor (LT3P) eine Triggerentscheidung, welche zum einen an die zentrale Trigger Verwaltung gesandt wird und zum anderen den Daten angefügt wird.

Die Gesamtzeit, die für die Auslese der FEB bis hin zum Speichern der Daten in den MEB benötigt wird, beträgt 30 msec.

#### Zentrale Datenauslese

Die Auslese der MEB der einzelnen Detektorpartitionen und das Speichern eines gesamten Ereignisses in den *Global Event Buffer* (GEB) erfolgt unter der Kontrolle des *Global Event Supervisors*. Emulatoren vom Type 3081E prozessieren nun die Daten eines kompletten Ereignisses, um die vierte Triggerentscheidung zu fällen. Bei einer positiven Entscheidung wird das Ereignis über ein Glasfaserkabel zu dem auf der Erdoberfläche befindlichen Datennahme-Computer (VXDEAQ) transferiert und dort gespeichert.

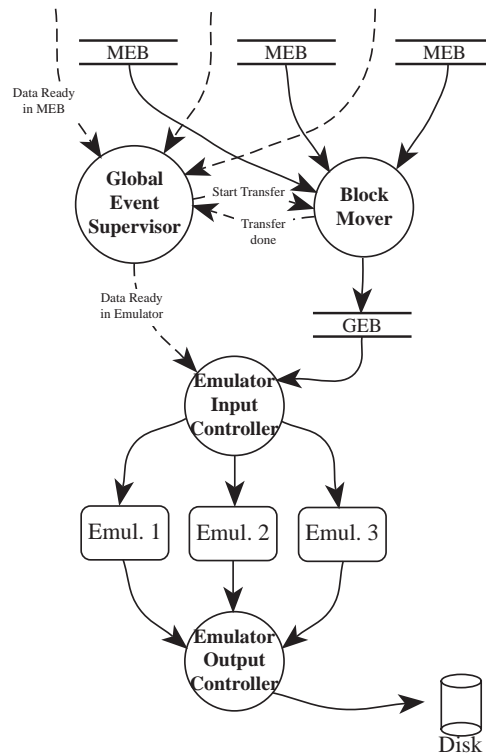


Abbildung 19: Die zentrale Datenauslese

### 3.3.2 Der Ereignistrigger

Die Aufgabe eines Ereignistriggers besteht in der Online-Selektion der physikalisch interessanten Ereignisse. Eine Ereignisselektion bei u.a. den LEP-Experimenten ist erforderlich, weil bei einem Kollisionsintervall von  $11\mu s$  der Strahlpakete<sup>28</sup> nicht alle Ereignisse aufgezeichnet werden können. Ein Großteil der erzeugten Ereignisse ist außerdem für eine spätere Physikanalyse irrelevant. Diese sogenannten Untergrundereignisse haben verschiedenartige Ursprünge und können durch verschiedene Mechanismen unterdrückt werden:

- Teilchen der Strahlpakete, die durch Synchrotronstrahlung oder andere Instabilitäten des Beschleunigers Energie verlieren, werden nicht mehr länger in der nominalen Strahlposition gehalten. Diese Teilchen treffen so auf die Kollimatoren oder Wände des Strahlrohres. Spuren, die durch derartige Kollisionen erzeugt werden und in den Detektor gelangen, kommen nicht vom Vertex und strahlen verstärkt in eine Richtung.
- Teilchen, die durch Kollisionen der Elektronen/Positronen mit Gasatomen erzeugt werden. Diese Ereignisse sind stark akoliner und entstehen nicht am nominalen Vertex.
- Teilchen der kosmischen Strahlung sind nicht mit der Kollisionfrequenz des Beschleunigers korreliert und erzeugen Spuren, die nicht vom Vertex kommen.

<sup>28</sup>Im 8 Strahlpakete-Betrieb

- Gamma-Gamma Ereignisse
- Ereignisse, die durch ein Fehlverhalten der Detektoren bedingt sind. Diese vorgetäuschten Aktivitäten können durch eine Kombination von Informationen der verschiedenen Subdetektoren nachgewiesen und unterdrückt werden.

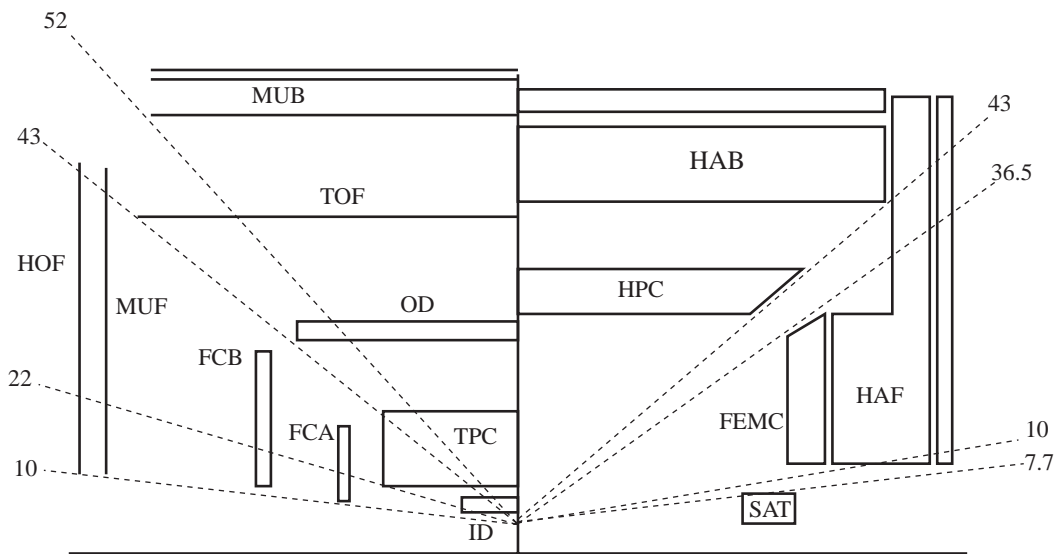


Abbildung 20: An der Trigger-Bildung beteiligte Detektoren

Zu einer effektiven Unterdrückung dieser Ereignisse und Verringerung der Totzeit in der Datenauslese muß eine negative Selektion schnell nach der Kollision vorgenommen werden. Zu diesem Zweck wurde für das DELPHI-Experiment ein vierstufiges Trigger-System entwickelt. Die ersten beiden Stufen sind dabei in Form von Hardware Trigger implementiert, die synchron mit dem Strahlkreuzungssignal (BCO<sup>29</sup>) arbeiten. Die folgenden Stufen drei und vier sind hingegen reine Software-Trigger und fällen die Selektionsentscheidung asynchron zu dem BCO-Signal.

In der Abbildung 20 sind die an der Entscheidungsbildung beteiligten Detektoren dargestellt. Je nach Detektortyp tragen sie zu den folgenden Triggerkomponenten bei:

- Spur Trigger
- Myon Trigger
- Elektromagnetischer Trigger
- Hadron Trigger
- Bhabha Trigger

<sup>29</sup> *Beam Cross Over*. Dieses Signal wird durch Beam Pick-ups vor den Experimenten erzeugt

Der geometrische Überlapp der einzelnen Detektoren erlaubt eine Redundanz in der Triggerbildung, die eine hohe Stabilität und Effizienz auch bei Ausfall einzelner Komponente gewährleistet. Desweiteren ermöglicht sie eine Effizienzbestimmung des Triggers unter Verwendung der aufgezeichneten Daten. [55]

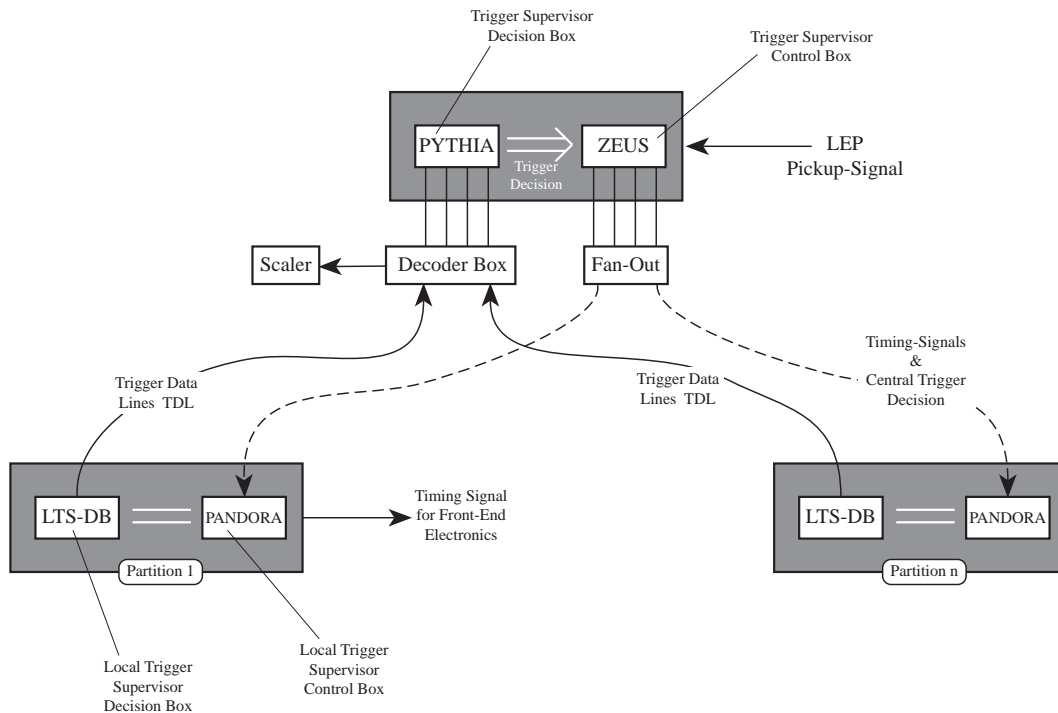


Abbildung 21: Aufbau der Triggerstufen T1 und T2

- Die Trigger-Stufe 1 und 2 (T1 und T2)

Der Aufbau der ersten beiden Stufen des Ereignistriggers ist in Abbildung 21 dargestellt. Der zentrale Teil des Trigger-Systems erhält die Triggerentscheidungen der einzelnen Partitionen über sogenannte Trigger-Datenleitungen (TDL). Diese Signale entsprechen in dekodierter Form der in bestimmten Bereichen der Detektoren gemessenen Anzahl von Spuren oder Energieschauern. Bis zu 86 bzw. 95 (Triggerstufe 1 bzw. 2) verschiedene Triggersignale können von der sogenannte *Trigger Decision Box* (PYTHIA) verarbeitet werden.

Zur Bildung der zentralen Triggerentscheidung werden die einzelnen Triggersignale über logische UND/ODER Kombinationen verknüpft. Die Art der logischen Verknüpfung ist dabei in sogenannte *Lookup-Tables* festgelegt und kann je nach Run-Bedingung verändert werden. Die zentrale Steuerung des Ereignis-Triggers sowie das Senden der Triggerentscheidung an die Partitionen erfolgt durch die *Trigger Supervisor Control Box* (ZEUS).

Auf lokaler Ebene bilden detektorspezifische Fastbus-Module (LTS\_DB) (*Local Trigger Supervisor Decision Box*) die Triggerentscheidung. Die Koordination des lokalen Triggers erfolgt durch die *Local Trigger Supervisor Control Box*, auch PANDORA genannt.

Die Triggerentscheidung der Stufe 1 erfolgt  $3 \mu\text{sec}$  sowie der zweiten Stufe 2  $39 \mu\text{sec}$  nach dem BCO Signal. Bei einer typischen Luminosität von  $5 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  betragen die Triggerraten der ersten beiden Stufen ca.  $400 \text{Hz}$  bzw.  $4 \text{Hz}$ . [56]

- Die Trigger-Stufe 3 (T3)

Nach einer positiven Triggerentscheidung der Stufen T1 und T2 werden alle Detektoren ausgelesen. Für die folgende Triggerstufe T3 stehen somit die Rohdaten der Subdetektoren zur Verfügung, die eine entsprechend höhere Granularität aufweisen. Auf der Basis dieser Daten erfolgt die Selektion durch die dritte Triggerstufe. Der angewendete Algorithmus ist dabei stark an den der zweiten Triggerstufe angelehnt.

Die dritte Triggerstufe reduziert die Anzahl der zuvor akzeptierten Ereignisse um ca. 50% und führt zu einer Triggerrate von  $\leq 2 \text{Hz}$ .

- Die Trigger-Stufe 4 (T4)

Der Triggerstufe 4 stehen die vollständigen Ereignisdaten zur Verfügung. Dadurch ist es möglich, die Daten der verschiedenen Detektoren mittels einer modifizierten Version des DELANA-Programms<sup>30</sup> zu korrelieren. Die so analysierten Daten erlauben eine Klassifikation in hadronische, leptonische, Strahl-Gas und kosmische Ereignisse. Desweiteren können sogenannte „leere Ereignisse“, Ereignisse die durch ein Fehlverhalten der Detektoren oder der Ausleseelektronik bedingt sind, nahezu vollständig unterdrückt werden.

Durch den Einsatz der Triggerstufe 4 können ca. 30% der durch T3 akzeptierten Ereignisse unterdrückt werden.[57]

Die Effizienz des DELPHI-Ereignis-Triggers wurde für die Run-Periode im Jahr 1992 im Bereich der Detektorakzeptanz ( $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$  und  $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ ) auf größer als 99.9% bestimmt [58].

### 3.3.3 Die Detektorüberwachung und Steuerung

Das Slow-Control System (SC) ist verantwortlich für die Überwachung und Steuerung der Detektorhardware. Dazu gehören vor allem:

- die Gasversorgung
- die Hochspannungsversorgung, die insbesondere in Abhängigkeit vom LEP-Status geregelt werden muß
- die Niederspannungsversorgung von Vorverstärkern
- die Statusüberwachung der Fastbus-Auslesecrates

Ein Teil der dabei aufgenommenen Meßgrößen wird für die spätere Offline-Analyse benötigt und muß daher von dem Slow-Control System aufbereitet und gespeichert werden. Der Einsatz von zum Teil explosiven Gasen in bestimmten Detektoren kann Implikationen für die Sicherheit des Bedienungspersonals und des Detektors haben. Aus diesem Grund muß das SC System in der Lage sein, automatisch sicherheitsrelevante Aktionen einzuleiten. [59],[60]

<sup>30</sup>DELPHI Analysis program. Vgl. Seite 54

Das SC-System besteht aus einer Vielzahl von selbständig arbeitenden Prozessen. Diese laufen physikalisch verteilt auf insgesamt 85 Microcomputersysteme und 18 VAX-Computern. Über ein Ethernet *Local Area Network* sind alle Computer miteinander verbunden. Der Aufbau des DELPHI Slow Control Systems läßt sich in drei Ebenen aufteilen. Einen Überblick gibt die Abbildung 22.

- Die G64-Mini Computer

Die unterste Stufe und Schnittstelle zur Detektorhardware bildet das G64-System. Hierbei handelt es sich um einen 8-Bit Micro-Computer, der mit unterschiedlichen Interface-Karten ausgerüstet werden kann. Dazu gehören Analog-Digital Wandler, Status-Sensoren, Schaltvorrichtungen sowie eine Schnittstelle zu den im DELPHI-Experiment häufig verwendeten CAEN Hochspannungsnetzteilen.

Ein einfaches Programm in dem G64-System vergleicht ständig die Meßwerte der zuvor initialisierten Kanäle mit gegebenen Nominalwerten. Werden Abweichungen festgestellt, erfolgt das Senden einer Meldung an den zugehörigen EP (siehe weiter unten). Desweiteren kann das Programm den Status sowie Meßwerte von selektierten Kanälen an den EP übergeben.

- Die elementaren Prozesse (EP)

Die elementaren Prozesse sind verantwortlich für die Überwachung und Steuerung eines bestimmten Teiles der Hardware eines Subdetektors. Insgesamt 110 EPs laufen verteilt auf den Equipment Computern der einzelnen Detektorpartitionen. Die Kommunikation mit den G64-Systemen erfolgt über sogenannte *Remote Procedure Calls* (RPC).

Befehle zum Schalten oder Verändern bestimmter Einheiten der Detektorhardware erhält der EP vom lokalen SMI-System. Die für die Ausführung der Befehle erforderlichen Soll- und Toleranzwerte werden von ihm aus einer Datenbank geladen und an das G64-System weitergeleitet. Statusänderungen der zu überwachenden Hardware gibt der EP an das SMI-System zurück.

- Zustands-Model

Wie eingangs erwähnt, erfolgt die Verwaltung der Online-Prozesse durch das SMI-System. Die oberste Stufe, des selbst hierarchisch organisierten SMI-Systems, beschreibt den Gesamtzustand des DELPHI-Experimentes. Die darunter liegenden Stufen beschreiben den Zustand der Subdetektoren sowie folgend deren Subsystem (HV, LV, Temperaturüberwachung etc.).

Die Steuerung des Experimentes erfolgt von einer Workstation, auf der die Zustände der einzelnen Subdetektoren sowie der resultierende Gesamtzustand dargestellt sind. Menügeführt können von hier aus auch die Befehle, wie z.B. die Vorbereitung der Detektoren auf einen neuen Run oder für das gezielte Ablenken (Beam-Dump) des  $e^-e^+$ -Strahls, an die lokalen SMI-Systeme gegeben werden. Bei Fehlverhalten von Teilen des Experimentes können detaillierte Informationen von einer weiteren Konsole (EMU<sup>31</sup> Display) abgerufen werden. Auf einer dritten Workstation werden alle sicherheitsrelevanten Informationen graphisch dargestellt. Das zugrundeliegende System ist Bestandteil einer allgemeinen Überwachungseinrichtung (GSS<sup>32</sup>) aller LEP-Experimente.

---

<sup>31</sup>EMU Error and Message Utility

<sup>32</sup>GSS General Safety and Surveillance System

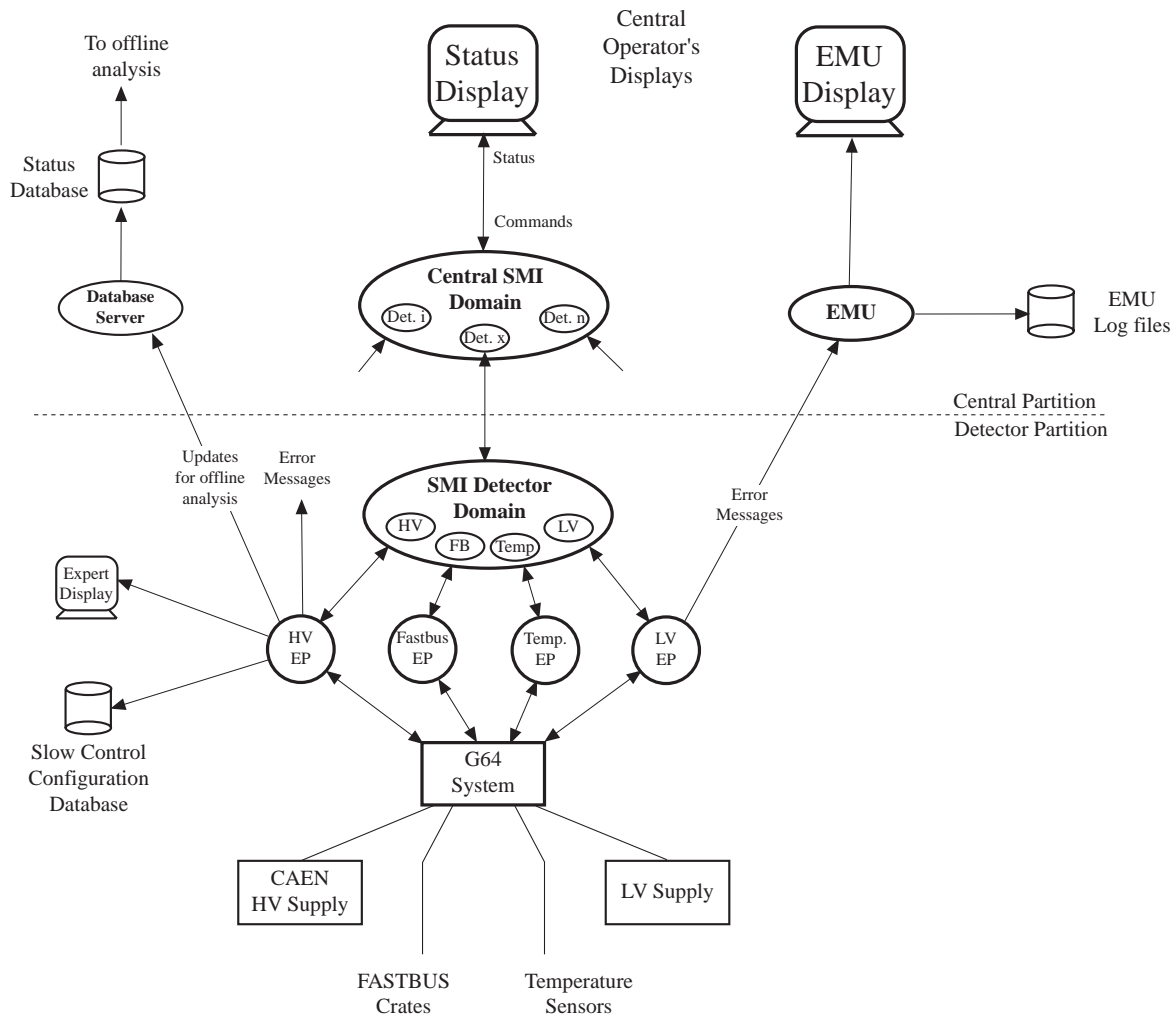


Abbildung 22: Aufbau des DELPHI Slow Control Systems

### 3.3.4 Die Detektorüberwachung und Steuerung des EMF

In den folgenden beiden Abschnitten soll das Überwachungs- und Steuerungssystem des EMF näher erläutert werden. Es weicht in gewisser Weise von dem zuvor diskutierten „Standard-System“ ab. Dies ist zum einem bedingt durch die komplexe Struktur des Kalorimeters. Desweiteren durch den Wunsch nach einem System, welches ähnlich einem Expertensystem, die Fehlersuche durch gezielte und aufbereitete Informationen erleichtert. Auf der anderen Seite fügt sich das System durch das standardisierte SM-Interface in das global DELPHI Steuerungs- und Überwachungssystem ein.

#### Das EMF Slow Control System

Das EMF Slow Control System wurde 1991 konzipiert. Seitdem wurde es fortlaufend weiterentwickelt, insbesondere um neue Erkenntnisse über mögliches Fehlverhalten der EMF-Hardware



bestmöglich zu erfassen.

Die für jede Endkappe zu überwachenden Meßwerte sind:

- Status des Niederspannungsnetzteils
- Status des Hochspannungsversorgung
- Spannungen und Ströme der HV-Versorgung der vier Quadranten
- Ströme der 4532 Phototrioden, wobei jeweils vier Kanäle zusammen ausgelesen werden
- Temperaturen in den 64 Modulen, die mit jeweils zwei Meßsonden gemessen werden
- Niederspannungsversorgung der Vorverstärker in den einzelnen Modulen
- Zustände und Ströme der Fastbus-Crates

Einen Überblick über den Aufbau des Slow Control Systems für eine Endkappe gibt die Abbildung 23. Der Kern des Systems bildet eine *Global Section*<sup>33</sup>, auf die alle Überwachungsprozesse und ein Grahpkprogramm zugreifen. In der *Global Section* sind alle aktuellen Meßwerte sowie die Referenz- und Toleranzgrößen gespeichert. Sie kann durch ein spezielles Programm *SC\_Expert* (in der Abbildung nicht dargestellt) erzeugt und modifiziert werden. Die Auslese der Meßwerte durch das G64 wird durch sogenannte *Remote Procedure Calls* (RPCs) von seiten des *Server* Prozesses aktiviert. Diese werden anschließend kalibriert und in der *Global Section* gespeichert.

Bei Abweichungen über einen festgelegten Grenzwert erfolgt das Schreiben einer Meldung in den *Message File* sowie das Setzen von Statusbits in der *Global Section*.

Die in der Abbildung dargestellten Elementaren Prozesse (EP) überprüfen nach der vollständigen Auslese aller Meßwerte den Zustand des ihnen zugeordneten Subsystems und leiten bei gegebenen Abweichungen entsprechende Aktionen ein. Dazu gehörten u.a. das Senden von Meldungen an die Konsole des *Slow Control Maestros*, das Ändern des Zustandes des SMI Subsystems sowie unter gewissen Umständen das automatische Aktivieren des "Beeps"<sup>34</sup> des EMF-Experten.

Der lokale SMI Prozeß entscheidet nun, auf der Basis der Zustände der Untersysteme, über den Gesamtzustand des EMF, welcher an das zentrale SMI System weitergeleitet wird.

Das Abspeichern der für die Datenanalyse wichtigen Parameter in die Online Datenbank erfolgt asynchron durch einen unabhängigen Prozeß, der auf den *Message File* zugreift und die für ihn wichtigen Information selektiert. Das asynchrone Abspeichern hat den Vorteil, daß der Monitorprozeß durch die Speicheroperation nicht blockiert wird und auch für den Fall, daß der Database Server Prozeß nicht aktiv ist, auch nachträglich Daten abgespeichert werden können.

Neben dem Steuern des EMF über SMI Befehle wurde zusätzlich ein Programm implementiert, das direkt auf das G64 zugreift. Dies sichert einen schnellen Zugriff auf die EMF Hardware unabhängig vom Zustand des Slow Control Systems.

#### Die Trigger- und Rohdatenüberwachung des EMF

<sup>33</sup>Eine VAX spezifische Terminologie für einen Speicherbereich, auf den mehrere Prozesse gleichzeitig zugreifen können

<sup>34</sup>CERN interner Personalruf

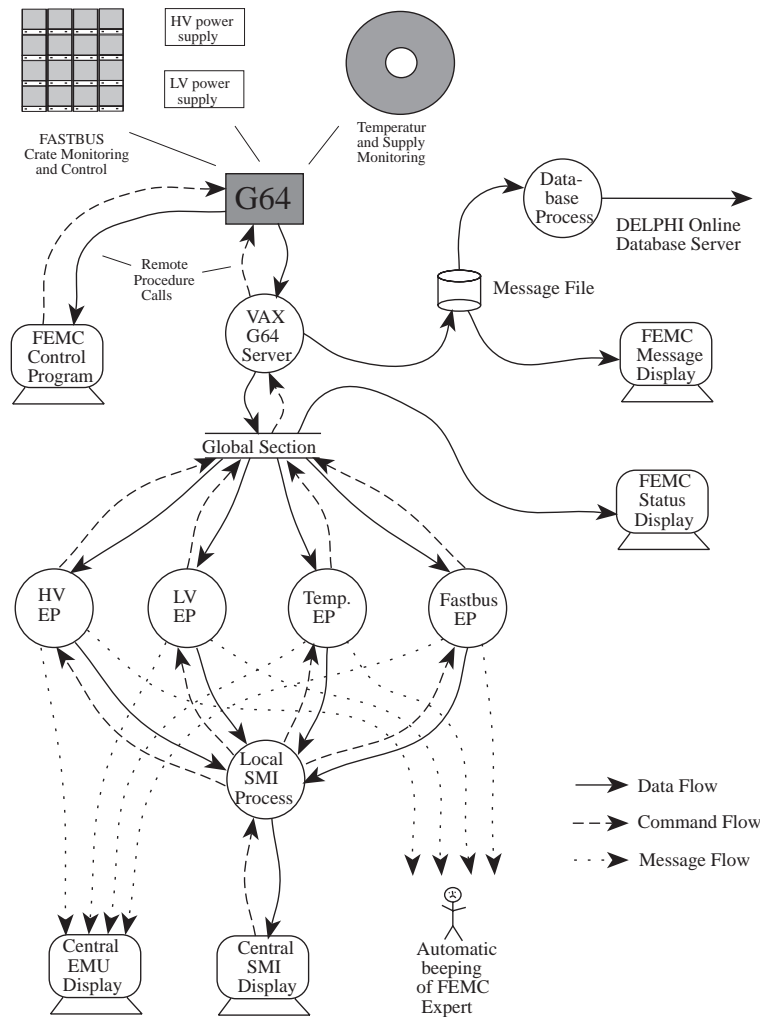


Abbildung 23: Das EMF Slow Control System

Neben der Überprüfung der Ereignisdaten durch den *Data Quality Checker* sowie der Triggeraten durch den *DAS Maestro*, erfolgt eine ständige Kontrolle der EMF Daten durch ein lokales Online-Monitoringsystem. Ein derartiges System hat den Vorteil, daß es auf die Ereignisdaten direkt, d.h. durch „Anzapfen“ des Datenstromes (*spying*) zugreift und insofern schneller Fehlverhalten aufzeigen sowie den genauen Zeitpunkt der Störung festhalten kann. Desweiteren liefert es im Falle einer Betriebsstörung alle benötigten Informationen, um einen Fehler schnell zu beheben. Dazu gehören u.a. die Art des Fehlers und Kennung der fehlerhaften Hardwarekomponenten. Einen Überblick über den Aufbau des Monitor Systems gibt die Abbildung 24. Ähnlich wie im Fall des EMF Slow Control Systems gruppieren sich auch hier die Prozesse um eine *Global Section*. Sie enthält den aktuellen Status der EMF Hardware sowie die akkumulierten Ereignis- und Triggerdaten.

Die folgende Informationen werden von dem lokalen Monitoringsystem überwacht:

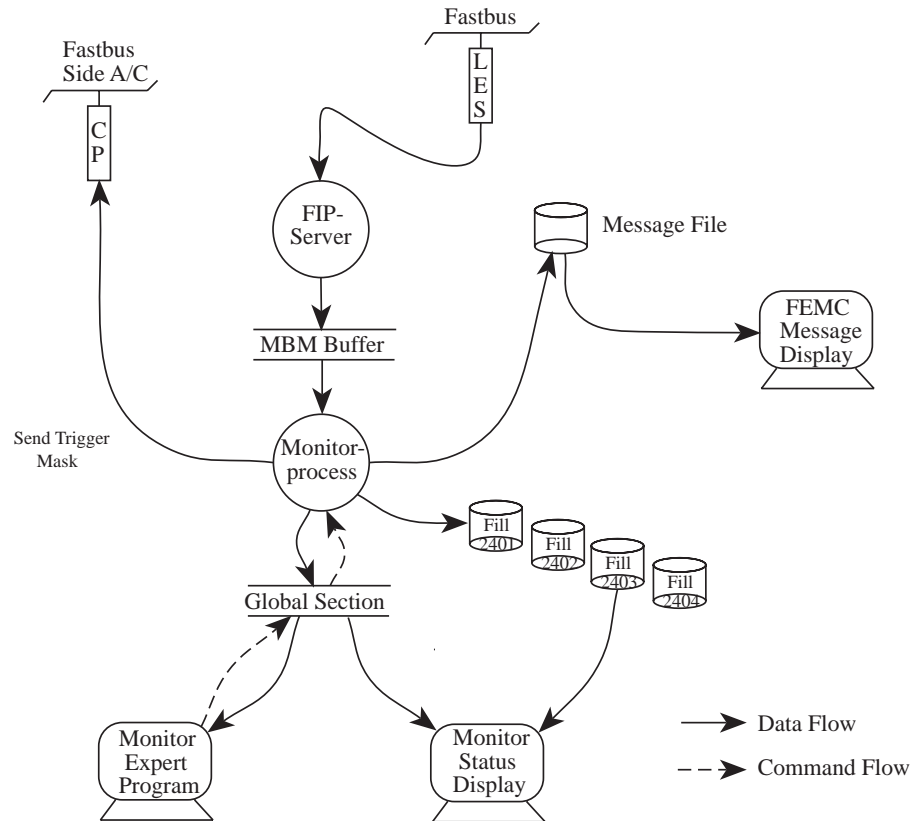


Abbildung 24: Das EMF Monitoring System

- die Datenstruktur sowie die Größe der Ereignisse
- die totale elektromagnetische Energie, gemessen durch den EMF
- die Aktivität der Bleigläser
- die Triggerraten, die an den zentralen Trigger geliefert werden
- die Triggerraten der einzelnen Superblöcke
- die Arbeitsweise des lokalen Triggers
- ein Vergleich der ersten mit der dritten Triggerstufe

Die Ereignisdaten des lokalen Fastbus-Systems werden von einem Server-Prozeß (*FIP\_Server*)<sup>35</sup> vom LES<sup>36</sup> in einem Buffer auf der VAX geschrieben und dort von dem *Model Buffer Manager* (MBM) verwaltet. Verbraucherprozesse (*Consumer*) wie u.a. ein Monitorprogramm, können dort auf sie zugreifen und sie verarbeiten.

<sup>35</sup>Server Prozeß des *Fastbus Intersegment Processoer*

<sup>36</sup>Local Event Supervisor

Das Monitorprogramm läuft ständig im Hintergrund in einer *Batch Queue*. Alle benötigten Aktionen werden durch den in den Ereignisdaten enthaltenen Informationen (Beginn und Ende einer LEP-Füllung, Art der Daten wie u.a. Kalibrations-, Test- oder Physik-Daten etc.) eingeleitet, was das Programm datengetrieben macht und einen automatischen Betrieb aufbaut. Optional können jedoch auch Befehle von dem Programm *MON\_Expert* an das Monitorprogramm gesendet werden.

Nach einer festgelegten Anzahl von Ereignissen sowie Ereignissen getriggert durch den EMF, werden die akkumulierten Daten überprüft. Wird in diesen Daten ein Fehlverhalten festgestellt, erfolgt das Speichern einer Meldung und bei bestimmten Störungen des Triggersystems ein automatisches Maskierung der defekten Komponenten. Das aktuelle Verhalten der EMF Hardware sowie des EMF-Triggers läßt sich jederzeit mit dem Programm *MON\_Display* darstellen. Am Ende einer LEP-Füllung wird der Inhalt der *Global Section* in eine Datei kopiert. Auf diese kann anschließend mit dem Graphik-Programm zugegriffen werden und zusammen mit dem im *Message-File* gespeicherten Informationen das Verhalten des EMF während einer bestimmten LEP-Füllung überprüft werden.

### 3.4 Das DELPHI Datenanalyse System

Die Rekonstruktion der mit dem DELPHI Detektor aufgenommenen Rohdaten und deren anschließende Analyse erfolgt *Offline*, d.h. in einem bisweilen zeitlich großen Abstand nach der Datennahme. Im folgenden soll dieser Offline-Bereich sowie die Simulation des Experimentes kurz beschrieben werden. Einen Überblick gibt die Abbildung 25

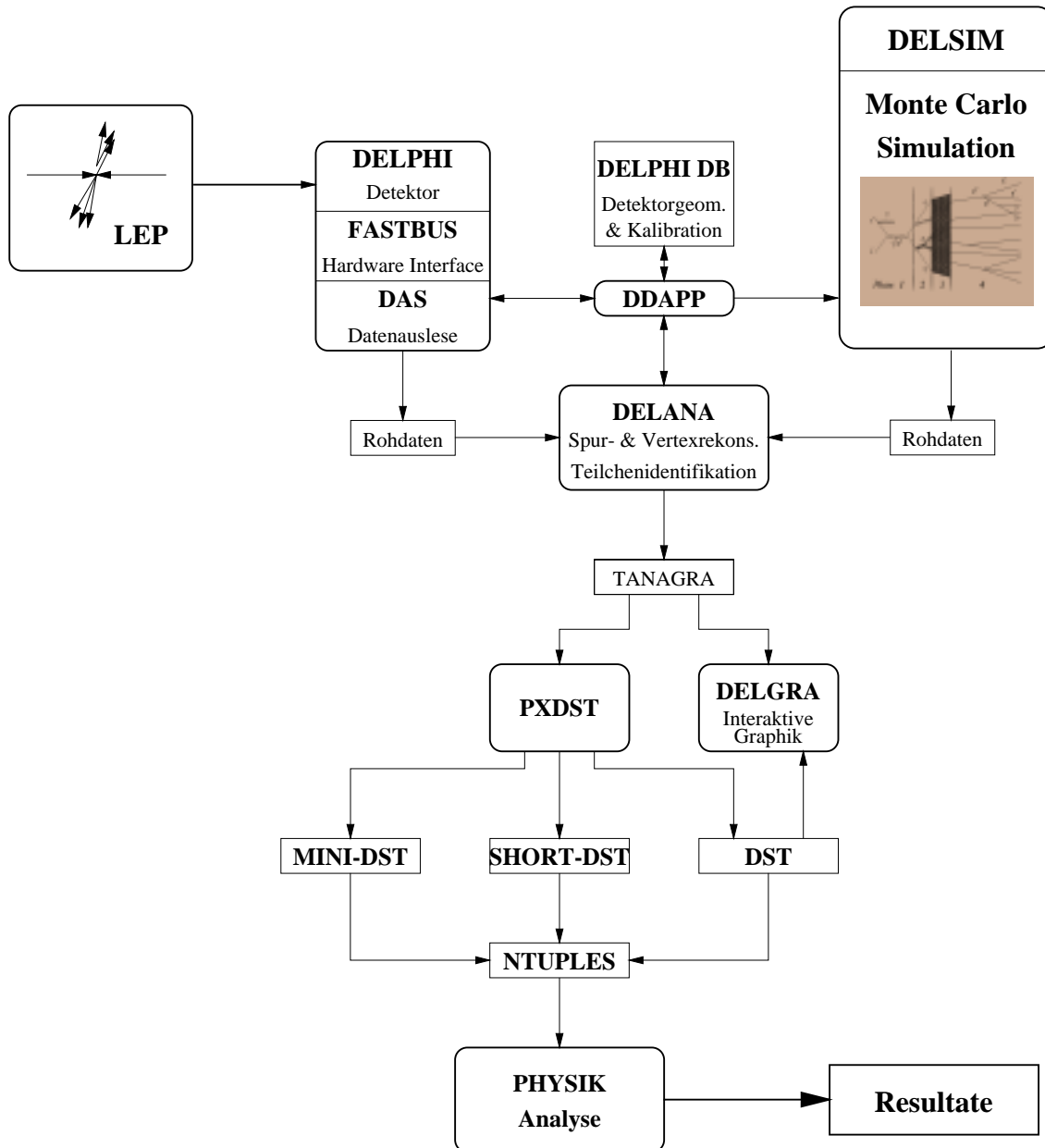


Abbildung 25: Aufbau der DELPHI Analyseketten

### 3.4.1 Die Simulation des Experimentes

Zur Simulation des DELPHI-Experimentes wurde das Programm DELSIM<sup>37</sup> [61] entwickelt. Monte Carlo Simulationsprogramme wie DELSIM, unterteilen sich typischerweise in zwei Bereiche, einen detektorunabhängigen Generator, der die physikalischen Anfangszustände generiert sowie einen Teil, der das Verhalten des Detektors simuliert.

Ausgehend von der Generierung des Annihilationsprozesses  $e^+e^- \rightarrow Z^0$  erfolgt die Simulation des Zerfalls des  $Z^0$ -Bosons. Für die Erzeugung der leptonischen und hadronischen  $Z^0$ -Endzuständen besitzt DELSIM eine Schnittstelle zu verschiedenen Generatoren, die je nach Verwendung aufgerufen werden können. Sie unterscheiden sich in der modellabhängigen Art, wie sie den komplexen Fragmentierungs- und Zerfallprozess von anfänglich Quarks, Gluonen oder Leptonen zu den experimentell beobachtbaren Hadronen und Leptonen beschreiben. In den Simulationsdaten, die für die vorliegende Analyse benutzt wurden, wurde der Generator JETSET 7.3 [23] verwendet.

Die generierten Teilchen des Endzustandes werden anschließend durch den Detektor verfolgt. Dabei werden die möglichen Wechselwirkungsprozesse mit dem Detektormaterial sowie Zerfälle kurzlebiger Teilchen simuliert. Durchläuft ein Teilchen das aktive Volumen des Detektors, erfolgt die Simulation einer Messung unter Berücksichtigung der detektorbedingten Ansprechwahrscheinlichkeit und dessen Auflösungsvermögen. Die hierfür erforderliche Beschreibung der Detektorgeometrie und der Kalibrationskonstanten ist in einer Datenbank abgelegt, auf die mittels des Programmpaket DDAPP<sup>38</sup> [62] zugegriffen wird.

Die Ausgabe der simulierten Ereignisse erfolgt in einer den DELPHI-Rohdaten entsprechenden Struktur, mit zusätzlichen Simulationsinformationen. Dies ermöglicht die Verwendung der gleichen Programme zur Rekonstruktion und Analyse wie für die experimentellen Daten.

### 3.4.2 Die Ereignisrekonstruktion

Die Rekonstruktion der im Experiment oder durch die Simulation gewonnenen Rohdaten erfolgt mit dem Programm DELANA<sup>39</sup> [63]. Es verarbeitet die Daten schrittweise, von der Kalibration der Rohdaten bis hin zur Ausgabe der für eine Physikanalyse interessanten Daten. Die Resultate der einzelnen Rekonstruktionsschritte werden mittels des Programmpakets TANAGRA<sup>40</sup> [64] in Form von Datenbanken verwaltet und gespeichert. Die TANAGRA Informationen lassen sich graphisch mit dem Programm DELGRA<sup>41</sup> [65] darstellen, was wesentlich zur Überprüfung der einzelnen Rekonstruktionsschritte und zum Verständnis der weiteren Analyse beiträgt. In Bild 26 ist die Verarbeitungsstruktur des DELANA Programms dargestellt.

Die Ereignisrekonstruktion mit dem Programm DELANA findet in zwei Stufen statt. In der ersten Stufe (*first stage pattern recognition*) erfolgt die Dekodierung und Kalibration der Rohdaten durch Mustererkennungsprogramme der einzelnen Detektoren. Die hierfür erforderlichen Kalibrationskonstanten werden aus einer Datenbank geladen. Die Resultate werden in TD-Bänken abgelegt, auf die anschließend detektorspezifische Spurfindungs- und Energieclusteralgorithmen zugreifen. Die gefundenen Spurstücke und Cluster werden in TE-Bänken gespeichert.

<sup>37</sup>DELSIM DELPHI Simulation program

<sup>38</sup>DDAPP Detector Description Application Package

<sup>39</sup>DELANA DELPHI Analysis program

<sup>40</sup>TANAGRA Track Analysis and Graphic program

<sup>41</sup>DELGRA DELPHI Graphic program

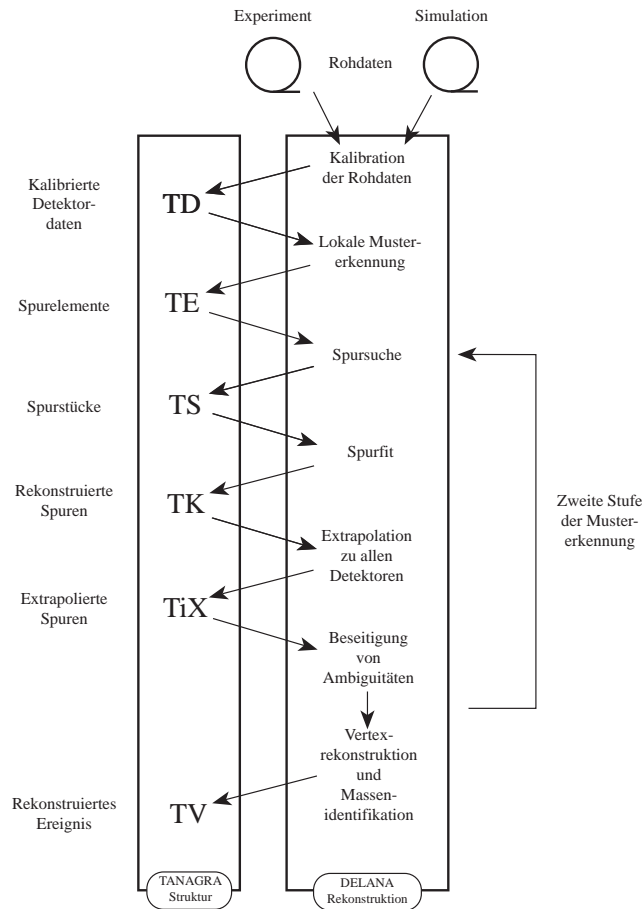


Abbildung 26: Flußdiagramm der Ereignisrekonstruktion durch DELANA

Ein globaler Spurfindungsalgorithmus versucht nun die Spurstücke der verschiedenen Detektoren zu assoziieren. Die so gebildeten Spurkandidaten werden in TS-Bänken gefüllt. Nachfolgend versucht ein Spurfitprogramm, unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung, die beste Spur aus ihnen zu fitten. Spuren, die den Kriterien des Fits genügen, werden in TK-Bänken geschrieben.

Um weitere Spuren zu finden, werden in der folgenden zweiten Stufe der Ereignisrekonstruktion (*second stage pattern recognition*) die gefundenen Spuren sowie die nicht benutzten Spurelemente der TPC zu allen Detektoren extrapoliert. Desweiteren wird versucht, die Kalorimeterinformationen zu den einzelnen Spuren zu assoziieren, wobei nichtassoziierbare Energiedepositionen neutralen Teilchen zugeordnet werden. Auf die bisher nicht assoziierten Spurelement wird ein weiteres Mal der Spurfindungs- und Spurfitalgorithmus angewandt. Nach Beseitigung von Ambiguitäten wird abschließend versucht, Bündel geladener Spuren zusammenzufassen, um sie zu einem gemeinsamen Vertex zu fitten. Diese Information wird in den TV-Bänken abgelegt.

Die Ausgabe der rekonstruierten Ereignisse kann in Form von sogenannten *Master DSTs*<sup>42</sup> erfolgen, die neben den TANAGRA Informationen auch sämtliche Rohdaten enthalten. Deswei-

<sup>42</sup>DST: Data Summary Tape

teren besteht die Möglichkeit, die Daten in einer reduzierten DST Struktur abzuspeichern.

### 3.4.3 Das Datenverarbeitungssystem

Die Analyse der Ereignisdaten erfolgte ursprünglich auf großen Mainframe Computer. Jedoch zeichnete sich im Verlauf der letzten Jahre immer stärker ein Übergang zu preiswerten und leistungsstarken Workstations ab, die in einem Computer Cluster vernetzt werden.

Zu einer effektiven Ausnutzung eines solchen Clusters sollten die einzelnen Maschinen im Parallelbetrieb genutzt werden. Da die Ereignisdaten untereinander nicht korreliert sind, bietet sich der einfach zu implementierende *FARM* Ansatz als Parallelisierungsschema an. Nach diesem Ansatz übernimmt jeweils ein Prozessor die Verarbeitung eines kompletten Ereignisses.

Bei Systemen, die aufgrund der ständig zur Verarbeitung vorhandenen Daten automatisch gleichmäßig ausgelastet sind, kann dies durch einfaches Starten von Programmen auf dem jeweils nicht genutzten Computer erfolgen. Dies ist der Fall bei der DELPHI-FARM, die hauptsächlich zum Prozessieren der Rohdaten genutzt wird. Hier übernimmt ein *Task-Scheduler* die Kontrolle über die vorhandenen Ressourcen. In anderen Fällen, wie z.B. einem VAX-Cluster oder dem SHIFT<sup>43</sup>[66] System am CERN, wird die gleichmäßige Auslastung der Maschinen über ein Batch-System oder mit dem NQS-Programm<sup>44</sup> gesteuert.

Bei Computer-Cluster in kleineren Instituten ist die Situation jedoch hinsichtlich der Auslastung verschieden. In diesem Fall wird ein gewisser Teil der Computer durch interaktive Benutzung, ein anderer Teil der CPU-Ressourcen durch Batch-Prozesse genutzt. Nur in seltenen Fällen wird jedoch die gesamte, im Cluster vorhandene Rechenleistung vollständig ausgenutzt.

Aus diesem Grund wurde zu einer effektiven Auslastung des gesamten Computer Clusters in Padua, ein Prozessierungssystem entwickelt, das den Benutzern sämtliche, durch interaktiven Betrieb nicht genutzte CPU-Leistung zur Verfügung stellt [67]. Dieses System gestattet, in einer für den Benutzer transparenten Weise, die gespeicherten MINI-DST Daten in kürzester Zeit zu prozessieren.

Der Aufbau des Systems ist in Abbildung 27 dargestellt. Durch ein Steuerungsprogramm, dem der Benutzer den Namen seines Analyseprogramms sowie die Namen der zu analysierenden Dateien übergibt, wird ein sogenannter *Working Pool* erzeugt. Dieser enthält u.a. die Dateinamen und deren Speicherort im Cluster. Die zur Erzeugung des *Working Pools* erforderlichen Zusatzinformationen werden aus einer Datenbank geladen. Danach werden durch das Steuerungsprogramm auf allen Maschinen des Computer-Clusters Serverprozesse gestartet, die das Analyseprogramm ausführen. Die Serverprozesse greifen ihrerseits auf den *Working Pool* zu und entnehmen sukzessiv den Namen einer Datei und bearbeiten diese. Zur Reduktion des Datenverkehrs auf dem Computernetzwerk wird dabei versucht, Dateien auf lokalen Festplatten bevorzugt zu verarbeiten. Wenn alle Dateien aus dem *Pool* prozessiert worden sind, werden die erzeugten Histogramme und NTuple abgespeichert und der Betrieb der Server beendet.

---

<sup>43</sup>SHIFT Scalable Heterogeneous Integrated FaciliTy

<sup>44</sup>NQS Network Queueing System



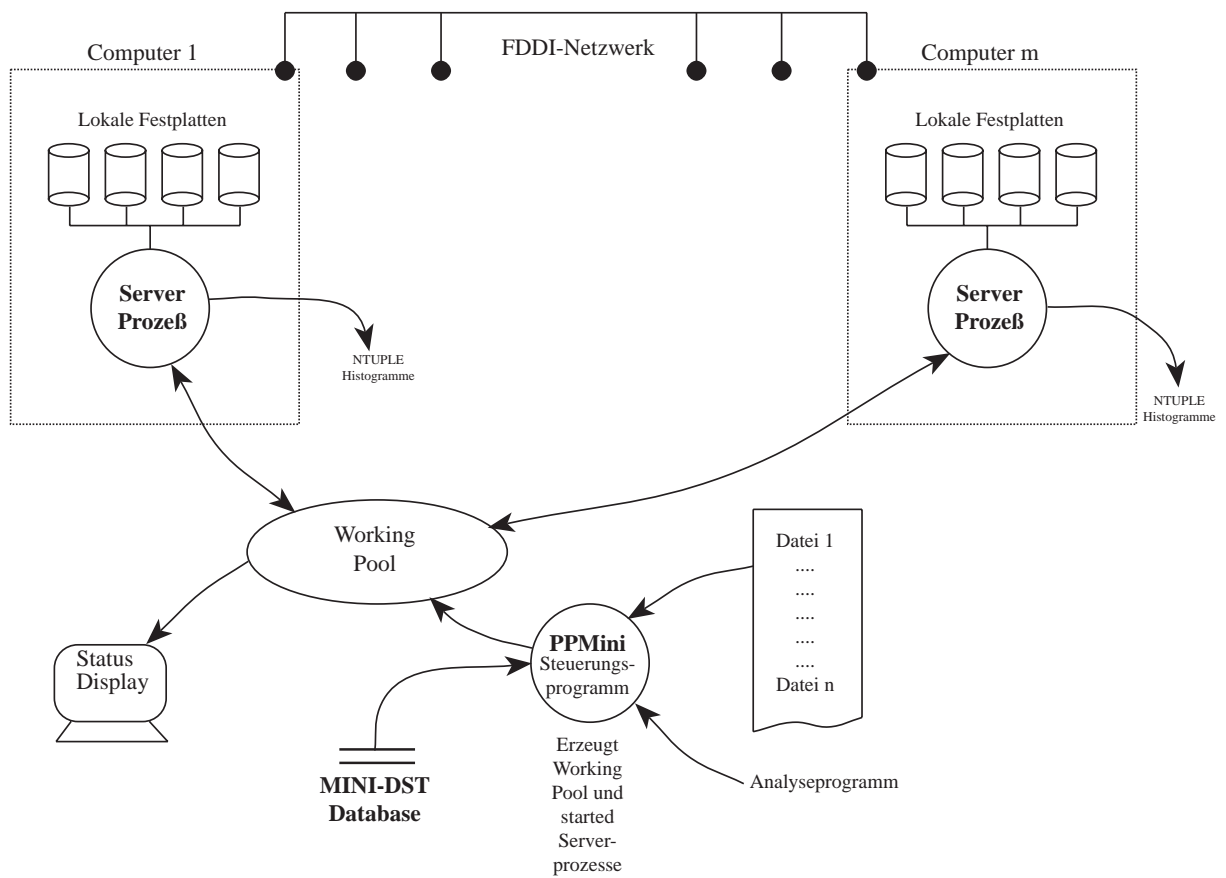


Abbildung 27: Das System zum parallelen Prozessieren von MINI-DST Daten

## 4 Die Datenanalyse

Zur Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von Quarks haben sich verschiedene Methoden etabliert, die sich in der Bestimmung des ursprünglichen Quark-Typs, dessen Ladung und Richtung unterscheiden. Im wesentlichen lassen sie sich in folgende Gruppen unterteilen.

- Semileptonischen Zerfälle von b(c)-Quarks  $\Rightarrow A_{FB}^{c\bar{e}}$  und  $A_{FB}^{b\bar{b}}$
- Jet-Ladung und Lebensdauer-Tag zur Selektion von b-Quarks  $\Rightarrow A_{FB}^{b\bar{b}}$
- $D^*$ -Meson Analyse  $\Rightarrow A_{FB}^{c\bar{e}}$  und  $A_{FB}^{b\bar{b}}$
- Analyse von schnellen Kaonen und  $\Lambda$ -Baryonen  $\Rightarrow A_{FB}^{s\bar{s}}$

Die vorliegende Analyse verwendet den semileptonischen Zerfall von c- und b-Quarks zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie. Aufgrund der harten Fragmentation schwerer Quarks besitzen Leptonen aus semileptonischen Zerfällen im Mittel einen hohen Impuls verglichen zu anderen Teilchen in hadronischen Ereignissen. Desweiteren führt die große Masse des zerfallenden B-Hadrons zu einem hohen transversalen Impuls des Leptons in Bezug auf die Richtung des Hadrons. Diese Eigenschaften lassen sich zur Selektion von Zerfällen schwerer Quarks ausnutzen.

Die Bestimmung der Quark-Richtung vor möglicher Gluonabstrahlung erfolgt durch die Thrust-Achse. Zur Festlegung der Quark- bzw. Antiquarkhemisphäre wird die Ladung des Leptons verwendet, die mit der Ladung des zerfallenden Quarks korreliert ist (vgl. Seite 27).

Der transversale Impuls des Leptons wird in Bezug auf die Flugrichtung des schweren Hadrons gemessen. Diese läßt sich näherungsweise durch einen Clusteralgorithmus bestimmen, der die Zerfallsprodukte des Hadrons zu einem Teilchen-Jet zusammenfaßt. In Abbildung 28 sind diese Meßgrößen dargestellt.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Analyseschritte erläutert. Dazu gehört:

- die Selektion von hadronischen Ereignissen
- die Bestimmung der Thrust- und der Jet-Achse
- die Leptonidentifikation

Desweiteren erfolgen Angaben zur Klassifikation der Leptonkandidaten.

### 4.1 Die Ereignisselektion

Die im DELPHI-Experiment aufgezeichneten Daten werden während der Rekonstruktion durch das DELANA-Programm aufgrund ihrer Topologie, Anzahl der geladenen und neutralen Teilchen von den einzelnen Teams in Ereignisklassen eingeteilt. Zur Erhöhung der Reinheit wurden auf Ereignisse, die bereits für die Analyse der  $Z^0$ -Masse (Team 4) als hadronische Ereignisse eingestuft wurden, härtere Schnitte gesetzt.

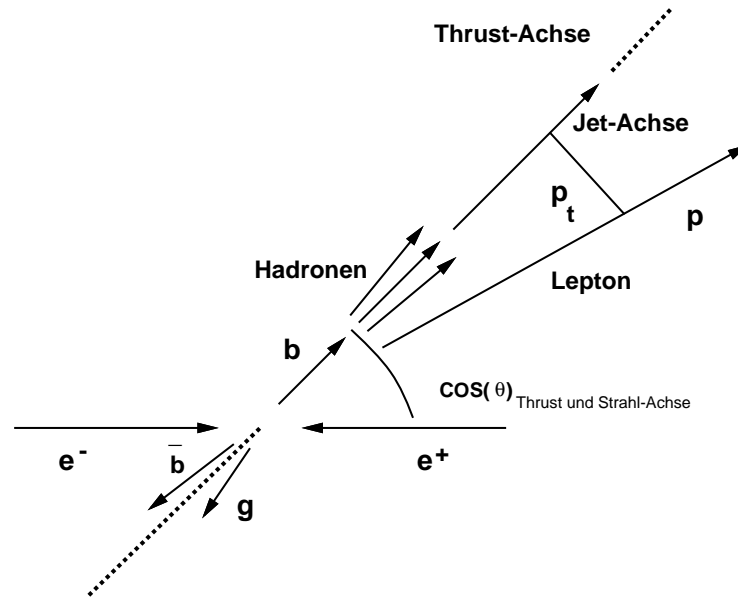


Abbildung 28: Meßgrößen zur Bestimmung von  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  unter Verwendung des semileptonischen Zerfalles

Für geladene Spuren wurde gefordert:

- Polarwinkel im Bereich der guten Akzeptanz der Spurdetektoren von  $20^\circ < \theta < 160^\circ$
- Spurimpuls  $p > 200 \text{ MeV}/c$
- Relative Fehler der Impulsmessung  $\Delta p/p < 100\%$
- Rekonstruierte Spurlänge  $l > 30 \text{ cm}$
- Impaktparameter in  $R\phi < 5 \text{ cm}$  und in  $|z| < 10 \text{ cm}$

Nichtassoziierte elektromagnetische Schauer wurden akzeptiert, wenn:

- im Fall des EMF, eine Mindestenergie von  $E > 400 \text{ MeV}$  im Winkelbereich von  $11.5^\circ < \theta < 35.4^\circ$  gemessen wurde
- im Fall der HPC, die Energie  $E > 800 \text{ MeV}$  ist

Zur Selektion von hadronischen Ereignissen wurde verlangt, daß das Ereignis mindestens 7 akzeptierte geladene Spuren besitzt. Desweiteren, daß die totale rekonstruierte Energie 15% der Schwerpunktsenergie beträgt, wobei mindestens 3% der Energie auf jede Hemisphäre fallen.

In Abbildung 29 ist die rekonstruierte Energie sowie die Anzahl der geladenen Spuren in einem zweidimensionalen Histogramm dargestellt. Durch den benutzten Schnitt auf die Teilchenmultiplizität lassen sich im wesentlichen die leptonischen Ereignisse unterdrücken. Der Energieschnitt hingegen unterdrückt  $\gamma\gamma$ - und Strahl-Gas-Ereignisse. Der noch verbleibende Untergrund

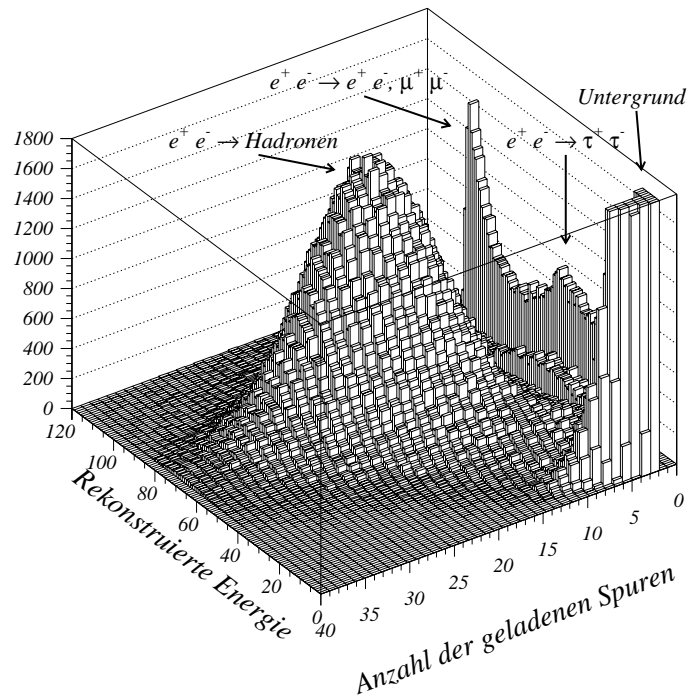


Abbildung 29: Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von der rekonstruierten Energie und der geladenen Multiplizität

durch  $\gamma\gamma$ -Ereignissen sowie Ereignissen vom Type  $e^+e^- \rightarrow \tau\tau$  wurde durch MC Studien auf kleiner als 0.1% bzw. 0.3% abgeschätzt [68]. Die Effizienz der Selektion, ebenfalls ermittelt mit MC-Daten, beträgt  $94.92 \pm 0.03\%$ .

Die Ereignis Selektion berücksichtigt desweiteren den Zustand der einzelnen Detektorkomponenten, der in folgender Weise kodiert ist.

0	Daten nicht verwendbar
1	< 50 %
2	50 – 65 %
3	65 – 80 %
4	80 – 90 %
5	90 – 95 %
6	95 – 99 %
7	> 99 %
8	Informationen liegen nicht vor
9	Effizienz variiert während des Runs

Die Betriebsbereitschaft der für die Analyse wichtigen Detektoren ist in Abbildung 30 für die Daten der Jahre 1993-94 dargestellt. Basierend auf diesen Informationen wurde gefordert, daß sowohl die TPC als auch die beiden Kalorimeter (EMF und HPC), eine Betriebsbereitschaft von größer als 95% aufwiesen. Für die an der Leptonidentifikation beteiligten Detektoren wurden noch zusätzliche Anforderung in bezug auf deren Betriebsbereitschaft gestellt. Auf die gewählten Schnitte wird in den folgenden Abschnitten zur Leptonidentifikation eingegangen.

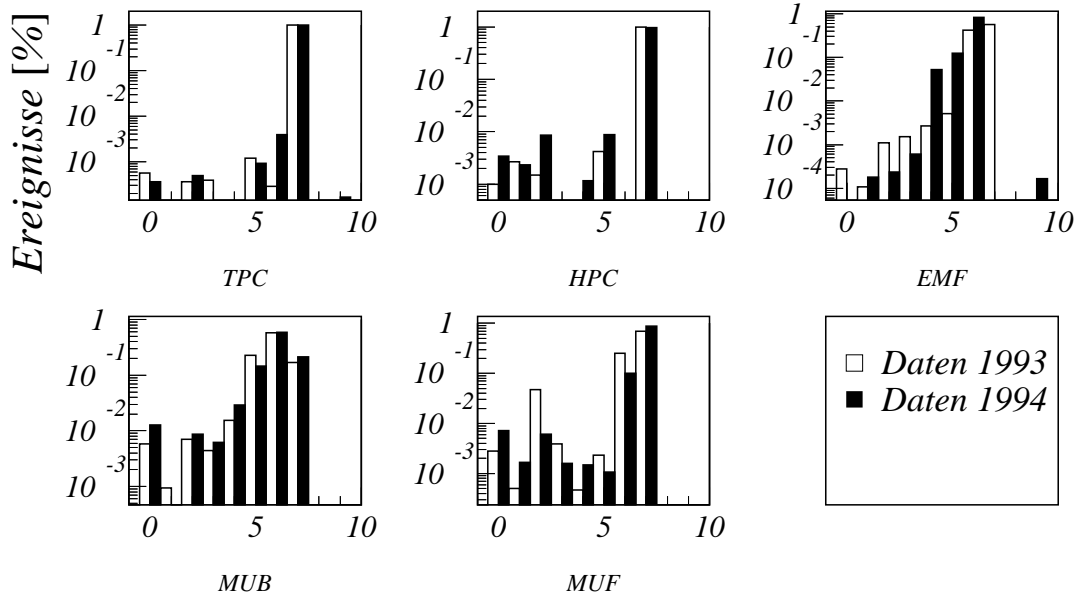


Abbildung 30: Betriebsbereitschaft der für die Analyse wichtigen Subdetektoren. Der Wertebereich 0-9 entspricht der im Text angegebenen Kodierung.

Für die vorliegende Arbeit wurden die Daten verwendet, die in der Strahlperiode von 1993 und 1994 durch das DELPHI-Experiment aufgezeichnet wurden. Einen Überblick über die Anzahl der Ereignisse gibt die folgende Tabelle.

Jahr	1993			1994
	Gesamt	$\sim M_Z - 2$	$\sim M_Z$	$\sim M_Z + 2$
Ereignisse aufgezeichnet	5844870	1499215	2910499	1435156
Ereignisse auf DST-Tape	2745098	639543	1448119	657436
Team4 had. Ereignisse	722794	94926	489935	137933
Had. Ereignisse selektiert	701284	90987	477540	132757
Statusselektion	686289	89266	465349	131674

## 4.2 Die Rekonstruktion der Ereignisachse

Die initiale Richtung der Quarks vor einer möglichen Gluonabstrahlung läßt sich mit Hilfe der Thrust-Achse näherungsweise bestimmen. Der Thrust-Wert, der ein Maß für die räumliche Ereignistopologie darstellt, ist definiert als:

$$T = \max_{\vec{e}} \frac{\sum_i |\vec{P}_i \cdot \vec{e}|}{\sum_i |\vec{P}_i|}$$

wobei der Vektor  $\vec{e}$  die Richtung der Thrustachse angibt. Der Thrustwert liegt so zwischen 0.5, entsprechend einem vollständig isotropen Ereignis und 1.0 für ein akolines 2 Jet-Ereignis. Zur Bestimmung der Thrustachse wird dieser Vektor so variiert, daß die gezeigte Funktion ein Maximum annimmt. Implementiert ist diese Funktion in der Programmbibliothek JETSET [23].

Da insbesondere im Vorwärtsbereich und in der Mitte des Detektors nicht alle geladenen Teilchen rekonstruiert werden können, wurden zur Bildung der Ereignisachse auch nichtassoziierte Schauer der elektromagnetischen Kalorimeter HPC und EMF verwendet. Zur Unterdrückung von möglichen Rauschteilen wurden dabei die oben genannten Energieschnitte angesetzt.

Die resultierende  $\cos \theta$  Verteilung der rekonstruierten Thrust-Achse ist in Abbildung 31 für reale Daten im Vergleich zur Monte Carlo Simulation dargestellt.

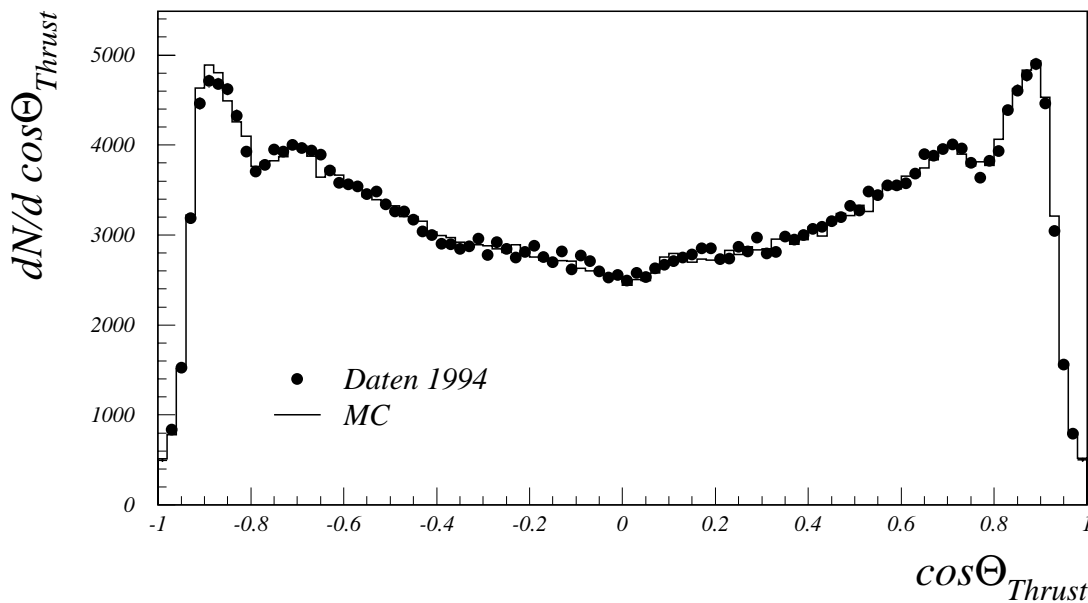


Abbildung 31: Winkelverteilung der Thrust-Achse für reale Daten und MC

Die Qualität der Rekonstruktion der Ereignisachse läßt sich mit MC-Daten untersuchen. In Abbildung 32 ist die mittlere Differenz zwischen der rekonstruierten Ereignisachse ( $\cos \theta_{Thrust}$ ) und der Quark-Achse ( $\cos \theta_{Quark}$ ) in Abhängigkeit von der Thrust-Achse aufgetragen.

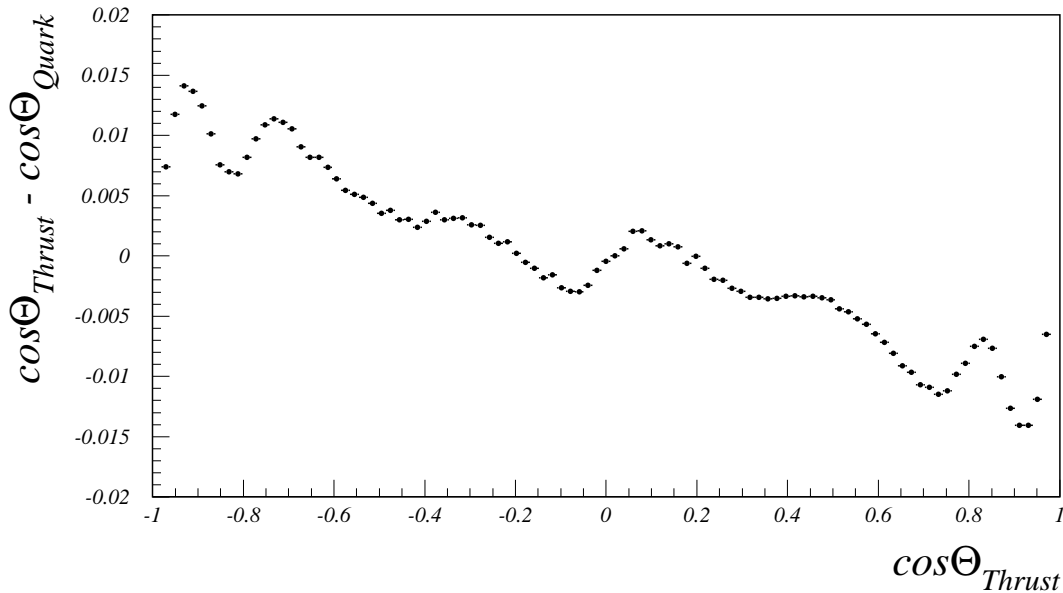


Abbildung 32: Differenz zwischen der rekonstruierten Ereignisachse ( $\cos \theta_{Thrust}$ ) und Quark-Achse, aufgetragen gegen den Winkel der Thrust-Achse

Die erkennbaren Abweichungen sind durch QCD-Effekte (Gluon-Abstrahlung) sowie durch die begrenzte Akzeptanz des Detektors bedingt. Letztere Effekte zeigen sich in den Bereichen des Detektors bei  $|\cos \theta| = 0.8$  und in den HPC-Ringübergängen bei  $|\cos \theta| = 0.4$  bzw.  $|\cos \theta| = 0.65$

Vergleichend dazu ist in Abbildung 33 der Energiefluß dargestellt, erzeugt durch geladene Teilchen und nichtassoziierte elektromagnetische Schauer.

Auf den Winkel der Thrust-Achse wird im folgenden ein Schnitt von  $|\cos(\theta_{Thrust})| < 0.9$  angesetzt um abzusichern, daß die Rekonstruktion der Thrust-Achse nicht stark durch Verluste von Teilchen außerhalb der Detektorakzeptanz beeinflusst wird.

### 4.3 Die Jet-Rekonstruktion

Die Jet-Rekonstruktion ist entscheidend für eine präzise Bestimmung des transversalen Impulses des Leptons und somit für die Selektion von  $b\bar{b}$ -Ereignissen. Für die Bildung der Jets werden die im Detektor nachgewiesenen Teilchen in Clustern zusammengefaßt, wobei die Art der Clusterisierung sich je nach Algorithmus unterscheidet. Der für diese Arbeit verwendete Algorithmus wurde ursprünglich von der JADE-Kollaboration [69],[70] entwickelt und wird derzeit bei allen LEP-Experimenten eingesetzt. Ein Vergleich dieses Algorithmus mit dem u.a. verwendeten Lund-Cluster Algorithmus LUCLUS ist aus [71] zu entnehmen.

Zur Bestimmung der Jets wurden alle geladene Teilchen sowie nichtassoziierte elektromagnetischen Schauer verwendet, die der genannten Spurselektion genügten. Der JADE-Algorithmus faßt Paare von Teilchen zu sogenannte Quasi-Teilchen zusammen, deren skalierte

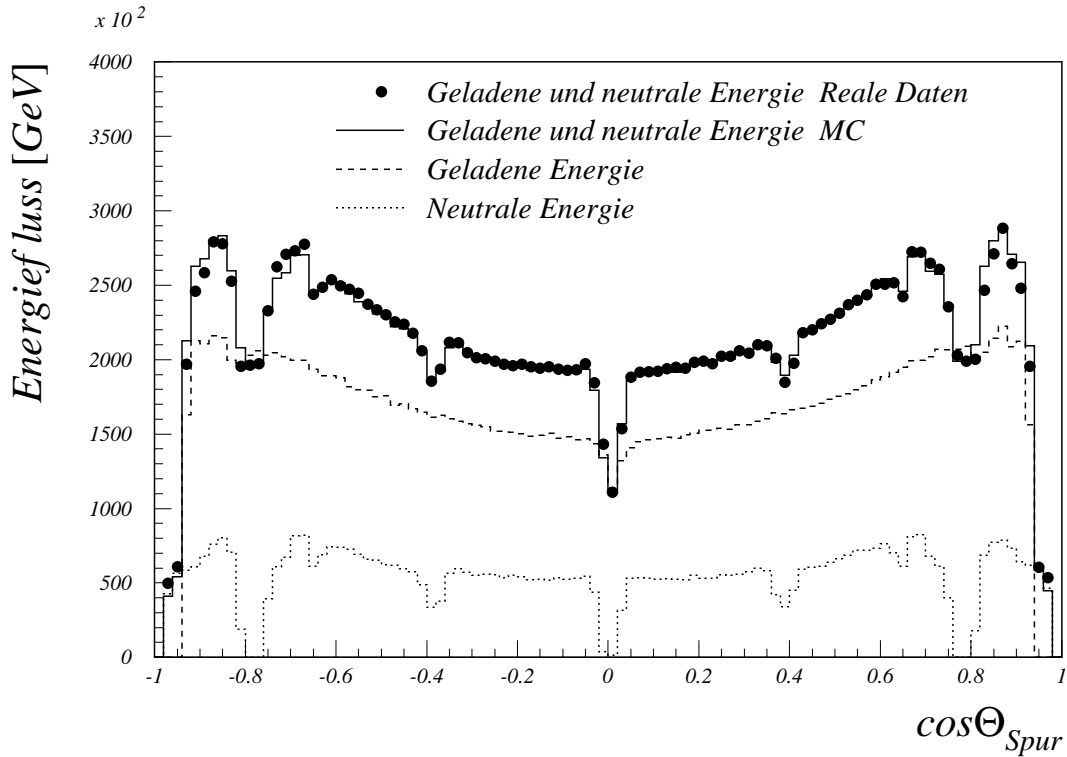


Abbildung 33: Energiefluß erzeugt durch geladene Teilchen und nichtassoziierte elektromagnetische Schauer

invariante Masse ( $y_{i,j}$ ) kleiner als ein Jet-Auflöseparameter  $y_{min}$  ist. Als  $y_{min}$  wurde in der Analyse der Wert 0.01 verwendet. Dieser Prozeß wird solange wiederholt, bis keines solcher Teilchenpaare oder Quasi-Teilchen dem Clusteresierungs-Kriterium genügen. Für ein Teilchenpaar ( $i, j$ ) ist die skalierte invariante Masse definiert als:

$$y_{i,j} = \frac{2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{vis}^2}$$

wobei  $E_i$  und  $E_j$  die Teilchenenergien und  $\cos \theta_{ij}$  der Winkel zwischen den Impulsvektoren der Teilchen darstellt. Der Wert  $E_{vis}$  entspricht der totalen rekonstruierten Energie. Bei der Energieberechnung wurde für alle geladenen Teilchen, mit Ausnahme der als Leptonen identifizierten Spuren, die Pionmasse verwendet. Für neutrale Schauer wurden die Teilchen als Photonen behandelt.

Zu unterscheiden sind zwei Definitionen des transversalen Impulses. In einem Fall wird bei der Bildung der Jet-Achse die Spur des Leptonkandidaten nicht verwendet, im folgenden als  $p_{t,out}$  bezeichnet (vgl. Abb. 43). Im Gegensatz dazu beschreibt  $p_{t,in}$  den Fall, bei dem auch der Kandidat in dem Jet aufgenommen wird.

Es zeigte sich, daß bei der Verwendung der Leptonkandidaten zur Bildung der Jet-Achse die Richtung des schweren Hadrons besser beschrieben wird. Jedoch ergab sich eine höhere Separationsfähigkeit für Leptonen aus Zerfällen schwerer Quarks unter Verwendung der  $p_{t,out}$  Definition [71]. Aus diesem Grund wurde für die Analyse die  $p_{t,out}$  Definition benutzt.



#### 4.4 Die Klassifikation der Lepton-Kandidaten

Lepton-Kandidaten lassen sich entsprechend ihres Ladungsvorzeichen in bezug auf die Ladung des ursprünglichen Quarks, in vier Klassen einteilen. Diese sind:

Klasse	
1	Direkte b-Zerfälle $b \rightarrow l^-$ Kaskadenartige b-Zerfälle mit dem „richtigen Vorzeichen“ $b \rightarrow \tau^- \rightarrow l^-$ $b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-$ $b \rightarrow \bar{c} \rightarrow \tau^- \rightarrow l^-$
2	Kaskadenartige b-Zerfälle mit dem „falschen Vorzeichen“ $b \rightarrow c \rightarrow l^+$ $b \rightarrow c \rightarrow \tau^+ \rightarrow l^+$
3	Direkte c-Zerfälle $c \rightarrow l^+$ $c \rightarrow \tau^+ \rightarrow l^+$
4	Untergrund Leptonen aus anderen Quellen Mißidentifizierte Hadronen

Der relative Anteil der Leptonen der angegebenen Klassen innerhalb eines kinematischen Bereiches  $(p, p_t)$  wird später verwendet, um die entsprechenden Anteile in realen Daten abzuschätzen.

#### 4.5 Elektron-Identifikation

In den folgenden beiden Abschnitten soll die Elektronidentifikation in hadronischen Ereignissen sowohl im Zentral- als auch im Vorwärtsbereich des DELPHI-Detektors diskutiert werden. Der Schwerpunkt liegt dabei auf Elektronen in einem Impulsbereich von 3 bis 30  $GeV/c$ , der charakteristisch für Leptonen aus semileptonischen Zerfällen schwerer Quarks ist. Die angewendeten Methoden sowie deren Effizienzen unterscheiden sich aufgrund von baubedingten Unterschieden der beiden Kalorimeter HPC und EMF sowie der Qualität der rekonstruierten Elektronenspuren.

Neben den Informationen der beiden elektromagnetischen Kalorimeter steht auch noch die Messung des Energieverlustes  $dE/dx$  der TPC als Identifikationsmittel zur Verfügung. Die gegenseitige Unabhängigkeit dieser Detektoren erlaubt die Überprüfung der Identifikationseffizienz und eine Abschätzung des verbleibenden Untergrundes. Einen Überblick der an der Elektronidentifikation beteiligten Detektoren gibt die Abbildung 34.

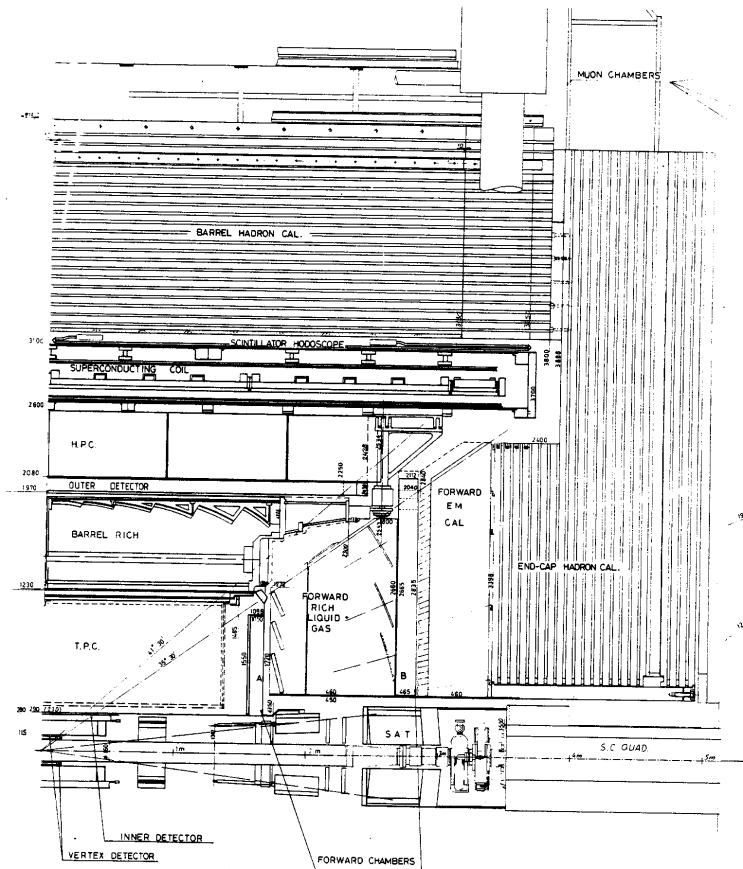


Abbildung 34: Schnittbilddarstellung des DELPHI-Detektors

Der Untergrund in der Elektronidentifikation setzt sich aus drei Komponenten zusammen.

- Hadronen, die während der Wechselwirkung mit dem Detektormaterial zerfallen und dabei ein  $\pi^0$ -Teilchen erzeugen, das wiederum in Photonen zerfällt.
- Der Hauptanteil des hadronischen Untergrundes entsteht durch das Überlappen eines Photonschauers mit einem Hadron beim Eintritt in das Kalorimeter.
- Bei der Ausnutzung von Elektronen aus semileptonischen Zerfällen bilden desweiteren Elektronen und Positronen, die durch Konversion eines Photons vor dem sensitiven Volumens der TPC entstehen, einen gewichtigen Untergrundanteil.

Zum Überprüfung und Abstimmen der Elektronidentifikation wurden verschiedene Sätze von Ereignissen verwendet. Dazu gehörten insbesondere:

- Compton-Ereignisse werden erzeugt, wenn ein Photon, daß von dem einlaufenden Elektron (Positron)-Strahl emittiert wird und mit einem Positron (Elektron) aus dem gegenläufigen Strahl kollidiert. Diese Ereignisse haben eine charakteristische Topologie, mit einer geladenen Spur und einem Photon. Das Photon abstrahlende Elektron verbleibt in der Strahlröhre und kann nicht nachgewiesen werden. Die drei Teilchen liegen in einer Ebene und Energie- sowie Impulserhaltung schränken die Photonenergie, den Elektronenimpuls sowie den relativen Winkel der Teilchen zueinander ein.
- $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  Zerfälle wurden zur Überprüfung der Mißidentifikationswahrscheinlichkeit verwendet. Sie wurden auf der Basis ihrer Topologie und der sich ergebenden invarianten Masse des  $K^0$  selektiert.

#### 4.5.1 Elektron-Identifikation im Zentralbereich

Zur Vorselektion von Elektronkandidaten mußten Spuren folgende Selektionskriterien genügen,

- $3 \leq p \leq 30 \text{ GeV}/c$
- $0.03 \leq |\cos \theta_{Spur}| \leq 0.70$

um eine ausreichende Spurmessung im vollständigen Akzeptanzbereich der HPC zu gewährleisten. Diese Spuren wurden dann zur Eintrittsfläche der HPC extrapoliert, wo Schauer innerhalb eines bestimmten Abstandes von  $\Delta Z$  und  $\Delta\phi$  zur Spur assoziiert wurden. Zur Vermeidung von Meßperioden, in denen sich ein Fehlverhalten der HPC zeigte, wurde zudem gefordert, daß das Kalorimeter eine Betriebsbereitschaft von mindestens 90% aufwies.

Zur Elektronidentifikation wurden folgende HPC Informationen verwendet:

- Differenz in  $z$  zwischen der extrapolierten Spur und dem elektromagnetischen Schauer
- Verhältnis der assoziierten elektromagnetischen Energie zu dem des Spurimpulses ( $E_{em}/p$ )
- Longitudinale Entwicklung des elektromagnetischen Schauers in der HPC

Um Differenzen zwischen Simulations- und realen Daten auszugleichen, mußten alle drei Meßgrößen angepaßt werden. Dazu wurde insbesondere die  $dE/dx$ -Messung der TPC verwendet. Detaillierte Information zu diesem Verfahren sind in [72] und [73] zu finden.

- Der Abstand  $\Delta z$

Der Abstand  $\Delta z$  beschreibt die Differenz in  $z$  zwischen der extrapolierten Spur und dem Schwerpunkt des assoziierten elektromagnetischen Schauers. In Abbildung 35 ist diese Verteilung für reale und simulierte Daten dargestellt. Der gezeigte Satz an Spuren wurde dabei durch eine Vorselektion mit Elektronen angereichert. Zur Selektion von Elektronkandidaten wurde der Schnitt in  $\Delta z$  so gewählt, daß sich eine 95% Wahrscheinlichkeit ergab, eine gegebene Elektronenspur zu selektieren. Die Impulsabhängigkeit von  $\Delta Z$  sowie der erkennbare Unterschied zwischen realen und simulierten Daten wurde dabei durch folgende, empirisch ermittelte Abhängigkeit berücksichtigt:

$$\text{Schnitt} = \begin{cases} 1.024 + 2.059/\sqrt{p} & \text{simulierte Daten} \\ 1.123 + 3.791/\sqrt{p} & \text{reale Daten} \end{cases}$$

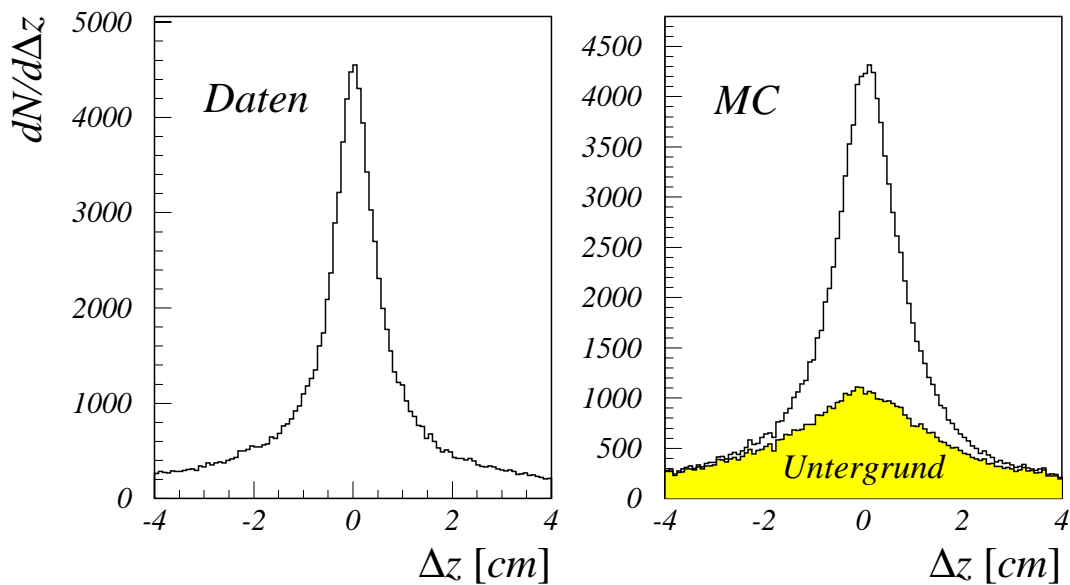


Abbildung 35: Der Abstand  $\Delta z$  zwischen dem Schwerpunkt des assoziierten elektromagnetischen Schauers und der extrapolierten Spur für reale und simulierte Daten

- Das Verhältnis  $E_{em}/p$

Das Verhältnis der assoziierten elektromagnetischen Energie und des Spurimpulses ( $E_{em}/p$ ) stellt eines der Haupthilfsmittel zur Identifikation von Elektronen dar. Um Unterschiede in der Auflösung bei realen und simulierten Daten zu berücksichtigen wurde der Ausdruck

$$\eta = \frac{E/p - \langle E/p \rangle_{Elektron}}{\sigma_{E/p}}$$

gebildet. Die Auflösung  $\sigma_{E/p}$  wurde dabei mittels eines stark angereicherten Satzes von Elektronen aus Simulations- und realen Daten ermittelt.

$$\sigma_{E/p} = \begin{cases} 0.0409 + 0.4897/p^{0.5} & \text{simulierte Daten} \\ 0.0749 + 0.3660/p^{0.523} & \text{reale Daten} \end{cases}$$

In Abbildung 36 ist die  $\eta$  Verteilung für Simulations- und reale Daten dargestellt. Zu erkennen ist, daß die Simulation den Untergrund in realen Daten schlecht reproduziert. Zur Selektion von Elektronen wurde im weiteren gefordert, daß sich  $\eta$  im Bereich  $[-1.0, 3.0]$  befand.

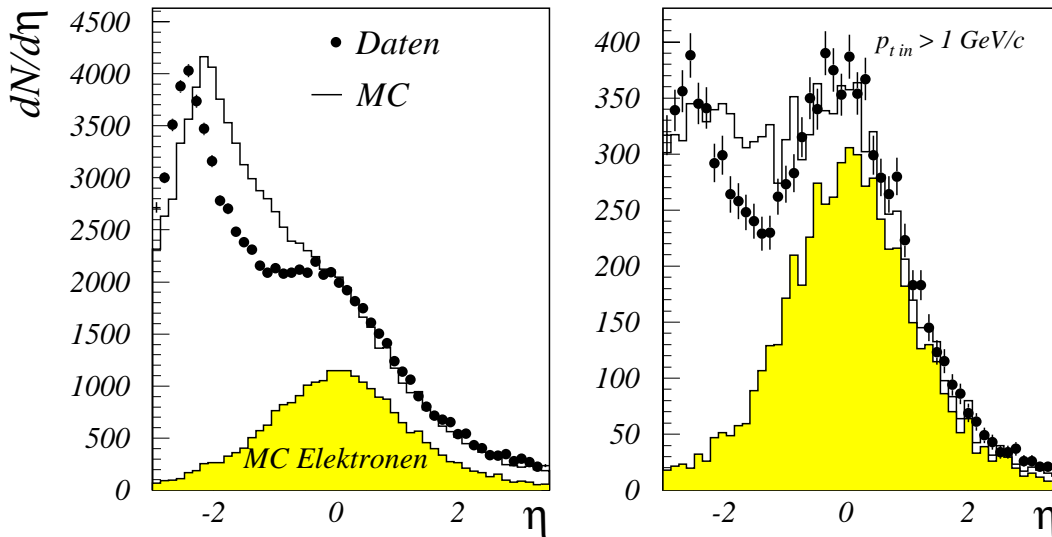


Abbildung 36:  $\eta$  Verteilung angereichert mit Elektronen für simulierte und reale Daten.

- **Die longitudinale Entwicklung des Schauers**

Aufgrund der radialen Segmentation der HPC in 9 Ebenen ist es möglich die longitudinale Entwicklung des elektromagnetischen Schauers innerhalb des Kalorimeters zu messen. Diese läßt sich mittels einer  $\Gamma$ -Funktion parametrisieren [74]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{E_0 b (Xb)^a e^{-Xb}}{\Gamma(a + 1)}$$

wobei  $E_0$  die Schauerenergie angibt und  $X$ , ausgedrückt in Strahlungslängen, die im Kalorimeter zurückgelegte Strecke entspricht. Die beiden Parameter  $a$  und  $b$  können mittels Daten empirisch bestimmt werden.

Zur Selektion von Elektronen wurde ein  $\chi^2$  gebildet,

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^9 \frac{(F_i - \langle F_i \rangle)^2}{\sigma_i^2}$$

mit  $F_i$  als Energieanteil an der Gesamtschauerenergie, die in der Ebene  $i$  deponiert wurde.  $\langle F_i \rangle$  und  $\sigma_i^2$  entsprechen der mittleren Energie sowie der Breite der Verteilung des Energieanteils deponiert durch ein Elektron mit einer Gesamtenergie gleich der der Schauerenergie.

Zur Unterdrückung des hadronischen Untergrundes wurde im folgenden ein Schnitt auf die Wahrscheinlichkeitsverteilung des  $\chi^2$  von  $P(\chi^2) = 0.0005$  gewählt.

- **Die  $dE/dx$ -Messung**

Neben Informationen der Kalorimeter steht zur Elektronidentifikation die  $dE/dx$ -Messung der TPC zur Verfügung. Insbesondere Elektronen, mit einer weitaus kleineren Masse als andere geladene Teilchen, hinterlassen in der TPC ein großes Signal. Bei einer Energie von wenigen  $GeV$  befinden sich die Elektronen bereits in einem Bereich, wo der Energieverlust konstant ist, während sich die Hadronen noch im Bereich des relativistischen Anstiegs befinden. Der Energieverlust wurde derart normiert, daß ein minimal ionisierendes Teilchen (MIP) einen Wert von  $dE/dx = 1.0$  annimmt und Elektronen  $dE/dx = 1.5$ . Für die Akzeptanz der  $dE/dx$ -Messung wurde gefordert, daß mindestens 30 angesprochene TPC-Auslesedrähte verwendet wurden. In Abbildung 37 ist die  $dE/dx$ -Verteilung für einen Satz von Spuren dargestellt, wobei der Anteil an Elektronen durch vorhergehende Kalorimeterselektionen angereichert wurde.

Die Messung des Energieverlustes fehlt in ca. 50% aller Spuren. Dies ist insbesondere durch Spuren mit gleicher  $z$ -Koordinate bedingt, so daß durch eine Überlappung der Ladungen beim Auftreffen auf die Meßdrähte die Messung stark erschwert wird. Dies gilt vor allem für Spuren innerhalb von Jets und somit für Spuren mit einem kleinen transversalen Impuls.

Durch einen Schnitt von  $dE/dx > 1.3$  ließen sich ca. 95% der Elektronen innerhalb der Akzeptanz selektieren. Wurden zudem auch Spuren akzeptiert, für deren Messung weniger als 30 Drähte verwendet wurden sowie solche ohne  $dE/dx$ -Messung, erhöhte sich

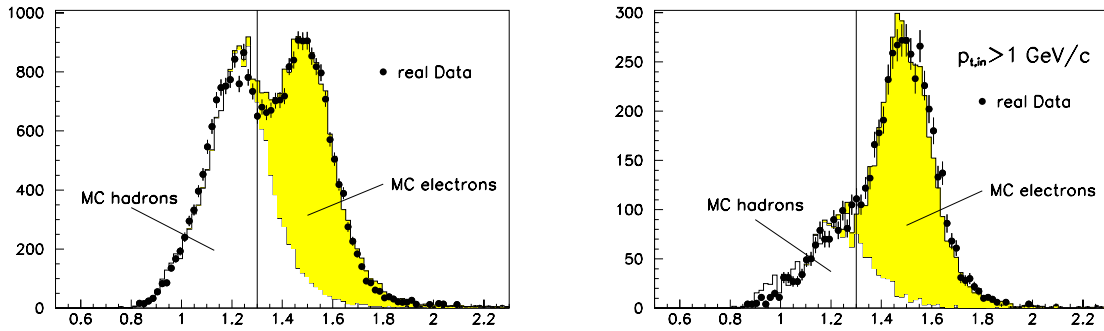


Abbildung 37:  $dE/dx$ -Verteilung für einen Satz von Spuren, angereichert durch vorhergehende Kalorimeterselektionen mit Elektronen

die Effizienz der  $dE/dx$ -Selektion auf  $(99.72 \pm 0.02)\%$ . Auf der anderen Seite ließ sich mit der Forderung von  $0 < dE/dx < 1.3$  ein Satz von hadronischen Spuren mit einem vernachlässigbaren Untergrund an Elektronen selektieren. So zeigten MC Studien, daß selbst nach allen Schritte, basierend auf Informationen der HPC, der Anteil kleiner als  $(1.2 \pm 0.1)\%$  war.

### Die Identifikationseffizienz

Zur Überprüfung der Identifikationseffizienz in realen Daten sowie zum Vergleich mit dem MC wurden u.a. Spuren von Photonkonversionen verwendet. Mittels der gewählten Spurselektion (siehe Seite 75) ließ sich eine Reinheit von  $\sim 95\%$  an Elektronen erzielen. Die sich für diesen Satz an Spuren ergebende Effizienz ist für Daten und MC in Abhängigkeit vom transversalen Impuls in Abbildung 38 aufgetragen. Desweiteren wurden die bereits einleitend erwähnten Compton-Ereignisse zum Studium der Identifikationseffizienz verwendet. Das Resultat dieser beiden Analysen sowie das sich ergebende Verhältnis der Effizienzen in Daten zu MC ist in Tabelle 8 angegeben.

Während sich für die Elektronkandidaten des Jahres 1993, im Rahmen der statistischen Präzision, Übereinstimmung zwischen der Effizienz in realen Daten und MC ergab, so zeigte sich für die 94er Daten ein Unterschied, auf den das MC korrigiert wurde.

	1993		1994	
	Daten	MC	Daten	MC
Konvertierte Photonen	$0.444 \pm 0.005$	$0.452 \pm 0.004$	$0.424 \pm 0.005$	$0.462 \pm 0.003$
Compton-Ereignisse	$0.617 \pm 0.010$	$0.633 \pm 0.008$	$0.594 \pm 0.007$	$0.618 \pm 0.005$
Verhältnis $\epsilon_{\text{Daten}}/\epsilon_{\text{MC}}$	$1.016 \pm 0.015$		$0.950 \pm 0.008$	

Tabelle 8: Die Identifikationseffizienz für Elektronen

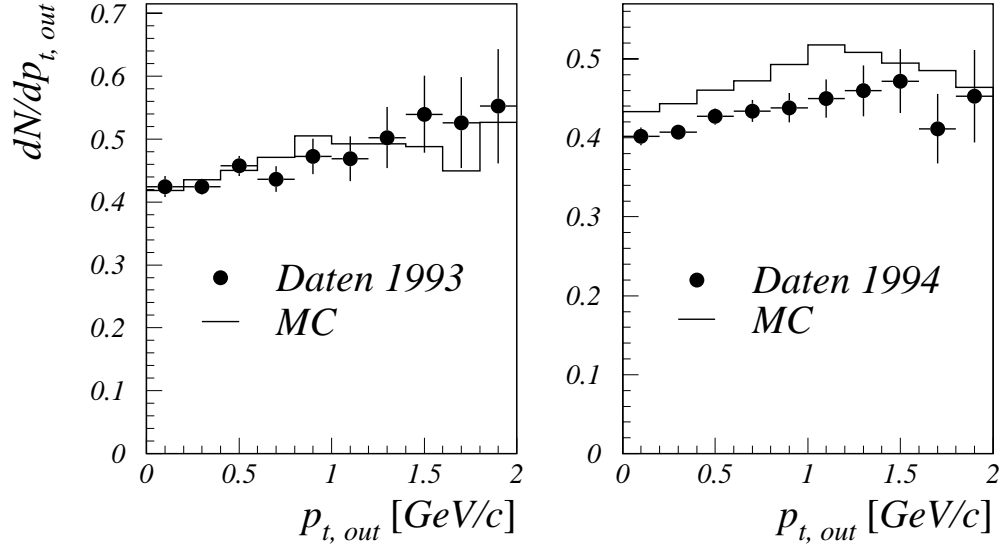


Abbildung 38: Die Identifikationseffizienz von Elektronen in Abhängigkeit des transversalen Impulses  $p_{t,out}$  bestimmt mittels konvertierter Photonen.

### Die Untergrundbestimmung

Die Unabhängigkeit der  $dE/dx$ -Messung von der der Kalorimeter gestattet eine Abschätzung des Anteils der Elektronen und Hadronen im selektierten Satz von Spuren und somit eine Bestimmung der Effizienz und des Untergrundes ohne entsprechende Informationen der Simulation verwenden zu müssen.

Zur Abschätzung des verbleibenden Untergrundes wird zuerst ein Satz von hadronischen Spuren selektiert. Dies erfolgt durch einen Energieschnitt von  $E_{HPC} < 1 \text{ GeV}$ . Für die so selektierten Spuren wird nun in verschiedenen Intervallen des Impulses und des transversalen Impulses das Verhältnis

$$R = \frac{N_{Hadron}(dE/dx > 1.3 \text{ oder } dE/dx = 0)}{N_{Hadron}(0 < dE/dx < 1.3)} \quad E_{HPC} < 1 \text{ GeV}$$

gebildet. Anschließend erfolgt durch einen Fit dieser Datenpunkte die Bestimmung einer impuls- und transversalimpulsabhängigen Funktion.

Nach erfolgter Elektronidentifikation läßt sich nun mittels dieser Funktion der noch verbleibende hadronische Untergrund wie folgt beschreiben. Sei  $N_{Untergrund}$  die Anzahl der mit  $0 < dE/dx < 1.3$  als Untergrund klassifizierten Spuren sowie  $N_{Signal}$  die Anzahl der mit  $dE/dx > 1.3$  oder ohne  $dE/dx$  Messung als Signal eingestufteten Spuren. So ergibt sich der Untergrund im selektierten Satz aus  $R(p, p_t) \cdot N_{Untergrund}$  (vgl. Abbildung 39a,b).



Desweiteren erhält man nach Subtraktion dieses Untergrundes das erwartete Elektronensignal  $N_{Elektron}$  aus:

$$N_{Elektron} = N_{Signal} - R(p, p_t) \cdot N_{Untergrund}$$

Beispielhaft ist die sich ergebene  $\eta$ -Verteilung nach Subtraktion des Untergrundes in Abbildung 39c,d dargestellt. Auf diese Weise lassen sich die in Plot 36 erkennbaren Unterschiede in der Beschreibung des Untergrundes durch das MC korrigieren.

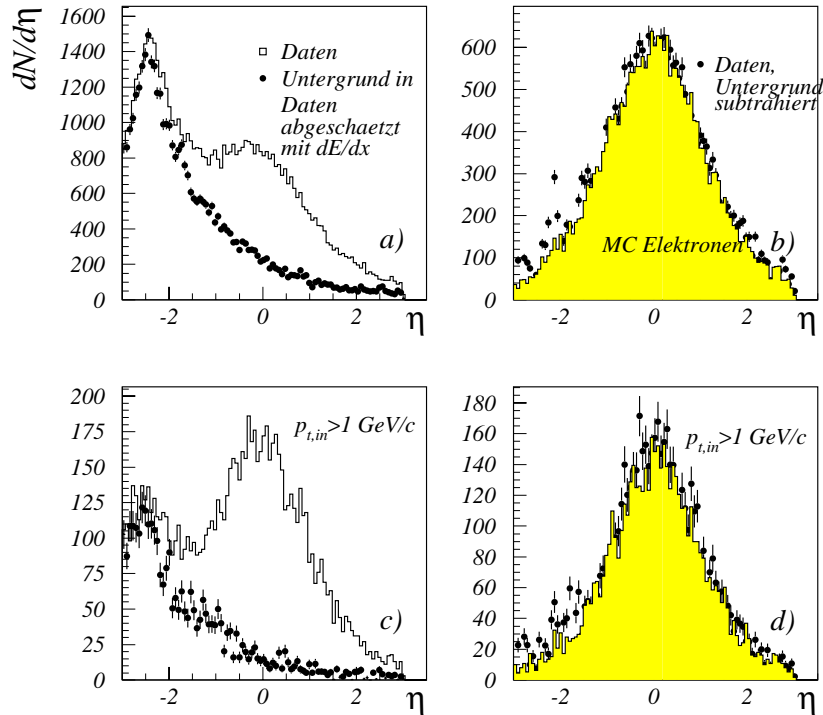


Abbildung 39:  $\eta$  Verteilung angereichert mit Elektronen für simulierte und reale Daten. a) Verteilung für reale Daten sowie des verbleibenden Untergrundes abgeschätzt mittels der  $dE/dx$ -Messung. b) Verteilung für reale Daten nach Subtraktion des Untergrundes sowie der Elektronen aus simulierten Daten. c) und d) Verteilungen wie a) und b) jedoch mit einem zusätzlichen Schnitt auf den transversalen Impuls.

Eine weitere Kontrolle des Untergrunds, nach erfolgter Gewichtung mit obiger Funktion, wurde mit einem Satz von  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  Ereignissen ausgeführt. Die dabei ermittelte Mißidentifikationswahrscheinlichkeit ist in Tabelle 9 aufgeführt. Desweiteren zeigt die Abbildung 40 die gleiche Größe in Funktion des Impulses. Innerhalb des statistischen Fehlers zeigt sich eine gute Übereinstimmung.

	1993		1994	
	Daten	MC	Daten	MC
Anzahl der $\pi$ Spuren	31013	38767	50069	70488
Mißident. Wahrscheinlichkeit [%]	$0.53 \pm 0.04$	$0.53 \pm 0.04$	$0.57 \pm 0.03$	$0.53 \pm 0.03$
Verhältnis Daten/MC	$1.00 \pm 0.11$		$1.08 \pm 0.09$	

Tabelle 9: Mißidentifikationswahrscheinlichkeit ermittelt mit  $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  Ereignissen

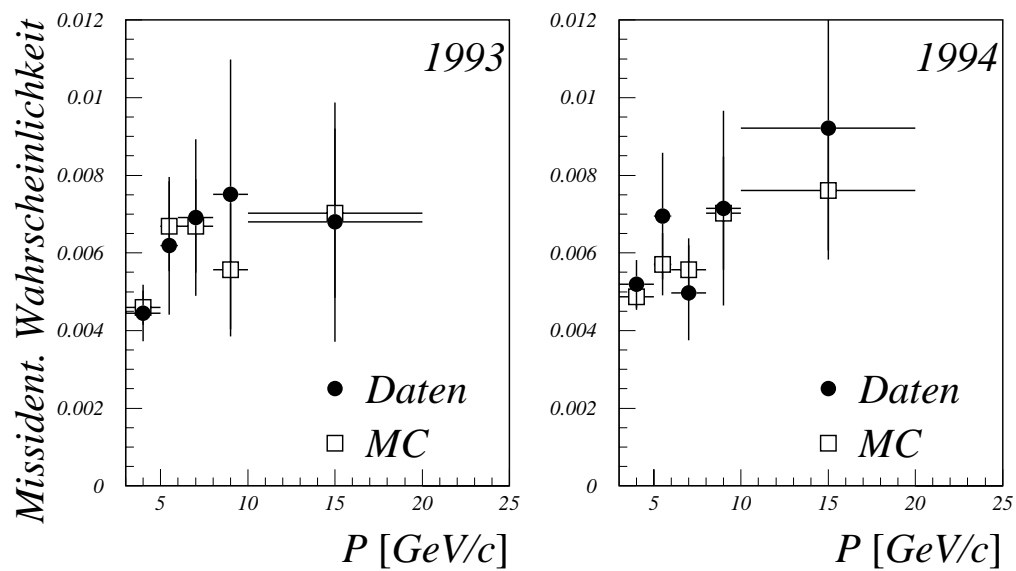


Abbildung 40: Mißidentifikationswahrscheinlichkeit ermittelt mit  $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  Ereignissen in Abhängigkeit des Spurimpulses

### Konvertierte Photonen

Einen großen Anteil des Untergrundes ( $(37.64 \pm 0.22)\%$ ) wird durch Elektronen und Positronen gebildet, die durch Photonkonversion vor dem aktiven Volumen der TPC entstehen. Eine Darstellung aller Konversionsorte, erstellt mit Simulationsdaten, ist in Abbildung 41 gegeben.

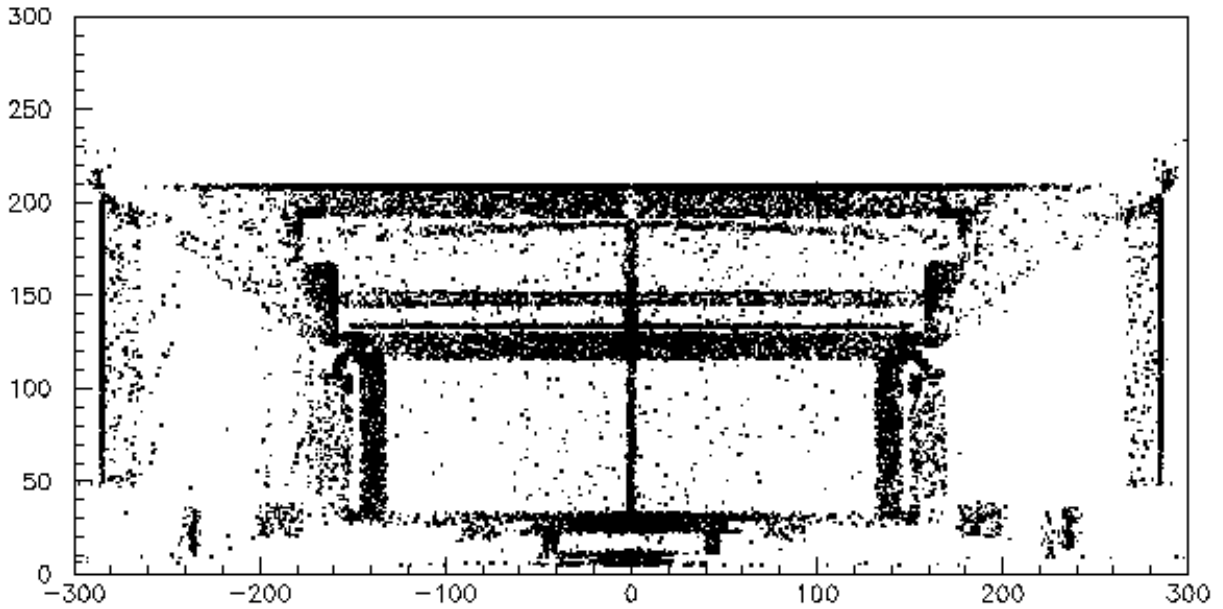


Abbildung 41: Position von Photonkonversionen dargestellt in der DELPHI  $R$ - $z$  Projektion

Zum Nachweis und Unterdrückung dieser Elektronen wurden neben einem Standardsoftwarepaket zur Photonidentifikation [75] zusätzlich ein weiterer Algorithmus [76] angewandt. Dieser versucht für alle Paare von entgegengesetzt geladenen Spuren, einen möglichen Konversionsvertex  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  zu rekonstruieren. In Abbildung 42 ist dieser in den Koordinaten  $R$  und  $z$  für Daten und MC dargestellt. Zur erkennen sind die Materialanhäufungen, die durch den VD, den ID und der TPC entstehen.

Auf diese Weise wurden in reale Daten ( $15.96 \pm 0.14\%$ ) und in MC-Daten ( $15.84 \pm 0.11\%$ ) der als Elektronkandidaten selektierten Spuren verworfen. Die Effizienz zur Unterdrückung von Elektronen aus Photonkonversionen wurde aus MC-Informationen auf  $(53.5 \pm 0.4)\%$  bestimmt. Auf der anderen Seite beträgt der Verlust von Elektron aus Zerfällen schwerer Quarks ( $2.20 \pm 0.07\%$ ).

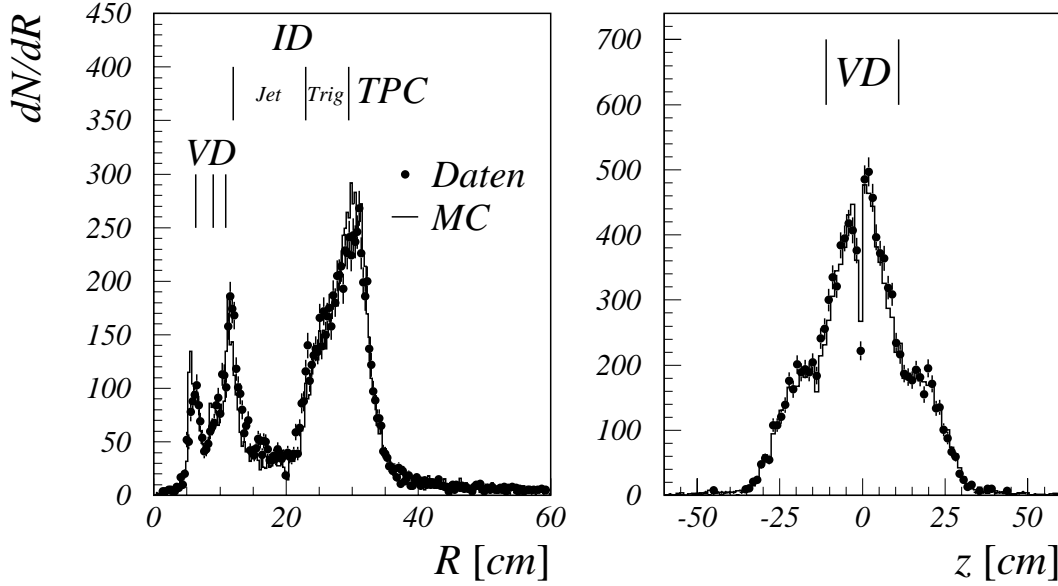


Abbildung 42: Der rekonstruierte Ort einer Photonkonversion dargestellt in den Koordinaten  $R$  und  $z$ . Vergleichend dazu sind zusätzlich die Positionen der VD Schalen, der ID Jet- und Trigger-Kammer sowie die innere Wand der TPC aufgetragen.

Zur Überprüfung dieses Verlustes wurde der gleiche Algorithmus auf einen Satz von Myonkandidaten für Reale- und Simulationsdaten angewandt. Das Ergebnis für verschiedene Schnitte auf den transversalen Impuls ist in folgender Tabelle aufgeführt. Es zeigt gute Übereinstimmung mit der Vorhersage für simulierte Elektronen.

$p_{t \text{ in}}$ Schnitt [ $GeV/c$ ]	Daten		MC	
	$\mu$ -Kandidaten	$\mu$ -Kandidaten	$b/c \rightarrow \mu$	$b/c \rightarrow e$
ohne Schnitt	$97.88 \pm 0.05\%$	$97.83 \pm 0.04\%$	$98.52 \pm 0.04\%$	$97.80 \pm 0.07\%$
$p_{t \text{ in}} > 0.4$	$98.56 \pm 0.05\%$	$98.55 \pm 0.04\%$	$98.90 \pm 0.04\%$	$98.14 \pm 0.08\%$
$p_{t \text{ in}} > 1.0$	$99.25 \pm 0.06\%$	$99.24 \pm 0.05\%$	$99.36 \pm 0.05\%$	$98.55 \pm 0.11\%$

Nach der beschriebenen Selektion der Elektronkandidaten und der anschließenden Unterdrücken der Elektronen aus Photonkonversionen ergaben sich die in Abbildungen 43 dargestellten Verteilungen für den Spurimpuls und dem transversalen Impuls ( $p_{t \text{ out}}$ ). Die Winkelverteilung der Spuren sowie der Thrust-Achse der selektierten Ereignisse sind in Abbildungen 44 dargestellt. Zu erkennen ist eine gute Reproduktion der Daten durch das MC.

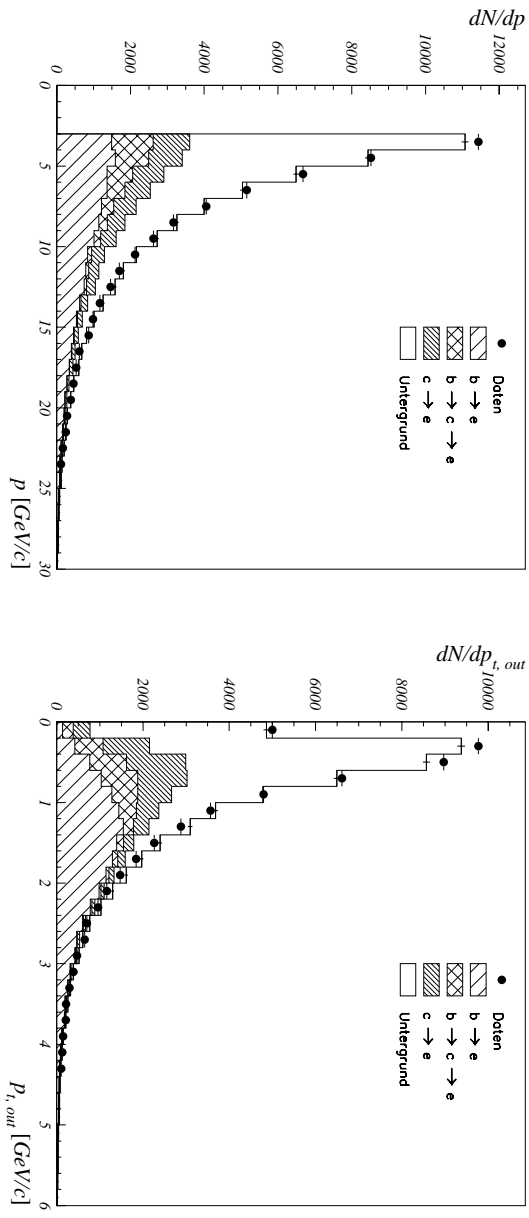


Abbildung 43: Verteilung des Spurimpulses und des transversalen Impuls der selektierten Elektronkandidaten

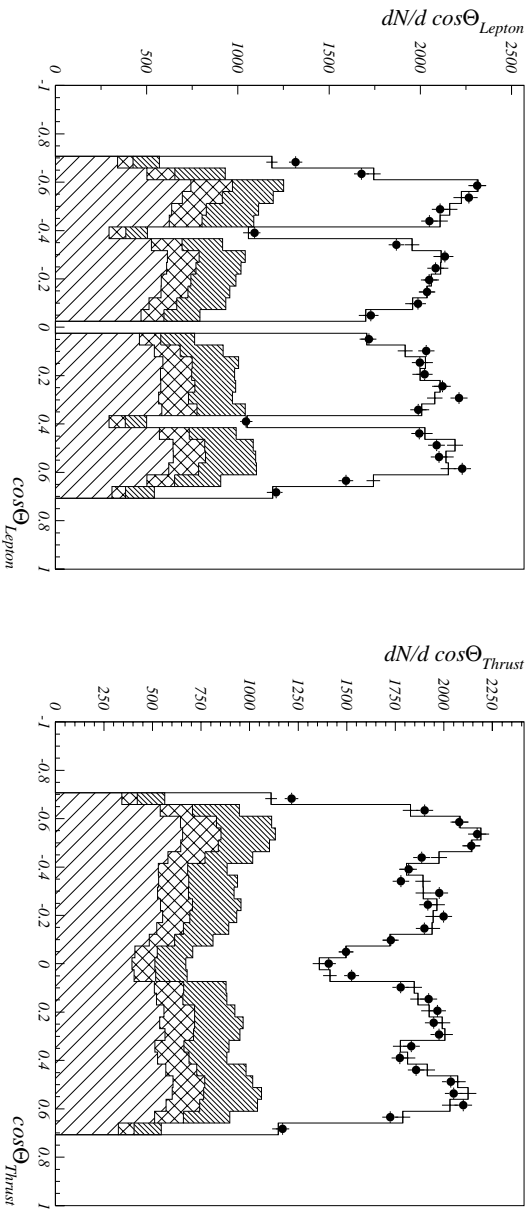


Abbildung 44:  $\cos\theta$ -Verteilung der selektieren Spuren sowie die Winkelverteilung der Thrust-Achse

### 4.5.2 Elektronidentifikation im Vorwärtsbereich

Die Elektronidentifikation im Vorwärtsbereich des DELPHI Detektors basiert auf der Energiemessung des EMF und des Spurimpulses. Sie ist auf Spuren im Winkelbereich  $20^0 \leq \cos(\theta) \leq 32^0$  beschränkt. Dies ist auf der einen Seite bedingt durch die schlechter werdende Impulsauflösung der TPC unterhalb von  $20^0$ . Auf der anderen Seite befinden sich oberhalb von  $32^0$  massives Detektormaterial der TPC, das ein starkes Aufschaubern der Elektronen bewirkt. Neben diesem Winkelschnitt sowie den oben aufgeführten Qualitätskriterien für rekonstruierte Spuren, wurde ein Impulsschnitt von  $p \geq 3 \text{ GeV}/c$  angesetzt. Desweiteren wurde verlangt, daß die TPC an der Spurrekonstruktion beteiligt war, wodurch im wesentlichen Elektronen aus Photonkonversionen unterdrückt wurden.

Die so selektierten Spuren wurden zur Stirnfläche des EMF extrapoliert. Durch die hohe Materialanhäufung im Vorwärtsbereich des Detektors kommt es zur elektromagnetischen Schauerbildung wobei die Sekundärteilchen sich sichelförmig um den Extrapolationspunkt verteilen. Dieses Verhalten wurde bei der Assoziation von elektromagnetischen Schauern zu den selektierten Spuren berücksichtigt.

Die resultierenden Verteilungen von  $E_{em}/p$ , nach einem Schnitt auf die assoziierte elektromagnetische Energie von  $E_{em} > 3 \text{ GeV}$ , sind in Abbildung 45 für die unterschiedlichen Kombinationen der an der Spurrekonstruktion beteiligten Detektoren aufgetragen.

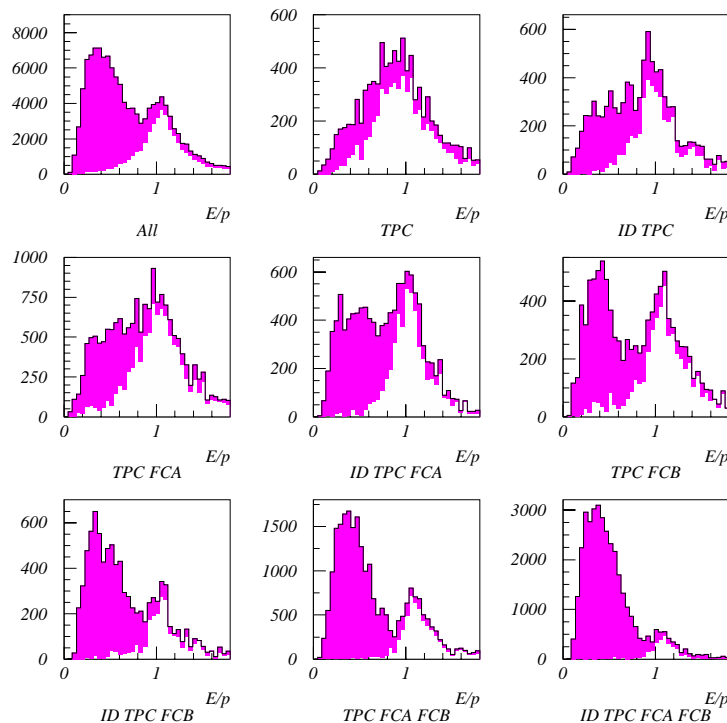


Abbildung 45:  $E/p$  Verteilungen für MC-Daten, aufgeteilt nach den möglichen Kombinationen der an der Spurrekonstruktion im Vorwärtsbereich beteiligten Detektoren. Der hellere Bereich der Histogramme entspricht dem Elektronensignal.

Zu erkennen ist, daß es sich bei den qualitativ besseren Spuren, mit einer Meßbeteiligung aller Detektoren, hauptsächlich um Untergrund handelt. Der größte Anteil an Elektronen wird jedoch nur mit kleinen Spurstücken rekonstruiert. Diese ist bedingt durch die hohe Materialanhäufung von ca. 1.5 Strahlungslängen im Vorwärtsbereich, insbesondere in der TPC-Endplatte, was zu starkem Aufschauern des Elektrons führt. Beispielhaft ist dies für ein simuliertes Elektron in Abbildung 46 dargestellt.

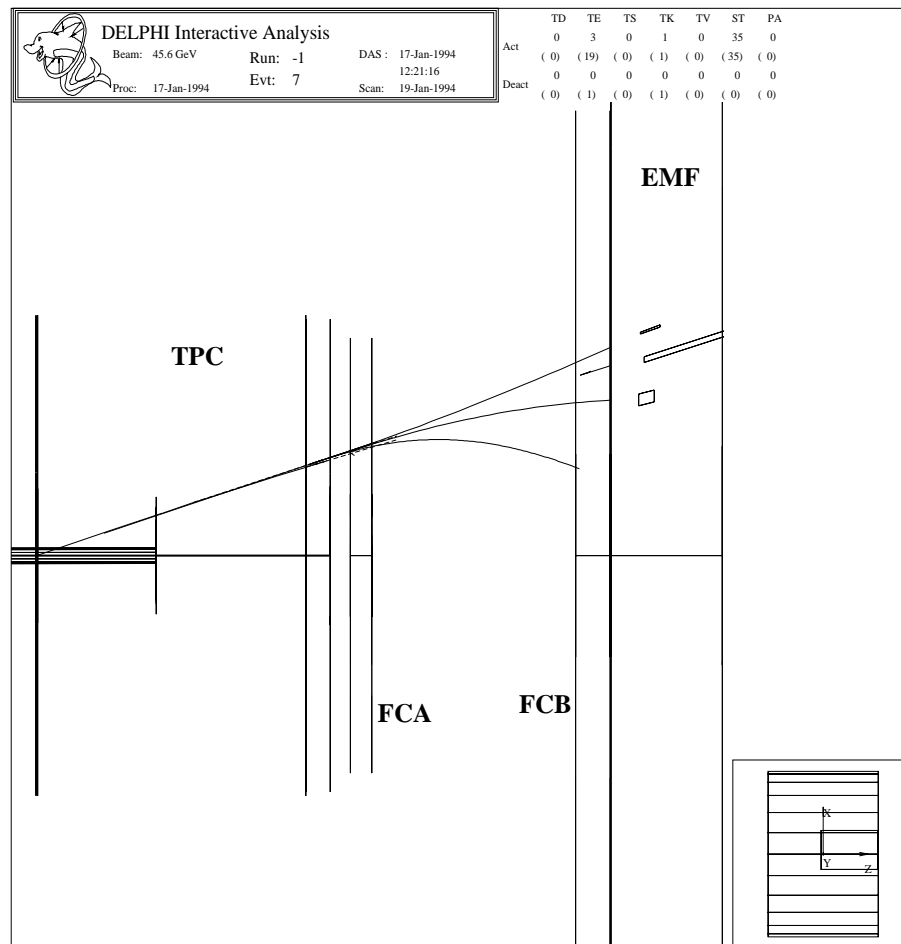


Abbildung 46: Wechselwirkungen eines simulierten Elektrons mit der TPC-Endplatte, dargestellt mit DELGRA.

Bei Elektronen führt dies häufig dazu, daß das Spurelement der FCB bei der Spurbildung nicht verwendet wurde, was zu einer Reduktion der Spurqualität führt. Auf der anderen Seite rekonstruiert der Spurfit, unter Einschluß der FCB-TE, einen zu niedrigen Impulswert, wenn es zuvor zu einer Wechselwirkung in der TPC-Endplatte gekommen ist.

Neben der Information des EMF steht die  $dE/dx$ -Messung der TPC als weiteres Identifikationsmittel zur Verfügung. Mit der Forderung, daß mindestens 30 Drähte für die Messung verwendet wurden, erfolgte diese in hadronischen Ereignissen für 55% aller Spuren.

Die Selektion von Elektronen im Vorwärtsbereich erfolgt durch das Software-Paket FWELID [77], welches bei der Erzeugung von SHORT-DSTs aufgerufen wird. Es stellt dem Benutzer vier verschiedene Schnitte zur Verfügung, welche sich in der Effizienz und des verbleibenden Untergrundes unterscheiden. Die verwendeten Schnitte sind:

1.  $dE/dx > 1.35$  oder  $0.8 < E/p < 2.0$
2.  $E_{Schauer} > 1 \text{ GeV}$  und  $0.8 < E/p < 2.0$
3.  $E_{Schauer} > 3 \text{ GeV}$  und  $(E/p)_{low} < E/p < 2.0$   
wobei  $(E/p)_{low}$  in Abhängigkeit der zur Spurrekonstruktion verwendeten Detektorkombination gewählt wurde. Spuren mit einem  $dE/dx$ -Meßwert von  $< 1.35$  wurden verworfen.
4. wie der Schnitt 3 sowie mit der zusätzlichen Forderung von  $dE/dx > 1.45$

### Effizienz und Untergrund

Zur Unterdrückung von Elektronen aus Photonkonversionen wurde der bereits im vorherigen Abschnitt eingeführte Algorithmus angewandt. Mittels diesem ließen sich  $67.9 \pm 0.4\%$  der konvertierten Photonen unterdrücken, bei einem Verlust von  $16.0 \pm 0.6\%$  an Elektronen aus Zerfällen schwerer Quarks.

Die erzielte Effizienz der Elektronidentifikation für die oben angegebenen Schnitte, ist in Tabelle 10 für unterschiedliche Impulsbereiche aufgeführt. Ein Vergleich zwischen MC-Daten sowie Compton-Ereignissen aus realen Daten ist in Abbildung 47 für den dritten Schnitt gegeben.

Tag		$3 \leq p \leq 5$	$5 < p \leq 10$	$10 < p \leq 30$	Gesamt
1	Effizienz $b/c \rightarrow e$	$70.1 \pm 0.8$	$79.5 \pm 0.7$	$81.6 \pm 0.9$	$76.4 \pm 0.5$
	Untergrund Hadronen	$87.28 \pm 0.14$	$93.58 \pm 0.08$	$96.57 \pm 0.07$	$92.75 \pm 0.06$
	konv. Photonen	$8.51 \pm 0.12$	$3.46 \pm 0.06$	$1.10 \pm 0.04$	$4.12 \pm 0.04$
2	Effizienz $b/c \rightarrow e$	$44.3 \pm 0.9$	$62.3 \pm 0.9$	$68.5 \pm 1.1$	$56.8 \pm 0.6$
	Untergrund Hadronen	$37.1 \pm 0.6$	$43.9 \pm 0.6$	$53.4 \pm 0.8$	$43.0 \pm 0.4$
	konv. Photonen	$42.4 \pm 0.6$	$28.1 \pm 0.5$	$12.9 \pm 0.6$	$30.9 \pm 0.3$
3	Effizienz $b/c \rightarrow e$	$34.1 \pm 0.9$	$55.7 \pm 0.9$	$62.9 \pm 1.2$	$49.0 \pm 0.6$
	Untergrund Hadronen	$26.5 \pm 0.7$	$31.8 \pm 0.6$	$36.0 \pm 1.0$	$30.6 \pm 0.4$
	konv. Photonen	$48.7 \pm 0.7$	$33.0 \pm 0.7$	$16.5 \pm 0.8$	$35.9 \pm 0.4$
4	Effizienz $b/c \rightarrow e$	$27.0 \pm 0.8$	$43.6 \pm 0.9$	$49.6 \pm 1.2$	$38.6 \pm 0.6$
	Untergrund Hadronen	$9.48 \pm 0.6$	$16.7 \pm 0.7$	$26.2 \pm 1.2$	$16.3 \pm 0.5$
	konv. Photonen	$49.8 \pm 1.1$	$29.3 \pm 0.9$	$12.0 \pm 0.9$	$32.6 \pm 0.6$

Tabelle 10: Effizienz und Untergrund bei der Elektronidentifikation im Vorwärtsbereich

Nach der Selektion von Spuren, die die Bedingungen des dritten Schnitts erfüllten, ergaben sich die in Abbildung 48 aufgetragenen Spektren für den Spurimpuls und dem transversalen Impuls  $p_{t,out}$ . Sie zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen den aufgezeichneten Daten und dem MC. Desweiteren ist, im Vergleich zur Elektronenidentifikation im Zentralbereich, ein hoher Untergrundanteil zu erkennen, der durch konvertierte Photonen gebildet wird.



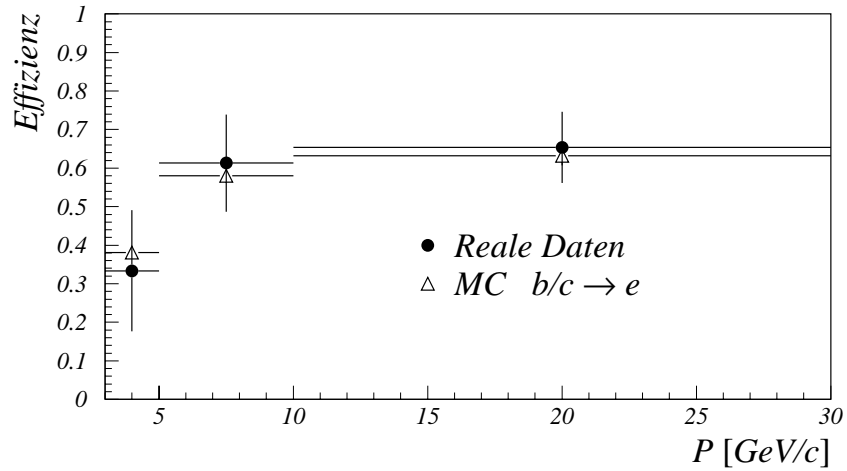


Abbildung 47: Effizienz der Elektronidentifikation in hadronischen Ereignissen für MC-Daten sowie im Vergleich dazu die Effizienz für Compton-Ereignisse aus realen Daten.

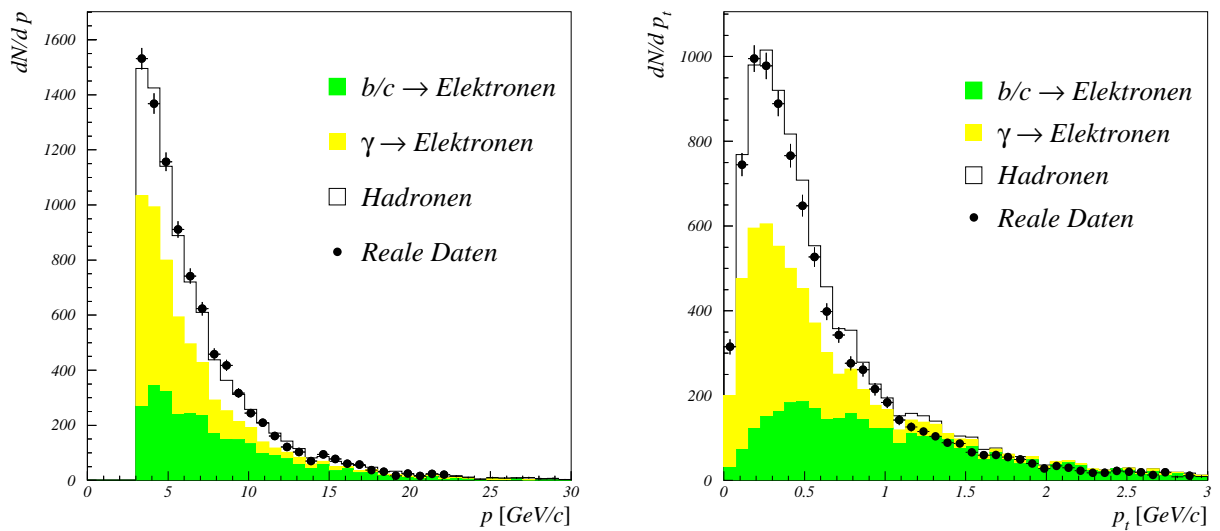


Abbildung 48:  $p$  und  $p_{t,out}$  Spektrum der Elektronkandidaten im Vorwärtsbereich für MC- und reale Daten

## 4.6 Myon-Identifikation

Myonen zeichnen sich im Gegensatz zu den zuvor diskutierten Elektronen durch ihre Eigenschaft aus, große Materialsichten ohne erheblichen Energieverlust zu durchdringen. Aus diesem Grund befinden sich Myonkammern, vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen, nach dem elektromagnetischen und dem Hadronkalorimeter, deren Material nur von einem kleinen Anteil an Hadronen durchdrungen wird.

Zur Myonidentifikation in DELPHI werden alle Spuren geladener Teilchen zu den Myonkammern extrapoliert und deren möglicher Durchdringungspunkt mit den Ansprechern in den Kammern verglichen. Eine erste Selektion von Myonkandidaten erfolgt bereits beim Prozessieren der Rohdaten innerhalb von DELANA durch das Softwarepaket EMMASS[78]. Der Schwerpunkt liegt hier auf dem Erzielen einer großen Effizienz und dem Erzeugen von Informationen für eine spätere detailliertere Myonidentifikation. Diese wird durch die Identifikationspakete MUFLAG [79] und MUCFIX [80] auf der Basis von DST-Daten durchgeführt.

Für die folgende Analyse wurden Spuren verwendet, die eine sogenannte Standard-Selektion aufwiesen. Die zugrunde liegenden Kriterien sind in [79] aufgeführt. Desweiteren wurde für die Myonkandidaten gefordert, daß

- Spurimpuls  $P \geq 3 \text{ GeV}/c$
- die entsprechende Myonkammern (MUF, MUB) eine Betriebsbereitschaft von mindestens 90% aufwiesen
- der Polarwinkel der Spur  $\theta_\mu$  im guten geometrischen Akzeptanzbereich der Myonkammern lag, der durch

$$\begin{aligned} 0.03 < |\cos \theta_\mu| < 0.6 & \quad \text{Zentralbereich} \\ 0.68 < |\cos \theta_\mu| < 0.93 & \quad \text{Endkappen} \end{aligned}$$

gegeben ist.

### 4.6.1 Effizienz und Untergrund

Zur Bestimmung der Identifikationseffizienz wurden Ereignisse vom Typ

- $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$
- $\tau \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$
- $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$

verwendet, deren Impulsspektrum den Bereich von  $3 < p < 45 \text{ GeV}/c$  abdeckt [81]. Die sich für die Daten der Jahre 1993 und 1994 ergebene Effizienzen sind in Tabelle 11 angegeben. Abbildung 49 zeigt die Effizienz, ermittelt mit  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  Daten in Abhängigkeit des Polarwinkels.

Prozeß		Zentralbereich		Endkappe	
		93	94	93	94
$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	Real	$81.9 \pm 0.3$	$81.5 \pm 0.2$	$90.0 \pm 0.4$	$89.6 \pm 0.3$
	MC	$83.0 \pm 0.2$	$82.5 \pm 0.2$	$90.0 \pm 0.2$	$89.6 \pm 0.2$
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	Real	$82.3 \pm 0.7$	$81.2 \pm 0.5$	$84.4 \pm 1.0$	$84.5 \pm 0.7$
	MC	$82.2 \pm 0.4$	$83.1 \pm 0.4$	$84.9 \pm 0.6$	$83.8 \pm 0.6$
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$	Real	$83.0 \pm 1.6$	$77.5 \pm 1.5$	$78.0 \pm 1.0$	$77.3 \pm 0.9$
	MC	$78.4 \pm 1.1$	$77.1 \pm 0.7$	$77.7 \pm 0.6$	$78.1 \pm 0.4$

Tabelle 11: Effizienz der Myon-Identifikation ermittelt mit drei verschiedenen Ereignistypen für die Daten der Jahre 1993 und 1994

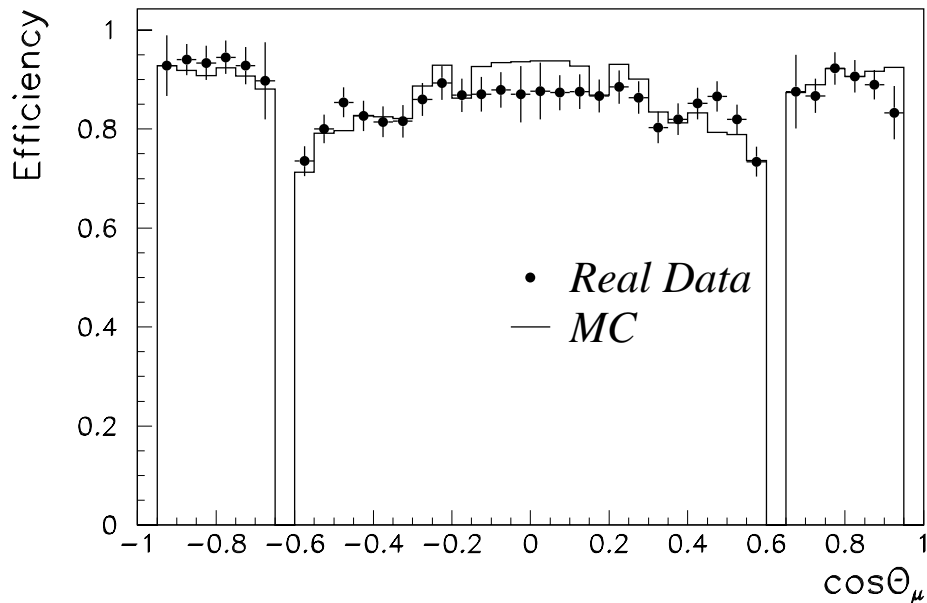


Abbildung 49: Abhängigkeit der Myon-Identifikationseffizienz vom Polarwinkel der Myon-Spur ermittelt mit  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  Ereignissen

Da zur Bestimmung von  $A_{FB}^{b\bar{b},exp}$  aus der beobachtbaren Asymmetrie, die Klassenanteile aus der Simulation verwendet werden, ist eine gute Beschreibung des Untergrundanteils im MC erforderlich. Dieser Untergrund wird hauptsächlich durch hochenergetische Hadronen erzeugt, die erst spät im Hadronkalorimeter wechselwirken (*punch through*), sowie zu einem kleinen Anteil von Pion- und Kaon-Zerfällen. Zur Bestimmung des Untergrundes in realen Daten und zum Vergleich mit den Vorhersagen der Simulation, wurden  $K^0$ -Zerfälle in  $\pi^+\pi^-$  verwendet. Für die Daten der Jahre 1993 und 1994 ergaben sich die in Tabelle 12 aufgeführten Resultate. Die statistisch signifikante Abweichung der Effizienzen in Daten und MC für die Myonkandidaten des Jahres 1994 wurde im folgenden durch eine Korrektur des MC berücksichtigt.

	1993		1994	
	Daten	MC	Daten	MC
Anzahl der Pion Spuren	49563	59438	81333	114745
Mißident. Wahrscheinlichkeit [%]	$0.45 \pm 0.03$	$0.42 \pm 0.03$	$0.46 \pm 0.02$	$0.37 \pm 0.02$
Verhältnis Daten/MC	$1.08 \pm 0.10$		$1.26 \pm 0.09$	

Tabelle 12: Mißidentifikationswahrscheinlichkeit ermittelt mit  $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  Ereignissen

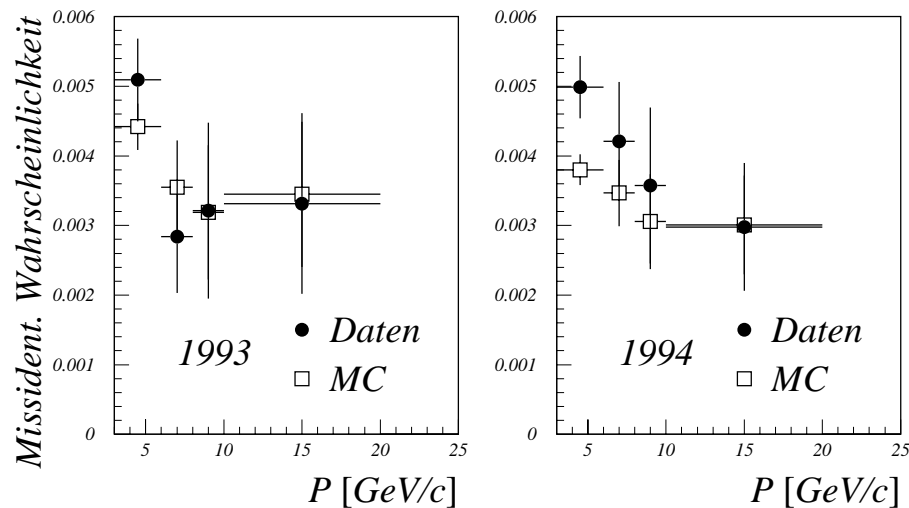


Abbildung 50: Mißidentifikationswahrscheinlichkeit ermittelt mit  $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  Ereignissen

Die Verteilung des Impulses und des Transversalimpulses für die Myonkandidaten sind in Abbildung 51 und der Winkelverteilungen in Abbildung 52 dargestellt. Sie zeigen gute Übereinstimmungen zwischen Daten und MC.

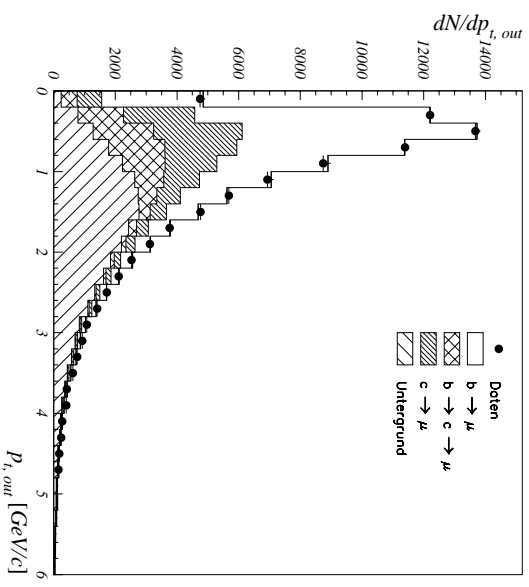
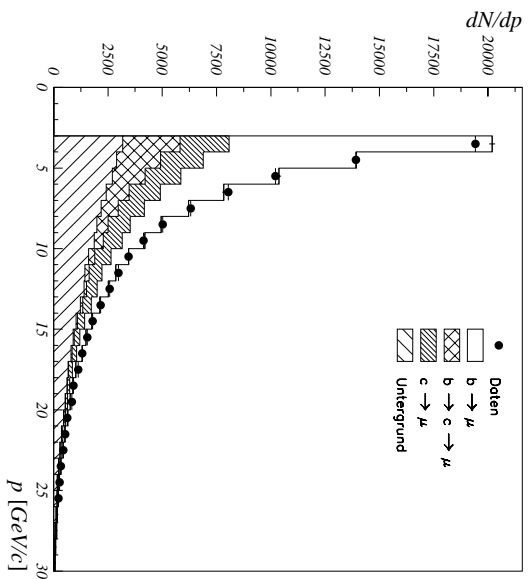


Abbildung 51: Verteilung des Gesamt- und des transversalen Impulses der selektierten Myonkandidaten

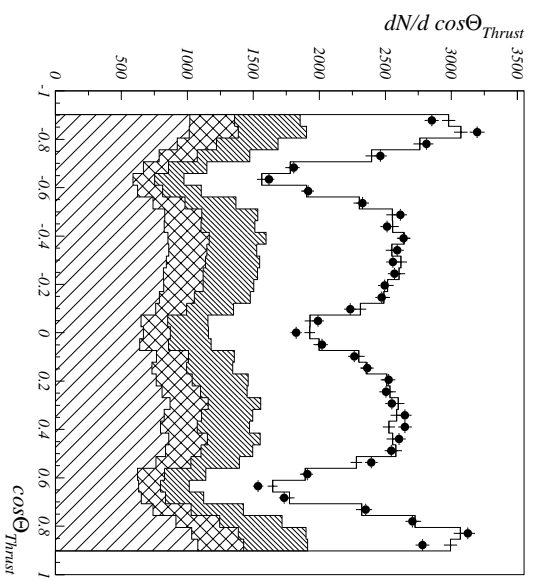
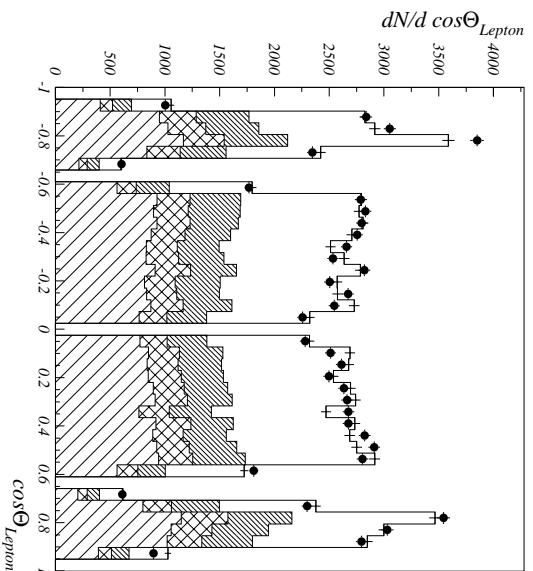


Abbildung 52: Winkelverteilung der selektierten Myonkandidaten sowie der rekonstruierten Thrust-Achse

## 5 Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Basierend auf den diskutierten Identifikationsmethoden für Leptonen in hadronischen Ereignissen, konnten folgende Anzahl von Ereignissen in den Datensätzen der Jahre 1993 und 1994 selektiert werden:

Jahr	Energie [GeV]	Elektronen	Myonen	Total
1993	89.433	2979	6353	9332
	91.230	16199	32688	48887
	93.017	4602	9647	14249
1994	91.205	53070	88693	141763
1993-94	$\sqrt{s} \approx M_Z$	69269	121381	190650

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt von  $b$ -Quarks gilt (vgl. Gleichung 10):

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_b} \propto 1 + \cos^2\theta_b + \frac{8}{3}A_{FB}^{b\bar{b}} \cos\theta_b$$

wobei die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie gegeben ist durch

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

mit  $\sigma_{F/B}$  als differentieller Wirkungsquerschnitt für  $b$ -Quarks in der Vorwärts- bzw. Rückwärts-Hemisphäre. Die Richtung des Bottom-Quarks läßt sich beim semileptonischen Zerfall näherungsweise mittels der Thrust-Achse und der Ladung des Leptons bestimmen:

$$\cos\theta_b \approx -Q_{Lepton} \cdot \cos\theta_{Thrust}$$

Experimentell läßt sich jedoch kein reiner Satz an  $b\bar{b}$ -Ereignissen selektieren. Unter Berücksichtigung der auf Seite 65 eingeführten Leptonklassen, ergibt sich die beobachtbare Asymmetrie zu:

$$A_{FB}^{obs} = \sum_{x=b, bc, c, bck} f_x \cdot A_{FB}^x \quad (19)$$

wobei  $A_{FB}^x$  den Asymmetrieanteil und  $f_x$  der relative Anteil an Leptonen aus den Klassen  $b, bc, c, bck$  darstellen. Einen Überblick über die Anteile sowie deren relative Rate bei verschiedenen Schnitten auf den Transversalimpuls gibt die Tabelle 13.

Die experimentell bestimmbare Asymmetrie von  $b$ -Quarks ergibt sich aus der Gleichung 19 zu:

$$A_{FB}^{b\bar{b}, exp} = \frac{A_{FB}^{obs} - \sum_{x=bc, c, bck} f_x \cdot A_{FB}^x}{f_b} \quad (20)$$

Prozeß	Gewicht	Beitrag zur Asymmetrie	Zusammensetzung in%					
			Myonen			Elektronen		
			Ohne Schnitt	$p_{t,out} > 1.6$	$p_{t,in} > 1.0$	Ohne Schnitt	$p_{t,out} > 1.6$	$p_{t,in} > 1.0$
$b \rightarrow l^-$ $b \rightarrow \tau^- \rightarrow l^-$ $b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-$ $b \rightarrow \bar{c} \rightarrow \tau^- \rightarrow l^-$	$f_b$	$A_{FB}^{b\bar{b},exp}$	33.2	73.7	70.1	29.0	74.5	73.2
$b \rightarrow c \rightarrow l^+$ $b \rightarrow c \rightarrow \tau^+ \rightarrow l^+$	$f_{bc}$	$-A_{FB}^{b\bar{b},exp}$	11.1	4.1	5.7	8.4	3.8	5.1
$c \rightarrow l^+$ $c \rightarrow \tau^+ \rightarrow l^+$	$f_c$	$-A_{FB}^{c\bar{c}}$	15.7	6.8	5.2	12.4	6.5	5.0
Untergrund	$f_{bck}$	$A_{FB}^{bck}$	40.0	15.4	19.0	50.2	15.2	16.7
Leptonkandidaten in Daten			121381	31711	31708	69269	13481	13637

Tabelle 13: Beiträge zur beobachtbaren Asymmetrie sowie die relativen Anteile der Leptonen in verschiedenen kinematischen Bereichen.

Für die  $c$ -Quark Asymmetrie wurden bei der Analyse zwei Ansätze gefolgt. Im Standardmodell besteht ein Zusammenhang zwischen der  $b$ -Quark und der  $c$ -Quark-Asymmetrie, welcher sich durch einen Faktor  $c_c$  berücksichtigen läßt. Dieser ist gegeben durch:

$$A_{FB}^{c\bar{c}} = \frac{\lambda}{(1 - 2\chi)} \cdot A_{FB}^{b\bar{b},exp} = c_c \cdot A_{FB}^{b\bar{b},exp} \quad (21)$$

Der Term  $(1 - 2\chi)$  berücksichtigt dabei die Reduktion der  $b$ -Quark Asymmetrie durch die  $B^0 \bar{B}^0$  Mischung. Für  $\chi$  wurde der LEP-Mittelwert von  $0.1145 \pm 0.0061$  [2] verwendet. Der Wert für  $\lambda$  wurde mit dem Programm ZFITTER bestimmt wobei die folgenden Eingabeparameter verwendet wurden:

$$M_Z = 91.1884 \pm 0.0022 \text{ GeV}/c^2 \quad (22)$$

$$m_{Top} = 178 \pm 8_{-20}^{+17} \text{ GeV}/c^2 \quad (23)$$

$$m_{Higgs} = 300_{-240}^{+700} \text{ GeV}/c^2 \quad (24)$$

$$\alpha_s = 0.123 \pm 0.004 \pm 0.002 \quad (25)$$

Die Werte für die Top-Masse und  $\alpha_s$  stammen aus einer Kombination von Daten aus LEP, SLD,  $p\bar{p}$  und  $\nu N$  Experimenten [2]. Wie in Abbildung 53 dargestellt, hängt  $c_c$  von der Schwerpunktsenergie ab. Für die vier interessierenden Energiewerte ergaben sich die in Tabelle 14 aufgeführten Werte für  $\lambda$  und  $c_c$ .

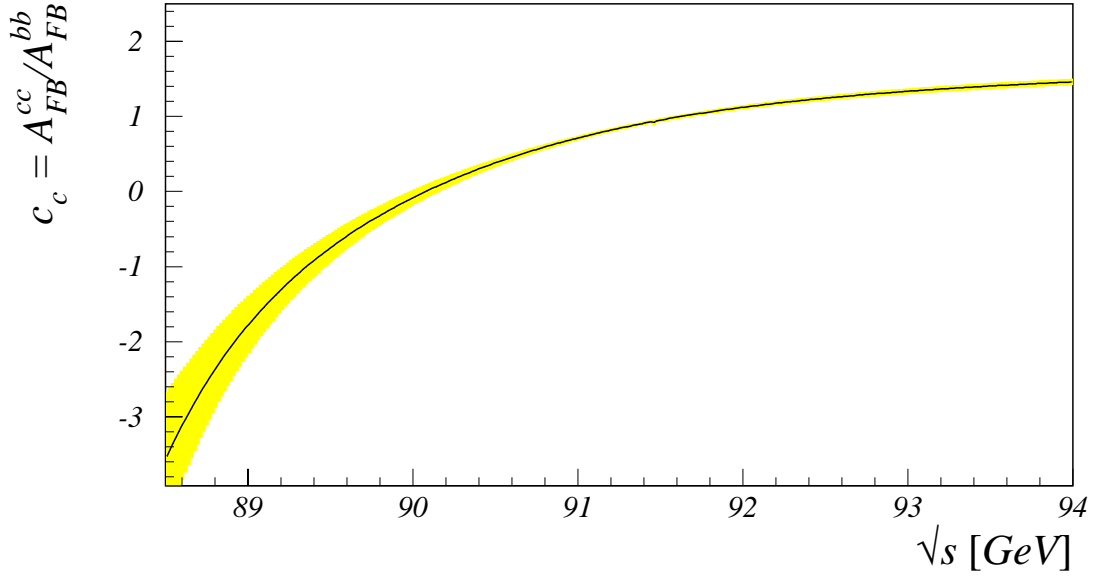


Abbildung 53: Die Größe  $c_c$  aufgetragen gegen die Schwerpunktsenergie. Der dargestellte Bereich entspricht dem Fehler von  $c_c$ , bedingt durch die Unsicherheiten der Parameter des Standard-Modells 22-25 sowie von  $\chi$ .

Energie [GeV]	$\lambda$	$c_c$
89.433	$-0.66 \pm 0.16$	$-0.86 \pm 0.20$
91.225	$0.641 \pm 0.007$	$0.831 \pm 0.016$
93.017	$1.033 \pm 0.015$	$1.339 \pm 0.029$
91.205	$0.633 \pm 0.007$	$0.821 \pm 0.016$

Tabelle 14: Die Größe  $c_c$  ermittelt für vier unterschiedliche Schwerpunktsenergien

Setzt man die Relation 21 in Gleichung 20 ein, so ergibt sich die Asymmetrie zu:

$$A_{FB}^{\bar{b}b,exp} = \frac{A_{FB}^{obs} - f_{bck} \cdot A_{FB}^{bck}}{f_b - f_{bc} - c_c f_c} \quad (26)$$

Eine andere Möglichkeit besteht darin, die Charm-Asymmetrie als weiteren freien Parameter in den Fit aufzunehmen. Dies ermöglicht die gleichzeitige Bestimmung von  $A_{FB}^{c\bar{c}}$  aus den Daten.



## 5.1 Der $\chi^2$ -Fit

Zur Bestimmung der Asymmetrie wurden die Lepton-Kandidaten in einem dreidimensionalen  $(\cos \theta_{Thrust}, p_l, p_t)$  Raum aufgeteilt. Für jeden dieser Raumelemente ( $i$ ) ergibt sich eine beobachtbare Asymmetrie von:

$$A_{FB}^{obs,i} = \frac{N^-(i) - N^+(i)}{N^-(i) + N^+(i)}$$

wobei  $N^\pm(i)$  die Anzahl der Ereignisse mit einem positiven bzw. negativen Ladungsvorzeichen in dem Raumelement ( $i$ ) ist. Anschließend erfolgt eine  $\chi^2$ -Minimisierung des folgenden Ausdrucks,

$$\chi^2 = \sum_i \frac{A_{FB}^{b\bar{b},exp} W_{\theta_T}^i - \frac{A_{FB}^{obs,i} - f_{bck}^i A_{FB}^{bck,i}}{f_b^i - f_{bc}^i - c_c f_c^i}}{\sigma_i^2}$$

wobei  $W_{\theta_T}^i$  die  $\theta$ -Abhängigkeit der Asymmetrie berücksichtigt. Diese ist gegeben durch:

$$W_{\theta_T}^i = \frac{8}{3} \frac{1}{n_{data}^i} \sum_{j=1}^{n_{data}^i} \frac{\cos \theta_T^j}{1 + (\cos \theta_T^j)^2}$$

Der Fehler  $\sigma_i$  berücksichtigt die statistischen Fehler bedingt durch die begrenzte Anzahl der Ereignisse für reale als auch MC Daten. Weiterhin beschreiben die Faktoren  $f_x^i$  die Gewichtung der einzelnen Leptonklassen in einem gegebenen kinematischen Bereich, welche aus Simulationsdaten bestimmt wird.

Neben Leptonen können auch Hadronen zur beobachtbaren Asymmetrie beitragen. So besitzen insbesondere Kaonen mit einem hohen Transversalimpuls eine Ladungskorrelation mit dem initialen Quark. Ohne Einschränkung des  $p, p_t$  Bereiches läßt sich mittels der Simulationsdaten eine Asymmetrie des Untergrundes von:

$$A_{FB}^{bck} = \frac{N_{bck}^- - N_{bck}^+}{N_{bck}} = 0.0037 \pm 0.0016$$

bestimmen [82]. Für den oben angegebenen Fit muß jedoch der Asymmetriebetrag in jedem  $(p, p_t)$ -Bin bestimmt werden. Zu diesem Zweck wurde die Ladungskorrelation des Untergrundes mit der des initialen Quarks bestimmt. Diese wurde anschließend mit der Asymmetrie des entsprechenden Quarks, welche durch das ZFITTER-Programm bestimmt wurde, korreliert. Schreiben läßt sich dies wie folgt:

$$A_{FB}^{bck,i} = \sum_q W_{\theta_T}^i \frac{n_{bck,i}^q}{n_{bck,i}} A_{FB}^{q\bar{q}} S_{bck,i}^q$$

Die Summe  $\sum_q$  läuft dabei über alle Quark-Flavour und  $W_{\theta_T}^i$  entspricht der zuvor genannten Berücksichtigung der Winkelabhängigkeit der Asymmetrie.

Desweiteren ist:

$$\frac{n_{bck,i}^q}{n_{bck,i}} \text{ - der relative Anteil des Quark-Flavour an dem gegebenen Untergrund}$$

$A_{FB}^{q\bar{q}}$ - der mittels ZFITTER bestimmte Asymmetriewert des Quark-Flavours  $q$

und

$$S_{bck,i}^q = \frac{n_{bck,i,\text{richtiges Vorzeichen}}^q - n_{bck,i,\text{falsches Vorzeichen}}^q}{n_{bck,i}^q}$$

entspricht dem Anteil des Untergrundes mit bzw. ohne Ladungskorrelation in Bezug auf das initiale Quark  $q$ .

Durch dieses Verfahrens konnte die Präzision mit der die Untergrundasymmetrie bestimmt wurde, um einen Faktor 10 verbessert werden. Die Werte von  $f_{bck} A_{FB}^{bck}$  sind für verschiedene kinematischen Bereiche in Tabelle 15 aufgeführt.

Kinematischer Bereich [ $GeV/c$ ]	$f_{bck} A_{FB}^{bck}$
Gesamte Bereich	$0.0024 \pm 0.0001$
$3.0 < p < 8.0$ $p_t < 1.0$	$0.0028 \pm 0.0002$
$p > 8.0$ $p_t < 1.0$	$0.0048 \pm 0.0004$
$p > 3.0$ $p_t > 1.6$	$0.0019 \pm 0.0001$

Tabelle 15: Anteil an der beobachtbaren Asymmetrie bedingt durch den Untergrund für verschiedene kinematische Bereiche.

## 5.2 Resultate der Analyse

Zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie wurden zuerst die Ereignisse mit Myon- und Elektronkandidaten des Jahres 1993 separat für die drei Energiebereiche gefittet. Die  $c$ -Asymmetrie wurde dabei über die in Gleichung 21 angegebene Relation festgelegt. Desweiteren wurde ein kombinierter Fit der Leptonen ausgeführt, bei der zusätzlich die Charm-Asymmetrie als freier Parameter in den Fit aufgenommen wurde. Die ermittelten Asymmetriewerte sind in den Tabellen 16 und 17 aufgeführt.

Jahr	Energie [GeV]	Elektronen		Myonen		Kombiniert	
		$A_{FB}^{bb,exp}$	$\frac{\chi^2}{d.o.f.}$	$A_{FB}^{bb,exp}$	$\frac{\chi^2}{d.o.f.}$	$A_{FB}^{bb,exp}$	$\frac{\chi^2}{d.o.f.}$
1993	89.433	$0.017 \pm 0.053$	65/59	$0.020 \pm 0.027$	240/209	$0.019 \pm 0.024$	305/269
	91.225	$0.064 \pm 0.029$	72/59	$0.082 \pm 0.015$	201/209	$0.078 \pm 0.013$	273/269
	93.017	$0.101 \pm 0.055$	51/59	$0.114 \pm 0.026$	219/209	$0.112 \pm 0.024$	270/269
1994	91.205	$0.085 \pm 0.016$	317/329	$0.070 \pm 0.009$	522/503	$0.073 \pm 0.008$	840/833

Tabelle 16: Asymmetriewerte bestimmt für Ereignisse mit Elektron- und Myonkandidaten. Die angegebenen Fehler sind statistischer Natur.

Jahr	Energie [GeV]	Zweiparameterfit		
		$A_{FB}^{bb,exp}$	$A_{FB}^{c\bar{c},exp}$	$\frac{\chi^2}{d.o.f.}$
1993	89.433	$0.005 \pm 0.030$	$-0.066 \pm 0.065$	304/268
	91.225	$0.079 \pm 0.014$	$0.058 \pm 0.029$	272/268
	93.017	$0.111 \pm 0.025$	$0.156 \pm 0.053$	270/268
1994	91.205	$0.073 \pm 0.008$	$0.084 \pm 0.018$	839/832

Tabelle 17: Asymmetriewerte bestimmt mit einem Zweiparameterfit

In gleicher Weise erfolgt der Fit an die Daten, die in der Strahlperiode des Jahres 1994 auf der  $Z^0$ -Resonanz aufgezeichnet wurden. Die gemessenen Asymmetrien sind ebenfalls in den Tabellen 16 und 17 aufgelistet. Ein kombinierter Fit aller Daten bei der Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} \approx m_Z$  führte beim Einparameterfit zu dem Ergebnis von:

$$A_{FB}^{bb,exp} = 0.075 \pm 0.007 (stat) \quad \left( \frac{\chi^2}{d.o.f.} = \frac{1113}{1103} \right)$$

Sowie bei gleichzeitiger Messung der  $c$ -Asymmetrie zu:

$$\begin{aligned} A_{FB}^{bb,exp} &= 0.075 \pm 0.007 (stat) \\ A_{FB}^{c\bar{c}} &= 0.079 \pm 0.016 (stat) \\ \frac{\chi^2}{d.o.f.} &= \frac{1112}{1102} \end{aligned}$$

mit einer statistischen Korrelation von  $A_{FB}^{b\bar{b},exp}$  und  $A_{FB}^{c\bar{c}}$  von 0.324

Zur Ermittlung der reinen b-Quark Asymmetrie ist es noch nötig eine Korrektur für die  $B^0 \bar{B}^0$ -Mischung vorzunehmen. Hierzu wurde der derzeitige LEP-Mittelwert von  $\chi = 0.1145 \pm 0.0061$ [2] verwendet. Diese Korrektur führt zu einer b-Quark Asymmetrie von:

$$A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.097 \pm 0.009(stat) \pm 0.002(mix)$$

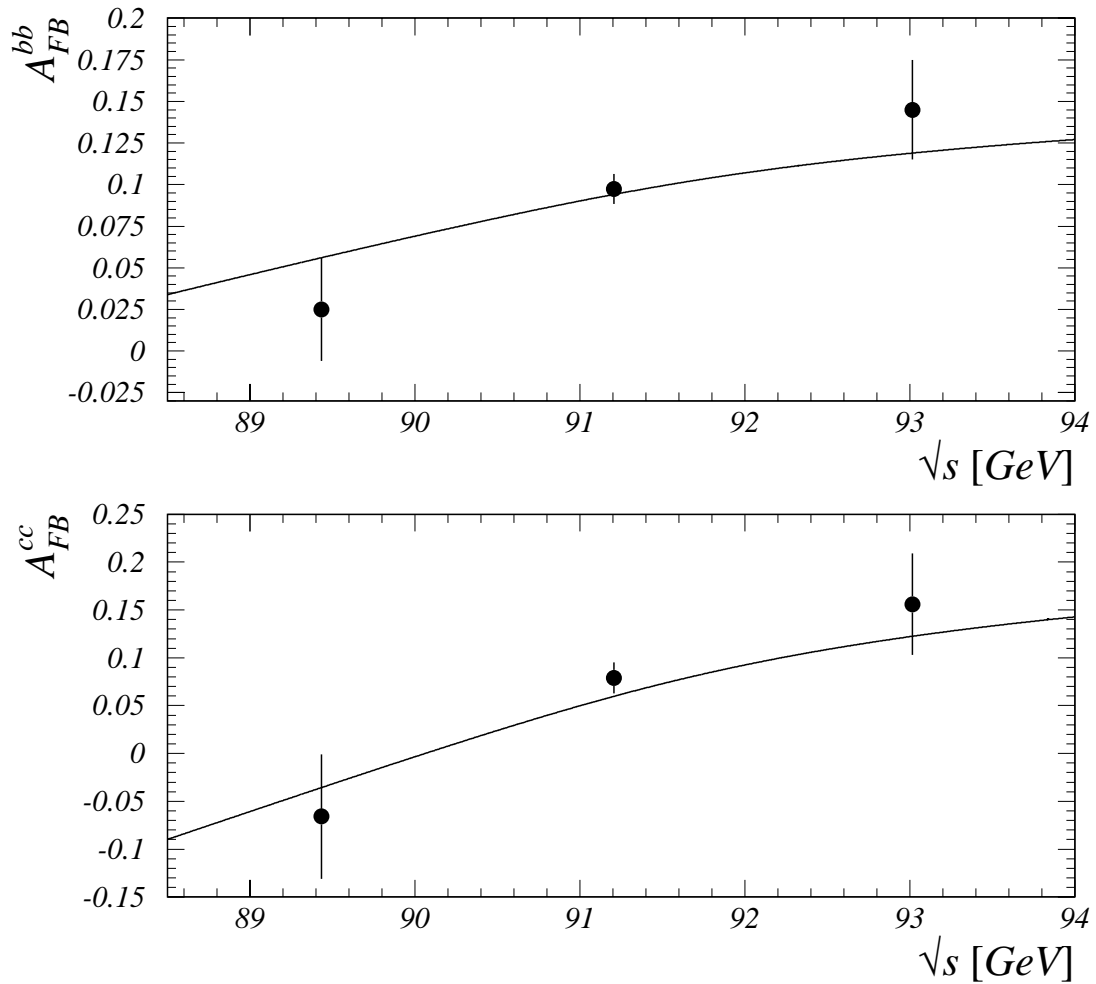


Abbildung 54: Die b- und c-Quark Asymmetrie, gemessen bei drei verschiedenen Schwerpunktsenergien. Die durchgezogene Line entspricht dem mittels ZFITTER berechneten Erwartungswert.

### 5.3 Bestimmung des systematischen Fehlers

Die hohe statistische Präzision mit der bei den LEP-Experimenten Größen wie die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie bestimmt werden können, erfordert die genaue Berücksichtigung der systematischen Unsicherheiten. Wie im vorherigen Kapitel diskutiert, basiert die Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie auf den relativen Anteile der Leptonen in verschiedenen kinematischen Bereichen. Hierzu muß auf Simulationsdaten zurückgegriffen werden. Der Simulation liegen modellabhängige Annahmen über die Erzeugung und den Zerfall schwerer Hadronen zugrunde. Die Unsicherheiten dieser Annahmen müssen bei der Berechnung des systematischen Meßfehlers berücksichtigt werden. Desweiteren tragen die Art der Rekonstruktion der Ereignis- und der Jetachse sowie die Fit-Methode zum systematischen Fehler bei.

Um Meßergebnisse mit anderen LEP-Experimenten kombinieren zu können, müssen die systematischen Unsicherheiten so aufgegliedert werden, daß Korrelationen sichtbar bleiben. Zu diesem Zweck hat eine Arbeitsgruppe am CERN<sup>45</sup> einen Vorschlag zur Behandlung der systematischen Fehler ausgearbeitet [83], dem die anschließende Diskussion folgt.

Einen Überblick über die beim Studium des systematischen Fehlers berücksichtigten Größen sowie deren Beiträge zum gesamten systematischen Fehler gibt die Tabelle 19.

#### 5.3.1 Theoretische Unsicherheiten

Im Rahmen des Studiums der systematischen Fehler durch theoretische Unsicherheiten wurden die in Tabelle 18 aufgeführten elektroschwachen Parameter berücksichtigt. Die dort angegebenen Größen stammen zum einem aus einem kombinierten Fit an LEP Daten sowie aus Niederenergieexperimenten.

Parameter aus einem kombinierten Fit an LEP Daten	
$R_b$	$0.2216 \pm 0.0017$
$BR(b \rightarrow l^-)$	$(11.12 \pm 0.23)\%$
$BR(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	$(7.76 \pm 0.36)\%$
$\bar{\chi}$	$0.1145 \pm 0.0061$
<hr/>	
$R_c$	$0.172 \pm 0.0074$
$BR(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	$(1.3 \pm 0.5)\%$
$BR(c \rightarrow l^+)$	$(9.8 \pm 0.5)\%$
$\langle X_E(b) \rangle$	$0.70 \pm 0.02$
$\langle X_E(c) \rangle$	$0.51 \pm 0.02$

Tabelle 18: Die für die Bestimmung des systematischen Fehlers berücksichtigten Parameter.  $R_c$  entspricht dem Erwartungswert aus dem Standardmodell, wobei als Unsicherheit der experimentelle Fehler für diese Größe eingesetzt wurde.

<sup>45</sup>LEP Electroweak Working Group

- **Produktion schwerer Quarks**

Für das Verhältnis der partiellen Breite von b-Quarks zur hadronischen Breite  $R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  wurde der LEP-Mittelwert verwendet. Da zum gegenwärtigen Zeitpunkt keine veröffentlichte Messung mit vergleichbarer Präzision für c-Quarks vorliegt, wurde als Wert für  $R_c$  die Vorhersage des Standardmodell benutzt. Als Unsicherheit wurde der durch die LEP Experimente für diese Größe erzielte Fehler verwendet. [2]

$$R_b = 0.2216 \pm 0.0017$$

$$R_c = 0.172 \pm 0.0074$$

Die Bestimmung der Abhängigkeit der Asymmetriemessung von diesen Parametern erfolgt durch Variation der Anteile von  $b\bar{b}$ - und  $c\bar{c}$ -Ereignissen entsprechend den angegebenen Meßfehler.

- **Die Fragmentation von b- und c-Quarks**

Die Beschreibung der Fragmentation von schweren Quarks erfolgte während der Ereignissimulation durch die Peterson-Funktion (vgl. Gleichung 18). In Verbindung mit dem freien Parameter ( $\epsilon_b, \epsilon_c$ ) dieser Funktion steht die experimentell meßbare, mittlere auf das b/c-Hadron übertragene Energie  $\langle X_E(b) \rangle$  und  $\langle X_E(c) \rangle$ . Diese Größen wurden durch die LEP-Experimente zu

$$\langle X_E(b) \rangle = 0.70 \pm 0.02 \quad (27)$$

$$\langle X_E(c) \rangle = 0.51 \pm 0.02 \quad (28)$$

bestimmt [43], welche den Werten für die DELPHI Simulationsdaten

Jahr	$\epsilon_c$	$\epsilon_b$
1993	$0.0178^{+0.0121}_{-0.0077}$	$0.00352^{+0.00285}_{-0.00182}$
1994	$0.0139^{+0.0099}_{-0.0063}$	$0.00277^{+0.00242}_{-0.00154}$

entsprechen. Um die Abhängigkeit der Asymmetrie Messung von den Fragmentationsparametern zu untersuchen, wurden die  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$  und  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$  Ereignisse entsprechend der Funktion

$$w(z_{pri}) = \frac{f(z_{pri}, \epsilon_{b(c)})}{f(z_{pri}, \epsilon_{b(c)}^{gen})}$$

gewichtet.  $f$  entspricht dabei der Petersonfunktion und  $\epsilon_{b(c)}^{gen}$  dem bei der Erzeugung der MC-Ereignisse verwendeten Parameter (siehe Tabelle 5). Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit wurden die  $\epsilon_{b(c)}$  Werte entsprechend den oben angegebenen Fehlern variiert.

- **Der  $b \rightarrow l$  Zerfall**

Zum Studium des systematischen Fehlers, bedingt durch modellabhängige Annahmen über den Zerfall schwerer Quarks, wurden das *ACCMM*- und das *IGSW\*\**-Modell (siehe Seite 2.7) berücksichtigt. Mittels einer speziellen Routine [84], mit dem Impuls des Leptons im Ruhesystem des schweren Hadrons als Eingabeparameter, wurden die Ereignisse derart gewichtet, so daß die durch die Modelle vorhergesagten Spektren reproduziert wurden. Für die beiden freien Parameter des *ACCMM*-Modells wurden die durch die CLEO-Kollaboration auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz gemessenen Werte  $p_f = 298 \text{ MeV}/c$  und  $m_c = 1673 \text{ MeV}/c^2$  [37] verwendet. Als Zerfallsrate wurde der von den LEP-Experimenten gemessene Wert [2] von

$$BR(b \rightarrow l^-) = (11.12 \pm 0.23)\%$$

benutzt.

Der im folgenden angegebenen Werte für  $A_{FB}^{b\bar{b},exp}$  entspricht dem Mittelwert der sich für die beiden Modelle ergebenden Asymmetrien. Die halbe Differenz der Ergebnisse wurde als modellabhängiger, systematischer Fehler berücksichtigt.

- **Der  $c \rightarrow l$  Zerfall**

Zur Beschreibung des Zerfalls  $c \rightarrow \nu sl$  wurde das *ACCMM*-Modell verwendet. Die Masse des im Zerfall erzeugten  $s$ -Quarks sowie der Fermi-Impuls wurden aus einem Fit an die Daten der DELCO [38] und MARK III [39] Kollaboration auf

$$\begin{aligned} m_s &= 1 \text{ MeV}/c^2 \\ p_f &= 467 \text{ MeV}/c \end{aligned}$$

bestimmt. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers bei der Asymmetriestimmung wurden diese Werte innerhalb einer Standardabweichung

$m_s = 1$	$\text{MeV}/c^2,$	$p_f = 467 \text{ MeV}/c$	Zentralwert
$m_s = 1$	$\text{MeV}/c^2,$	$p_f = 353 \text{ MeV}/c$	$+1\sigma$
$m_s = 153$	$\text{MeV}/c^2,$	$p_f = 467 \text{ MeV}/c$	$-1\sigma$

variiert. Der verwendete Wert für die Zerfallsrate:

$$BR(c \rightarrow l^+) = (9.8 \pm 0.5)\%$$

stammt aus einer Kombination der Messungen, durchgeführt durch die ARGUS-Kollaboration [42] sowie Experimenten an den Beschleunigern PEP und PETRA.

- **Kaskadenartige  $b$ -Quark Zerfälle**

Die Beschreibung des Lepton-Spektrums im  $b \rightarrow c \rightarrow l$  Zerfall erfolgte ebenfalls durch das *ACMM*-Modell. Dazu wurden die drei Ansätze für den  $c \rightarrow l$  Zerfall mit dem durch die CLEO-Kollaboration bestimmten  $b \rightarrow D$  Spektrum[85] kombiniert.

Für die  $b \rightarrow c \rightarrow l^+$  Zerfallsrate stehen mittlerweile präzise Meßwerte zur Verfügung. So ergab ein kombinierter Fit der Resultate der LEP-Experimente einen Wert von

$$BR(b \rightarrow c \rightarrow l^+) = (7.76 \pm 0.36)\%$$

Im Vergleich dazu existieren zur Zeit keine präzisen Messungen für den Zerfall  $b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-$ , so daß der mit JETSET 7.3 berechnete Wert verwendet wurde.

$$BR(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-) = (1.3 \pm 0.5)\%$$

Zu dem angegebenen Fehler trägt die Unsicherheit für den Zerfall eines  $b$ -Quarks in ein  $\bar{c}$ -Quark sowie die Unsicherheit in der semileptonischen Zerfallsrate des erzeugten  $\bar{c}$ -Quarks bei.

### 5.3.2 Experimentelle Unsicherheiten

- **Unsicherheiten bedingt durch die Leptonidentifikation**

Für die gewählte Fit-Methode werden zur Bestimmung der Asymmetrie die Klassenanteile des MC zur Abschätzung der Zusammensetzung der realen Daten verwendet. Dies erfordert, neben einer guten Beschreibung der unterschiedlichen Signalanteile, deren Einfluß bereits in Zusammenhang mit den theoretischen Unsicherheiten diskutiert wurde, eine gute Kenntniss des noch verbleibenden Untergrundanteils. Die Untersuchung des Einflusses auf die gemessene Asymmetrie erfolgte durch Variation der Untergrundanteile bei den Myon- und Elektronkandidaten und anschließender Wiederholung des Fits. Als Variationen wurden dabei die für die entsprechenden Leptonkandidaten erzielte Präzision für die Abschätzung des Untergrundanteils gewählt.

	1993	1994
Myonen	$\pm 5\%$	$\pm 5\%$
Elektronen		
Hadron. Untergrund	$\pm 8\%$	$\pm 6\%$
Konvertierte Photonen	$\pm 19\%$	$\pm 13\%$

- **Spurrekonstruktion**

Die Impulsauflösung des DELPHI-Detektors ist näherungsweise durch

$$\frac{\Delta p}{p} = 0.001 \cdot p \text{ [GeV/c]}$$

gegeben [52]. Zur Untersuchung des systematischen Fehlers, bedingt durch die Spurrekonstruktion, wurde der Impuls aller Spuren der im MC selektierten Ereignisse entsprechend



einer Gaußverteilung verschmiert, wobei als Breite die oben genannte Impulsauflösung verwendet wurde. Anschließend erfolgte eine erneute Jet-Rekonstruktion sowie Berechnung der transversalen Impulse.

Die Wiederholung des Asymmetrie-Fits zeigte eine Abweichung für alle Datensätze von kleiner als 0.1%.

- **Rekonstruktion der Ereignisachse**

Den Einfluß einer Fehlbestimmung der Ereignisachse auf die Vorwärts-Rückwärts Asymmetriemessung wurde mit zwei Ansätzen untersucht:

Zum einen wurde die in den MC-Ereignissen rekonstruierte Thrust-Achse entsprechend einer Gaußverteilung verschmiert. Als Breite der Gaußverteilung wurde die in einzelnen  $\cos\theta_{Thrust}$  Intervalle (siehe Abb. 32) ermittelte Breite der Differenz des Cosinus der Thrust- zur Quark-Achse verwendet.

Für einen weiteren Test wurde die Thrust-Achse, gemäß dem in Abbildung 32 dargestellten Funktionsverlauf verschoben, so daß die Differenz zwischen Thrust- und Quarkachse im Mittel verschwand.

Beide Ansätze ergaben eine Veränderung der gemessenen Asymmetrie von kleiner als 0.06%.

- **Fit-Methode und Binning**

Die Abschätzung des Einflusses der Fit-Methode auf die gemessene Asymmetrie erfolgte durch Variation der Anzahl der  $\cos\theta_{Thrust}$ ,  $p_t$  und  $p$  Intervalle.

- **Asymmetrie des Untergrundes**

Der Beitrag des Untergrundes an der meßbaren Asymmetrie läßt sich mit dem zuvor aufgeführte Verfahren unter Ausnutzung von MC-Daten bestimmen. Die Unsicherheit in diesem Verfahren wurde durch Variation der Untergrundasymmetrie um  $\pm 50\%$  abgeschätzt. Dies führte zu einer kleinen Veränderung der  $b$ -Quark Asymmetrie von  $\delta A_{FB}^{b\bar{b},exp} = \pm 0.05\%$ . Auf der anderen Seite ergab sich eine größere Veränderung der  $c$ -Quark Asymmetrie um  $\pm 0.73\%$ , was sich durch das Überlappen der kinematischen Bereiche des Untergrundes und der  $c \rightarrow l$ -Zerfälle erklären läßt.

Größen	Zentraler Wert	Variation	$A_{FB}^{b\bar{b}}$ Peak	$A_{FB}^{c\bar{c}}$	$A_{FB}^{b\bar{b}}$ Peak-2	$A_{FB}^{b\bar{b}}$ Peak+2
$b$ -Zerfalls Modell	$\langle ACCMM, IGSW^{**} \rangle$	$ACCMM, IGSW^{**}$	$\mp 0.0008$	$\mp 0.0006$	$\mp 0.0001$	$\mp 0.0012$
$c$ -Zerfalls Modell	$m_s = 1 \text{ MeV}/c^2$ $p_f = 467 \text{ MeV}$	$m_s = \frac{1}{153} \text{ MeV}/c^2$ $p_f = \frac{353}{467} \text{ MeV}$	$\pm 0.0014$	$\mp 0.0018$	$\pm 0.0004$	$\pm 0.0019$
$Br(b \rightarrow l^-)$	0.1112	$\pm 0.0023$	$\mp 0.0006$	$\pm 0.0010$	$\mp 0.0002$	$\mp 0.0007$
$Br(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	0.0776	$\pm 0.0036$	$\pm 0.0002$	$\mp 0.0017$	$\pm 0.0001$	$\pm 0.0001$
$Br(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	0.013	$\pm 0.005$	$\pm 0.0003$	$\pm 0.0034$	$\pm 0.0001$	$\pm 0.0015$
$Br(c \rightarrow l^+)$	0.098	$\pm 0.005$	$\pm 0.0004$	$\mp 0.0030$	$\pm 0.0002$	$\mp 0.0006$
$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$	0.2216	$\pm 0.0017$	$\mp 0.0002$	$\pm 0.0003$	$\pm 0.0001$	$\mp 0.0002$
$\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{Had}$	0.172	$\pm 0.0074$	$\pm 0.0004$	$\mp 0.0025$	$\pm 0.0002$	$\mp 0.0002$
$\langle X_E(b) \rangle$	0.70	$\pm 0.02$	$\mp 0.0004$	$\mp 0.0015$	$\pm 0.0007$	$\mp 0.0001$
$\langle X_E(c) \rangle$	0.51	$\pm 0.02$	$\pm 0.0015$	$\mp 0.0021$	$\mp 0.0004$	$\pm 0.0033$
Summe der theoretischen Unsicherheiten			$\pm 0.0024$	$\pm 0.0064$	$\pm 0.0010$	$\pm 0.0044$
Myonidentifikation		$\pm 5\%$	$\pm 0.0011$	$\pm 0.0031$	$\mp 0.0001$	$\pm 0.0031$
Elektronidentifikation		$\pm 20\%$	$\pm 0.0001$	$\pm 0.0003$	$\pm 0.0001$	$\pm 0.0003$
Asymmetrie des Untergrundes		$\pm 50\%$	$\mp 0.0005$	$\pm 0.0073$	$\mp 0.0021$	$\pm 0.0006$
Jet und Thrust Rekonstruktion			$\pm 0.0004$	$\pm 0.0003$	$\pm 0.0001$	$\pm 0.0001$
Fit Methode			$\pm 0.0009$	$\pm 0.0043$	$\pm 0.0012$	$\pm 0.0008$
Summe der experimentellen Unsicherheiten			$\pm 0.0016$	$\pm 0.0090$	$\pm 0.0024$	$\pm 0.0033$
Totaler systematischer Fehler			$\pm 0.0029$	$\pm 0.0111$	$\pm 0.0026$	$\pm 0.0055$

Tabelle 19: Die verschiedenen Beiträge zum systematischen Fehler der Asymmetrie Messung. Die Vorzeichen  $\pm$  ( $\mp$ ) beschreiben eine Vergrößerung (Verringerung) der Asymmetrie, bei einer Vergrößerung (Verringerung) des Zentralwertes.

## 5.4 Diskussion der Resultate

Zum Vergleich der in dieser Analyse gemessenen Asymmetrien mit den Resultaten anderer LEP Experimente wurden zuerst alle Werte zu einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 91.26 \text{ GeV}$  transformiert. Die Energieabhängigkeit wurde dazu mit ZFITTER berechnet. Eine anschließende Kombination aller Werte führte zu den Asymmetrien:

$$A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.097 \pm 0.009 \quad (29)$$

$$A_{FB}^{c\bar{c}} = 0.081 \pm 0.020 \quad (30)$$

Die Abbildungen 55 und 56 zeigen diese Asymmetriewerte im Vergleich zu den während der Sommerkonferenzen des Jahres 1995 vorgestellten Meßergebnisse der LEP Experimente. Die ebenfalls in den Abbildungen dargestellten LEP Mittelwerte für  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  und  $A_{FB}^{c\bar{c}}$  beziehen sich auf die in den Konferenzen präsentierten Daten. Für beide Asymmetrien zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den LEP Mittelwerten.

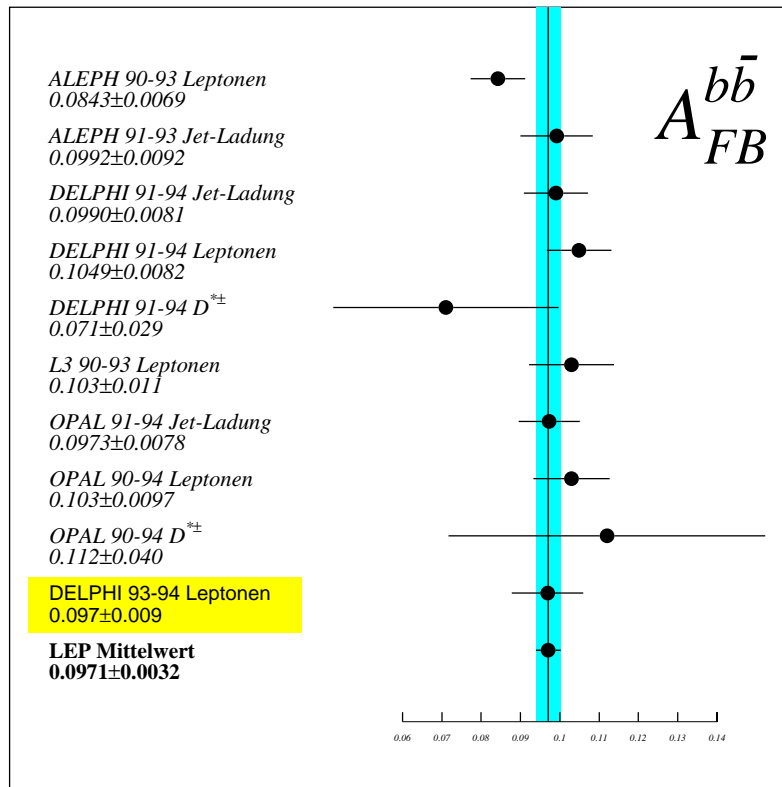


Abbildung 55: Die in der Analyse bestimmte Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie für b-Quarks im Vergleich zu den während der Sommerkonferenzen des Jahres 1995 vorgestellten Meßergebnissen der LEP Experimente. Der ebenfalls dargestellte LEP Mittelwert wurde durch einen Fit aller Asymmetriewerte bestimmt, wobei das Resultat dieser Analyse nicht mit in den Fit aufgenommen wurde.

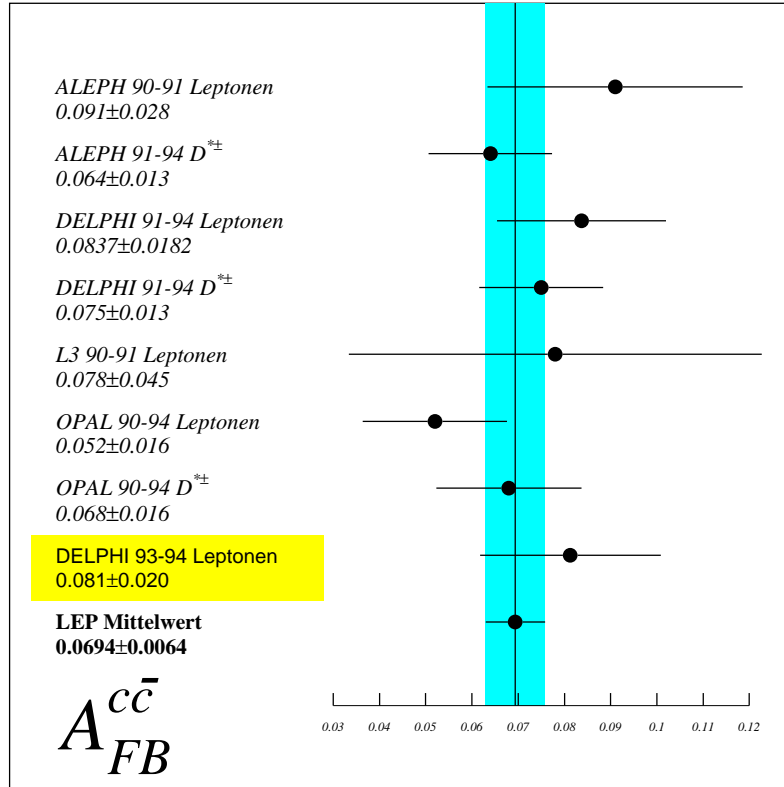


Abbildung 56: Die in der Analyse bestimmte Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie für c-Quarks im Vergleich zu den während der Sommerkonferenzen des Jahres 1995 vorgestellten Meßergebnissen. Der ebenfalls dargestellte LEP Mittelwert wurde durch einen Fit aller Asymmetriewerte bestimmt, wobei das Resultat dieser Analyse nicht mit in den Fit aufgenommen wurde.

#### 5.4.1 Bestimmung der Pol-Asymmetrie

Bei der Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie wird davon ausgegangen, daß der differenzielle Wirkungsquerschnitt durch

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto 1 + \cos^2\theta + \frac{8}{3}A_{FB}^f \cos\theta$$

beschrieben wird und desweiteren, daß eine gute Beschreibung der Quark-Richtung durch die Thrust-Achse erfolgt. Zur Bestimmung der Pol-Asymmetrien  $A_{FB}^{0,c}$  und  $A_{FB}^{0,b}$ , aus den gemessenen Größen  $A_{FB}^{c\bar{c}}$  und  $A_{FB}^{b\bar{b}}$ , müssen Korrekturen vorgenommen werden, die Abweichungen von den zuvor genannten Annahmen berücksichtigen.

Den numerisch größten Beitrag liefern QED-Korrekturen, die die Photonabstrahlung im Anfangszustand beschreiben. Die relative Größe ist bedingt durch die starke Variation der

Asymmetrie mit der Schwerpunktsenergie. Eine vergleichsweise kleine Veränderung der Asymmetrie erfolgt durch den auf der  $Z^0$ -Resonanz stark unterdrückten  $\gamma\gamma$ -Austausch sowie  $\gamma Z$ -Interferenzen. Desweiteren sind Verschiebungen der durch LEP erzeugten Schwerpunktsenergie in bezug auf die Z-Masse zu berücksichtigen. Die Veränderung der Asymmetrien aufgrund der aufgeführten Korrekturen wurden mit dem Programm ZFITTER [16] berechnet.

Eine zusätzliche Verringerung der experimentell bestimmbaren Asymmetrie erfolgt durch Gluon-Abstrahlung. Die dafür zugrundeliegenden QCD-Korrekturen wurden von Djouadi et al. [22] in erster Ordnung berechnet.

Einen Überblick über die einzelnen Korrekturbeiträge zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie gibt die Tabelle 20.

Korrektur	$\delta A_{FB}^b$	$\delta A_{FB}^c$
$\sqrt{s} = M_Z$	-0.0013	-0.0034
QED Korrekturen	+0.0041	+0.0104
QCD Korrekturen	+0.0033 $\pm$ 0.0010	+0.0023 $\pm$ 0.0007
$\gamma\gamma$ und $\gamma Z$ Interferenz	-0.0003	-0.0008
Gesamt	+0.0058 $\pm$ 0.0010	+0.0085 $\pm$ 0.0007

Tabelle 20: Korrekturbeiträge zur  $b$ - und  $c$ -Asymmetrie

Unter Anwendung dieser Korrekturen, in der Form von

$$A_{FB}^{0,f} = A_{FB}^{meas,f} + \sum_i (\delta A_{FB}^f)_i$$

ergibt sich die Pol-Asymmetrie von  $b$ - und  $c$ -Quarks zu:

$$A_{FB}^{0,b} = 0.1027 \pm 0.009 \quad (31)$$

$$A_{FB}^{0,c} = 0.0898 \pm 0.019 \quad (32)$$

#### 5.4.2 Bestimmung des schwachen Mischungswinkels $\sin^2 \theta_{eff}$

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie läßt sich als Funktion der Vektor- und Axialvektorkopplungskonstanten des schwachen neutralen Stromes durch

$$A_{FB}^f = \frac{3}{4} A_e A_f \quad \text{wobei} \quad A_f = \frac{2v_f a_f}{v_f + a_f}$$

ausdrücken. Das Verhältnis dieser Kopplungskonstanten ist durch den schwachen Mischungswinkel

$$\sin^2 \theta_W^f = \frac{1}{4|Q_f|} \left( 1 - \frac{v_f}{a_f} \right)$$

gegeben. Die Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen erfolgt durch Definition eines flavour-abhängigen effektiven Mischungswinkel

$$\sin^2 \theta_{eff}^f = \frac{1}{4|Q_f|} \left( 1 - \frac{\bar{v}_f}{\bar{a}_f} \right),$$

der über einen Korrekturfaktor  $\kappa_f$  mit dem zuvor genannten Winkel in Verbindung steht

$$\sin^2 \theta_{eff}^f = \kappa_f \cdot \sin^2 \theta_W^f$$

Der Faktor  $\kappa_f$  ist für alle Leptonarten gleich  $\kappa_{lept} \equiv \kappa_e = \kappa_\mu = \kappa_\tau$ , weshalb die Meßergebnisse zumeist in Form von  $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$  angegeben werden.

Für schwere Quarks müssen bei der Bestimmung von  $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$  Vertex-Korrekturen berücksichtigt werden, die für eine gegebene Top-Masse von  $178 \pm 22 \text{ GeV}/c^2$ ,

$$\sin^2 \theta_{eff}^{b/c} = \sin^2 \theta_{eff}^{lept} + \delta^{b/c} \quad \left\{ \begin{array}{l} \delta^b = 0.0014 \pm 0.0005 \\ \delta^c = 0.0001 \end{array} \right.$$

betragen. Auf diese Weise lassen sich aus den Pol-Asymmetrien (31,32) die Mischungswinkel

$$\begin{array}{ll} \sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.2316 \pm 0.0016 & \text{für b-Quarks} \\ \sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.2278 \pm 0.0044 & \text{für c-Quarks} \\ \sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.2313 \pm 0.0015 & \text{für b- und c-Quarks kombiniert} \end{array}$$

bestimmen. Die Resultate stehen im Rahmen des Meßfehlers in guter Überstimmung mit dem derzeitigen Mittelwert von

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.23172 \pm 0.00024_{-0.00014}^{+0.00007} \quad ,$$

bestimmt aus einer Kombination von LEP, SLD,  $p\bar{p}$  und  $\nu N$  Daten [2]. Der zuletzt aufgeführte Fehler entsteht durch die Unsicherheit in der Higgs-Masse.

Die Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie besitzt aufgrund von Strahlungskorrekturen eine Abhängigkeit von der Top-Masse. Diese Abhängigkeit, berechnet mit dem ZFITTER Programm, ist für  $b$ - und  $c$ -Quarks in Abbildung 57 aufgetragen. Der dargestellte Wertebereich entspricht einer Variation der Higgs-Masse von  $60 < m_{Higgs} < 1000 \text{ GeV}/c^2$ .

Durch einen Fit der Asymmetrien konnte die Top-Masse

$$\begin{array}{ll} m_{top} = 189_{-26}^{+42} \text{ }_{-26}^{+19} \text{ GeV}/c^2 & \text{für b-Quarks} \\ m_{top} = 280_{-110}^{+84} \text{ }_{-21}^{+20} \text{ GeV}/c^2 & \text{für c-Quarks} \end{array}$$

bestimmt werden. Zudem führte eine gleichzeitiger Fit beider  $A_{FB}$  Werte (vgl. Abb. 58), unter Berücksichtigung der Korrelation von  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  und  $A_{FB}^{c\bar{c}}$ , zu der Top-Masse:

$$m_{top} = 197_{-45}^{+38} \text{ }_{-25}^{+18} \text{ GeV}/c^2$$

Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit der indirekten Massenbestimmung durch die LEP Experimente und der SLD Kollaboration [2]

$$m_{top} = 180_{-9}^{+8} \text{ }_{-20}^{+17} \text{ GeV}/c^2 \quad \text{LEP und SLD}$$

sowie durch den direkten Nachweis von Top-Quarks am TEVATRON

$$\begin{array}{ll} m_{top} = 176 \pm 8(\text{stat.}) \pm 10(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2 & \text{CDF}[86] \\ m_{top} = 199_{-21}^{+19}(\text{stat.}) \pm 22(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2 & \text{D0}[87] \end{array}$$

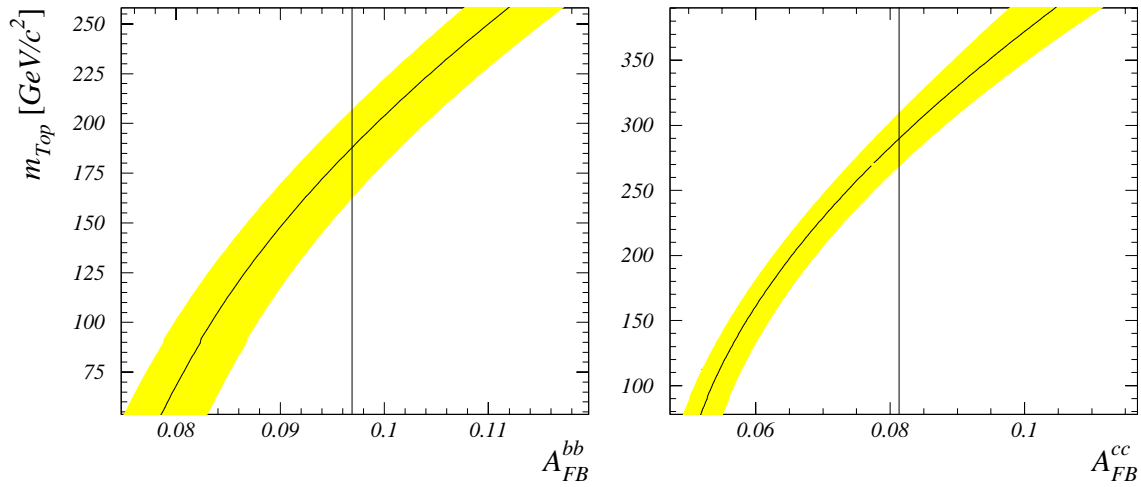


Abbildung 57: Die Top-Masse aufgetragen gegen  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  und  $A_{FB}^{c\bar{c}}$ . Der angegebene Wertebereich entspricht einer Variation der Higgs-Masse von  $60 < m_{Higgs} < 1000 \text{ GeV}/c^2$ .

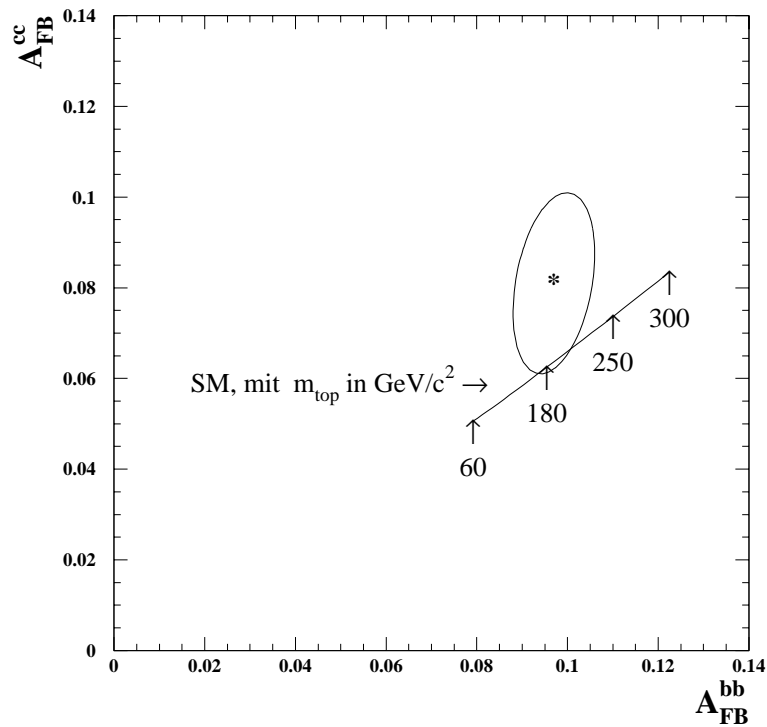


Abbildung 58: Die gemessene  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  und  $A_{FB}^{c\bar{c}}$  Asymmetrien. Die dargestellte Ellipse entspricht einer Standardabweichung vom Zentralwert, der durch einen Stern gekennzeichnet ist. Desweiteren gibt die Linien den Erwartungswert des Standardmodells für unterschiedliche Top-Massen an.

## 6 Zusammenfassung

Während der Strahlperiode der Jahre 1993 und 1994 wurden mit dem DELPHI Detektor 2130000 hadronische  $Z^0$ -Ereignisse aufgezeichnet. Mit Hilfe der beschriebenen Selektionsalgorithmen konnten in dieser Datenmenge 214000 Leptonkandidaten selektiert werden.

Leptonen aus semileptonischen Zerfällen schwerer Quarks besitzen im Mittel einen hohen Gesamtimpuls sowie einen hohen Transversalimpuls in Bezug auf die ursprüngliche Richtung des zerfallenden Hadrons. Desweiteren weisen sie eine Ladungskorrelation mit dem primären Quark auf. Mittels dieser Eigenschaften lassen sich  $b\bar{b}$ - und  $c\bar{c}$ -Ereignisse selektieren und die Quark- bzw. Antiquarkhemisphäre festlegen.

Die Messung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie schwerer Quarks erfolgte durch einen  $\chi^2$ -Fit an die dreidimensionale  $(p_l, p_t, \cos \theta_{Thrust})$  Verteilung der Leptonen. Unter Berücksichtigung der  $B^0\bar{B}^0$  Mischung führte dies zu dem Resultat:

$$A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.097 \pm 0.009$$

$$A_{FB}^{c\bar{c}} = 0.081 \pm 0.020$$

Beide Werte zeigen gute Übereinstimmung mit denen anderer LEP Experimente.

Im Rahmen des Standardmodells hängt die Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie vom effektiven elektroschwachen Mischungswinkel ab. Unter Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen führte ein Fit zu dem Ergebnis von:

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.2313 \pm 0.0015$$

Die elektroschwachen Strahlungskorrekturen enthalten eine quadratische Topmassenabhängigkeit, was die Bestimmung der Topmasse ermöglicht. Aus den gemessenen Asymmetriewerten ergibt sich die Masse zu:

$$m_{top} = 197_{-45}^{+38} {}_{-25}^{+18} \text{ GeV}/c^2$$

Der zuletzt aufgeführte Fehler entsteht durch die Unsicherheit in der Higgsmasse.



## Literatur

- [1] O.W.Greenberg, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 598.
- [2] The LEP Collaborations, ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and The LEP Electroweak Working Group, A Combination of Preliminary LEP Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model, CERN-PPE/95-172.
- [3] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.
- [4] A. Salam, Proceedings of 8th Nobel Symposium 36, (1968).
- [5] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1964) 1264.
- [6] R. Miquel, Precision Studies of Electroweak Interactions at LEP, CERN-PPE/94-70 (1994).
- [7] N.Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [8] M.Kobayashi, T.Maskawa, Prog. Theo. Phys. **49** (1973) 652.
- [9] Review of Particle Properties, **D50** (1994).
- [10] P.Higgs, Phys. Lett. **B12** (1964) 132.
- [11] M.Böhm and W.Hollik, Z Physics at LEP 1, CERN 89-08 Vol 1 (1989) 203-234.
- [12] D.A. Ross, J.C. Tayler, Nucl. Phys. **B51** (1973) 25.
- [13] A. Sirlin, Phys. Rev. **D22** (1980) 971.
- [14] Z. Was, S. Jadach, Phys. Rev. **D41** (1990) 1425.
- [15] D.Bardin et.al., Dubna Preprint JINR-E2-88-324 (1988).
- [16] D.Bardin et.al., An Analytical Program for Fermion Pair Production in  $e^+e^-$  Annihilation, CERN-TH 6443/92, (1992).
- [17] B.Kniehl, J.Kühn, in Z Physics at LEP 1, CERN 89-08 Vol 1 (1989) 55-88.
- [18] S.Eidelman, F.Jegerlehner, PSI-PR-95-1 (1995).
- [19] F.Jegerlehner, in Z Physics at LEP 1, CERN 89-08 Vol 1 (1989) 7-54.
- [20] J.H.Kühn and P.M.Zerwas, in Z Physics at LEP 1, CERN 89-08 Vol 1 (1989) 267-358.
- [21] D.Bardin et al., in Z Physics at LEP 1, CERN 89-08 Vol 1 (1989) 203-234.
- [22] A.Djouadi, B.Lampe, P.M.Zerwas, A Note on the QCD corrections to forward-backward asymmetries of heavy-quark jets in Z Decays, Zeit. f. Phys., **C67** (1995) 123.
- [23] T.Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347;  
T.Sjöstrand and B.Bengtsson, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 367;  
T.Sjöstrand, JETSET 7.3 manual, preprint CERN-TH6488/92 (1992);  
T.Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.

- [24] J.E.Campagne, R.Zitoun, DYMU Program in Z Physics at LEP1, Volume 3, Event Generators and Software, CERN 89-08 78-81, (1989).
- [25] G.Altarelli, G.Parisi, Nucl.Phys **B126** (1977) 298.
- [26] R.D.Field and R.P.Feynman, Nucl. Phys. **B136** (1978) 1.
- [27] A.Ali et al, Phys. Lett. **B93** (1980) 155.
- [28] P.Hoyer et al., Nucl. Phys. **B161** (1979) 349.
- [29] T.Meyer, Zeit. Phys. **C12** (1982) 77.
- [30] G.Marchesini and B.R.Webber, Nucl. Phys. **B238** (1984) 1, B.R.Webber, Nucl. Phys. **B238** (1984) 492.
- [31] G.Marchesini, B.Webber, Nucl.Phys **B310** (1988) 461.
- [32] G.Marchesini, B.Webber, HERWIG Program in Z Physics at LEP1, Volume 3, Event Generators and Software, CERN 89-08 235-258, (1989).
- [33] X.Artru, G.Mennessier, Nucl.Phys **B70** (1974) 93.
- [34] C.Peterson et al., Phys. Rev. **D27** (1983) 105.
- [35] M.K.Gaillard, B.W.Lee and J.L.Rosner, Rev. Mod. Phys., **47** (1975) 277  
J.Ellis, M.K.Gaillard and D.V.Nanopoulos, Nucl. Phys., **B106** (1976) 292.
- [36] G.Altarelli et al., Leptonic decay of heavy flavors, Nucl. Phys. **B208** (1982) 365.
- [37] CLEO Collaboration, S.Henderson et.al., Phys. Rev. **D 45** (1992) 2212.
- [38] DELCO Collaboration, W.Bacino et al., Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1073.
- [39] MARK III Collaboration, R.M.Baltrusaitis et al., Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1976.
- [40] N.Isgur et al., Semileptonic B and D decays in the quark model, Phys. Rev. **D39** (1989) 799.
- [41] CLEO-Collaboration, Measurements of semileptonic branching fractions of B mesons at the  $\Upsilon(4s)$  resonance Phys. Rev. **D45** (1992) 2212.
- [42] ARGUS Collab., H.Albrecht et al., Phys. Lett. **B278** (1992) 202.
- [43] The LEP Experiments: ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL, Combination of Heavy Flavour Electroweak Measurements at LEP, CERN-PPE/95-17.
- [44] ALEPH Collab., D.Buskulic et al., Phys. Lett. **B343** (1995) 444.
- [45] L3 Collab., M.Acciarri et al., Phys. Lett. **B332** (1994) 201.
- [46] C.Albajar et.al. UA1 Collaboration, Phys. Lett., **B186** (1987) 247.
- [47] H.Albrecht ARGUS Collaboration, Phys. Lett., **B192** (1987) 245.

- 
- [48] A.Bean et.al. CLEO Collaboration, Phys. Rev. Lett., **58** (1987) 183.
- [49] DELPHI Collaboration, A Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification. Letter of intent, DELPHI 82/1, (1982).
- [50] DELPHI Collaboration, Technical proposal, CERN/LEPC 83-3, (1983).
- [51] DELPHI Collaboration, The DELPHI Detector at LEP, Nucl. Inst. and Meth., **A303** (1992), 233.
- [52] DELPHI Collaboration, Performance of the DELPHI Detector, CERN-PPE/95-194.
- [53] J.Barlow et al., Run Control in MODEL, The state Manager, IEEE Trans. Nucl. Sci., **36**, (1989), 1549.
- [54] IEEE Standards Board, IEEE Standard FASTBUS Modular High-Speed Data Acquisition and Control Systems, Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., New York, (1985).
- [55] L.Benetau et al., Architecture and Performance of the DELPHI Trigger System, DELPHI Note 92-162 DAS 135, (1992).
- [56] J.A.Fuster et al., The Online Software for the First and Second Level Trigger of DELPHI, DELPHI Note 91-112 DAS 115, (1991).
- [57] L.Benetau et al., The Fourth Level Trigger of DELPHI, DELPHI Note 93-29 DAS 141, (1993).
- [58] L.A. Fuster et al., The 1st and 2nd level Trigger User Manual; Summary of the 1992 Trigger Performance, DELPHI Note 93-42 DAS 144, (1993).
- [59] T.Adye et al., The Slow Control of the DELPHI Experiment at LEP, DELPHI Note 93-12 DAS 140, (1993).
- [60] T.Adye et al., The Design and Operation of the Slow Controls for the DELPHI Experiment at LEP, CERN/ECP 94-3, (1994).
- [61] DELPHI Collaboration, DELPHI event generator and detector simulation, User's guide, DELPHI Note 89-67 PROG 184, (1992).
- [62] Y.Belokopytov et al., DELPHI Detector Description Application Package, DELPHI Note 90-37 PROG 154, (1990).
- [63] DELPHI Collaboration, DELPHI data analysis program, User's guide, DELPHI Note 89-44 PROG 137, (1987).
- [64] D.Bertrand, L.Pape, TANAGRA track analysis and graphics package, User's guide, DELPHI Note 87-95 PROG 98, (1987).
- [65] DELPHI Collaboration, Event viewing software, installation procedure and user manual, DELPHI Note 89-6 PROG 126, (1989).

- [66] J.-P. Baud et al., *SHIFT* Reference Manual, Version 1.3.
- [67] K.D.Brand, PPMINI, A system for parallel processing of MINI-DST data, Padua, internal note, (1994).
- [68] U.Krüner-Marquis, Bestimmung des schwachen Mischungswinkels  $\sin^2 \theta_W$  aus der Ladungsasymmetrie hadronischer Zerfälle des Z-Bosons, WUB-DIS 92-10, (1992).
- [69] JADE-Collaboration, W.Bartel et al., *Zeit. f. Phys.*, bf C33, (1986) 23.
- [70] JADE-Collaboration, W.Bartel et al., *Phys. Lett.*, **B213**, (1988) 235.
- [71] E.Lieb, Messung der Ladungsasymmetrie von b-Quarks auf der  $Z^0$ -Resonanz, WUB-DIS 92-15, 1992.
- [72] K.D. Brand, I. Roncagliolo, F. Simonetto, Electron Identification for Electro-Weak  $b, c$  Physics, DELPHI note (in Vorbereitung).
- [73] K.D. Brand, P. Ronchese, F. Simonetto, The semileptonic decays of b,c hadrons in the 1993 data sample, DELPHI note 95-5 PHYS 468 (1995).
- [74] Review of Particle Properties, Review of Particle Properties, *Physics Letters*, **B239** (1990).
- [75] M.Feindt, O.Podobrin, PXPHOT, Third Stage Pattern Recognition for DELPHI, DELPHI Note 93, (1993).
- [76] P.Billoir, GAMFIT, private Kommunikation.
- [77] K.D.Brand, Electron Identification in the Forward Region, internal note, (1994).
- [78] N.Crosland,P.Kluit,G.Wilkinson, EMMASS Muon Identifikation within DELPHI, DELPHI Note 92-17 PHYS 157, (1992).
- [79] H. De Boeck, G.Wilkinson, MUFLAG A Framework for Muon Identification, DELPHI Note 93-14 PHYS 263, (1993).
- [80] P.Collins, G.Wilkinson, Refining the Muon Chamber Information on the DST, DELPHI note 93-13 PHYS 262 (1993).
- [81] F.Stichelbaut, G.Wilkinson, Performance of Muon Identification in DELPHI for the 93 and 94 Data, DELPHI note 95-140 PHYS 565 (1995).
- [82] DELPHI collaboration, P.Abreu et al., Measurement of the Forward-Backward Asymmetry of  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$  using prompt leptons and a lifetime tag, *Zeit. f. Phys.*, **C65** (1995) 569.
- [83] The LEP Electroweak Working Group, A consistent treatment of systematic errors for LEP electroweak heavy flavour analyses, DELPHI 94-23 PHYS 357 (1994).
- [84] K.Mönig, private Kommunikation.
- [85] CLEO Collaboration, S.Henderson et.al., *Phys. Rev.* **D 45** (1992) 21.

- [86] CDF Collaboration, F.Abe et al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626.
- [87] D0 Collaboration, S.Abachi et al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632.