FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien für Charm- und Bottom-Quarks bei Energien nahe der Z-Resonanz

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik der Bergischen Universität Wuppertal

Markus Elsing

Wuppertal, Juni 1996
WUB-DIS 96-7

Abstract

The forward-backward asymmetries for the processes $e^+e^- \to c\bar{c}$ and $e^+e^- \to b\bar{b}$ at energies near the Z resonance are measured using identified D mesons. The D carries a charm quark and therefore provides a clean signature of a $c\bar{c}$ event or a decay of a heavy B meson in a $b\bar{b}$ event. In 3030392 selected hadronic events, taken in the years 1991 to 1994 with the DELPHI detector at LEP, a total of 39119 D decays are reconstructed in 9 different channels. Particle identification, provided by the DELPHI Ring Imaging Cherenkov Counters, the Time Projection Chamber, the High density Projection Chamber and the muon system is used to reduce background. The c and b quark forward-backward asymmetries are measured simultaneously from the polar angle, scaled energy and topological lifetime distributions, taking $B^{\circ}_{d,s} - \bar{B}^{\circ}_{d,s}$ mixing into account. The experimental results for the c and b asymmetries are

$$\begin{aligned}
A_{FB}^{c\bar{c}} &= -0.0152 \pm 0.0588\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0059\,(\mathrm{sys}) \quad \text{for} \quad \sqrt{\mathrm{s}} = 89.477 \text{ GeV} \\
A_{FB}^{c\bar{c}} &= 0.0816 \pm 0.0127\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0048\,(\mathrm{sys}) \quad \text{for} \quad \sqrt{\mathrm{s}} = 91.228 \text{ GeV} \\
A_{FB}^{c\bar{c}} &= 0.0822 \pm 0.0527\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0082\,(\mathrm{sys}) \quad \text{for} \quad \sqrt{\mathrm{s}} = 92.940 \text{ GeV}
\end{aligned}$$

and

$$\begin{aligned}
A_{FB}^{b\bar{b}} &= 0.0141 \pm 0.0999\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0138\,(\mathrm{sys}) \quad \text{for} \quad \sqrt{\mathrm{s}} = 89.477 \text{ GeV} \\
A_{FB}^{b\bar{b}} &= 0.0814 \pm 0.0202\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0115\,(\mathrm{sys}) \quad \text{for} \quad \sqrt{\mathrm{s}} = 91.228 \text{ GeV} \\
A_{FB}^{b\bar{b}} &= 0.1665 \pm 0.0864\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0235\,(\mathrm{sys}) \quad \text{for} \quad \sqrt{\mathrm{s}} = 92.940 \text{ GeV}\,,
\end{aligned}$$

respectively. From the these results the effective electroweak mixing angle is determined to be

$$\sin^2\theta_{eff}^{lept} = 0.2305 \pm 0.0019\,.$$

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Das Z-Boson ist neben den geladenen W-Bosonen und dem neutralen Photon eines der Austauschteilchen in der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung, die 1967 von Glashow, Weinberg und Salam formuliert wurde. Zusammen mit der Theorie der starken Wechselwirkung bildet sie das Standardmodell der Elementarteilchenphysik. Der Nachweis der massiven Z- und W-Bosonen 1983 am Proton-Antiproton-Speicherring $Sp\bar{p}S$ am CERN gilt als Erfolg dieses Modells.

Die Überprüfung des Standardmodells, insbesondere die Messung der Z-Resonanz und der W^+W^--Produktion, ist Ziel der vier Experimente ALEPH [1.1], DELPHI [1.2], OPAL [1.3] und L3 [1.4] am e^+e^--Speicherring LEP[1.5] am CERN[1.6]. In der ersten Ausbauphase LEP-I wurden Elektronen- und Positronenstrahlen auf eine Energie von ungefähr 46 GeV beschleunigt, um in der e^+e^--Vernichtung Z-Bosonen zu produzieren und deren Eigenschaften anhand ihrer Zerfallsprodukte zu untersuchen. In den Jahren 1989 bis 1995 konnten die Experimente etwa 1.8×10^7 sichtbare Z-Zerfälle registrieren, womit die Masse und die Breite der Z-Resonanz auf einige MeV bestimmt und die Quantenstruktur der Theorie getestet werden konnte.

Das Z-Boson koppelt an Quarks und Leptonen, die elementaren Fermionen des Standardmodells. Die Messung der Produktionsraten und der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien für identifizierte Quarks und Leptonen bei LEP erlaubt einen präzisen Test der Kopplungsstruktur des Z-Bosons. Das Standardmodell sagt voraus, daß in etwa 15 % der Ereignisse das Z-Boson in Bottom-Quarks und in etwa 12 % in Charm-Quarks zerfällt. Da Quarks keine freien Zustände sind, führt deren Produktion im Experiment zu multihadronischen Ereignissen, in denen sich Zerfallsprodukte von Charm- und Bottom-Quarks nachweisen lassen. Gegenstand dieser Arbeit ist die Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Charm- und Bottom-Quarks aus der Produktionswinkelverteilung rekonstruierter D-Mesonen[1.7].

Nach einer Einführung in das Standardmodell und die Vorhersagen für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie wird die Produktion von D-Mesonen in Z-Zerfällen diskutiert. Der Beschreibung des DELPHI-Detektors folgt die Selektion hadronischer Z-Ereignisse aus den DELPHI-Daten der Jahre 1991 bis 1994. Die umfangreiche Analyse der Detektorinformation zur Teilchenidentifikation ist Grundlage der Rekonstruktion der D-Mesonen aus den gemessenen Spuren der Zerfallsprodukte im Detektor. Abschließend wird die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien für c- und b-Quarks vorgestellt und deren Ergebnisse im Rahmen der Vorhersagen des Standardmodells interpretiert.

[1.1] **A**pparatus for **LEP PH**ysics
[1.2] **DE**tector with **L**epton, **P**hoton and **H**adron **I**dentification
[1.3] **O**mni **P**urpose **A** for **L**EP
[1.4] **L**etter of intend **3**
[1.5] **L**arge **E**lectron **P**ositron collider
[1.6] **C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucleaire
[1.7] Hier, wie auch in der ganzen Arbeit, sind ladungskonjugierte Zustände implizit eingeschlossen.

2 Grundzüge des Standardmodells

Quarks und Leptonen sind die elementaren Fermionen im Standardmodell. Diese werden durch ihre Quantenzahlen charakterisiert, die für rechts- und linkshändige Zustände unterschiedlich sein können und die Kopplung der Fermionen an die Eichbosonen bestimmen. Die Eichbosonen vermitteln die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft. Die Eigenschaften der Eichbosonen sind durch die zugrunde liegende Symmetrie der Eichgruppe definiert. Im Standardmodell werden die drei Kräfte durch die Eichgruppe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ beschrieben. Eine Übersicht der fundamentalen Teilchen des Standardmodells ist in Tabelle 2.1 gegeben.

	Farben	I	I_3	Y	Q
Fermionen					
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0	1/2	$\begin{matrix} 1/2 \\ -1/2 \end{matrix}$	$-1/2$	$\begin{matrix} 0 \\ -1 \end{matrix}$
$e_R \quad \mu_R \quad \tau_R$	0	0	0	-1	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	3	1/2	$\begin{matrix} 1/2 \\ -1/2 \end{matrix}$	1/6	$\begin{matrix} 2/3 \\ -1/3 \end{matrix}$
$u_R \quad c_R \quad t_R$	3	0	0	2/3	2/3
$d_R \quad s_R \quad b_R$	3	0	0	$-1/3$	$-1/3$
Eichbosonen					
Gluonen	8	0	0	0	0
$W^\pm$	0	1	± 1	0	± 1
W_3	0	1	0	0	0
B_Y	0	0	0	0	0
Higgsbosonen					
$\begin{pmatrix} \phi_*^+ \\ \phi_*^\circ \end{pmatrix}$	0	1/2	$\begin{matrix} 1/2 \\ -1/2 \end{matrix}$	1/2	$\begin{matrix} 1 \\ 0 \end{matrix}$

$I \sim$ schwacher Isospin, $Y \sim$ Hyperladung, $Q \sim$ elektrische Ladung

Tab. 2.1 : *Die fundamentalen Teilchen des Standardmodells*

Die $SU(3)$ der QCD[2.1] beschreibt die starke Wechselwirkung zwischen Quarks. Die Eichbosonen der SU(3) sind die Gluonen, die an die Quantenzahl Farbe koppeln und in acht Farbzuständen auftreten. Jedes Quark tritt als Triplet in drei Farbzuständen auf. Leptonen sind Farbsingulетts und nehmen nicht an der starken Wechselwirkung teil. Da Gluonen selber Farbe tragen, existiert neben der Quark-Gluon-Kopplung auch die Gluon-Gluon-Kopplung. Die Kopplungsstärke in der QCD ist durch den Parameter α_s gegeben, der vom Energieübertrag in der Wechselwirkung abhängt.

[2.1] **Q**uanten-**C**hromo-**D**ynamik

Die $SU(2) \times U(1)$ ist die Eichgruppe des Weinberg-Salam-Modells, das die elektromagnetische und schwache Kraft vereinigt. Bezüglich der SU(2) sind die linkshändige Fermionen Isospin-dublets, rechtshändige Fermionen hingegen Singuletts. Die drei Eichbosonen $W^{\pm}$ und W_3 der $SU(2)$ bilden ein Isospin-Triplett. Das Eichboson B_Y der $U(1)$ ist ein Isospinsinglet und koppelt an die Hyperladung Y. Der Zusammenhang zwischen der elektrischen Ladung, der dritten Komponente des Isospins I_3 und der Hyperladung, ist durch die Gell-Mann-Nishijima-Formel gegeben:

$$Q = I_3 + Y \tag{2.1}$$

Die Kopplung der $SU(2)$-Eichbosonen an die Fermionen besitzt eine Vektor-Axialvektor-Struktur, die des $U(1)$-Eichbosons ist eine reine Vektorkopplung. Alle Eichbosonen im Standardmodell sind zunächst noch masselos. Beobachtet werden jedoch massive Vektorbosonen $W^{\pm}, Z_\mu$ der schwachen Wechselwirkung und das masselose Photon A_μ der elektromagnetischen Kraft. Das Z_μ und das A_μ sind Mischungszustände des W_3 und B_Y:

$$\begin{aligned} Z_\mu &= \cos\theta_W W_{3,\mu} - \sin\theta_W B_\mu && (2.2) \\ A_\mu &= \sin\theta_W W_{3,\mu} + \cos\theta_W B_\mu && (2.3) \end{aligned}$$

Der Mischungswinkel $\sin\theta_W$ wird Weinberg-Winkel genannt. Da das Photon eine reine Vektorkopplung besitzt, erhält man zwischen den Kopplungskonstanten g der $SU(2)$ und g' der $U(1)$ sowie der Elementarladung e die Beziehung

$$e = g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W\,. \tag{2.4}$$

Durch spontane Symmetriebrechung werden im Weinberg-Salam-Modell die Massen der Vektorbosonen erzeugt. Hierzu fordert man die Existenz eines skalaren Higgsfeldes, das im minimalen Standardmodell aus einem komplexen Isospin-Dublet $\Phi = (\phi_*^+, \phi_*^0)$ besteht. Durch die Symmetriebrechung erhält das Feld einen Vakuumerwartungswert $\Phi(0) = (0, \nu)$ und aufgrund der Kopplung an das Higgsfeld erhalten $W^{\pm}$- und Z-Masse. Das Photon bleibt der Beobachtung entsprechend masselos. Durch die Massenerzeugung verschwinden drei der vier Freiheitsgrade des Higgsfeldes in den longitudinalen Anteilen der W- und Z-Bosonen. Es verbleibt ein neutrales Higgsteilchen H, das bisher nicht im Experiment nachgewiesen werden konnte. Für das Verhältnis der W- und Z-Masse erhält man die Beziehung

$$\sin^2\theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}\,, \tag{2.5}$$

die als Definition für den schwachen Mischungswinkel gilt.

Im Gegensatz zu den Leptonen sind die Masseneigenzustände der Quarks nicht die schwachen Isospineigenzustände. Die Isospinpartner der up-artigen Zustände u, c, t sind die Zustände d', s', b', die über die Transformation

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{2.6}$$

mit den down-artigen Masseneigenzuständen d, s, b zusammenhängen. Die Kobayashi-Maskawa-Matrix V ist unitär und besitzt vier freie Parameter, die in der Wolfenstein-Darstellung durch drei Mischungswinkel sowie eine komplexe CP-verletzende Phase parametrisiert werden. Im leptonischen Sektor mit masselosen Neutrinos gibt es keine derartige Mischung.

Im Rahmen des Standardmodells lassen sich alle meßbaren Größen durch einen kleinen Satz von Parametern beschreiben. Berücksichtigt man alle möglichen Beziehungen zwischen den Parametern des Standardmodells, so wird der elektroschwache Bereich durch eine Wechselwirkungskonstante - etwa der Feinstrukturkonstande $\alpha \equiv \alpha(0) = \frac{e^2}{2\pi}$ - den Bosonmassen M_Z, M_W, m_H, den Massen der Fermionen (insbesondere m_{top}) sowie durch die Parameter der Kobayashi-Maskawa-Matrix festgelegt.

In der Praxis wählt man die drei Größen, die am genauesten vermessen sind, um den Eichbereich des elektroschwachen Standardmodells zu beschreiben. Dieses sind die Feinstrukturkonstante α, die Z-Masse sowie die Fermikonstante G_F, die über die μ-Lebensdauer definiert ist

$$m_W^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2} G_F \sin^2\theta_W} \, . \tag{2.7}$$

Hinzu kommt für den Bereich der starken Wechselwirkung als einziger Parameter die Kopplungskonstante $\alpha_s(M_Z^2)$.

2.1 Vorhersagen für den Prozeß $e^+e^- \to f\bar{f}$

Im Standardmodell dominiert für die e^+e^--Vernichtung in ein Fermion-Antifermion-Paar bei Schwerpunktsenergien in der Nähe der Z-Masse der Austausch eines Z-Bosons über den Photonaustausch. Der Feynmangraph der Born-Näherung für den Prozeß $e^+e^- \to Z,(\gamma) \to f\bar{f}$ ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Der Spezialfall $e^+e^- \to e^+e^-$ ist komplizierter und soll hier nicht diskutiert werden.

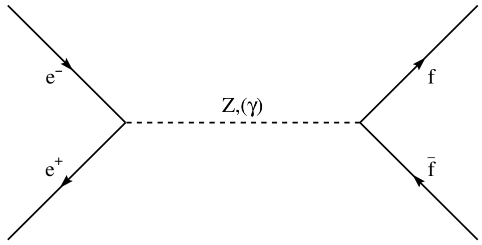


Abb. 2.1 : *Feynmangraph in Born'scher Näherung für den Prozeß* $e^+e^- \to Z,(\gamma) \to f\bar{f}$

Die Messung des Wirkungsquerschnittes $e^+e^- \to f\bar{f}$ und der daraus ableitbaren Größen ermöglicht die Überprüfung der Vorhersagen des Standardmodells.

2.1.1 Der differentielle Wirkungsquerschnitt

Berücksichtigt man Fermionmasseneffekte, so läßt sich in Born'scher Näherung der spingemittelte differentielle Wirkungsquerschnitt für den Z- und Photonaustausch im Annihilationsprozeß $e^+e^- \to f\bar{f}$ schreiben als [1]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{4s} N_c^f \sqrt{1-4\mu_f} \cdot \\ & \quad \left\{ G_1(s)(1+\cos^2\theta) + 4\mu_f G_2(s)\sin^2\theta + \sqrt{1-4\mu_f}\, G_3(s)\cdot 2\cos\theta \right\} . \end{aligned} \tag{2.8}$$

Dabei ist $\sqrt{s}$ die Schwerpunktsenergie und θ der Streuwinkel des Fermions relativ zur Flugrichtung des e^-. Die Feinstrukturkonstante ist definiert als $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ sowie $\mu_f = m_f^2/s$ ist über die effektiven Fermionmassen gegeben. Der Faktor N_c^f berücksichtigt die Zahl der Farbfreiheitsgrade, also 1 für Leptonen und 3 für Quarks. Man findet folgende Ausdrücke für G_1 bis G_3:

$$G_1(s) = Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f Re\chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2 - 4\mu_f a_f^2)|\chi_0(s)|^2 \tag{2.9}$$

$$G_2(s) = Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f Re\chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2) v_f^2 |\chi_0(s)|^2 \tag{2.10}$$

$$G_3(s) = -2a_e a_f Q_f Re\chi_0(s) + 4v_e a_e v_f a_f |\chi_0(s)|^2 \tag{2.11}$$

Die Funktionen G_1 bis G_3 sind abhängig von den Axialvektor- und Vektorkopplungen der Fermionen an das Z:

$$a_f = \frac{I_3^f}{2\sin\theta_W\cos\theta_W} \tag{2.12}$$

$$v_f = \frac{I_3^f - 2Q_f\sin^2\theta_W}{2\sin\theta_W\cos\theta_W} \tag{2.13}$$

Der Z-Propagator $\chi_0(s)$ ist in niedrigster Ordnung der Breit-Wigner-Näherung gegeben durch

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z^0}\,. \tag{2.14}$$

Die totalen Zerfallsbreite Γ_Z^0 ist die Summe der partiellen Breiten:

$$\Gamma^0_{f\bar{f}} = N_c^f\frac{\alpha}{3}M_Z\sqrt{1-4\mu_f}\left(v_f^2(1+2\mu_f) + a_f^2(1-4\mu_f)\right) \tag{2.15}$$

Die Terme ohne eine Abhängigkeit von $\chi_0(s)$ entstehen durch Photonaustausch, der bei Schwerpunktsenergien unterhalb der Z-Masse dominiert. Im Bereich der Z-Resonanz dominieren die Z-Austauschterme proportional zu $\chi_0(s)$. Terme proportional zu $Re\chi_0(s)$ entstehen durch γZ-Interferenz und verschwinden bei M_Z.

2.1.2 Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich in einer anderen Form schreiben:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\alpha^2}{4s}N_c^f\sqrt{1-4\mu_f}G_1(s)\cdot\left(1+\cos^2\theta + \frac{8}{3}A_{FB}^{f\bar{f}}(s)\cos\theta\right)\,. \tag{2.16}$$

Der Term proportional $\cos\theta$ heißt Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie $A_{FB}^{f\bar{f}}$ und stellt eine Abweichung von der $(1+\cos^2\theta)$-Abhängigkeit dar. Abbildung 2.2 veranschaulicht den Winkel $\cos\theta$, der im Prozeß $e^+e^- \to f\bar{f}$ über die Richtung des gestreuten Fermions definiert ist.

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie folgt aus der Interferenz der Axialvektor- und Vektorkopplungen der Austauschbosonen an die Fermionen. Die γZ-Interferenz liefert unterhalb und oberhalb der Z-Resonanz den dominanten Beitrag. Bei $\sqrt{s} = M_Z$ geht der Z-Propagator in Resonanz und der Photonaustausch kann vernachlässigt werden. Hier resultiert die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie aus der Interferenz der Vektor- und Axialvektorkopplungen des Z. Diese Interferenz ist eine Folge der paritätsverletzenden Struktur der schwachen Wechselwirkung.

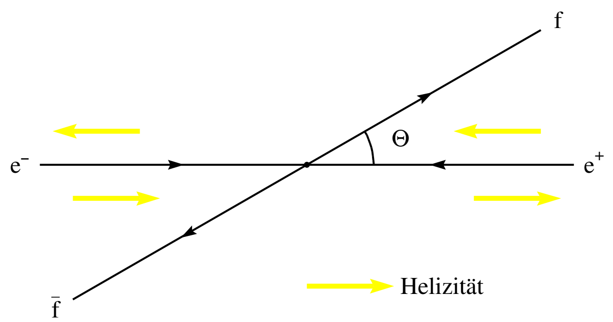


Abb. 2.2 : *Die Definition des Streuwinkels θ.*

Definiert man den Wirkungsquerschnitt für die Streuung des Fermions in Vorwärtsrichtung σ_F bzw. in Rückwärtsrichtung σ_B in der Form

$$\sigma_F = 2\pi \int_0^1 d\cos\theta \, \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \tag{2.17}$$

$$\sigma_B = 2\pi \int_{-1}^0 d\cos\theta \, \frac{d\sigma}{d\cos\theta}\,, \tag{2.18}$$

so erhält man für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in Born'scher Näherung

$$A_{FB}^{f\bar{f}} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = \frac{3}{4}\frac{G_3(s)}{G_1(s) + 2\mu_f G_2(s)}\sqrt{1-\mu_f}\,. \tag{2.19}$$

Werden Photonaustausch und Masseneffekte vernachlässigt, so erhält man bei $\sqrt{s} = M_Z$

$$A_{FB}^{f} = \frac{3}{4}\mathcal{A}_e\mathcal{A}_f \quad \text{mit} \quad \mathcal{A}_f = \frac{2v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2}\,. \tag{2.20}$$

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie auf der Z-Resonanz ist somit in erster Näherung eine Funktion der Axialvektor- und Vektorkopplungskonstanten der Fermionen an das Z. Hieraus ergibt sich, daß die Messung von $A_{FB}^{f\bar{f}}$ eine Bestimmung des schwachen Mischungswinkels erlaubt. Die Energieabhängigkeit der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in der Nähe der Z-Resonanz ist durch die Axialvektorkopplungen und die Ladungen der Fermionen im Anfangs- und Endzustand gegeben.

2.1.3 Renormierung und Strahlungskorrekturen

Die bisher diskutierten Relationen gelten nur in niedrigster Ordnung Störungstheorie. Um präzise Vorhersagen für elektroschwache Größen auf dem Z zu erhalten, müssen Korrekturen höherer Ordnung zum Born-Niveau berücksichtigt werden. Ein umfangreicher Überblick hierzu ist den Artikeln des Reports „*Z Physics at LEP 1*" [1] und dem Report der Arbeitgruppen zur „*Precision Calculation for the Z Resonanz*" [2] zu entnehmen.

In erster Ordnung Störungstheorie unterscheidet man zwischen QED- [2.2], QCD- und schwachen Korrekturen, die in allgemeinen abhängig vom betrachteten Prozeß sind. In den Berechnungen treten Divergenzen auf, die durch die Einführung renormierter Größen kompensiert werden.

Schwache Korrekturen beinhalten Diagramme zur $\gamma\gamma$-, γZ-, ZZ- und WW-Vakuumpolarisation, Vertexkorrekturen und Boxdiagramme, die virtuelle Z und W enthalten. Diese Korrekturen hängen von den Massen des Top-Quarks und des Higgsbosons ab. Die in den Gleichungen 2.5 und 2.7 gegebenen Beziehungen für den schwachen Mischungswinkel sind nicht mehr äquivalent. Die Definition von $\sin^2\theta_W$ wird abhängig vom gewählten Renormierungsschema. Das konzeptionell einfachste Schema ist das „*On Shell*"-Schema, in dem der bereits auf Born-Niveau geltende Zusammenhang

$$\sin^2\theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}. \tag{2.21}$$

den renormierten Parameter $\sin^2\theta_W$ in allen Ordnungen bestimmt [3]. In der Praxis ist M_W allerdings wesentlich ungenauer bekannt als M_Z, so daß man

$$m_W^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F\sin^2\theta_W}\cdot\frac{1}{1-\Delta r} \tag{2.22}$$

verwendet, womit man

$$\sin^2\theta_W = \frac{1}{2}\left[1-\sqrt{1-\frac{4\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F M_Z^2}\frac{1}{1-\Delta r}}\right] \tag{2.23}$$

erhält. Δr beinhaltet die Strahlungskorrekturen, die α, $\alpha(M_Z^2)$, G_F, M_W und M_Z miteinander verknüpfen. Man findet

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{cos^2\theta_W}{sin^2\theta_W}\Delta\rho + \Delta r_{Rest}\,. \tag{2.24}$$

[2.2] **Q**uanten-**E**lektro-**D**ynamik

Hierbei bezeichnet $\Delta\alpha = 1 - \alpha/\alpha(M_Z^2)$ die Vakuumpolarisationsbeiträge zum Photonpropagator und damit den Beitrag durch das Laufen von α von einer Skala $Q^2 = 0$ nach $Q^2 = M_Z^2$. $\Delta\rho$ beinhaltet die Z- und W-Vakuumpolarisationsterme, sowie die γZ-Mischdiagramme. Aufgrund der großen Massenaufspaltung zwischen den schwachen Isospinpartnern m_b und m_{top} ist der Beitrag

$$\Delta\rho_t = \frac{3G_F m_{top}^2}{8\pi^2\sqrt{2}} \tag{2.25}$$

bedeutend. Effekte aufgrund der Higgsmasse gehen logarithmisch $\sim \ln(\frac{M_{Higgs}^2}{M_W^2})$ in Δr_{rest} ein und sind damit klein. Mit Δr_{Rest} sind alle Beiträge zu Δr bezeichnet, die nicht aus Vakuumpolarisationstermen kommen.

Vernachlässigt man kleine Beiträge durch Boxdiagramme, so lassen sich alle übrigen schwachen Korrekturen zur Asymmetrie durch Einführung effektiver Kopplungen

$$\bar{v}_f = \sqrt{\rho_f}(I_3^f - 2Q_f \cdot k_f \sin^2\theta_W)\,, \tag{2.26}$$

$$\bar{a}_f = \sqrt{\rho_f} I_3^f \tag{2.27}$$

berücksichtigen [4], die in die Bornrelation eingesetzt werden

$$A_{FB}^{0,f} = \frac{3}{4} \cdot \frac{2\bar{v}_e\bar{a}_e}{\bar{v}_e^2 + \bar{a}_e^2} \cdot \frac{2\bar{v}_f\bar{a}_f}{\bar{v}_f^2 + \bar{a}_f^2}\,. \tag{2.28}$$

Die schwachen Korrekturen werden in $\rho_f - 1$ und $k_f - 1$ absorbiert. Im *On Shell*-Renormierungsschema erhält man $\rho_f \sim 1 + \rho_t$ und $k_f^{os} \sim 1 + \frac{\cos^2\theta_W}{\sin^2\theta_W}\rho_t$. Der effektive Mischungswinkel $\sin^2\theta_{eff}^f$ wird dann definiert über

$$\sin^2\theta_{eff}^f = k_f \cdot \sin^2\theta_W\,. \tag{2.29}$$

Aufgrund von Vertexkorrekturen (Abbildung 2.3) sind ρ_f und $\sin^2\theta_{eff}^f$ vom Fermionzustand abhängig. Verwendet man die Schreibweise $\sin^2\theta_{eff}^{b/c} = \sin^2\theta_{eff}^{lept} + \delta^{b/c}$, so findet man $\delta^c = -0.0001$ unabhängig von den Parametern des Standardmodells und $\delta^b = 0.0012 \pm 0.0006$ für $m_{top} = 170 \pm 30$ GeV/c^2 und $m_{Higgs} = 300^{+700}_{-240}$ GeV/c^2 [5]. Da $A_{FB}^{b\bar{b}}$ mit $\frac{dA_{FB}^{b\bar{b}}}{d\delta^b} = -0.07$ nur sehr schwach von δ^b abhängt, ist eine Messung von $A_{FB}^{0,f}$ im wesentlichen sensitiv auf $\sin^2\theta_{eff}^{lept}$.

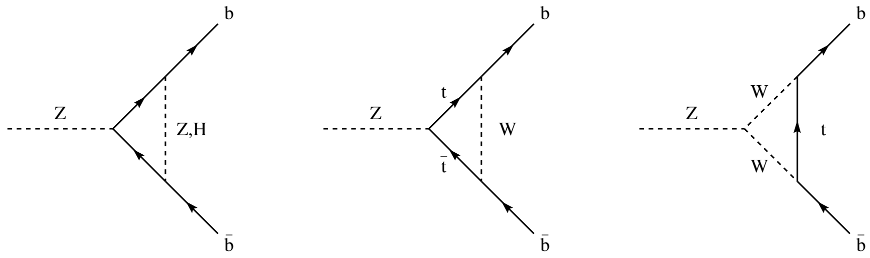


Abb. 2.3 : *Zusätzliche Vertexkorrekturen für b-Quarks*

Als **QED-Korrekturen** werden alle Diagramme zur Emission reeller Photonen und zum Austausch von virtuellen Photonen in Schleifen, mit Ausnahme der Vakuumpolarisation, bezeichnet. Diese Graphen ergeben endliche und eichinvariante Beiträge zu den beobachteten Größen. Vom Standpunkt der Theorie aus sind QED-Korrekturen weniger interessant, da sie keinen Zugriff auf Modellparameter erlauben. Die Korrekturen zum totalen Wirkungsquerschnitt und zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie sind allerdings erheblich und zudem von experimentellen Schnitten abhängig.

Da die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie im Bereich der Z-Resonanz stark mit der Schwerpunktsenergie ansteigt, sind die Korrekturen durch Photonabstrahlung im Anfangszustand besonders relevant. Diese führen zu einer effektiv kleineren Austauschenergie und somit zu einer kleineren Asymmetrie. Die Photonabstrahlung im Endzustand ergibt eine Korrektur der Form $A_{FB} \rightarrow A_{FB} \cdot (1 - \frac{3\alpha}{4\pi} Q_f^2)$. Mit Hilfe des Programms ZFITTER [6] erhält man bei $\sqrt{s} = M_Z$ für die Korrektur durch Photonabstrahlung im Anfangszustand $\delta A_{FB}^{c,QED} = -0.0104$ für c-Quarks und $\delta A_{FB}^{b,QED} = -0.0041$ für b-Quarks.

Korrekturen durch Interferenz des Anfangs- und Endzustandes in der Nähe der Z-Resonanz sind von der Größenordnung $\frac{\alpha}{\pi} \frac{\Gamma}{M_Z}$ und somit klein.

QCD-Korrekturen zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie treten für Quarks im Endzustand auf. Diese sind bezogen auf die Quarkrichtung in zweiter Ordnung Störungstheorie bekannt [7]

$$A_{FB}^{QCD} = A_{FB}^{noQCD} \cdot \left(1 - c_1 \frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} + c_2 \left(\frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi}\right)^2\right) . \tag{2.30}$$

Für den Koeffizienten c_1 erhält man $c_1 \simeq 0.95 - 0.93$ für c-Quarkmassen von 1.1 bis 1.7 GeV$/c^2$ und für b-Quarks findet man $c_1 \simeq 0.81 - 0.79$ für Massen zwischen 4.5 und 5 GeV$/c^2$. Für c_2 erhält man -4.4 ± 0.4 für c-Quarks und -1.9 ± 0.4 für b-Quarks. Beiträge zur c/b-Produktion durch Gluonaufspaltung in $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$-Ereignissen mit $f \neq c, b$ werden in dieser Arbeit gesondert behandelt und später diskutiert.

Experimentell zugänglich ist die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie bezüglich der Ereignisachse (Thrust). Diese Korrekturen sind in erster Ordnung inklusive Fermionmasseneffekten [8] gerechnet:

$$A_{FB}^{QCD} = A_{FB}^{noQCD} \cdot \left(1 - c_1^{'} \frac{\alpha_s}{\pi}\right) \tag{2.31}$$

Man erhält $c_1^{'} = 0.87$ für c-Quarks und $c_1^{'} = 0.79$ für b-Quarks. Mit $\alpha_s(M_Z^2) = 0.123$ und einer Variation der Renormierungsskala $\mu^2 = (\frac{M_Z}{4})^2$ bis $\mu^2 = M_Z^2$ erhält man einen Faktor von 0.966 ± 0.004 für b-Quarks und 0.963 ± 0.004 für c-Quarks.

Zusätzliche Unsicherheiten für die Größe der QCD-Korrektur ergeben sich aus impliziten Schnitten auf die 2- und 3-Jetrate in der Messung. Diese lassen sich mit Hilfe von Simulationsprogrammen berücksichtigen, die es erlauben, statt der Ereignisachse (Thrust) des hadronischen Ereignisses die Richtung des Quarks nach Photonabstrahlung zu verwenden (siehe Kapitel 8.2).

Quelle	ΔA_{FB}^{b}	ΔA_{FB}^{c}
QED-Korrekturen	+0.0041	+0.0104
QCD-Korrekturen	+0.0033 $\pm$ 0.0010	+0.0023 $\pm$ 0.0007
$\gamma, \gamma Z$	-0.0003	-0.0008
$\sqrt{s} = M_Z$	-0.0007	-0.0019
total	+0.0064 $\pm$ 0.0010	+0.0100 $\pm$ 0.0007

Tab. 2.2 : *Korrekturen zur c- und b-Asymmetrie. Alle Terme sind als $A_{FB}^{0,f} = A_{FB}^{f\bar{f}} + \sum \Delta A_{FB}^{f}$ zu verstehen. Die Korrektur auf $\sqrt{s} = M_Z$ berücksichtigt entsprechend der Energieabhängigkeit im Standardmodell den Unterschied der Asymmetrien bei Schwerpunktsenergien von 91.228 GeV und M_Z.*

In Tabelle 2.2 sind die Korrekturen zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie zusammengestellt, um aus der experimentell meßbaren Asymmetrie $A_{FB}^{f\bar{f}}$ auf der Z-Resonanz die Pol-Asymmetrien $A_{FB}^{0,f}$ (entsprechend Gleichung 2.28) zu erhalten. Die Korrekturen sind in der Form

$$A_{FB}^{0,f} = A_{FB}^{f\bar{f}} + \sum \Delta A_{FB}^{f} \tag{2.32}$$

angegeben. Mit Hilfe von ZFITTER erhält man für den γ-Austausch und die γZ-Interferenz -0.0008 bzw. -0.0003. Nach diesen Korrekturen läßt sich der effektive Mischungswinkel $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ aus $A_{FB}^{0,f}$ entsprechend den Gleichungen 2.26 bis 2.28 extrahieren.

2.1.4 Vorhersage für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien für c- und b-Quarks

Um eine Vorhersage für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie mit dem Standardmodell treffen zu können, ist es notwendig, die Parameter des Standardmodells anhand von experimentellen Resultaten festzulegen. Sehr gut gemessen sind die Größen:

$$\begin{aligned} G_F &= 1.16639(2) \cdot 10^{-5}\ \text{GeV}^{-2}\ \ [9] && (2.33) \\ \alpha \equiv \alpha(0) &= 1/137.0359895(61)\ \ [9] && (2.34) \\ M_Z &= 91.1884(22)\ \ [10]\,. && (2.35) \end{aligned}$$

Die Feinstrukturkonstante $\alpha \equiv \alpha(0)$ ist über den Quantenhalleffekt gemessen. Im *On Shell*-Renormierungsschema ist die laufende Kopplungskonstante $\alpha(s)$ definiert über

$$\alpha(M_Z^2) = \frac{\alpha}{1 - \Delta\alpha}\,, \tag{2.36}$$

wobei $\Delta\alpha = \Delta\alpha_l + \Delta\alpha_h$ leptonische und hadronische Beiträge zur Vakuumpolarisation enthält. Die Genauigkeit von $\alpha(M_Z^2)$ ist begrenzt durch den Fehler des gemessenen hadronischen Wirkungsquerschnittes bei Energien zwischen 1 und 10 GeV. Eine neuere Abschätzung [11] ergibt

$$\alpha(M_Z^2) = 1/128.896(90)\,. \tag{2.37}$$

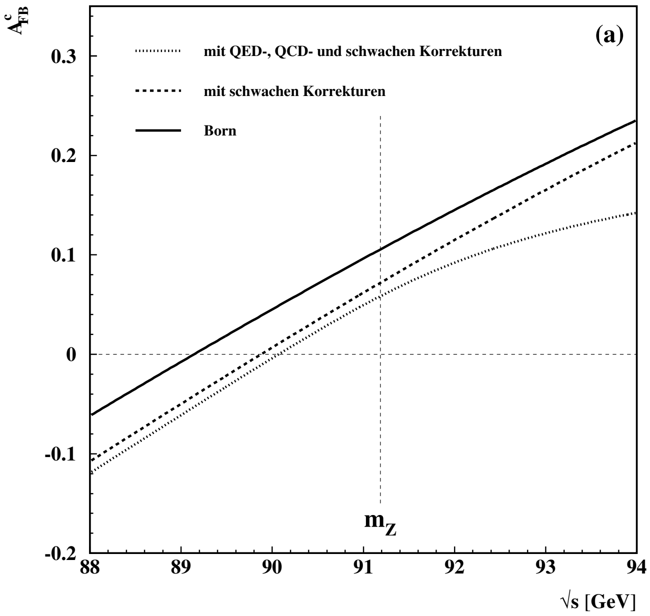
Aus der Messung des Verhältnisses der hadronischen zur leptonischen Breite $R_l = \Gamma_{had}/\Gamma_{ll}$, der totalen Z-Breite Γ_Z und des hadronischen Wirkungsquerschnitts σ°_{had} erhält man für die starke Kopplungskonstante [10]

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.123 \pm 0.004 \pm 0.002\,. \tag{2.38}$$

Die Masse des Top-Quarks wurde von CDF[2.3] zu $m_{top} = 175.7 \pm 5.7(stat) \pm 7.4(sys)$ GeV [12] und von D0 zu $m_{top} = 170 \pm 15(stat) \pm 10(sys)$ GeV/c^2 [13] gemessen. Der Mittelwert beider Resultate beträgt $m_{top} = 175 \pm 9$ GeV/c^2. Es verbleibt als unbekannter Parameter die Masse des Higgsbosons, das bisher experimentell nicht nachgewiesen werden konnte.

In Abbildung 2.4 sind Vorhersagen des Standardmodells für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien von c- und b-Quarks gegen die Schwerpunktsenergie aufgetragen. Die Strahlungskorrekturen zur Born-Asymmetrie sind mit dem Programm ZFITTER [6] berechnet.

[2.3] **C**ollider **D**etector at **F**ermilab



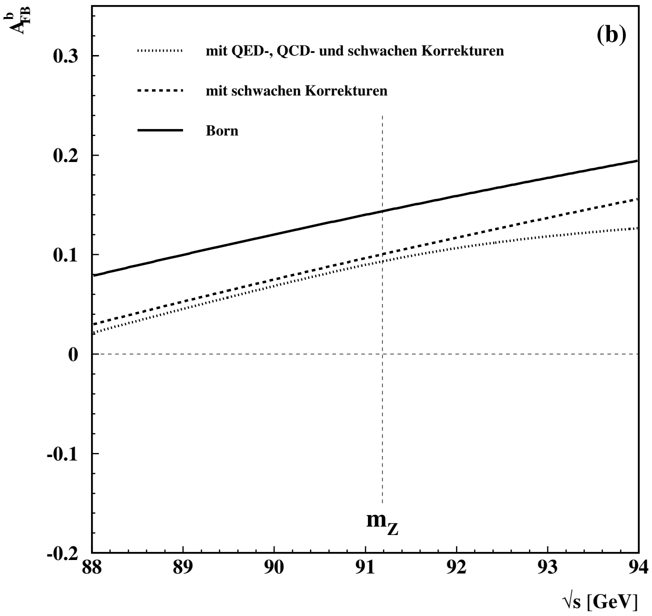


Abb. 2.4 : *Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für (a) Charm- und (b) Bottom-Quarks als Funktion der Schwerpunktsenergie. Gezeigt ist jeweils die Born'sche Näherung, die Asymmetrien mit schwachen Korrekturen und die Asymmetrien mit QED-, QCD- und schwachen Korrekturen für* M_Z = *91.188 GeV/*c^2, m_{top} = *175 GeV/*c^2, m_H = *300 GeV/*c^2, $\alpha_s(M_Z^2) = 0.123$ *und* $\alpha(M_Z^2) = 1/128.896$.

3 Die Produktion von D-Mesonen in hadronischen Z-Ereignissen

Eine Übersicht der verschiedenen bei LEP verwendeten Techniken zur Messung elektroschwacher Parameter mit schweren Quarks findet man z.B. in Referenz [14]. In dieser Arbeit wird eine Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie mit vollständig rekonstruierten D-Mesonen vorgestellt. Grundlage dieser Messung ist das Verständnis der Produktion von D-Mesonen in hadronischen Z-Ereignissen.

Hadronen, die ein Charm-Quark und ein leichtes Antiquark (uds) als Valenzquark haben, heißen D-Mesonen. Bei LEP werden D-Mesonen in den folgenden Prozessen erzeugt:

$$e^+e^- \to Z \to \quad c\bar{c} \tag{3.1}$$
$$e^+e^- \to Z \to \quad b\bar{b} \quad \text{mit} \quad b \to c \tag{3.2}$$
$$e^+e^- \to Z \to \quad q\bar{q}g \quad \text{mit} \quad g \to c\bar{c} \tag{3.3}$$

Sie entstehen entweder in der Hadronisierung eines Charm-Quarks in c-Ereignissen oder sind Zerfallsprodukte aus schwachen Zerfällen von B-Hadronen in b-Ereignissen. Nur ein kleiner Beitrag zur totalen Rate der D-Mesonen stammt aus der Produktion von $c\bar{c}$-Paaren durch Aufspaltung von Gluonen. Die Produktion von D-Mesonen bei LEP ist daher ein Nachweis für den Zerfall des Z in schwere Quarks und erlaubt, die Kopplung der Quarks an das Z-Boson zu untersuchen.

3.1 Der Prozeß der Hadronisierung

Quarks und Gluonen sind keine farbneutralen Zustände und werden deshalb im Experiment nicht als freie Teilchen beobachtet. Nur Bindungszustände aus mehreren Quarks können farbneutral sein und bilden das Spektrum der bekannten Hadronen. Für die Beschreibung der Hadronproduktion in e^+e^--Experimenten existieren verschiedene Modelle [15], welche in Monte Carlo-Programmen implementiert sind. Den Modellen liegt die in Abbildung 3.1 dargestellte Vorstellung von vier Phasen in der Entwicklung multihadronischer Ereignisse zugrunde.

In Phase I wird in dem elektroschwachen Prozeß der e^+e^--Vernichtung über ein $Z(\gamma)$ ein Quark-Antiquark-Paar produziert. Daran anschließend (Phase II) wird durch harte QCD-Prozesse der Partonzustand aus Quarks q und Gluonen g erzeugt. In den sogenannten QCD-Matrixelement Monte Carlos werden Rechnungen in zweiter Ordnung Störungstheorie zur Generierung des partonischen Endzustandes verwendet. Dieses entspricht insgesamt maximal vier Quarks und Gluonen. Eine zweite Modellklasse bilden die Partonschauer-Monte Carlo-Programme, die den Prozeß mit einer Partonkaskade beschreiben, wodurch eine größere Anzahl an Partonen erzeugt werden kann. Hierbei dominiert aufgrund der grösseren Kopplungen der Prozeß $g \to gg$. Die Partonevolution ist charakterisiert durch die QCD-Skala $\Lambda \approx 400$ MeV und der minimalen Virtualität $Q_0 \approx 1$ GeV der Partonen, bei der dieser Prozeß abbricht.

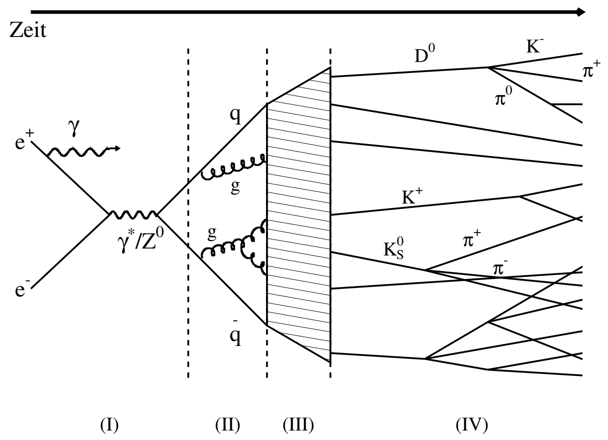


Abb. 3.1 : *Schematische Darstellung eines hadronischen Z-Ereignisses*

Für die Beschreibung der Fragmentierung (Phase III) von Partonen in freie Teilchen, die Hadronen, existieren ebenfalls mehrere Modelle. In den sogenannten QCD Cluster-Modellen werden die Partonen, nachdem die Gluonen in $q\bar{q}$-Paare zerfallen sind, in farbneutrale Gruppen zusammengefaßt. Diese sogenannten Cluster zerfallen dann in die experimentell nachweisbaren Hadronen. In den String-Modellen wird im Gegensatz dazu eine Analogie zu klassischen, nicht quantisierten Feldern benutzt. Motiviert durch die Gluonselbstwechselwirkung wird das Farbfeld als String angesehen, welcher zwischen den inertialen Quarks aufgespannt wird. Die übrigen Partonen werden dann als Impulskonzentrationen im diesem Farbfeld interpretiert. Durch $q\bar{q}$-Produktion im Feld bricht der String schließlich in farbneutrale Hadronen auf. In der letzten Phase (IV) zerfallen instabile Hadronen in die stabilen Teilchen, die im Experiment nachgewiesen werden.

3.2 Die Fragmentierung schwerer Quarks

Die QCD hat fundamentale Probleme, das Verhalten von Quarks und Gluonen bei großen Abständen bzw. kleinen Energien zu beschreiben. Aufgrund des Confinements sind störungstheoretische Ansätze nicht mehr anwendbar. Daher werden QCD-motivierte Modelle zur Beschreibung der Fragmentiertung in Form von Skalenfunktionen $f_q^H(z)$ eines Quarks q in ein Hadron H verwendet. Die Skalenvariable z ist gegeben durch

$$z = \frac{(E + P_{||})_H}{(E + P_{||})_q} . \tag{3.4}$$

Hierbei ist E die Energie und $P_{||}$ die Impulskomponente parallel zur Jetachse. Während für leichte Quarks (uds) der Produktionswirkungsquerschnitt stark mit zunehmendem z abfällt,

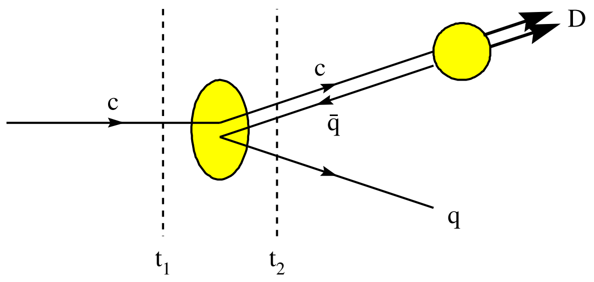


Abb. 3.2 : *Der Übergang eines c-Quarks in ein D-Meson und ein leichtes Quark.*

erreicht das Spektrum für schwere Quarks sein Maximum erst bei z in der Nähe von 1. Der am häufigsten verwendete Ansatz zur Beschreibung der Fragmentation schwerer Quarks stammt von Peterson et al. [16]. Unter der Annahme, daß die quantenmechanische Übergangsamplitude A durch den Energietransfer ΔE des in Abbildung 3.2 gezeigten Übergangs eines c-Quarks in ein D-Meson und ein leichtes Quark gegeben ist, erhält man für die Skalenfunktion

$$f(z) \sim \frac{1}{z \cdot (1 - 1/z - \epsilon_Q/(1-z))^2} . \tag{3.5}$$

Der Parameter ϵ_Q ist hierbei durch das Verhältnis der effektiven Quarkmassen $\epsilon_Q = (m_q/m_Q)^2$ des leichten Quarks q und des schweren Quarks Q gegeben. Weitere gebräuchliche Ansätze sind:

$$\begin{aligned} &Kartvelishvili\ [17] & f(z) &\sim z_q^{\alpha}(1-z), \\ &Lund\ Symmetrisch\ [18] & f(z) &\sim z^{-1}(1-z)^a exp(-bm_T^2/z), \\ &Collins, Spiller\ [19] & f(z) &\sim \frac{\left[\frac{1-z}{z} + \frac{2-z}{1-z}\epsilon_Q\right](1+z)^2}{z\cdot(1-1/z-\epsilon_Q/(1-z))^2} . \end{aligned} \tag{3.6}$$

Im Experiment kann die Skalenfunktion nicht direkt gemessen werden, sondern nur die Abhängigkeit der Produktionsrate von der auf die Schwerpunktsenergie skalierten Energie der $\langle X_E \rangle = \frac{2 \cdot E_{D*}}{\sqrt{s}}$, da in $f(z)$ Effekte von harter Gluonabstrahlung und von Photonabstrahlung im Anfangszustand nicht berücksichtigt werden.

3.3 Das Energiespektrum von D-Mesonen

In der Produktion von D-Mesonen bei LEP wird im Experiment eine Energieverteilung beobachtet, die sich in der Form

$$\begin{aligned}\frac{1}{N}\frac{dN(D\to X)}{dX_E} = 2Br(D\to X)[\ & R_c \cdot P_{c\to D} \cdot \mathcal{F}_c(X_E, \epsilon_c) \\ & +R_b \cdot P_{b\to D} \cdot \mathcal{F}_b(X_E, \epsilon_b, \epsilon_{b\to c}) \\ & +\bar{n}_{g\to c\bar{c}} \cdot P^*_{c\to D} \cdot \mathcal{F}_g(X_E, \epsilon_g)\ \ ]\end{aligned} \tag{3.7}$$

schreiben läßt. R_c und R_b sind die Raten für c- und b-Ereignisse in hadronischen Z-Zerfällen und $\bar{n}_{g\to c\bar{c}}$ die Rate für die Produktion von $c\bar{c}$-Paaren durch die Aufspaltung eines Gluons pro hadronischem Z-Ereignis. $P_{x\to D}$ ist die Wahrscheinlichkeit das D-Meson aus einem Quark x zu produzieren, und $\mathcal{F}$ ist die korrigierte Fragmentationsfunktion. Ferner geht die Zerfallsrate $Br(D\to X)$ ein, daß ein D-Meson in den rekonstruierten Endzustand zerfällt. Ein Beispiel für eine derartige Verteilung ist die in Abbildung 3.3 gezeigte Messung [20] des Energiespektrums von D^{*+}-Mesonen im Zerfallskanal $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$. Wie an Gleichung 3.7 zu erkennen ist, müssen für eine Messung mit D-Mesonen bei LEP eine Vielzahl von (korrelierten) Parametern berücksichtigt werden, die im folgenden diskutiert werden.

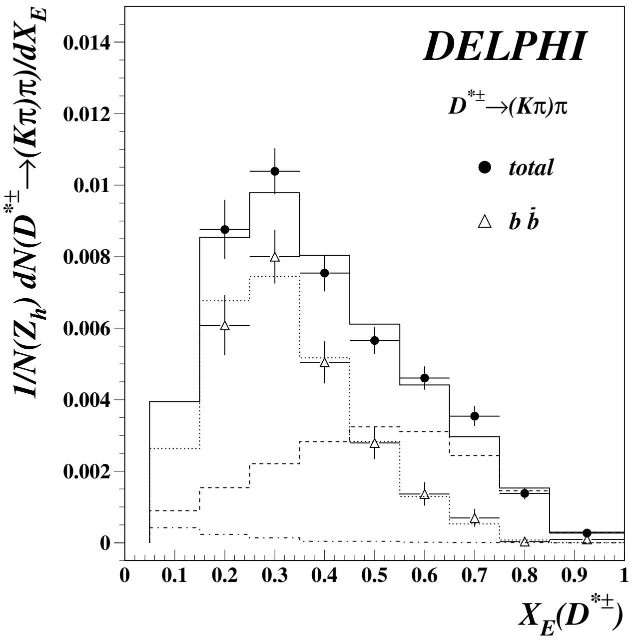


Abb. 3.3 : *Die von DELPHI [20] gemessene differentielle Energieverteilung für D^{*+}-Mesonen im Zerfallskanal $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$. Der Anteil aus b-Ereignissen (gepunktet) wurde mit einem Schnitt in die Lebensdauerverteilung separat bestimmt. Die Anpassung der Energiespektren für D^{*+}-Mesonen aus b- und c-Ereignisse (gestrichelt) an die Daten sowie das $g \to c\bar{c}$-Spektrum sind ebenfalls gezeigt.*

3.3.1 Die mittlere Energie von D^{*+}-Mesonen aus c- und b-Ereignissen

Tabelle 3.1 zeigt eine Übersicht der Resultate der LEP-Experimente zur mittleren Energie der D^{*+}-Mesonen aus c-Ereignissen. Die Ergebnisse wurden jeweils aus einer Anpassung der Parameter der Gleichung 3.7 an die Spektren rekonstruierter D^{*+}-Mesonen gewonnen. Der Mittelwert beträgt $\langle X_E \rangle_c = 0.499 \pm 0.008$ mit einem gemeinsamen systematischen Fehler von ± 0.007 aufgrund der Wahl der Fragmentationsfunktion zur Beschreibung von $\mathcal{F}_c$ und $\mathcal{F}_b$.

Experiment	$\langle X_E \rangle_c$
ALEPH [21]	$0.495 \pm 0.010 \pm 0.007$
DELPHI[20]	$0.492 \pm 0.006 \pm 0.009$
OPAL [22]	$0.515 \pm 0.008 \pm 0.010$
LEP-Mittelwert	0.499 ± 0.008

Tab. 3.1 : *Die mittlere Energie der D^{*+}-Mesonen aus c-Ereignissen bei LEP. Der DELPHI Wert enthält einen zusätzlichen Beitrag [23] von* ± 0.008 *im systematischen Fehler aufgrund der Wahl des Fragmentationsmodells.*

Das Energiespektrum der D^{*+}-Mesonen aus b-Ereignissen ergibt sich aus dem Spektrum der B-Mesonen und dem Energieübertrag auf die D^{*+}-Mesonen im B-Zerfall. Der Mittelwert für die Energie der B-Mesonen wurde bei LEP zu $\langle X_E \rangle_b = 0.701 \pm 0.008$ [24] bestimmt. Das Impulsspektrum von D-Mesonen in B-Zerfällen ist von CLEO [25] gemessen worden. Eine Anpassung einer Petersonfunktion entsprechend der Gleichung 3.5 an die Daten ergibt $\epsilon_{b\to c}$ =

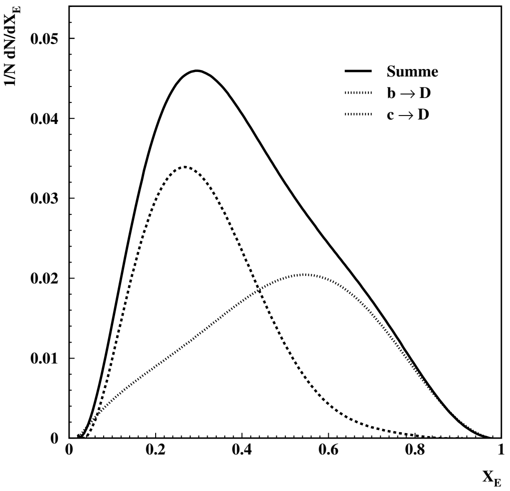


Abb. 3.4 : *Das mit dem JETSET 7.4 Modell berechnete Energiespektrum für D^{*+}-Mesonen aus c- und b-Ereignissen sowie die Summe beider Beiträge. Das Energiespektrum der D-Mesonen im Ruhesystem der B-Mesonen in b-Ereignissen wurde der CLEO Messung entnommen.*

0.42 ± 0.07 [26]. Abbildung 3.4 zeigt das sich hieraus mit Hilfe des JETSET 7.4-Modells [27] ergebende Energiespektrum der D^{*+}-Mesonen aus B-Ereignissen. Die mittlere Energie liegt bei

$$\langle X_E \rangle_{b \to D} = 0.315 \pm 0.005(\epsilon_b) \pm 0.003(\epsilon_{b \to c}) \,. \tag{3.8}$$

Für die B-Fragmentationfunktion wurde hierbei $\epsilon_b = 0.00284 \pm 0.00012$ [28] verwendet. Zum Vergleich ist ebenfalls das Energiespektrum für D^{*+}-Mesonen aus c-Ereignissen für $\epsilon_c = 0.0372 \pm 0.0012$ [28] gezeigt. Die sich ergebende mittlere Energie der D-Mesonen aus b-Ereignissen ist deutlich kleiner als für c-Ereignisse. Dieser Unterschied kann zur Separation der verschiedenen Ereignisklassen ausgenutzt werden.

3.3.2 Die Raten von D^{*+}-Mesonen aus c- und b-Ereignissen

In Gleichung 3.7 gehen die Raten der D-Mesonen pro hadronischem Ereignis ein, die aus primären c- oder b-Quarks erzeugt werden. Diese sind jeweils ein Produkt aus R_c bzw. R_b und der Wahrscheinlichkeit $P_{c \to D}$ bzw. $P_{b \to D}$, ein D-Meson aus dem primären Quark zu erzeugen. R_c und R_b sind Größen, die im Standardmodell vorhergesagt werden, während die Übergangswahrscheinlichkeiten $P_{c \to D}$ bzw. $P_{b \to D}$ im Experiment bestimmt werden müssen.

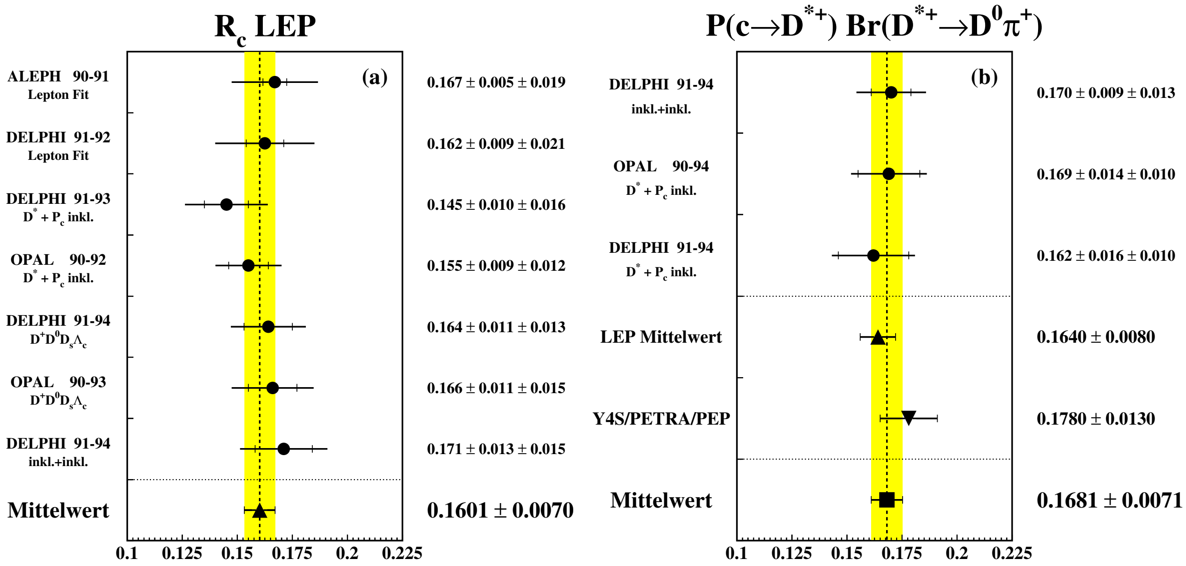


Abb. 3.5 : *Vergleich der LEP-Ergebnisse zu (a) R_c und (b) $P_{c \to D^{*+}} \cdot Br(D^{*+} \to D^\circ \pi^+)$. Die Daten sind Referenz [10] sowie den dort angegeben Referenzen entnommen.*

Abbildung 3.5 (a) zeigt eine Übersicht der Ergebnisse der LEP-Experimente zu R_c. Die Daten sind Referenz [10] sowie den dort angegeben Referenzen entnommen. Eine Zusammenfassung der DELPHI-Resultate findet sich in Referenz [23]. Der Mittelwert entspricht einer Anpassung an alle Ergebnisse der LEP-Experimente zur elektroschwachen Physik mit schweren Quarks, wie sie routinemäßig von der „*LEP Heavy Flavour Working Group*" [10] durchgeführt wird. In Abbildung 3.5 (b) sind die Ergebnisse zu $P_{c \to D^{*+}}$ multipliziert mit der Zerfallsrate des rekonstruierten Kanals $Br(D^{*+} \to D^{\circ}\pi^{+})$ gezeigt. Die Resultate von DELPHI [29] und [30] sowie von OPAL [31] beruhen auf dem Nachweis von D-Mesonen in beiden Hemisphären eines Ereignisses, wodurch sowohl R_c als auch $P_{c \to D^{*+}}$ bestimmt werden können. Hingegen geht in den Mittelwert der Experimente unterhalb der LEP-Energien die Vorhersage für den totalen Wirkungsquerschnitt $e^+e^- \to \gamma \to c\bar{c}$ bei der jeweiligen Schwerpunktsenergie ein. Man erkennt, daß die LEP-Resultate für $P_{c \to D^{*+}}$ in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der PETRA[3.1]-,PEP[3.2]- und $\Upsilon 4S$-Experimente sind. Der Mittelwert ist ebenfalls [10] entnommen.

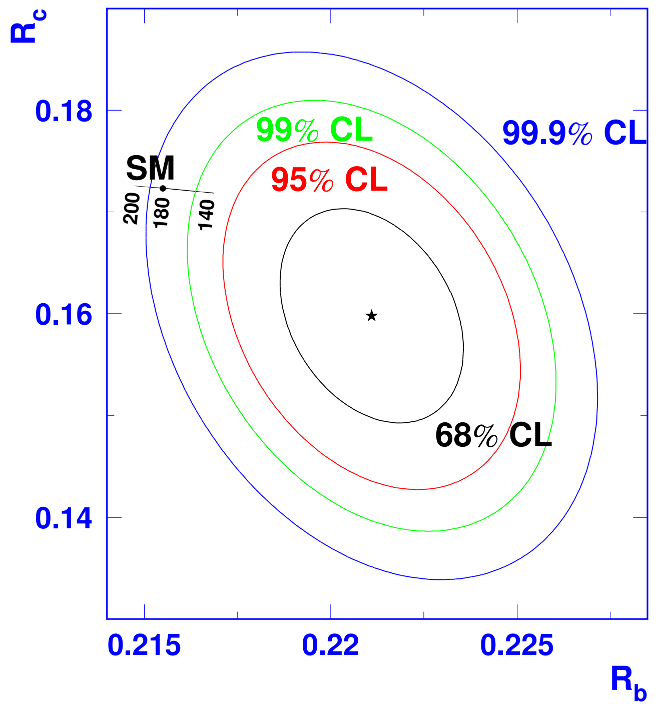


Abb. 3.6 : *Darstellung [32] der LEP- und SLD-Mittelwert für R_c und R_b gegen die Vorhersage des Standardmodells als Funktion von m_{top}. Die Korrelation zwischen R_c und R_b ist -30%.*

Ein Vergleich der LEP-Resultate zu R_c und R_b mit den Vorhersagen des Standardmodells für verschiedene Werte von m_{top} ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Die 68 %, 95 %, 99 % und 99.9 % Vertrauensbereiche sind ebenfalls dargestellt. Man erkennt eine sehr unbefriedigende Übereinstimmung mit der Vorhersage des Standardmodells. In Tabelle 3.2 sind die Ergebnisse mit Korrelationsmatrix zusammengestellt.

[3.1] **P**ositron-**E**lektron **R**ing **A**ccelterator
[3.2] **P**ositron **E**lektron **P**roject

Korrelation	R_b	R_c	$P_{c\to D^{*+}} \cdot Br$
R_b	1.00	-0.30	0.10
R_c	-0.30	1.00	-0.43
$P_{c\to D^{*+}} \cdot Br$	0.10	-0.43	1.00
Mittelwerte	0.2208 ± 0.0016	0.1601 ± 0.0070	0.1681 ± 0.0071

Tab. 3.2 : *Die Korrelationsmatrix und die Mittelwerte von R_B, R_c und $P_{c\to D^{*+}} \cdot Br$ aus Referenz [10] nach Anpassung an die Ergebnisse der LEP-Experimente zur elektroschwachen Physik mit schweren Quarks.*

Das Verhältnis der Raten der D-Mesonen in c- und b-Ereignissen ist experimentell wesentlich einfacher zugänglich, da hier nur das Verhältnis r der Produkte $R_c \cdot P_{c\to D^{*+}}$ und $R_b \cdot P_{b\to D^{*+}}$ eingeht. Zudem sind die Ergebnisse von ALEPH, DELPHI und OPAL, die in Tabelle 3.3 dargestellt sind, unabhängig von dem oben genannten LEP-Mittelwert von R_b.

Der Mittelwert von $r = 1.215 \pm 0.075$ kann mit der indirekten Messung des Produkts aus den Parametern R_b, R_c und $P_{c\to D}$ verglichen werden. Einen Wert für $P_{b\to D^{*+}}$ erhält man aus der Messung der D^{*+}-Produktionsrate aus B^+ und B° in $\Upsilon 4S$-Zerfällen von $Br(B \to D^{*+}) = 0.232 \pm 0.033$ [9] unter der Annahme, daß bei LEP die Rate von B^+ und B° etwa 0.80 ± 0.05 ist. Ferner wird ein Anteil von 8 ± 4 % für D^{*+}-Produktion in B_s° und B-Baryonzerfällen berücksichtigt. Mit der Zerfallsrate $Br(D^{*+} \to D^\circ \pi^+) = 0.681 \pm 0.013$ [9] und den LEP-Mittelwerten für R_b und R_c erhält man den in Abbildung 3.7 gezeigen Wert, der in Übereinstimmung mit den direkten Messungen ist.

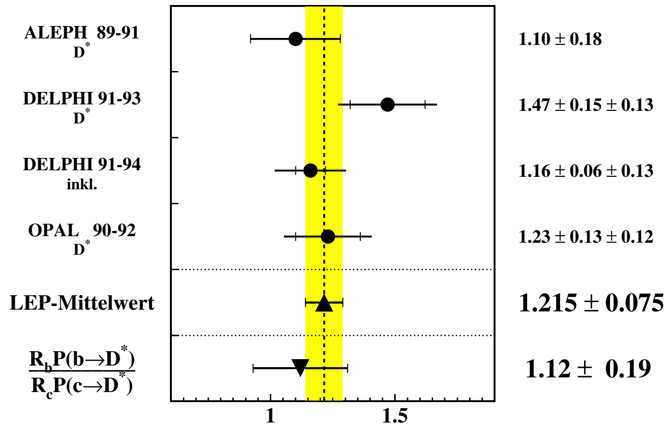


Abb. 3.7 : *Vergleich des gemessenen Verhältnisses von D^{*+}-Mesonen aus c- und b-Ereignissen bei LEP mit der Erwartung aus dem Produkt der gemessenen Produktionsraten.*

Experiment	Methode	$r = \frac{R_b \cdot P_{b\to D^{*+}}}{R_c \cdot P_{c\to D^{*+}}}$				
ALEPH [21]	D^{*+}	1.10	$\pm$	0.18		
DELPHI [20]	D^{*+}	1.47	$\pm$	0.15	$\pm$	0.13
DELPHI [30]	inkl.	1.16	$\pm$	0.06	$\pm$	0.13
OPAL [22]	D^{*+}	1.23	$\pm$	0.13	$\pm$	0.12
Mittelwert		1.215	$\pm$	0.075		

Tab. 3.3 : *Das Verhältnis r aus $R_b \cdot P_{b\to D^{*+}}$ zu $R_c \cdot P_{c\to D^{*+}}$.*

3.3.3 D-Produktion durch Gluonaufspaltung

Die dritte Komponente in Gleichung 3.7 ist die D-Produktion durch $g \to c\bar{c}$-Aufspaltung. Die Rate für die Produktion von schweren Quarks durch Aufspaltung von Gluonen in e^+e^--Ereignissen ist eine infrarot sichere Größe und ist daher im Prinzip mit der QCD störungstheoretisch beschreibbar [33, 34]. Bei großen Energieskalen in $e^+e^- \to Z \to q\bar{q}g$-Ereignissen erhält man allerdings große logarithmische Terme in allen Ordnungen, die die Konvergenz der Entwicklung beeinträchtigen. Ein Vergleich der QCD-Vorhersagen, der Vorhersagen aus Monte Carlo-Modellen und der Messungen ist in Tabelle 3.4 gezeigt. Die mittlere Rate für die Produktion von $c\bar{c}$-Paaren durch Aufspaltung von Gluonen in hadronischen Z-Ereignissen ist von OPAL zu $\bar{n}_{c\bar{c}} = 2.38 \pm 0.48\%$ [35] gemessen worden. Die Rate für $b\bar{b}$-Produktion durch Gluonaufspaltung wurde von DELPHI zu $\bar{n}_{b\bar{b}} = 0.24 \pm 0.11 \pm 0.06\%$ [36] gemessen. Dieses ist in guter Übereinstimmung mit dem erwarteten Verhältnis $\bar{n}_{b\bar{b}}/(\bar{n}_{b\bar{b}} + \bar{n}_{c\bar{c}}) = 13.2 \pm 4.7\%$ [22].

Methode	$\bar{n}_{c\bar{c}}$ in %
führende Ordnung QCD [33]	0.607
resumierte + führende Ordnung QCD [34]	1.35
HERWIG [37]	0.92
JETSET [27]	1.70
ARIADNE [38]	2.18
OPAL D^{*+} [22]	$4.4 \pm 1.4 \pm 1.5$
OPAL Lepton [35]	$2.27 \pm 0.28 \pm 0.41$
Mittelwert [35]	2.38 ± 0.48

Tab. 3.4 : *Die mittlere Rate der $c\bar{c}$-Paare aus Gluonaufspaltungen pro hadronischem Ereignis. Die Werte für HERWIG, JETSET und ARIADNE sind Referenz [34] entnommen.*

Die Wahrscheinlichkeit $P^*_{c\to D}$, ein D-Meson im Prozeß $g \to c\bar{c}$ zu produzieren, entspricht etwa der Rate $P_{c\to D}$ für die Produktion in c-Ereignissen, da kinematische Schwelleneffekte klein sein sollten. Ferner erwartet man, daß bei Gluonaufspaltung die Produktion von gebundenen $c\bar{c}$-Zuständen durch Farberhaltung um einen Faktor 100 [39] unterdrückt ist. Da die Gluonbremsstrahlung ein $1/E$-Spektrum aufweist, erhält man ein weiches [22] Energiespektrum $\mathcal{F}_g(X_E, \epsilon_g)$ für D-Mesonen aus Gluonaufspaltung, wie es z.B. von JETSET oder ARIADNE vorhergesagt wird.

3.4 Massen und Lebensdauer von D-Mesonen

Eine Übersicht des bekannten Spektrums der D-Mesonen ist in Tabelle 3.5 gegeben. Die leichtesten D-Mesonen sind die pseudoskalaren Zustände D^+ $(c\bar{d})$, D° $(c\bar{u})$ und D_s^+ $(c\bar{s})$. Die nächst schwereren Zustände sind die Vektormesonen D^{*+}, $D^{*\circ}$ und D_s^{*+}, deren Masse mit ~ 140 MeV/c^2 nur ungefähr 7.5 % höher als die der pseudoskalaren D-Mesonen liegt. Darin unterscheiden sich D^*-Mesonen deutlich von Mesonen leichter Quarks. Das K^{*+} ist zum Beispiel etwa 80 % schwerer als sein pseudoskalarer Partner K^+. B-Mesonen hingegen, die schwere b-Quarks enthalten, zeigen mit 46.0 ± 0.6 MeV/c^2 [9] nur noch eine Massenaufspaltung von 0.9 %. Dieser Effekt wird im Rahmen von QCD motivierten Modellen erwartet, wie z.B. der HQET [3.3] [40].

Name	$I(J^P)$	Masse in MeV/c^2	Zerfall	Quelle
D^+	$\frac{1}{2}(0^-)$	1869.3 ± 0.5	...	PDG [3.4]
D°	$\frac{1}{2}(0^-)$	1864.5 ± 0.5	...	PDG [9]
D_s^+	$0(0^-)$	1968.8 ± 0.7	...	PDG [9]
D^{*+}	$\frac{1}{2}(1^-)$	2010.0 ± 0.5	$D^+\gamma$,$D^+\pi^\circ$,$D^\circ\pi^+$	PDG 95 [9]
$D^{*\circ}$	$\frac{1}{2}(1^-)$	2006.7 ± 0.5	$D^\circ\gamma$,$D^\circ\pi^\circ$	PDG 95 [9]
D_s^{*+}	$0(1^-)$	2112.4 ± 0.8	$D_s^+\gamma$	PDG 95 [9]
$D_0^+(2340)$	$\frac{1}{2}(0^+)$	2340 ± 30	$D^\circ\pi^+$	CLEO [25]
$D_1^+(2420)$	$\frac{1}{2}(1^+)$	2427 ± 5	$D^{*\circ}\pi^+$	PDG 95 [9]
$D_2^{*+}(2460)$	$\frac{1}{2}(2^+)$	2459 ± 4	$D^\circ\pi^+$,$D^{*\circ}\pi^+$	PDG 95 [9]
$D_1^\circ(2420)$	$\frac{1}{2}(1^+)$	2422.0 ± 2.1	$D^{*\circ}\pi^+$	PDG 95 [9]
$D_2^{*\circ}(2460)$	$\frac{1}{2}(2^+)$	2458.9 ± 4.0	$D^+\pi^-$,$D^{*+}\pi^-$	PDG 95 [9]
$D_{s1}^+(2536)$	$0(1^+)$	2535.35 ± 0.34	$D^{*+}K^0$,$D^{*\circ}K^+$,	PDG 95 [9]
$D_{s2}^{*+}(2573)$	$0(2^+)$	$2573 \pm 1.7 \pm 0.9$	$D^\circ K^+$,$D^{*0}K^+$	PDG 95 [9]

Tab. 3.5 : *Das Massenspektrum der D-Mesonen.*

[9]

Experimentell von großer Bedeutung ist, daß das D^{*+} mit 145.42 ± 0.05 MeV/c^2 [9] gerade ~ 5.85 MeV/c^2 über der Schwelle für den Zerfall $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$ liegt. Das $D^{*\circ}$ hingegen liegt gerade unter der Schwelle für den Zerfall $D^{*\circ} \to D^+\pi^-$. D.h., ein D^{*+} zerfällt in D° oder in D^+, während das $D^{*\circ}$ nur in ein D° zerfallen kann. Der Unterschied in der D°- und D^+-Produktionsrate ist damit durch

$$P_{x\to D^\circ} - P_{x\to D^+} = 2 \cdot Br(D^{*+} \to D^\circ\pi^+) \cdot P_{x\to D^{*+}} \tag{3.9}$$

gegeben. Entsprechend der Spingewichte würde man erwarten, daß 75 % aller pseudoskalaren D-Mesonen aus Vektormesonzerfällen stammen. Tatsächlich findet man eine kleinere Rate [20]. Ein

[3.3] **H**eavy **Q**uark **E**ffective **T**heory
[3.4] **P**article **D**ata **G**roup

Grund dafür ist die Produktion von schweren P-Wellenzuständen. Gemäß den Additionsregeln der Quantenmechanik erwartet man, daß es vier Zustände mit L=1 gibt, ein Spintriplet 0^+, 1^+ und 2^+ und den Singletzustand 1^+. Die beiden 1^+-Zustände mischen [41], da sie die gleichen Quantenzahlen haben. Unter der Annahme, daß das schwere Quark nahezu ruht, koppelt der Spin des leichten Quarks an den Drehimpuls L zu den Zuständen $j = L + S_{leicht} = 1/2$ und 3/2. Die erwarteten physikalischen Zustände sind damit (J_j^P) $0^+_{1/2}$, $1^+_{1/2}$, $1^+_{3/2}$ und $2^+_{3/2}$. Der $2^+_{3/2}$-Zustand kann in $D\pi$ und $D^*\pi$ zerfallen, während die $1^+_{1/2}$ und $1^+_{3/2}$ nur in $D^*\pi$ und der $0^+_{1/2}$ in $D\pi$ zerfällt. In Tabelle 3.5 sind die im Experiment anhand von Zerfällen in leichtere D-Mesonen nachgewiesenen Zustände zusammengestellt. Auf dem $\Upsilon 4S$ ist in b-Ereignissen die Produktionsrate der D^{*+}-Mesonen im Zerfall von P-Wellenzuständen zu 21 ± 8 % [42] bestimmt worden. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen von ALEPH [21] und DELPHI [3.5] [20] von 17 ± 3 %.

Meson	Lebensdauer in psec	Quelle
D^+	1.057 ± 0.015	PDG 95 [9]
D°	0.415 ± 0.004	PDG 95 [9]
D_s^+	0.467 ± 0.017	PDG 95 [9]
Λ_c	0.206 ± 0.012	PDG 95 [9]
B^+	1.62 ± 0.05	[43]
B°	1.57 ± 0.05	[43]
B_s^+	1.58 ± 0.10	[43]
Λ_b	1.19 ± 0.07	[43]

Tab. 3.6 : *Lebensdauer von c- und b-Hadronen*

Eine Übersicht der bekannten Lebensdauern für schwache Zerfälle von c- und b-Hadronen ist in Tabelle 3.6 gegeben. Man erkennt, daß ein D^+-Meson etwa 2.5 mal länger lebt als ein D°-Meson. Dieses kann im „Zuschauermodell" durch destruktive Pauli-Interferenz im Endzustand des D^+-Zerfalls und durch den im D°-Zerfall Cabbibo-erlaubten W-Austausch erklärt werden. Damit hat ein D^+-Meson eine Lebensdauer, die den B-Mesonen fast vergleichbar ist. In hadronischen Z-Ereignissen beträgt die mittlere Flugstrecke eines B-Mesons mit einer Lebensdauer von 1.6 psec und einem mittleren $X_E = 0.7$ etwa 0.3 cm, die eines D° mit einem mittleren $X_E = 0.5$ etwa 0.15 cm und die eines D^+ etwa 0.4 cm. Es ist somit möglich, die Produktion schwerer Quarks bei LEP über die Rekonstruktion eines langlebigen Hadrons mit einer Zerfallsstrecke von einigen Millimetern nachzuweisen. Da im Zerfall eines B-Mesons fast immer ein D-Meson produziert wird, lassen sich ebenfalls c- und b-Ereignisse unterscheiden. Lediglich die D^+-Zerfälle sind ein Problem für die Separation von c- und b-Ereignissen und müssen gesondert behandelt werden.

[3.5] Unter der Annahme, daß die Isospinregeln $BR(D^{**0} \to D^{*+}\pi^-) = BR(D^{**+} \to D^{*0}\pi^+)$ und $BR(D^{**+} \to D^{*0}\pi^+) = 2 * BR(D^{**+} \to D^{*+}\pi^0)$ gelten.

3.5 Die $B^\circ_{d,s} - \bar{B}^\circ_{d,s}$-Mischung

Wie im neutralen Kaonsystem existieren im neutralen B-System zwei CP-Eigenzustände, die nicht den Masseneigenzuständen entsprechen. Die Masseneigenzustände sind Mischungen der CP-konjugierten Zustände. Die Feynmangraphen, die zur Mischung beitragen, sind in Abbildung 3.8 gezeigt. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein ursprüngliches B-Meson als $\bar{B}$ zerfällt, ist durch

$$P(t) = \frac{1}{2} e^{-\frac{t}{\tau_b}} (1 - \cos(\Delta m t)) \tag{3.10}$$

gegeben. Hierbei ist Δm die Massendifferenz zwischen den beiden Masseneigenzuständen. Im B°_d-System ist die Massendifferenz klein genug, um die Lebensdauerabhängigkeit der $B^\circ_d - \bar{B}^\circ_d$-Mischung im Experiment zu messen. Die Massendifferenz wurde bestimmt zu $\Delta m_d = 0.465 \pm 0.024$ psec^{-1} [44]. Die totale Mischungswahrscheinlichkeit χ_d erhält man über

$$\chi_d = \int_0^\infty P_d(t) dt = \frac{x_d^2}{2(1 + x_d^2)} = 0.177 \pm 0.014 \tag{3.11}$$

mit $x_d^2 = \Delta m_d \cdot \tau_{B^\circ}$ und $\tau_{B^\circ} = 1.57 \pm 0.05$ psec [43]. Für die $B^\circ_s - \bar{B}^\circ_s$-Mischung existieren nur untere Schranken von $\Delta m_s > 5.6$ psec^{-1} [44]. Hieraus erhält man $\chi_s > 0.493$.

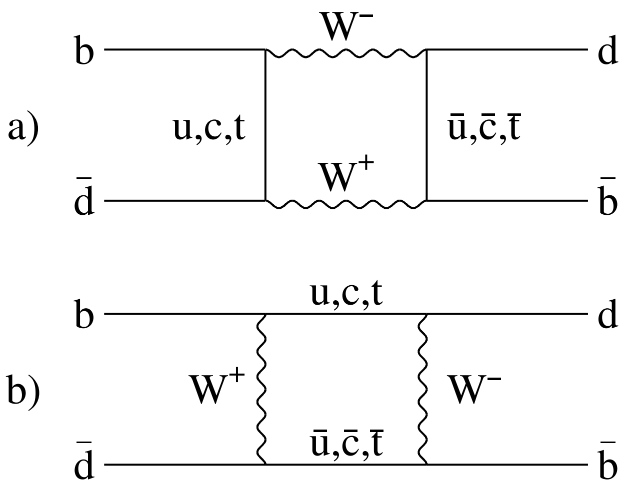


Abb. 3.8 : *Feynmangraphen für die $B^\circ_{d,s} - \bar{B}^\circ_{d,s}$-Mischung.*

Durch die Mischung wird die Ladungskorrelation zum primären Quark vertauscht, wodurch die beobachtete Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie verkleinert wird

$$A_{FB}^{b,obs} = (1 - 2 \cdot \chi_{eff}) A_{FB}^{b\bar{b}} \,. \tag{3.12}$$

χ_{eff} ist hier die effektive Mischung, die in den D-Mesonen beobachtet wird. Die effektive Mischung ist bei LEP mit sehr großer Präzision in semileptonischen b-Zerfällen zu $\chi_{lept} = 0.1220 \pm 0.0052$ [10] gemessen worden. Die relativen Raten für den Zerfall der B-Hadronen in D^{*+}-, D°- und D^{+}-Mesonen unterscheiden sich allerdings deutlich von den beobachteten Raten in semileptonischen b-Zerfällen. Man ist daher auf eine Modellierung der $B \rightarrow D$-Zerfälle angewiesen.

Zerfall	Rate in %
$B \rightarrow D^{*+}X$	23.2 ± 3.3
$B \rightarrow D^{-}X$	24.2 ± 3.3
$B \rightarrow \bar{D}^{\circ}X$	58.0 ± 5.0
$B \rightarrow \bar{D}_s^{\circ}X$	8.9 ± 1.1
$B \rightarrow (c\bar{c})X$	2.6 ± 0.8
$B \rightarrow c -$ Baryon$X$	6.4 ± 1.1

Tab. 3.7 : *Die Raten von D-Mesonen aus B-Zerfällen aus Referenz [9]. Die Rate der gebundenen $c\bar{c}$-Zustände ist gegeben durch $(2 \pm 0.5) \times BR(B \rightarrow J/\psi)$, da auf die Produktion höherer Zustände korrigiert werden muß. Mit X ist jeweils der Rest bezeichnet, der nicht das c-Quark aus dem B-Zerfall enthält.*

In Tabelle 3.7 sind die bekannten inklusiven Raten für die c-Produktion in B-Zerfällen zusammengestellt. Abbildung 3.9 zeigt die D-Produktion über das W im schwachen b-Zerfall, die ebenfalls zur effektiven Mischung beiträgt. Die Rate für den Prozeß $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$ wurde von ARGUS und CLEO zu 15.6 ± 2.9 % [45] gemessen.

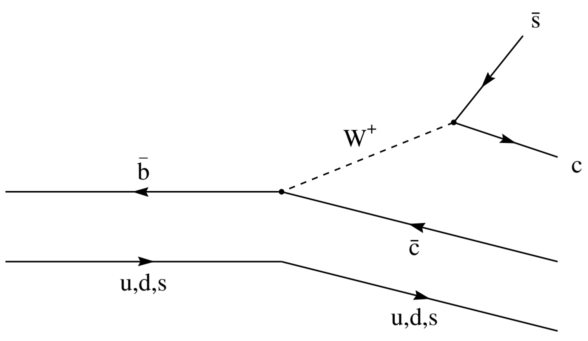


Abb. 3.9 : *Der Prozeß $\bar{b} \rightarrow \bar{c}W^{+} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$ in Zuschauermodell für den Zerfall eines B-Hadrons.*

Der relative Anteil der D-Mesonen aus B°-Zerfällen, in denen Mischung beobachtet wird, ist entscheidend für die Größe der effektiven Mischung. Die JETSET 7.4-Vorhersage für die relativen Anteile ist in Tabelle 3.8 zusammengestellt. Sie hängen von den Raten für die Produktion höherer D-Massenzustände ab, die in die Grundzustände zerfallen. Hier wurde eine Rate $\frac{V}{V+P} = 0.65 \pm 0.10$ der primären Vektormesonen zu pseudoskalaren Mesonen berücksichtigt, wobei die Rate der Zustände mit L=1 zwischen 15 % und 35 % variiert wurde. Die Rate der B°- und B^+-Mesonen in b-Ereignissen wurde mit 41 ± 5 %, die Rate für B°_s-Produktion mit 10 ± 4 % angenommen. Die sich daraus ergebenden effektiven Mischungen, die in der D^{*+}-, D^+- und D°-Produktion in B-Zerfällen beobachtet werden, sind ebenfalls in Tabelle 3.8 angegeben.

Beitrag	relativer Anteil in %			Mischung
	in D^{*+}	in D^+	in D°	
$\bar{B}^\circ_d \to D + X$	64.3	58.3	39.3	χ_d
$B^-_u \to D + X$	25.8	31.1	49.7	0
$\bar{B}^\circ_s \to D + X$	5.0	5.7	5.8	χ_s
$b -$ Baryon $\to D + X$	4.9	4.9	5.2	0
$\bar{b} \to W^+ \to c \to D$	2.5	2.5	2.5	$(1 - 2\chi_{eff})$
χ_{eff}	0.157 ± 0.016	0.150 ± 0.016	0.119 ± 0.016	

Tab. 3.8 : *JETSET 7.4-Vorhersage für die Beiträge zur effektiven Mischung χ_{eff} in $B \to D$-Zerfällen.*

4 Der DELPHI-Detektor am LEP-Speichering

DELPHI ist ein Detektor für e^+e^--Physik mit hoher Granulatität und hervorragender Teilchenidentifikation über fast den ganzen Raumwinkel. Seit 1989 arbeitet das Experiment am LEP-Speicherring und hat in der ersten Phase LEP-I etwa 4.2 Millionen hadronische Ereignisse bei verschiedenen Energien auf der Z-Resonanz genommen. Durch die hohe Statistik ist die Vermessung der Z-Resonanz und ein präziser Test der Vorhersagen des Standardmodells möglich. Damit verbunden sind hohe meßtechnische Anforderungen an den Detektor, die bei der Konzeption berücksichtigt werden mußten. Durch seine Konstruktion erlaubt der DELPHI-Detektor eine Ereignisrekonstruktion unter verschiedene Aspekten:

- Die Messung der Spuren geladener Teilchen im zentralen Bereich des Detektors durch ein System von Spurdetektoren im Magnetfeld von 1.23 Tesla einer supraleitenden Spule.
- Der Nachweis von Zerfällen kurzlebiger Teilchen in der Nähe des primären Wechselwirkungspunktes und die Messung der Lebensdauern unter Verwendung eines hochauflösenden Siliziumstreifendetektors.
- Die Identifikation geladener Hadronen durch ein System von ringabbildenden Cherenkovdetektoren über einen Großteil des Raumwinkels.
- Der Nachweis von Elektronen sowie elektromagnetisch und hadronisch wechselwirkender Teilchen in Kalorimetern hoher Granularität.
- Der Nachweis von Myonen in einem System von Spurkammern außerhalb des Eisenjoches des Magneten.
- Präzise Bestimmung der Luminosität durch den Nachweis von Bhabha-Ereignissen bei kleinen Winkeln.

Im folgenden wird die Funktion der wesentlichen Detektorkomponenten, deren Modifikationen seit 1989 und der Bearbeitungsweg der Meßdaten kurz dargestellt. Eine detaillierte Beschreibung des Detektors von 1990 findet sich in Referenz [46], eine Darstellung der Ausbaustufen und der Leistungsfähigkeit des Detektors in Referenz [47] sowie den dort angegebenen Referenzen.

4.1 Der Aufbau des DELPHI-Detektors

Der schematische Aufbau des DELPHI-Detektors ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Der Detektor gliedert sich in drei Baugruppen, dem zylinderförmigen Zentralbereich und die beiden konusförmigen Endkappen, die bewegt werden können und so den Zugang zu allen Subdetektoren erlauben.

Im DELPHI-Koordinatensystem ist die Strahlachse in Richtung z-, die x-Achse zeigt auf den Mittelpunkt des LEP-Rings und die y-Achse zeigt aufwärts. Der Polarwinkel θ und der Azimuthalwinkel ϕ sind bezogen auf die z-Richtung. Der Radius ist gegeben durch $R = \sqrt{x^2 + y^2}$.

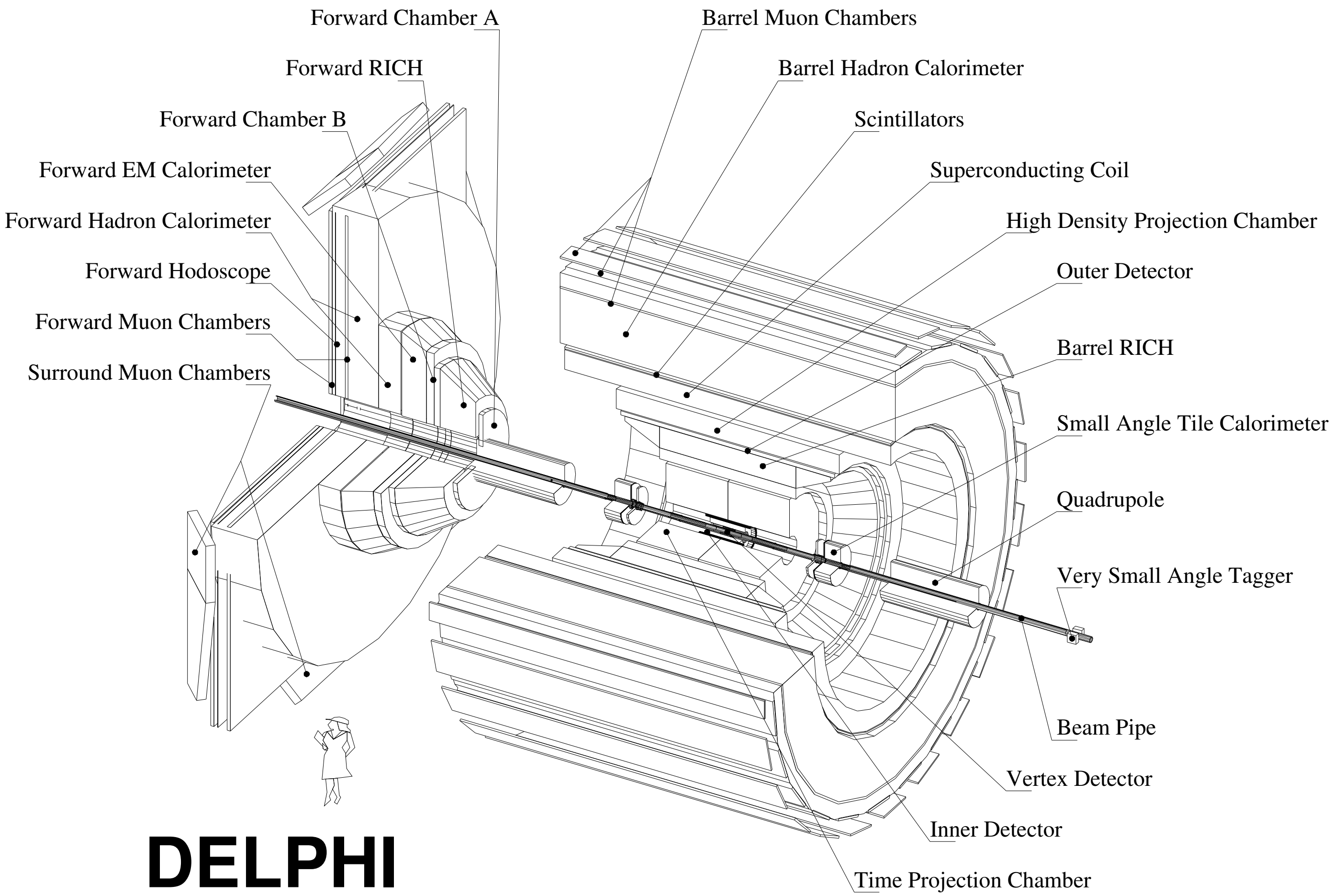


Abb. 4.1 : *Aufbau des DELPHI-Detektors*

4.1.1 Das System der Spurdetektoren

Die supraleitende Spule erzeugt ein homogenes Magnetfeld von 1.23 Tesla parallel zur Strahlachse. In diesem Magnetfeld befinden sich die Detektoren zur Spurmessung geladener Teilchen. Dieses sind der Vertexdetektor (**VD**)[4.1], der innere Detektor (**ID**)[4.2], die Zeitprojektionskammer (**TPC**)[4.3], der äußere Detektor (**OD**)[4.4] und die Vorwärtskammern A (**FCA**)[4.5] und B (**FCB**)[4.6].

Der vom Strahlrohr aus gesehen erste Spurdetektor ist der VD, der 1990 als zweilagiger Siliziumstreifendetektor mit $R\phi$-Auslese installiert wurde und seitdem in mehreren Schritten ausgebaut wurde. Im April 1991 wurde das 8 cm Berillium-Strahlrohr durch ein Rohr von 5.6 cm Durchmesser ersetzt, wodurch eine weitere Lage Streifendetektoren eingebaut werden konnte. 1994 wurden die äußere und die innerste Lage durch doppelseitige Detektoren mit z-Auslese ersetzt. Gleichzeitig wurde die innerste Lage verlängert und deckt nur Polarwinkel bis 25° ab. Jede der drei Lagen bei Radien von 6.3 cm, 9 cm und 11 cm besteht aus insgesamt 4 mal 24 Modulen, die 10 % in ϕ überlappen. In einem Polarwinkelbereich von $44° < \theta < 136°$ durchqueren Teilchen alle drei Lagen. Die Auflösung in $R\phi$ beträgt 7.6 μm, während die Genauigkeit in z von 9 μm bei 90° auf 30 μm bei 25° fällt.

Als nächste Komponente folgt der aus einer Jet- und einer Proportionalkammer bestehende ID. Die Jetkammer erstreckt sich in R von 12 bis 23 cm und deckt einen Polarwinkelbereich von $23° < \theta < 157°$ ab. Sie ist in 24 Sektoren mit jeweils 24 Auslesedrähten parallel zur Strahlachse aufgeteilt. Die Ortsauflösung beträgt 50 μm in $R\phi$ bei einer Winkelaufösung von 1.5 mrad in ϕ. Die sich außen anschliessenden fünf Lagen Proportionalkammern mit jeweils 192 Signaldrähten dienen hauptsächlich als schneller Spurtrigger. Ferner ermöglicht die Assoziation der Spurstücke in der Jetkammer zu den Proportionalkammern die rechts/links-Ambiguitäten in der Jetkammerinformation zu lösen. Durch Kathodenauslese erhält man zusätzlich eine Information in z mit einer Auflösung $\sigma_z = 600\mu$m. Anfang 1995 wurde der ID komplett gegen einen längeren Detektor ausgetauscht, der nun einen Polarwinkel von $15° < \theta < 165°$ abdeckt. Die Jetkammer hat eine verbesserte Auflösung von 40 μm in $R\phi$ und 0.89 mrad in ϕ.

Der wichtigste Spurdetektor in DELPHI ist die TPC mit einer radialen Ausdehnung von 35 bis 111 cm und einer Länge von 3 m. Der Detektor ist in zwei Hälften in Strahlrichtung geteilt. Die Endkappen auf beiden Seiten bestehen aus je 6 Sektoren, die mit jeweils 192 Signaldrähten und 16 in konzentrischen Kreisen angeordneten Kathodenstreifen bestückt sind. Durch Schwerpunktsbestimmung der induzierten Ladung auf den Kathodenstreifen erreicht man eine Auflösung von 250 μm pro Spurpunkt in $R\phi$. Aus der Messung der Driftzeit zu den Anodendrähten und den Kathodenstreifen erhält man eine Genauigkeit von 880 μm in z pro Punkt. Die Doppelspurseparation liegt bei 1 cm in beide Richtungen. Die Auflösung für Spurstücke im Winkelbereich von $20° < \theta < 160°$ ist begrenzt durch das Verständnis der Feldverzerrungen und liegt bei 150 μm in $R\phi$ und 600 μm in z. Eine Pulshöhenanalyse bei der Auslese der Signaldrähte erlaubt die

[4.1] **V**ertex **D**etector
[4.2] **I**nner **D**etector
[4.3] **T**ime **P**rojection **C**hamber
[4.4] **O**uter **D**etector
[4.5] **F**orward **C**hamber **A**
[4.6] **F**orward **C**hamber **B**

Bestimmung der spezifischen Ionisation dE/dx entlang der Teilchenbahn, die zur Identifikation benutzt werden kann (siehe Kapitel 6.2.2).

In einem radialen Abstand von 2 m von Strahlrohr folgt der OD. Er besteht aus 24 Modulen mit je 145 im ,,limited streamer mode" betriebenen Driftröhren, die in 5 zueinander versetzten Ebenen angeordnet sind. Die Auflösung in $R\phi$ beträgt 110 μm, der überdeckte Polarwinkelbereich beträgt 42° bis 138°. Drei der fünf Ebenen werden beidseitig ausgelesen und erlauben durch Zeitmessung eine z-Bestimmung mit einer Genauigkeit von 3.5 cm.

In Vorwärtsrichtung befinden sich die Diftkammern FCA und die in Wuppertal gebaute FCB. Die Kammer FCA ist bei $z = 160$ cm direkt auf die TPC-Endplatte montiert und deckt einen Polarwinkelbereich von $11° < \theta < 33°$ ab. Die 6 Drahtebenen sind paarweise in einem Modul angeordnet und jeweils 120° gegeneinander gedreht. Die Auflösung beträgt 270 μm in x bzw. y. Die Kammer B befindet sich bei $z = 275$ cm und deckt mit einer sensitiven Fläche von 7 m^2 einen Polarwinkelbereich von $11° < \theta < 36.5°$ ab. In den zwei Modulen auf jeder Seite befinden sich jeweils 12 Drahtebenen. Wie bei FCA sind jeweils benachbarte Ebenen paarweise um 120° gegen die nächsten Ebenen gedreht. Der Ort eines Teilchendurchgangs kann mit einer Genauigkeit von 150 μm rekonstruiert werden.

Das komplexe System der Spurdetektoren in DELPHI, die um die ringabbildenden Cherenkovzähler angeordnet sind, stellt hohe Anforderungen an die Justierung der Komponenten zueinander. Hierfür werden Myonen aus den Prozeß $Z \to \mu^+\mu^-$ verwendet, deren Energie etwa der Strahlenergie entspricht. Die erreichte Auflösung berägt [47]

$$\sigma(1/p) = 0.57 \cdot 10^{-3}(\mathrm{GeV}/c)^{-1} \tag{4.1}$$

für Spuren, die in allen zentralen Detektoren (VD,ID,TPC,OD) nachgewiesen wurden. Im Vorwärtsbereich wird für Spuren mit VD und FCB erreicht

$$\sigma(1/p) = 1.31 \cdot 10^{-3}(\mathrm{GeV}/c)^{-1}\,. \tag{4.2}$$

4.1.2 Die ringabbildenden Cherenkovdetektoren

Zwischen der TPC und dem OD befindet sich der zentrale ringabbildende Cherenkovzähler **BRICH**[4.7]. Geladene Teilchen emitieren in einem Flüssigkeits- und einen Gasradiator Photonen im UV-Bereich. Zwischen den Radiatoren befindet sich eine Driftkammer mit einem photoionisierbaren Gaszusatz zum Nachweis der Cherenkovphotonen. Hierzu müssen die Photonen im Fall des Gasradiators über eine fokussierende Optik reflektiert werden. Die durch Photoeffekt entstandenen freien Elektronen werden in Vieldrahtkammern an den Endplatten nachgewiesen. Erste Daten zur Teilchenidentifikation wurden 1991 mit dem BRICH genommen. Die Analyse der Information und die Teilchenidentifikation wird in Kapitel 6.2.1 diskutiert.

[4.7] **B**arrel **R**ing **I**maging **CH**erenkov Detector

Ein weiterer ringabbildender Cherenkovzähler **FRICH**[4.8] befindet sich in den Endkappen im Vorwärtsbereich zwischen FCA und FCB. Erste Daten wurden 1993 genommen. Der Detektor arbeitet nach dem gleichen Prinzip wie der BRICH, hat aber die zusätzliche Komplikation, daß das Beschleunigungsfeld in den Driftkammern senkrecht zum Magnetfeld steht.

4.1.3 Die Kalorimeter und Detektoren zur Luninositätsmessung

Das System von Kalorimetern zum Nachweis von elektromagnetisch und hadronisch wechselwirkenden Teilchen besteht aus einer hochauflösenden Projektionskammer **HPC**[4.9] als elektromagnetisches Kalorimeter im Zentralbereich, einem Bleiglaskalorimeter **FEMC**[4.10] in beiden Endkappen und dem mit Proportionalkammern instrumentierten Eisenjoch des Magneten, das als Hadronkalorimeter **HAC**[4.11] zur Messung der Energie hadronisch wechselwirkender Teilchen verwendet wird. Als Vorbereitung auf LEP-200 wurden 1995 im Kabelschacht bei 40° und bei 90° zusätzliche Szintillatorzähler installiert.

Die HPC befindet sich zwischen dem OD und der Spule in dem Polarwinkelbereich von $43° < \theta < 137°$. Die Verwendung des Zeitprojektionsprinzips in einem Samplingkalorimeter erlaubt eine dreidimensionale Schauerrekonstruktion mit einer feinen Granularität von 10 mm in $R\phi$ und 4 mm in z. Die Energieauflösung von $\frac{dE}{E} = \sqrt{(0.32/\sqrt{E})^2 + (0.043)^2}$ ist allerdings durch Elektronen im Schauer begrenzt, die auf kleinen Spiralbahnen driften. Die gute Ortsauflösung erlaubt die direkte Identifikation von $\pi^\circ \to \gamma\gamma$-Zerfällen in der HPC, die in Kapitel 6.3 diskutiert wird. Das FEMC deckt den Winkelbereich von $11° < \theta < 36.5°$ ab. Das aus 5×5 cm^2 großen Bleigläsern bestehende Kalorimeter erlaubt einen Schauernachweis mit einer Energieauflösung von $\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{(0.12/\sqrt{E})^2 + (0.11/E)^2 + (0.03)^2}$ [47]. Das in Samplingbauweise abwechselnd aus Eisenplatten als Absorberlagen und Proportionalkammern bestehende Hadronkalorimeter deckt fast den vollen Polarwinkel von $11° < \theta < 169°$ ab. Es hat eine Energieauflösung von $\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{(1.12/\sqrt{E})^2 + (0.21)^2}$. Seit 1995 verfügt der zentrale Teil des Hadronkalorimeters über Kathodenauslese, wodurch die Granulatität in Φ um einen Faktor 3 und in R um einen Faktor 5 verbessert werden konnte. 1996 werden auch die Endkappen mit Kathodenauslese bestückt sein.

Zur Luminositätsmessung wird der Prozeß der Bhabha-Streuung bei kleinen Winkeln ausgenutzt. Für die Messung der absoluten Luminosität wurde bis 1994 der aus einem Samplingkalorimeter und einem Tracker bestehende **SAT**[4.12] verwendet. Er wurde 1994 durch ein „Shashlik"-Kalorimeter **STIC**[4.13] ersetzt. Der STIC ist ein Blei-Szintillator-Kalorimeter mit einer Dicke von 27 Strahlungslängen, das über szintilliernde Fasern ausgelesen wird. Es deckt einen Winkelbereich von 29 bis 185 mrad in θ ab. Die erreichte experimentelle Genauigkeit von 0.09 % der Luminositätsmessung liegt unterhalb der systematischen Unsicherheiten der theoretischen Vor-

[4.8] **F**orward **R**ing **I**maging **CH**erenkov Detector
[4.9] **H**igh Density **P**rojection **C**hamber
[4.10] **F**orward **E**lectromagnetic **C**alorimeter
[4.11] **Ha**dron **C**alorimeter
[4.12] **S**mall **A**ngle **T**agger
[4.13] **S**mall Angle **TI**le **C**alorimeter

hersage für den Wirkungsquerschnitt für Bhabha-Streuung. Ein zweiter Detektor **VSAT**[4.14], der einen Winkelbereich von 5-7 mrad abdeckt, befindet sich bei $z = 7.7$ m. Er dient zur Bestimmung der relativen Luminosität.

4.1.4 Die Myonkammern und Szintillatorzähler

Für den Nachweis von Myonen befinden sich zwei Lagen Driftkammern im Endbereich des Hadronkalorimeters HAC. Die zentralen Myonkammern **MUB**[4.15] haben einen Abstand von 445 und 485 cm von der Strahlachse. Jede Lage besteht aus drei Ebenen mit einer Auflösung von 4 mm in $R\phi$ und 2.5 cm in z. Im Vorwärtsbereich sind zwei Lagen Driftkammern (**MUF**)[4.16] mit je zwei Ebenen montiert, die einen Teilchendurchgang mit einer Genauigkeit von 1 mm rekonstruieren können. Im Laufe des Jahres 1994 wurde eine zusätzliche Lage (**SMC**)[4.17] außen am Detektor im Bereich zwischen dem Zentralteil und den Endkappen angebracht.

Der DELPHI-Detektor verfügt über ein System von Szintillationszählern zur Flugzeitmessung. Im Polarwinkelbereich von 41° bis 139° dient eine Lage mit Szintillatoren (**TOF**)[4.18] zur Bereitstellung von Triggerinformation und zur Unterdrückung von kosmischen Ereignissen. Im Vorwärtsbereich befinden sich Szintillatorhodoskope (**HOF**)[4.19] zwischen HAC und der äußeren Lage der Myonkammern. Sie dienen insbesondere als Trigger für strahlbegleitende Myonen, die zur Kalibration der Vorwärtskammern benutzt werden.

4.2 Die Datennahme

Aufgabe des Triggers ist es, die physikalisch interessanten Ereignisse zur Datennahme freizugeben. Um die Datenraten verarbeiten zu können, die mit der hohen Luminosität und den Untergrundraten bei LEP verbunden sind, verfügt DELPHI über ein Triggersystem mit vier Stufen (**T1** bis **T4**). Die Triggerentscheidungen T1 und T2 sind synchron zum Eintreffen der Strahlpakete und werden seit 1989 verwendet. T1 basiert auf den Signalen der schnellen Spurdetektoren und den Szintillatorzählern. Die T2-Entscheidung basiert dann auf der Kombination der Signale verschiedener Detektoren und führt zur Auslese der Meßdaten. Die Trigger T3 und T4 sind Softwarefilter, die asynchron arbeiten. T3 arbeitet mit detaillierteren Informationen nach dem gleichen Prinzip wie T2 und wird seit 1992 verwendet. T4 wurde 1993 testweise installiert, um Ereignisse ohne eine Spur eines geladenen Teilches oder Energie in den Kalorimetern zu identifizieren. Seit 1994 wurde hierdurch die Datenrate etwa halbiert. Die Triggerlogik ist mit hoher Redundanz ausgelegt, um einen konstanten Betrieb auch nach Ausfall eines Subtriggers sicherzustellen und die Bestimmung der Triggereffizienz zu ermöglichen. Die Triggereffizienz für hadronische Ereignisse in DELPHI ist besser als 99.998 % [48].

[4.14] **V**ery **S**mall **A**ngle **T**agger
[4.15] **B**arrel **Mu**on Chambers
[4.16] **F**orward **Mu**on Chambers
[4.17] **S**urround **M**uon **C**hambers
[4.18] **T**ime **O**f **F**light
[4.19] **F**orward **HO**doscope

Die positive Triggerentscheidung löst das Datennahmesystem (**DAS**) aus, das auf die asynchron arbeitenden Rechner der Subdetektoren zugreift. In mehreren Stufen werden die Meßdaten eines Ereignisses formatiert in **ZEBRA**-Bänken [49] zusammengefaßt und (bis 1995) auf IBM3480-Kassetten geschrieben. Die Funktionsweise des Detektors wird während der Datennahme überwacht und die zeitliche Variation aller wichtigen Parameter, wie z.B. der Status der Hochspannung oder die Gaszusammensetzung, Temperatur und Druck, dokumentiert. Mit Hilfe des Programms **DDAPP** [4.20] [50] werden diese Größen in der DELPHI-Datenbank **CARGO** [51] zur späteren Aufbereitung der Daten abgelegt.

4.3 Die Simulation des Detektors

Aufgabe der Simulation ist es, Daten mit einer größtmöglichen Übereinstimmung zu den echten Meßdaten zu erzeugen. Hierdurch soll eine physikalische Interpretation der Ereignisse ermöglicht werden. Die Simulation zerfällt in zwei unabhängige Teile. Die Physikgeneratoren beschreiben den Prozeß der e^+e^--Vernichtung und die Produktion der Zerfallsprodukte im Endzustand. Im zweiten Teil wird die Antwort des Detektors auf das Ereignis generiert.

Die DELPHI-Simulation wird mit dem Programm **DELSIM**[4.21] [52] durchgeführt, in dem verschiedene Standardgeneratoren wie JETSET [27], HERWIG [37] und ARIADNE [38] zur Erzeugung des hadronischen Endzustandes implementiert sind. Photonabstrahlung im Anfangszustand wird mit dem Programm DYMU3 [53] berechnet. Um eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Verteilungen zu gewährleisten, werden die Parameter der Generatoren an die Daten angepaßt [28] und die Zerfälle von c- und b-Hadronen den neuesten experimentellen Ergebnisse entsprechend festgelegt.

Die generierten Teilchen werden Schritt für Schritt auf ihrer Bahn durch den Detektor verfolgt. Die genaue Geometrie und der für die Datennahme gültige Detektorstatus wird der DELPHI-Datenbank CARGO entnommen. Die Simulation des Teilchendurchgangs durch Detektormaterial berücksichtigt Energieverlust der Teilchen, Vielfachstreuung und eine Reihe von sekundären Prozessen:

- Photoeffekt
- δ-Elektronen
- Bremsstrahlung
- Annihilation von Positronen
- Paarproduktion
- Compton-Streuung
- schwache und hadronische Wechselwirkung im Material.

[4.20] **D**elphi **D**etector **D**escription **A**pplication **P**ackage
[4.21] **DEL**phi **SIM**ulation program

Letzteres wird mit dem Programm **GEANT** [54] durchgeführt. Teilchen bzw. Teilchenschauer, die in diesen Prozessen erzeugt werden, werden weiter verfolgt. Dieses erlaubt eine teilchenkorrelierte Beschreibung des Untergrundes. Die Simulation in dem aktiven Detektorvolumen berücksichtigt detailliert die jeweils spezifischen Meßparameter, wie Ansprechwahrscheinlichkeit, Auflösungsvermögen und mittlere Effizienz. Das ebenfalls im ZEBRA-Format abgespeicherte digitalisierte Ergebnis der simulierten Meßdaten entspricht so weitestgehend den gemessenen Rohdaten. Beide Datenströme werden dann mit dem gleichen Rekonstruktionsprogramm **DELANA**[4.22] [55] analysiert. Für einfachere Studien steht ein schnelles Simulationsprogram **FASTSIM** [56] zur Verfügung, das eine vereinfachte Beschreibung des Detektormaterials und der Ergebnisse der Spurrekonstruktion verwendet.

4.4 Die Rekonstruktionsprogramme

Jedes Ereignis wird kurz nach der Datennahme erstmalig analysiert, um die physikalisch interessanten Ereignisse der Kollaboration zur Verfügung zu stellen. Verbesserungen in der Analysesoftware, der Kalibration der einzelnen Detektoren und in der Justierung der Komponenten zueinander führten nach mehrmaligem Reprozessieren zu den Datensätzen, die Grundlage dieser Arbeit sind.

Die Analyse der DELPHI-Rohdaten wird durch das Programm DELANA gesteuert. Die Ergebnisse der Analyse werden nach jedem Schritt in sogenannten **TANAGRA**[4.23]-Bänken [57] abgelegt, das eine definierte Schnittstelle zum Austausch von Informationen zwischen den einzelnen Untermodulen darstellt.

In einem ersten Schritt werden die Rekonstruktionsprogramme der Subdetektoren nacheinander gerufen, um die Rohdaten zu dekodieren und zu kalibrieren und wenn möglich eine lokale Spurrekonstruktion durchzuführen. Notwendige Konstanten werden für jedes Ereignis aus der Datenbank CARGO bereitgestellt. Das Ergebnis sind Spurstücke oder Energieschauer in den Subdetektoren, die Grundlage der globalen Spursuche sind.

Der wichtigste Algorithmus der Spursuche extrapoliert Spurstücken in der TPC nach innen und außen und sucht nach passenden Informationen im ID und OD. In den Sektorgrenzen wird direkt nach Kombinationen von ID und OD gesucht, da die TPC dort nicht in der Lage ist, Information zu liefern. Im Vorwärtsbereich ist die Genauigkeit der Spurmessung in der TPC ebenfalls nicht immer ausreichend für eine erfolgreiche Suche. Hier werden zusätzlich Spurstücke in FCB als Startpunkt für die Suche verwendet. Die Parameter für die Spurkandidaten werden dann mit einem Rekonstruktionsprogramm bestimmt und Mehrdeutigkeiten in der Rekonstruktion gelöst.

In dem nächsten Schritt werden die gefundenen Spuren auf die Referenzflächen aller Detektoren extrapoliert. In diesem Schritt wurden bisher die vorhandenen Spurpunkte im VD assoziiert. Neue Suchalgorithmen, die auf der präzisen Spurmessung des VD basieren, sind in der Entwicklung und werden in der anstehenden letzten Analyse der LEP-I-Daten von DELPHI verwendet werden.

[4.22] **DEL**phi **ANA**lysis program
[4.23] **T**rack **ANA**lysis and **GRA**phic program

Anschließend wird lokal in den Detektoren in der Nähe der Extrapolationen eine erneute Suche nach Spurstücken gestartet, die zu den Spuren addiert werden. Die Spurparameter werden neu bestimmt, bevor in einer letzten Suche nach nicht verbundenen Spurstücken gesucht wird. Schauer in den Kalorimetern werden nun zu den Spuren geladener Teilchen assoziiert. Verbleibende Schauer werden als neutrale Spuren deklariert. Treffer in den Myonkammern werden zu den Spuren assoziiert und die Daten der Cherenkovdetektoren analysiert.

Die Ergebnisse der einzelnen Schritte können mit dem Programm DELGRA[4.24] [58] graphisch dargestellt werden, wodurch ein bildliches Verständnis auftretender Analyseprobleme ermöglicht wird. Nach der Rekonstruktion werden einfache Filter verwendet, um Kandidaten für physikalisch interessante Ereignisse zu klassifizieren. Das Ergebnis der Prozedur sind sogenannte Data Summary Tapes (**DST**), die eine Größe von etwa 60 kb pro hadronischem Ereignis haben.

Basierend auf der relativ detaillierten Information auf dem DST werden weitere Analyseschritte und Korrekturen durchgeführt. Mit dem ,,DSTFIX" wird versucht, die Qualität der Daten durch verbesserte Kalibrationskonstanten zu erhöhen, ohne die vollen Rohdaten zu analysieren. Ferner werden Auflösung und Effizienzen in der Simulation genauer an die Verhältnisse der Daten angepaßt. Es wird eine Rekonstruktion von Zerfällen von K_s°, Λ_0 und Hyperonen, die vor der TPC zerfallen, und eine Suche nach Elektronpaaren aus konvertierten Photonen durchgeführt. Die Daten der RICH-Detektoren werden erneut analysiert und Leptonen identifiziert. Das Ergebnis dieser Analysen wird, zusammen mit einer reduzierten in Form der DST-Information, als ,,ShortDST" abgespeichert. Die mittlere Größe eines Ereignisses liegt in diesem Format bei 20 kb.

Von den ,,ShortDST" werden in Wuppertal sogenannte ,,MiniDST" geschrieben, welche auf die notwendigen Daten für die Physikanalyse reduziert werden. Mehrmaliges Durchlaufen der hier beschriebenen Analyseschritte führte zu den in der Arbeit verwendeten Datensätzen 1991(DELANA-)F(Short-)1, 1992D2, 1993C1 und 1994B2.

[4.24] **DEL**phi **GRA**phic package

5 Die in der Analyse verwendeten Datensätze

In diesem Kapitel wird die Selektion hadronischer Z-Zerfälle aus den Daten, die mit dem DELPHI-Detektor am LEP-Experiment in den Jahren 1991 bis 1994 gemessen wurden, vorgestellt. Ziel der Selektion ist es, aus den Datensätzen die Ereignisse vom Typ $e^+e^- \to Z \to q\bar{q}$ zu filtern sowie Untergrundereignisse aus folgenden Prozessen zu unterdrücken:

- Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen
- leptonische Z-Zerfälle (e^+e^-,$\mu^+\mu^-$,$\tau^+\tau^-$)
- zwei-Photon-Ereignisse
- kosmische Strahlung

Gleichzeitig wird sichergestellt, daß die Ereignisse gut im Detektor gemessen wurden und eine Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation gewährleistet ist. Hierzu werden Schnitte auf den Detektorstatus, die Spurqualität und die gemessene Multiplizität und Energie geladener Teilchen im Ereignis gemacht. Grundlage der Selektion ist die Kenntnis des primären Wechselwirkungspunktes.

5.1 Die Datensätze

In dieser Arbeit werden die Datensätze, die mit dem DELPHI-Detektor in den Jahren 1991 bis 1994 gemessen wurden, verwendet. In den Jahren 1992 und 1994 wurde jeweils bei einer Schwerpunktsenergie auf der Z-Resonanz gemessen, während in den Jahren 1991 und 1993 auch Daten bei Schwerpunktsenergien ober- und unterhalb der Resonanz genommen wurden. In Tabelle 5.1 sind die Schwerpunktsenergien [59] und die integrierte Luminosität [47] zusammengestellt.

Im folgenden werden die Daten der Jahre 1991 bis 1994, die bei einer Schwerpunktsenergie von 91.2 ± 0.5 GeV genommen wurden sowie die Daten ober- und unterhalb dieser Energie, zu drei Datensätzen zusammengefaßt.

5.2 Schnitte auf den Detektorstatus

Eine Vorraussetzung für die Analyse der Daten und die Möglichkeit des Vergleichs der gemessenen Daten mit der Simulation ist ein ordnungsgemäßes Funktionieren der Detektoren während der Datennahme. Die Datennahme des DELPHI-Experimentes wird logisch unterteilt durch das Füllen der LEP-Maschine mit Elektronen und Positronen. Der Zeitraum einer Füllung, in der die LEP-Maschine stabil auf einer Schwerpunktsenergie arbeitet, wird in der Regel in mehrere Perioden unterteilt, die durch Probleme in der Datennahme einzelner Detektoren unterbrochen werden. Daher sollte während einer solchen Periode der Status der Detektoren nicht variieren. Bis 1995 wurde die Datensicherung auf IBM-Kassetten durchgeführt, wobei in der Regel mehrere

Jahr der Datennahme	Schwerpunktsenergie in GeV	Luminosität in pb^{-1}
1991	88.464	0.71
	89.455	0.63
	90.211	0.68
	91.228	6.70
	91.953	0.67
	92.953	0.63
	93.702	0.68
1992	91.280	23.96
1993	89.433	9.47
	91.297	5.63
	91.189	10.45
	93.016	9.89
1994	91.202	39.32

Tab. 5.1 : *Schwerpunktsenergien und integrierte Luminositäten für die Datennahmen der Jahre 1991 bis 1994.*

Kassetten pro Periode benötigt wurden. Der Status aller Detektoren in DELPHI ist für jede dieser Kassetten in Tabellen abgelegt und wird jeweils vor der Analyse der Ereignisse abgefragt.

Der zentrale Detektor für die Spurrekonstruktion in DELPHI ist die TPC. Die Ereignisse einer Kassette werden verworfen, wenn für weniger als 99 % der Status der TPC optimal ist. Zusätzliche Anforderungen an den Status anderer Detektoren richten sich nach den Anforderungen zur Rekonstruktion der D-Mesonen in den unterschiedlichen Zerfallskanälen. Die HPC als Kalorimeter im Zentralbereich des Detektors ist notwendig für die Rekonstruktion von Elektronen und Photonen, die Grundlage für die Analyse der Zerfallskanäle $D^{*+} \rightarrow (K^- e^+ \nu)\pi^+$ bzw. $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^\circ)\pi^+$ sind. Für diese Zerfallskanäle wird zusätzlich verlangt, daß die HPC zu 80 % optimal funktioniert. Bei dem Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \mu^+ \nu)\pi^+$ sind die zentralen Myonkammern von entscheidender Bedeutung. Daher wird ebenfalls 80 % optimale Funktion verlangt.

Ein Sonderfall ist der BRICH, der während Teile der Datennahme nicht oder nur teilweise funktionsfähig war. Es ist nicht möglich, sich auf den Teil der Daten mit optimal funktionierendem BRICH zu beschränken. Deshalb wird die Simulation auf die Beteiligung des BRICH an der Datennahme korrigiert (siehe Kapitel 6.2.1).

5.3 Der primäre Wechselwirkungspunkt

In einem hadronischen Z-Ereignis werden im Mittel 20.92 ± 0.28 geladene Teilchen [28] am primären Wechselwirkungspunkt und in Zerfällen kurzlebiger Hadronen erzeugt. Folglich verlangt man für die Selektion von hadronischen Ereignissen eine große Anzahl von Teilchenspuren, die vom primären Wechselwirkungspunkt stammen. Zudem erlaubt die Präzision des DELPHI-Vertexdetektors die Flugstrecke von c- und b-Hadronen bezogen auf den primären Wechselwirkungspunkt direkt zu messen und deren Lebensdauer zu bestimmen. Der primäre Wechselwirkungspunkt wird für jedes Ereignis unter Verwendung der Teilchenspuren und der Position des mittleren Wechselwirkungspunktes bestimmt.

5.3.1 Der mittlere Wechselwirkungspunkt

Der mittlere Wechselwirkungspunkt ist gegeben durch die Wechselwirkungszone der Elektron- und Positronpakete in DELPHI. Die Position des mittleren Wechselwirkungspunktes wird für jede Kassette aus den Spuren hadronischer Ereignisse [60] bestimmt. Dieses ist notwendig, um Wanderungen durch Änderungen der LEP-Maschinenparameter zu berücksichtigen. Abbildung 5.1 zeigt die Wanderung der mittleren Position über die Jahre.

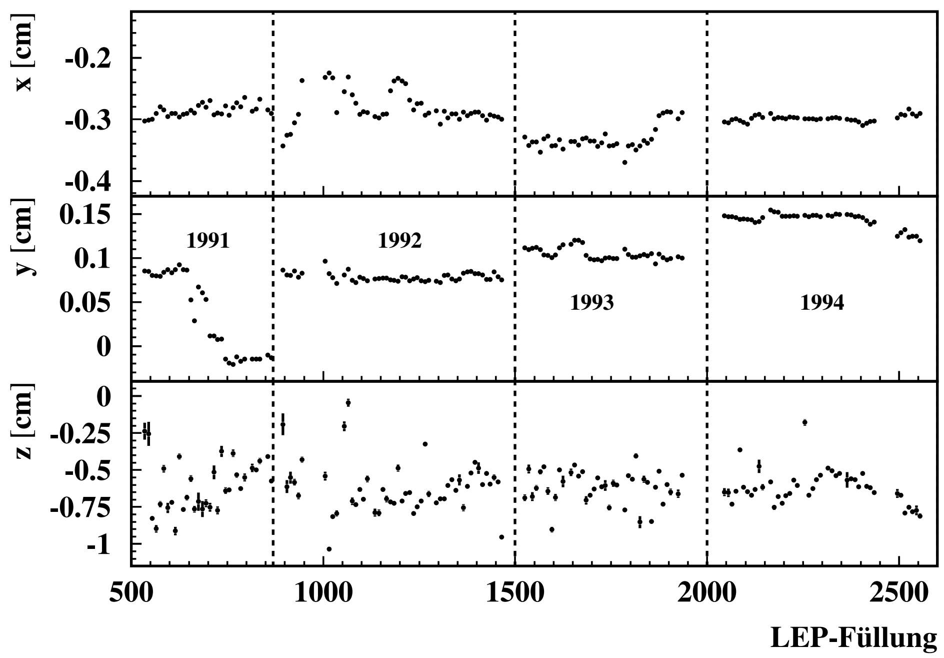


Abb. 5.1 : *Die Position des mittleren Wechselwirkungspunktes in x, y und z als Funktion der LEP-Füllungsnummer der Jahre 1991 bis 1994.*

Der Vertexdetektor erlaubt die Bestimmung der Position pro Kassette in der xy-Ebene senkrecht zur Strahlachse mit 15 μm in x und 5 μm in y. Diese Unsicherheit ist klein gegen die Ausdehnung der Wechselwirkungszone in radialer Richtung x mit typischen 120 μm als Folge von Synchrotronstrahlung. Die Ausdehung in y-Richtung senkrecht zur LEP-Ebene ist mit $\sigma_{beam} < 3.9\mu$m [60] mit 90 % Vertrauensintervall hingegen klein gegen die experimentelle Genauigkeit. Die y-Position variiert innerhalb einer LEP-Füllung um weniger als 5 μm und trägt somit nicht zur Unsicherheit der Messung bei. In der Analyse wird die Ausdehnung in y mit 10 μm nach oben abgeschätzt. Aufgrund der Länge der Teilchenpakete ist die Ausdehnung der Wechselwirkungszone mit etwa 0.7 cm groß gegen die Detektorauflösung. Dieses gilt insbesondere für die Daten aus 1994, da seit diesem Jahr der Vertexdetektor über zwei z-Lagen verfügt. Aufgrund eines Fehlers [60] wurde die Ausdehnung in z bei der Bestimmung der Position überschätzt. Für diese Analyse wurde daher eine mittlere Ausdehnung in z für jedes Jahr aus der Verteilung der primären hadronischen Wechselwirkungspunkte neu bestimmt. In Tabelle 5.2 sind die über jeweils ein Jahr gemittelte Position und die mittlere Ausdehnung zusammengestellt. In der Simulation wird der tatsächliche Wechselwirkungspunkt mit der gemessenen Breite der Wechselwirkungszone gaußförmig variiert, um eine vergleichbare Information zu erhalten.

5.3.2 Bestimmung des primären Wechselwirkungspunktes

In der Analyse wird für jedes Ereignis der primäre Wechselwirkungspunkt neu bestimmt. Hierzu wird eine χ^2-Anpassung [61] an die Spuren geladener Teilchen und die Position des mittleren Wechselwirkungspunktes durchgeführt. Spuren aus Zerfällen von c- und b-Hadronen, aus sekundären Wechselwirkungen mit dem Detektor sowie Fehlmessungen führen zu systematischen Abweichungen in den Ergebnissen der Anpassung. Daher ist es notwendig, die Spuren aus dem Angebot zu selektieren, die mit dem primären Wechselwirkungspunkt verträglich sind.

In einem ersten Schritt wird näherungsweise aus den Impaktparametern $\vec{x_i}$ mit den Fehlermatrizen W_i der Spuren i und der Position $\vec{B}$ des mittleren Wechselwirkungspunktes der primäre Wechselwirkungspunkt $\vec{V}$ durch Minimierung der χ^2-Funktion bestimmt

$$\chi^2 = \sum_i (\vec{x_i} - \vec{V})^t W_i (\vec{x_i} - \vec{V}) + (\vec{B} - \vec{V})^t W_B (\vec{B} - \vec{V})\,. \tag{5.1}$$

Durch den zweiten Term in der Summe wird die Abweichung des primären Wechselwirkungspunktes von der Position des mittleren Wechselwirkungspunktes berücksichtigt. Iterativ wird die Spur mit dem größten Beitrag zum χ^2 verworfen und die Anpassung erneut durchgeführt. Ist das χ^2 pro Spur kleiner als 3 und sind mindestens 2 Spuren im Angebot verblieben, so wird eine volle χ^2-Anpassung zur Bestimmung der Position [61] durchgeführt. Abbildung 5.2 zeigt die Abweichung zwischen dem Ergebnis der Anpassung und der Position des mittleren Wechselwirkungspunktes in x, y und z. Wie in Tabelle 5.3 zu sehen, erreicht man eine typische Auflösung von 39 μm in x und von 10 μm in y. Aufgrund der z-Information des VD in den 1994 Daten beträgt die Auflösung in z etwa 68 μm, während in den Jahren 1991 bis 1993 etwa nur etwa 520 μm erreicht werden konnten. Für 1.4 % der hadronsischen Ereignisse sind weniger als 2 Spuren im Angebot verblieben. In diesen Fällen wird der mittlere Wechselwirkungspunkt und dessen Ausdehnung für den Fehler verwendet.

	1991	1992	1993	1994
x-Position	-0.2841	-0.2786	-0.3295	-0.2996
y-Position	0.0248	0.0772	0.1038	0.1453
z-Position	-0.594	-0.643	-0.594	-0.607
Breite in x	0.0146	0.0093	0.0138	0.0127
Breite in y	0.0012	0.0011	0.0011	0.0010
Breite in z	0.94	0.70	0.71	0.73

Tab. 5.2 : *Position der Wechselwirkungszone für die Jahre 1991 bis 1994 aus [60]. Die Breite in z wurde für jedes Jahr aus der Verteilung der primären Wechselwirkungspunkte in hadronischen Ereignissen bestimmt.*

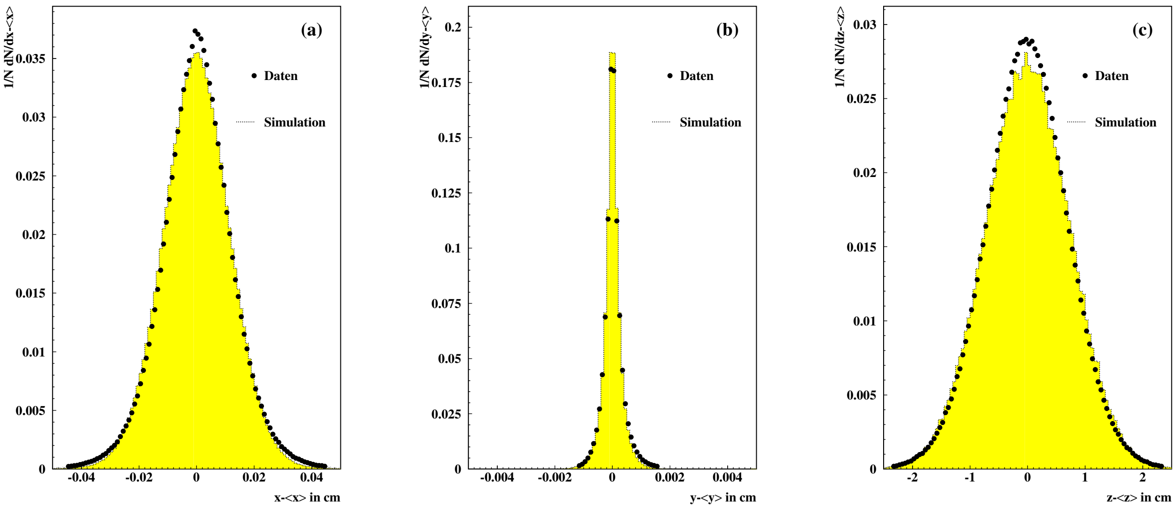


Abb. 5.2 : *Die Abweichung zwischen dem bestimmten primären Wechselwirkungspunkt und dem mittleren Wechselwirkungspunkt für Daten und Simulation (a) in x, (b) in y und (c) in z für die 1994 Daten.*

	1991	1992	1993	1994
δx in μm	42	40	39	39
δy in μm	10	10	10	10
δz in μm	641	517	514	68
keine 2 Spuren	1.4%	1.4%	1.6%	1.4%

Tab. 5.3 : *Auflösungen bei der Bestimmung des primären Wechselwirkungspunktes*

5.4 Zur Spurqualität geladener Teilchen in hadronischen Ereignissen

Die Rekonstruktion von D-Zerfällen aus mehreren geladenen Teilchen ist extrem sensitv auf die Qualität der Spurrekonstruktion. Hier erweist sich das komplexe System von Detektoren zur Spurrekonstruktion in DELPHI als problematisch. Dieses erfordert für jeden Subdetektor eine genaue Kontrolle der Effizienzen und Auflösungen sowie Korrekturen eventuell vorhandener systematischer Probleme in der Rekonstruktion. In Abbildung 5.3 sind exemplarisch Probleme in der Rekonstruktion des Vertexdetektors und der TPC gezeigt. In (a) erkennt man eine starke Abhängigkeit des mittleren Impaktparameters in $R\phi$ von dem Polarwinkel θ in den 1991 Daten. Diese wird durch eine Verdrehung der einzelnen VD-Lagen entlang der Strahlachse verursacht, die nicht berücksichtigt wurde. Abbildung (b) zeigt die Projektion der Spurstücke, die in der TPC und dem ID gemessen wurden, auf FCB. Man erkennt deutlich Sprünge und systematische Verschiebungen, die durch Fehler in der TPC-Kalibration verursacht wurden.

Desweiteren muß die Position aller Subdetektoren zueinander genau bekannt sein, wodurch zusätzliche Unsicherheiten entstehen. Viele dieser Probleme lassen sich nicht oder nur unzulänglich in der Simulation berücksichtigen.

Es ist notwendig, eine Reihe von Korrekturen für die Spurrekonstruktion zu machen. In den Daten von 1991 und 1992 wurde in der Spurrekonstruktion keine Korrektur auf den Energie-

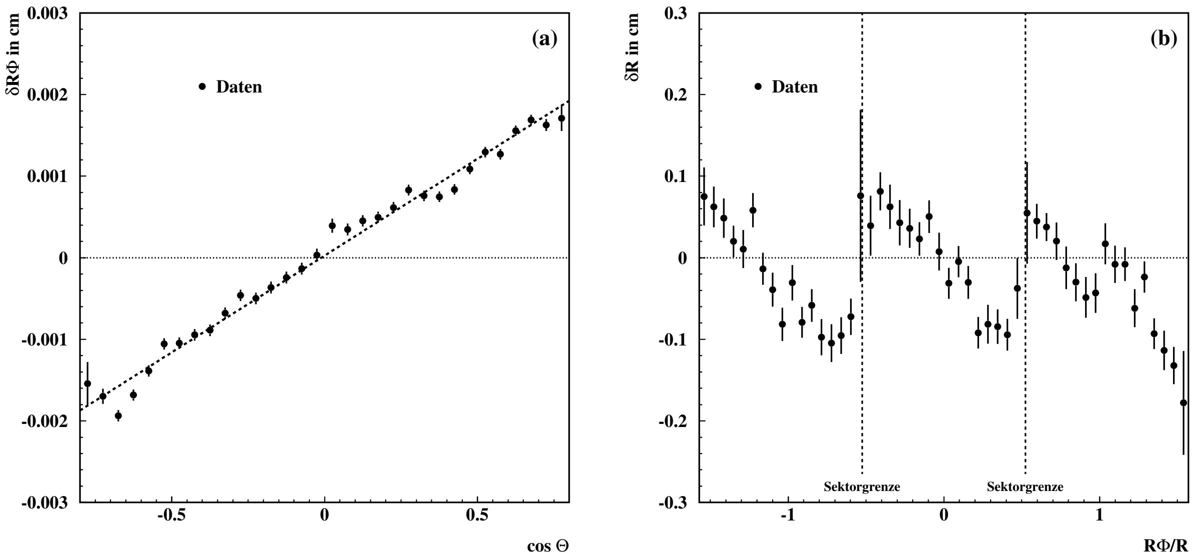


Abb. 5.3 : *(a) Mittlerer Impaktparameter in $R\phi$ zum primären Wechselwirkungspunkt für Spuren mit 3 VD-Punkten in den 1991 Daten. Die lineare Abhängigkeit ist Folge einer Verdrehung des VD entlang der Strahlachse. (b) Mittlerer radialer Abstand extrapolierter ID/TPC-Spuren zur Messung im FCB-Modul 4. Die Stufen als Funktion von dem Azimuthalwinkel ϕ werden durch Probleme in der Spurrekonstruktion in den verschiedenen Sektoren der TPC verursacht (Daten 1994).*

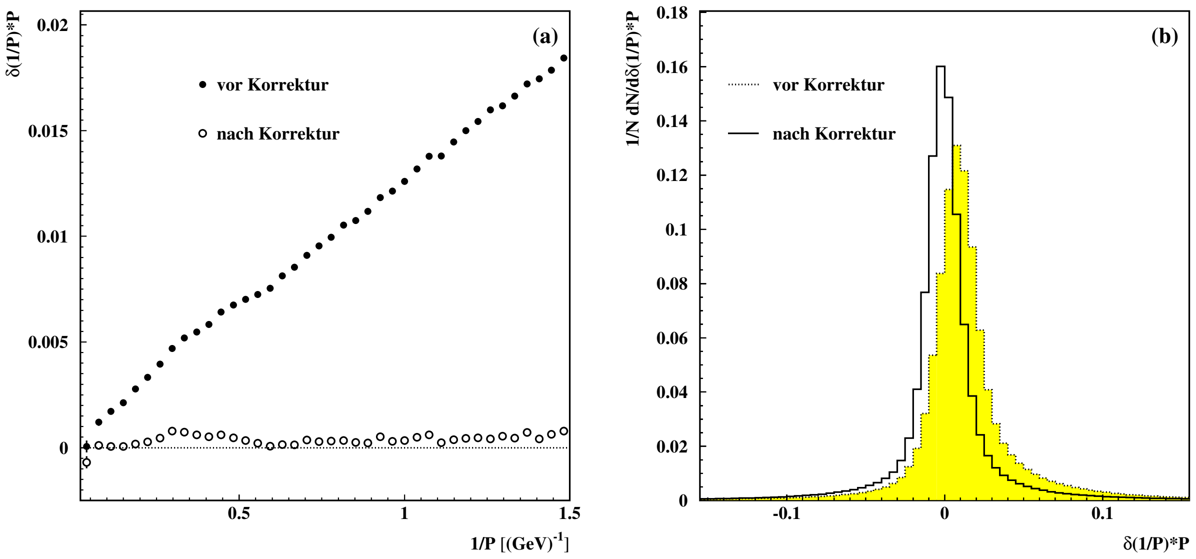


Abb. 5.4 : *Die mittlere Abweichung in $1/P$ vor und nach Korrektur auf den Energieverlust als Funktion von $1/P$ (a) und summiert für alle Impulse (b) in der Simulation 1992*

verlust der Teilchen beim Durchgang durch Materie berücksichtigt. Dies führt insbesondere für niederenergetische Teilchen zu systematischen Abweichungen in der Impulsmessung. Hier wurde eine Korrektur unter Verwendung der Materialverteilung im Detektor durchgeführt, dessen Ergebnis in Abbildung 5.4 gezeigt wird. Ferner wurde für die Daten dieser Jahre eine ad hoc Korrektur auf die Verdrehung des Vertexdetektors angewendet. Zudem wurde ein scheinbarer Versatz in z-Richtung der beiden TPC-Hälften korrigiert.

Sowohl für die Daten aller Jahre als auch für die Simulation wurden Auflösungen und Fehler der Impaktparameter mit Hilfe des Programms AABTAG [62] korrigiert. Dieses Program zur Identifikation von b-Ereignissen an Hand der Impaktparameter von Spuren aus Zerfällen langlebiger b-Hadronen wird in Kapitel 6.1 diskutiert. Für die zur Messung der partiellen b-Breite notwendigen Genauigkeit wurde eine detaillierte Korrektur der Impaktparameter durchgeführt [63]. Die Auflösungen lassen sich dabei direkt in den Daten für Spuren messen, die hinter den primären Wechselwirkungspunkt zeigen. Die Korrekturen wurden in diese Analyse übernommen.

5.5 Schnitte auf die Spurqualität

In der Analyse werden nur solche Spuren geladener Teilchen verwendet, die eine Reihe von Schnitten an die Qualität der Spurmessung erfüllen. Diese Schnitte hängen von den an der Messung beteiligten Detektoren ab.

Die Impulsauflösung für Spuren, die nur in FCA und FCB nachgewiesen wurden und deren Messung innerhalb von 10 Standardabweichungen mit dem primären Wechselwirkungspunkt verträglich sind, werden durch Rekonstruktion unter Verwendung des primären Wechselwirkungspunktes als Spurpunkt verbessert.

Folgende Schnitte auf geladene Spuren werden angewendet:

- Der Polarwinkel θ muß zwischen 20° und 160° liegen.
- Der Impuls der Spuren muß zwischen 0.4 und 50 GeV/c liegen.
- Der relative Fehler der Impulsmessung muß kleiner als 100 % sein.
- Die Spurlänge für Spuren, die mit der TPC rekonstruiert werden, muß größer als 50 cm sein.
- Der Impaktparameter zum primären Wechselwirkungspunkt muß kleiner als 4 cm in $R\phi$ und 10 cm in z sein.

Abbildung 5.5 zeigt die Verteilung der Impaktparameter in $R\phi$ und z. Ein Schnitt auf die Impaktparameter für Spuren, die nur mit FCA und FCB nachgewiesen wurden, wird nicht verlangt. Stattdessen werden alle Spuren verworfen, deren Impulsmessung nicht mit dem primären Wechselwirkungspunkt verbessert werden konnten. Spuren, die nur mit ID und VD rekonstruiert wurden, werden normal behandelt.

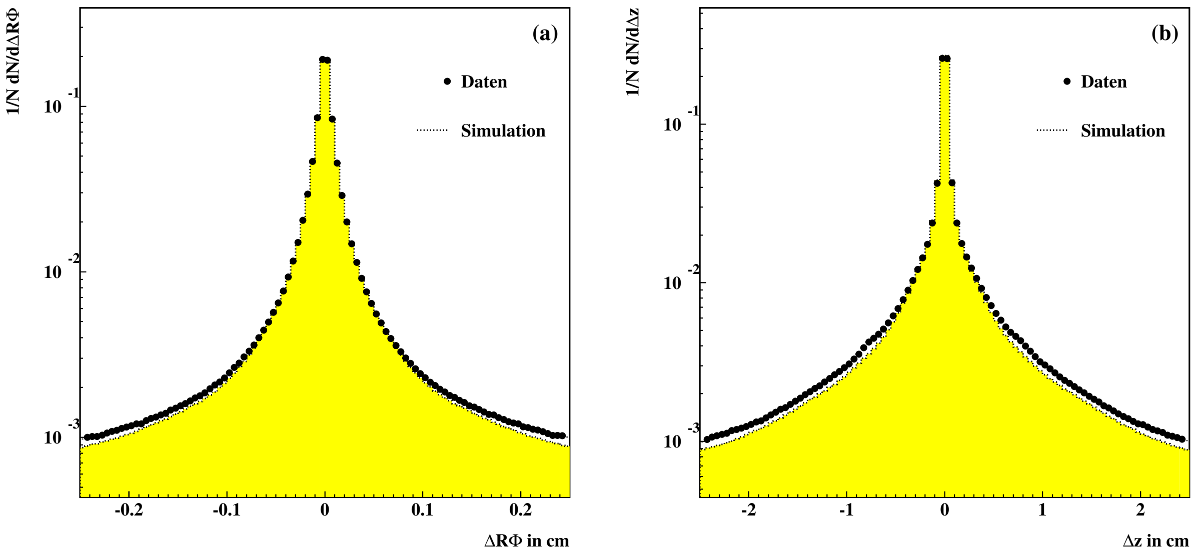


Abb. 5.5 : *Impaktparameter für Spuren geladener Teilchen (a) in $R\phi$ und (b) in z für die 1994 Daten.*

5.6 Selektion von hadronischen Z-Zerfällen

Anschliessend werden hadronische Z-Zerfälle aus dem Angebot durch Schnitte auf die geladene Multiplizität und die totale Energie der Spuren geladener Teilchen selektiert. Es wird verlangt:

- Die geladene Multiplizität muß mindestens 5 Spuren betragen. Hierdurch werden leptonische Z-Ereignisse und Untergrund durch kosmische Strahlung verworfen.
- Die totale Energie geladener Spuren muß größer als 12 % der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ sein. Dieser Schnitt unterdrückt den verbleibenden Anteil an zwei-Photon- und Strahl-Gas-Untergrund.

Abbildung 5.6 zeigt die beiden Verteilungen. Wie in Tabelle 5.4 zu sehen, verbleiben 3030382 Ereignisse in den Daten, die DELPHI in den Jahren 1991 bis 1994 gemessen hat. Die Effizienz der Selektion für hadronische Ereignisse wurde an Hand der Simulation zu 95.4 % im Mittel über die einzelnen Jahre bestimmt. Von den selektierten Ereignissen wurden 2746499 auf der Resonanz bei 91.228 GeV, 165018 bei Energien von 92.940 GeV oberhalb und 118864 bei 89.477 GeV unterhalb der Z-Masse genommen. Der in dem Datensatz verbleibende Untergrund durch τ-, Bhabha- und zwei-Photon-Ereignisse wurde mit der Simulation abgeschätzt. Bei einer Effizienz von 6.7 % und einem Verhältnis der hadronischen zur partiellen Z-Breite in τ-Ereignisse von $R_\tau = 20.813 \pm 0.0023$ [64] ergibt sich ein τ-Anteil von etwa 0.35 % in den selektierten Daten. Der zwei-Photon-Untergrund wurde bei einem Wirkungsquerschnitt von 16 ± 3 *pb* [65] auf weniger als 0.05 % abgeschätzt; ober- und unterhalb der Z-Masse erhält man weniger als 0.15 % Anteil in den Datensätzen. Der τ-Anteil ist resonant und daher nahezu gleichbleibend. Die Effizienz von Bhabha-Ereignissen beträgt etwa 2.4 % für Ereignisse bei kleinen Polarwinkeln θ oberhalb von 9°, woraus sich ein Untergrund von 0.54 % auf der Z-Resonanz, von 1.51 % für den Datensatz unterhalb und von 0.89 % oberhalb von M_Z ergibt. Der Einfluß dieses Untergrundes auf die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie mit rekonstruierten D-Mesonen kann vernachlässigt werden.

Jahr der Datennahme	Schwerpunktsenergie in GeV	Simulation total	akzeptiert	Effizienz	Daten akzeptiert
1991	89.685	365938	348115	95.130 ± 0.036	20681
	91.228				195154
	92.608				30672
1992	91.280	2774673	2641931	95.216 ± 0.013	693405
1993	89.433	1847048	1764422	95.527 ± 0.015	98003
	91.227				475142
	93.016				134346
1994	91.202	4602170	4396924	95.540 ± 0.010	1382798

Tab. 5.4 : *Anzahl der Ereignisse für die unterschiedlichen Datensätze.*

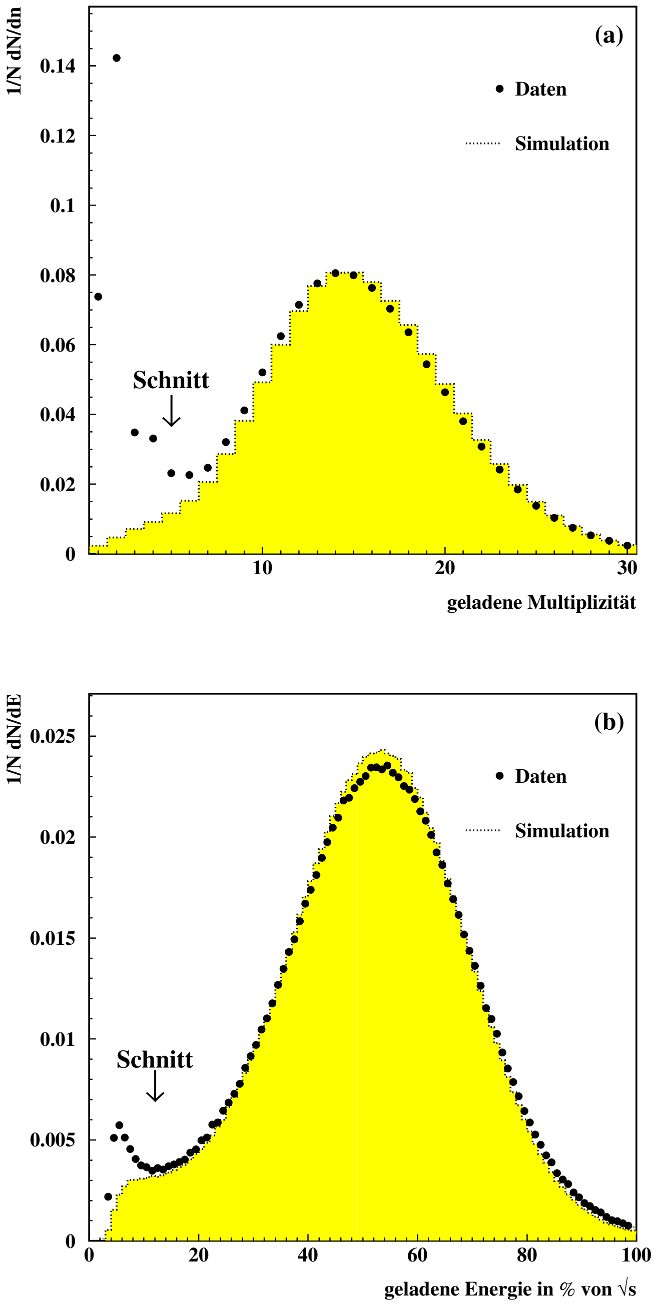


Abb. 5.6 : *(a) Geladene Multiplizität nach Schnitten auf die Spuren. Die Vorhersage der Simulation ist grau unterlegt. (b) Die geladene Energie in Prozent der Schwerpunktsenergie nach Schnitt in die Multiplizität.*

6 Analyse der Detektorinformation zur Teilchenidentifikation

In diesem Kapitel werden eine Reihe von experimentellen Methoden zur Teilchenidentifikation in hadronischen Ereignissen vorgestellt. Mit Hilfe des DELPHI-Vertexdetektors, der TPC und dem ringabbildenden Cherenkovdetektors, der HPC und den Myonkammern ist eine Identifikation von Zerfällen langlebiger b-Hadronen, von geladenen und neutralen Hadronen sowie von Leptonen in Jets möglich. Die Ergebnisse der Analyse der Detektorinformationen bilden die Grundlage für die Rekonstruktion der D-Mesonen.

6.1 Identifikation von Bottom-Ereignissen

Hadronen, die ein b-Quark als Valenzquark beinhalten, haben eine typische Lebensdauer von 1.6 psec und große Massen von über 5 GeV/c^2. In b-Ereignissen bei LEP werden daher viele Teilchen mit Abstand zum primären Wechselwirkungspunkt in sekundären Zerfällen erzeugt. Dies führt dazu, daß die Spuren der geladenen Teilchen mit großen Impaktparametern relativ zum primären Wechselwirkungspunkt gemessen werden. Die Messung der Impaktparameter aller geladenen Spuren mit dem Vertexdetektor kann daher zur Identifikation von b-Ereignissen verwendet werden. Die in dieser Arbeit verwendete Methode wurde erstmals bei ALEPH [66] verwendet und wurde für DELPHI in dem Programm AABTAG [62] angepaßt.

Für die b-Identifikation werden nur Spuren mit 2 oder 3 VD-Punkten in $R\phi$ verwendet, die für die Daten 1994 zusätzlich 1 oder 2 Punkte in z haben können. Es werden Schnitte auf die Qualität der VD-Messung gemacht. Das χ^2 pro Punkt der VD-Assoziation zur Spur muß kleiner als 4 sein, wodurch falsche Assoziationen verworfen werden. Der Impaktparameter muß kleiner als $2mm$ sein. Ferner werden Teilchen aus Zerfällen von langlebigen K^0_S- und Λ-Hadronen unterdrückt.

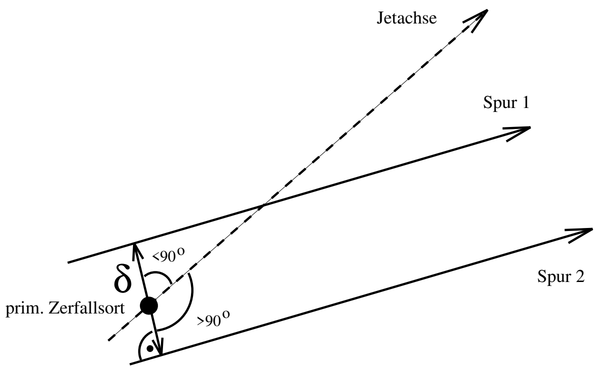


Abb. 6.1 : *Definition des Impaktparameters δ.*

Der Impaktparameter δ wird, getrennt für die $R\phi$- und Rz-Ebene (1994), als kleinster Abstand der Spur zum primären Wechselwirkungspunkt definiert. Wie in Abbildung 6.1 zu sehen, ist das Vorzeichen des Impaktparameters positiv, wenn der Winkel zwischen Jetachse und dem Abstandsvektor vom primären Wechselwirkungspunkt zum Impaktpunkt der Spur kleiner als 90° ist. Das Vorzeichen wird in $R\phi$ berechnet, wenn keine z-Messung des VD vorhanden ist. Ansonsten werden alle drei Dimensionen verwendet.

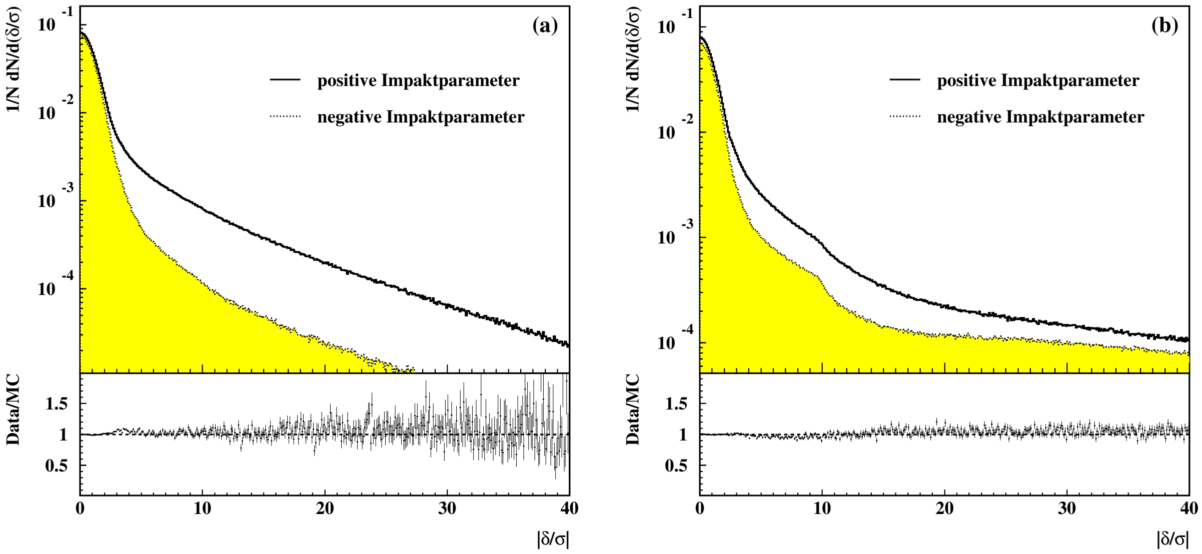


Abb. 6.2 : *(a) Signifikanz δ/σ der Spuren mit drei VD-$R\phi$-Punkten mit positiven und negativen Impaktparametern. Die untere Abbildung zeigt das Verhältnis der negativen Signifikanz für Daten über Monte Carlo. (b) Die entsprechenden Verteilungen für 2 Punkte in z.*

Über den Fehler σ_i wird die Signifikanz $S_i = \delta_i/\sigma_i$ des Impaktparameters definiert, die ebenfalls ein Vorzeichen hat. Spuren aus Zerfällen von b-Hadronen haben große positive Impaktparameter und somit große positive Signifikanz. In Abbildung 6.2 sind die Verteilungen für positive und negative Impaktparameter getrennt für $R\phi$ und z gezeigt.

Die Auflösungsfunktion $f(S)$ wird in den Daten selbst bestimmt. Hierzu wird die Verteilung aller Spuren mit negativer Signifikanz in den Ereignissen, die (als b-Veto) einen Schnitt auf die Wahrscheinlichkeit $bprob > 0.1$ für alle Spuren mit positiver Signifikanz erfüllen, verwendet. Mit dieser Auflösungsfunktion erhält man für jede Spur eine Wahrscheinlichkeit, daß diese mit dem primären Wechselwirkungspunkt verträglich ist:

$$prob(S_i) = \begin{cases} \int\limits_{S<S_i} f(S)\,ds & ,\text{für } S_i > 0 \\ prob(-S_i) & ,\text{für } S_i < 0 \end{cases} \tag{6.1}$$

Besonderer Wert muß auf ein genaues Verständnis der Auflösung in den Daten und eine Korrektur der Simulation gelegt werden [63]. Hierzu werden sowohl die Fehler in Daten und Simulation als auch die Impaktparameter in der Simulation korrigiert. Die Korrektur führt zu der ebenfalls in Abbildung 6.2 gezeigten Übereinstimmung. Zieht man den Fehler der Bestimmung des primären Wechselwirkungspunktes ab, so erhält man zwei Beiträge zum Fehler des Impaktparameters [47]

$$\sigma^2_{R\phi} = \left(\frac{65\mu\mathrm{m}\cdot\mathrm{GeV}/c}{p\sin^{3/2}\theta}\right)^2 + \sigma^2_{0,R\phi}\,, \tag{6.2}$$

$$\sigma^2_{Rz} = \left(\frac{71\mu\mathrm{m}\cdot\mathrm{GeV}/c}{p\sin^{5/2}\theta}\right)^2 + \sigma^2_{0,Rz}\,. \tag{6.3}$$

Der erste Term ist der Fehler durch Vielfachstreuung im Material des Detektors. Der zweite Term ist gegeben durch die Auflösung des VD und ergibt sich zu $\sigma_{0,R\phi} = 20\mu$m in $R\phi$, während für Rz die Werte stark vom Polarwinkel θ abhängen, da sich auch die Messgenauigkeit des VD mit θ ändert. Man findet Werte zwischen 39 μm bei 90° und 96 μm bei 50° für $\sigma_{0,Rz}$.

Für die Identifikation von b-Ereignissen werden nur Spuren mit positiver Signifikanz verwendet. Die Wahrscheinlichkeit, daß alle N Spuren mit positiver Signifikanz von dem primären Wechselwirkungspunkt stammen, ist gegeben durch

$$bprob = \Pi \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-ln\Pi)^j}{j!}, \text{ mit } \Pi = \prod_{i=1}^{N} prob(S_i)\,. \tag{6.4}$$

Vernachlässigt man Korrelationen, so ist die Verteilung der Wahrscheinlichkeiten $bprob$ für Gruppen von Spuren, die vom primären Wechselwirkungspunkt stammen, per Konstruktion flach zwischen 0 und 1. Hingegen zeigt die Verteilung für Spuren aus Zerfällen von b-Hadronen eine starke Überhöhung bei Null. Für die Daten aus dem Jahr 1994 wird die Wahrscheinlichkeit $bprob$ in der gleichen Weise getrennt für die $R\phi$- und Rz-Information berechnet und anschließend kombiniert. In der Analyse wird eine Transformation der Verteilung der Wahrscheinlichkeiten $bprob$ verwendet

$$tr(bprob) = \frac{4}{4 - \ln(bprob)}\,. \tag{6.5}$$

In Abbildung 6.3 sind die transformierten Wahrscheinlichkeitsverteilungen $tr(bprob)$ für die Daten von 1994 und 1993 gezeigt und mit der Vorhersage für b-, c- und uds-Ereignisse in der Simulation verglichen. Wie in Tabelle 6.1 zu sehen, erhält man für etwa 2 % der selektierten hadronischen Ereignisse keine Information zur b-Identifikation. Ein Problem stellt die Simulation für das Jahr 1991 dar, die mit einer mittleren b-Lebensdauer von 1.2 psec generiert worden ist. Dieses führt zu deutlich abweichenden Ergebnissen in der b-Identifikation. Die Simulation für 1991 wird nicht für die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie verwendet.

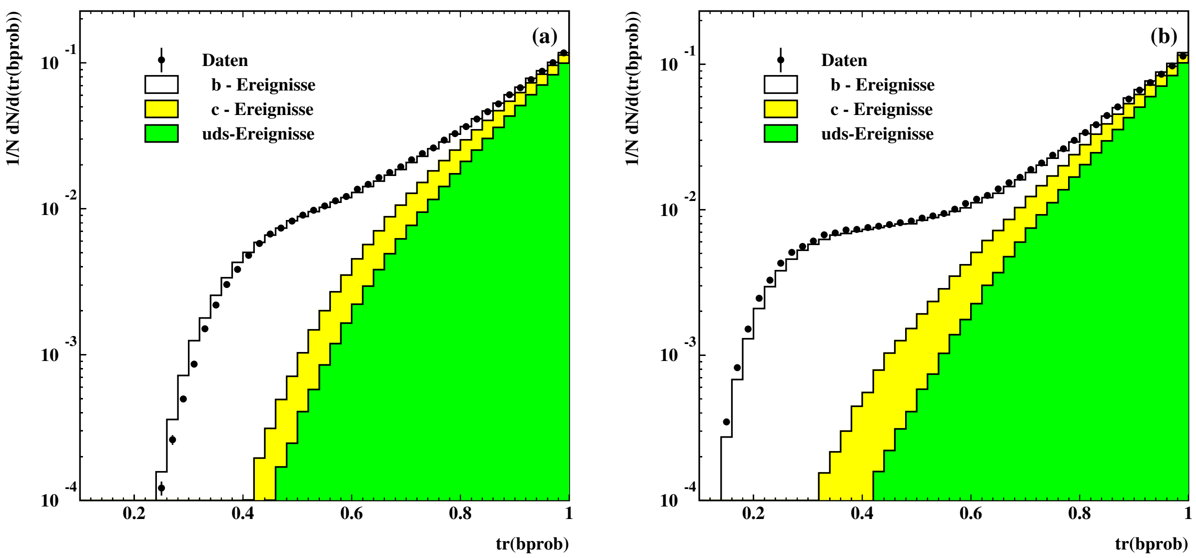


Abb. 6.3 : *Die transformierten Darstellung tr(bprob) der b-Wahrscheinlichkeit für die Daten von 1993 (a) und (b) von 1994. Die Vorhersage der Simulation für b-, c- und uds-Ereignisse ist ebenfalls gezeigt.*

Jahr der Datennahme	Rate ohne *bprob*	
	Daten	Simulation
1991	4.7 %	2.1 %
1992	3.4 %	2.1 %
1993	3.6 %	1.8 %
1994	2.7 %	1.5 %

Tab. 6.1 : *Rate der selektierten Ereignisse ohne Messung der b-Wahrscheinlichkeit.*

6.2 Identifikation von geladenen Kaonen und Pionen

Der ringabbildende Cherenkovdetektor BRICH und die Messung der spezifischen Ionisation in der TPC erlauben eine direkte Identifikation geladener Hadronen in Jets. In dieser Arbeit werden Zerfälle von D-Mesonen in ein geladenes Kaon und Pionen untersucht. Da die Produktionsrate geladener Pionen in hadronischen Ereignissen mit 17.06 ± 0.44 deutlich höher als die Rate geladener Kaonen mit 2.37 ± 0.13 ist [28], besteht ein Großteil des Untergrundes aus zufälligen Kombinationen aus Pionen. Eine effektive Reduktion des Untergrundes wird daher durch eine Identifikation von Pionen erzielt, die als Kaonkandidaten verworfen werden können. Zudem erlaubt diese „Vetoidentifikation" im Vergleich zu einer positiven Identifikation der Kaonen eine höhere Effizienz der Selektion, was bei den zu erwartenden kleinen Raten in den unterschiedlichen D-Zerfallskanälen einen Kompromiß zwischen Reinheit und Effizienz darstellt.

6.2.1 Identifikation mit dem BRICH-Detektor [6.1]

Geladene Teilchen, die ein dielektrisches Medium mit einer Geschwindigkeit größer als der Lichtgeschwindigkeit durchqueren, emittieren Cherenkovphotonen unter einem charakteristischen Winkel θ_c. Dieser Winkel ist abhängig von der Masse M und dem Impuls p des Teilchens

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n} \cdot \sqrt{1 + \frac{M^2}{p^2}}. \tag{6.6}$$

n ist der Brechungsindex des Mediums. Die Anzahl der emittierten Photonen steigt mit $\sin\theta_c$. Im Zusammenspiel mit der Impulsmessung kann daher sowohl aus der Messung des Cherenkovwinkels θ_c als auch aus der Anzahl der Photoelektronen Information zur Teilchenidentifikation gewonnen werden. Zudem erlaubt die Tatsache, daß Teilchen unter der Cherenkovschwelle kein Licht erzeugen, eine indirekte Identifikation.

Die DELPHI-RICH-Detektoren [68] haben zwei Radiatoren mit unterschiedlichem Brechungsindex, wodurch eine Identifikation geladener Hadronen über fast den gesamten Impulsbereich möglich ist. Der zentrale RICH-Detektor, dessen Information in dieser Arbeit verwendet wurde, besteht aus einem nicht fokussierenden Detektor mit einem Flüssigkeitsradiator gefüllt mit C_6F_{14} und einem fokussierenden Detektor mit C_5F_{12} als Radiatorgas. Der Detektor wird bei konstant $40°C$ und einem Druck von 1033 mbar betrieben. Der Flüssigkeitsradiator hat einen Brechungsindex von 1.2718 und wird zur Teilchenidentifikation zwischen 0.7 und 8 GeV/c verwendet. Der Gasradiator mit einem Brechungsindex von 1.00194 deckt einen Impulsbereich zwischen 2.5 und 25 GeV/c ab.

Die Cherenkovphotonen bei einer Wellenlänge von 170 bis 220 nm werden mit photosensitiven Zeitprojektionskammern nachgewiesen. Das Driftgas besteht aus 75 % CH_4 und zu 25 % C_2H_6 mit einem photoionisierbaren Zusatz von $\sim$ 0.1% TetrakisdiMethylAmino-Ethylene (TMAE). Der Konversionspunkt wird über das Konversionselektron dreidimensional gemessen. Aus den Konversionspunkten und dem Ort der Spurmessung wird dann der Cherenkovwinkel rekonstruiert. In Abbildung 6.4 sind die gemessenen Winkelverteilungen für den Gas- und den Flüssigkeitsradiator zu sehen. Der Fehler der Rekonstruktion hängt neben der Genauigkeit der Messung des Konversionpunktes von etwa 1 mm auch von der Qualität der Spurmessung und damit von der Bestimmung der Spurbahn ab. Man erreicht für den Flüssigkeitsradiator 5.2 mrad und für den Gasradiator 1.5 mrad [28]. Die Anzahl der Photoelektronen im Sättigungsbereich beträgt 14 bzw. 8.

In DELPHI wurden mehrere Algorithmen zur Teilchenidentifikation mit dem RICH entwickelt [28]. In dieser Arbeit werden die Ergebnisse des mit RIBMEAN bezeichneten Identifikationsprogrammes verwendet [69]. Zuerst wird bei diesem Ansatz versucht, die Photonen entsprechend dem Cherenkovwinkel zu gruppieren, wodurch der Untergrund reduziert wird. Diese Gruppen werden entsprechend der Genauigkeit der Winkelmessungen der Photonen und möglicher doppeldeutiger Assoziationen zu mehreren Spuren bewertet. Der Cherenkovwinkel wird dann

[6.1] Eine ausführliche Diskussion der hier beschriebenen Vetoidentifikation von Pionen für die D^{*+}-Rekonstruktion findet sich in [67].

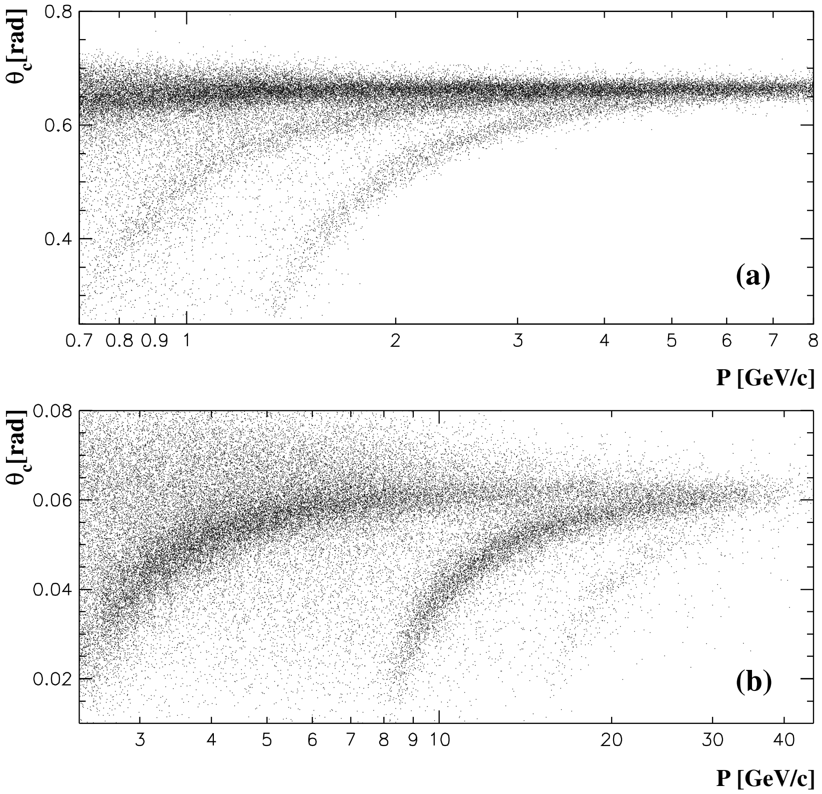


Abb. 6.4 : *Die Cherenkovwinkelverteilung in Abhängigkeit des gemessenen Impulses der Teilchen (a) für den Flüssigkeitsradiator und (b) für den Gasradiator.*

als gewichtetes Mittel über die Photonen in der besten gefundenen Gruppe bestimmt. In Abbildung 6.5 ist das Ergebnis für (a) Kaonen und (b) Pionen aus dem Zerfall $D^\circ \to K^-\pi^+$ im Zerfallskanal $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$ gegen den Impuls der Spuren gezeigt. Ebenfalls gezeigt ist die Vetoidentifikation für Teilchen mit Impulsen unterhalb der Schwelle im Gasradiator.

Aufgrund der Impulsverteilung der Kaonen ist für die D^{*+}-Rekonstruktion die Information des Gasradiators für Teilchen mit Impulsen zwischen 2.5 und 20 GeV/c entscheidend. Für Kaonen und Pionen in diesem Impulsbereich ist der Cherenkovwinkel im Flüssigkeitradiator nahezu maximal. Wegen der sehr unterschiedlichen Verfügbarkeit des Detektors während der Datennahme ist es notwendig, die Beteiligung in der Simulation zu korrigieren. In Tabelle 6.2 ist der Anteil $f(aus)$ der Ereignisse gezeigt, in denen die Information in der Simulation komplett verworfen wurde, um auf die Beteiligung an der Datennahme zu korrigieren. Wie schon in Kapitel 6.1 erweist sich die Simulation für die Daten 1991 als nicht brauchbar und wird verworfen. Die Daten dieses Jahres werden mit der Simulation für 1992 verglichen. In den Daten von 1994 wird der Flüssigkeitsradiator für Teilchen mit einem Impuls unter 2.5 GeV/c verwendet.

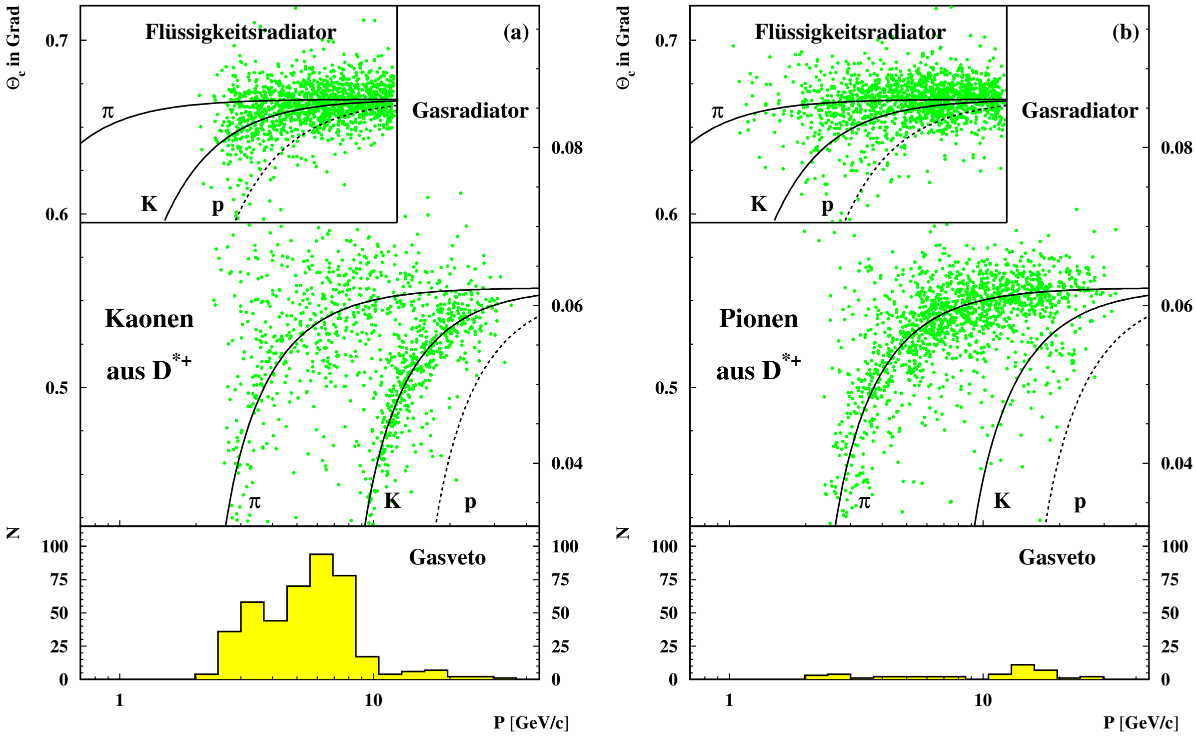


Abb. 6.5 : *Die Messung der Cherenkovwinkel in den Daten 1994 für (a) Kaonen und (b) Pionen aus dem Zerfall $D° \to K^-\pi^+$ im Zerfallskanal $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$ gegen den Impuls der Spuren. Gezeigt ist jeweils die Verteilung für den Flüssigkeitsradiator und den Gasradiator sowie die Vorhersagen für Kaonen und Pionen. Die Histogramme zeigen die Vetoidentifikation für Teilchen unter der Schwelle im Gasradiator.*

Jahr der Datennahme	$f(aus)$ Flüssigkeits-	$f(aus)$ Gasradiator
1991+1992	siehe Text	45 %
1993	"	50 %
1994	5 %	5 %

Tab. 6.2 : *Rate der Ereignisse in der Simulation, in denen die RICH-Information verworfen wird.*

Für die unterschiedlichen Teilchenhypothesen wird eine Wahrscheinlichkeit $P^{RICH}_{K,p,\pi}$ aus dem rekonstruierten Cherenkovwinkel und der Anzahl der Photonen n berechnet. Eine Vetoidentifikation von Pionen wird durch die normierte Wahrscheinlichkeit, nicht mit der Pionhypothese verträglich zu sein, definiert

$$tag|_{RICH} = \frac{P_K^{RICH} + P_p^{RICH}}{P_K^{RICH} + P_p^{RICH} + P_\pi^{RICH}} \cdot 100 \,. \tag{6.7}$$

In Abbildung 6.6 sind die Verteilungen für Kaonen und Pionen aus dem $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$-Zerfall gezeigt. Man erkennt die deutliche Trennung zwischen den Kandidaten, die mit der Pionhypothese verträglich bzw. unverträglich sind. In der Analyse wird für Kaonkandidaten verlangt:

$$tag|_{RICH} > 30 \,. \tag{6.8}$$

In Tabelle 6.3 sind die Effizienzen für Kaonen und Pionen mit Impulsen über 2 GeV/c aus $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$-Zerfällen aufgelistet, für die eine RICH-Information verfügbar ist. In Ereignissen, in denen der RICH an der Datennahme beteiligt war, haben etwa die Hälfte aller Kandidaten Information zur Teilchenidentifikation. In Tabelle 6.4 sind die sich daraus ergebenden Effizienzen bezogen auf alle Daten eines Jahres angegeben. D.h., in Ereignissen, in denen der RICH nicht verfügbar ist, werden die Kandidaten akzeptiert und tragen nicht zur Ineffizienz bei.

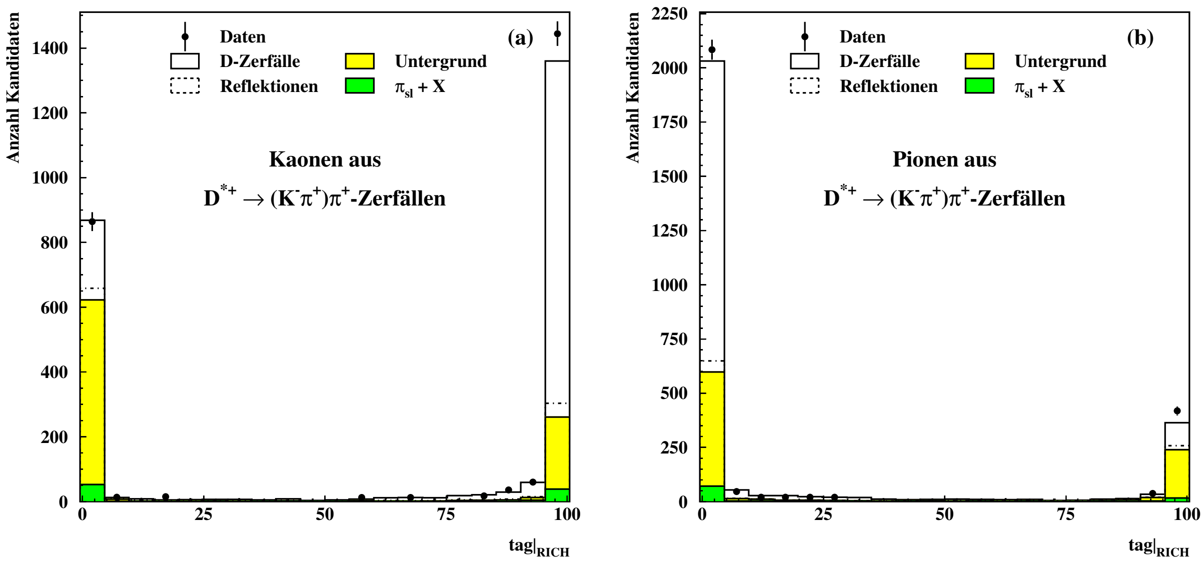


Abb. 6.6 : *Die Verteilung $tag|_{RICH}$ (a) für Kaonen und (b) für Pionen aus dem Zerfall $D^\circ \to K^-\pi^+$ im Zerfallskanal $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$.*

Jahr der Datennahme	Effizienz für Kaonen in % Daten	Effizienz für Kaonen in % Simulation	Effizienz für Pionen in % Daten	Effizienz für Pionen in % Simulation
1991+1992	81.3 ± 3.7	81.3 ± 1.1	16.7 ± 3.3	8.0 ± 0.7
1993	84.0 ± 4.4	85.3 ± 1.3	11.6 ± 3.8	6.2 ± 0.8
1994	82.5 ± 2.8	80.7 ± 0.7	11.1 ± 2.1	5.9 ± 0.4

Tab. 6.3 : *Effizienzen für die Identifikation mit dem RICH für Spuren über 2 GeV/c aus dem $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$-Zerfall, die RICH-Information besitzen.*

Jahr der Datennahme	Effizienz für Kaonen in % Daten	Effizienz für Kaonen in % Simulation	Effizienz für Pionen in % Daten	Effizienz für Pionen in % Simulation
1991+1992	94.4 ± 1.0	95.4 ± 0.3	72.3 ± 2.1	72.7 ± 0.6
1993	95.4 ± 1.2	96.5 ± 0.3	72.4 ± 2.6	73.7 ± 0.8
1994	92.4 ± 1.3	91.2 ± 0.4	48.3 ± 2.9	49.6 ± 0.6

Tab. 6.4 : *Effizienzen für ein Veto mit dem RICH für Spuren über 2 GeV/c aus dem $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$-Zerfall. Die Zahlen sind jeweils bezogen auf alle Ereignisse eines Jahres.*

6.2.2 Identifikation mit der spezifischen Ionisation in der TPC

Die TPC als Detektor zur dreidimensionalen Spurrekonstruktion ermöglicht es mit Hilfe der Signalmessung der 192 Signaldrähte die spezifische Ionisation eines Teilchens beim Durchgang durch das Driftvolumen zu bestimmen. Für die Spurrekonstruktion wie auch für die dE/dx-Messung ist es notwendig, die Signale auf den Drähten über die Ankunftszeiten zu den Spurmessungen auf den Pads zu assoziieren. Spurpunkte von Teilchen, die weniger als 2 cm räumlich getrennt sind, sind nicht mehr korrekt zu separieren und werden nicht für die dE/dx-Messung verwendet. Zusätzlicht werden Signale, die nicht mit der Ionisation einzelner Spuren vereinbar sind, verworfen. Etwa 5 % der Signale liegen unter der Schwelle der Messung. Zusätzlich werden die 20 % größten Messungen nicht zur Berechnung des Mittelwertes verwendet. Hierdurch wird der Einfluß der Ausläufer der Landauverteilung durch δ-Elektronen auf die Mittelwertbildung verringert. Eine Reihe von Korrekturen werden auf die Einzelmessungen angewendet, um den Effekt z.B. durch die unterschiedlichen Längen der Spurstücke, die auf den Drahtabstand projeziert werden, oder den Effizienzverlust an den Sektorgrenzen, zu korrigieren. Anschliessend ist eine Kalibration der Daten notwendig, um verbleibende systematische Schwankungen zu kompensieren [70]. Die dE/dx-Messung wird auf die spezifische Ionisation minimal ionisierender Teilchen normiert. Nach dieser Prozedur erhält man eine Auflösung von etwa 7.4 % für Teilchenspuren in hadronischen Ereignissen [47]. Abbildung 6.7 zeigt die gemessene dE/dx-Verteilung (a) gegen den Impuls und (b) die entsprechend der Bethe-Bloch-Formel [71] erwartete Impulsabhängigkeit der Messung für Pionen, Kaonen, Protonen, Myonen und Elektronen. Das Ferminiveau für Elektronen liegt bei etwa 1.52. Man erhält eine Trennung von Kaonen und Pionen von im Mittel 1.4 σ für Spuren über 1.5 GeV/c. Für Spuren mit Impulsen zwischen 1

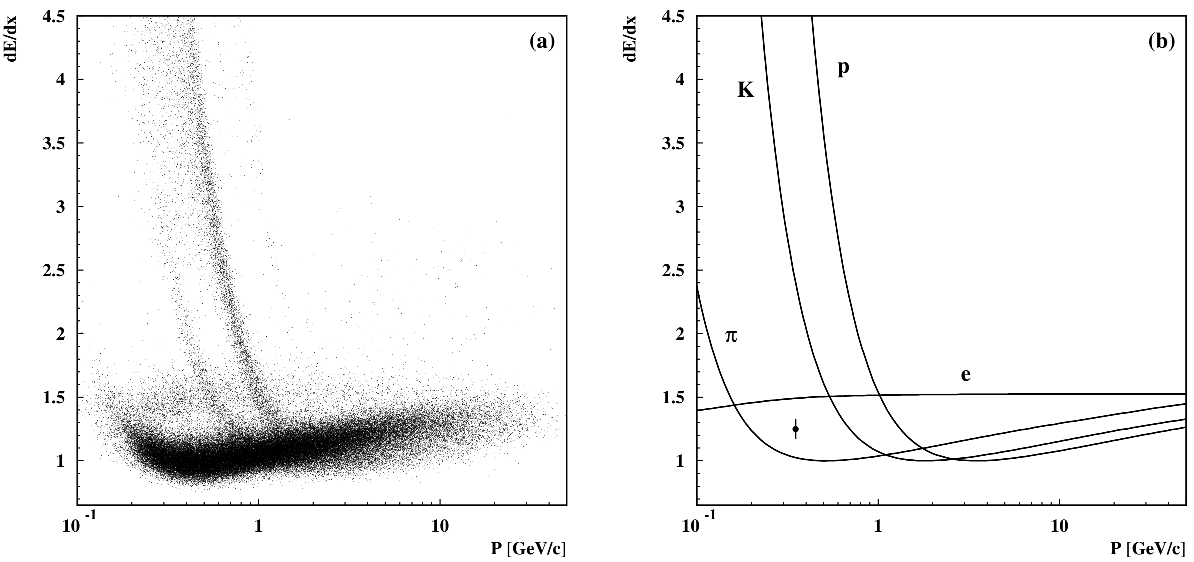


Abb. 6.7 : *(a) Messung des dE/dx von Teilchen in der TPC als Funktion des Impules, (b) der erwartete Verlauf der dE/dx-Messung für verschiedene Teilchenarten gegen den Impuls. Der Fehlerbalken des Datenpunktes entspricht der Auflösung der Messung.*

und 1.5 GeV/c wird keine dE/dx-Information in der Analyse verwendet, da keine ausreichende Trennung mehr erreicht wird.

Um eine gute Qualität der Messung zu gewährleisten, wird in der Analyse ein Minimum von 30 Einzelmessungen zur Bestimmung des dE/dx verlangt. Dieses ist für etwa 55 % der Spuren in hadronischen Ereignissen der Fall. Für jeden Kandidaten kann mit Hilfe der erwarteten Ionisation für Kaonen und Pionen eine Wahrscheinlichkeitsdichte für die jeweilige Hypothese angegeben werden

$$P_{K/\pi}^{TPC} = \frac{1}{\sigma_{K/\pi}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{dE/dx - dE/dx_{K/\pi}}{\sigma_{K/\pi}}\right)^2} . \tag{6.9}$$

Die Breite der Gaußverteilung entspricht dem erwartet Fehler $\sigma_{K/\pi}$ in Abhängigkeit der Anzahl der Signaldrähte für die Teilchenhypothese. Eine Separation von Kaonen und Pionen wird nun über eine normierte Kaonwahrscheinlichkeit realisiert

$$tag|_{TPC} = \frac{P_K^{TPC}}{P_K^{TPC} + P_\pi^{TPC}} \cdot 100 . \tag{6.10}$$

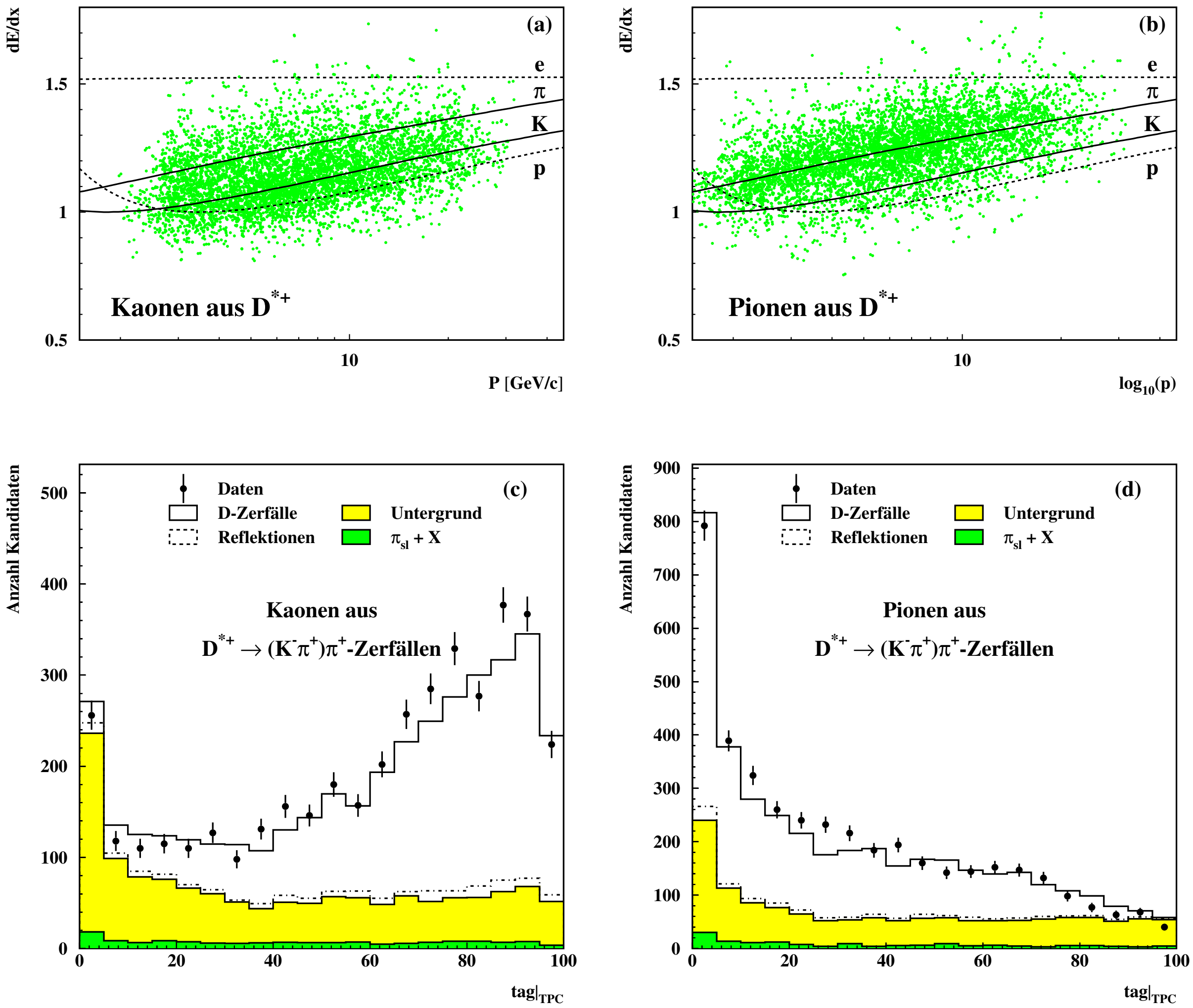


Abb. 6.8 : *Die dE/dx-Messungen für (a) Kaonen und (b) Pionen aus dem Zerfall $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$ gegen den Teilchenimpuls. Zum Vergleich sind die erwarteten Mittelwerte für die beiden Teilchensorten ebenfalls eingezeichnet. In (c) und (d) sind die daraus berechneten $tag|_{TPC}$-Verteilung für Kaonen und Pionen zu sehen. In der Simulation sind D^{*+} -Signal und verbleibender kombinatorischer Untergrund unterschieden.*

In Abbildung 6.8 sind die Messungen für Kaonen und Pionen aus dem $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$-Zerfall zu sehen. In Abbildung 6.8 (c) und (b) sind die entsprechenden Verteilungen für $tag|_{TPC}$ gezeigt. Da der erwartete Fehler proportional dem mittleren dE/dx ist, ist der erwartete Fehler für Kaonen kleiner als für Pionen und somit die Verteilung $tag|_{TPC}$ nicht symmetrisch für beide Teilchensorten. Ein Schnitt von

$$tag|_{TPC} > 30 \tag{6.11}$$

wird als Pionenveto für Teilchen verwendet, die Kaonkandidaten sind. In Tabelle 6.5 sind gesondert die Effizienzen für Kaonen und Pionen aus dem $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$-Zerfall mit mehr als 30 Messungen angegeben. Aus diesen Zahlen ergeben sich die in Tabelle 6.6 angegeben Effizienzen bezogen auf alle Spuren über 2 GeV/c aus $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$-Zerfällen. Etwa 35 % der Pionen werden durch diesen Schnitt verworfen, während nur etwa 6 % der Kaonen nach dem Schnitt nicht akzeptiert werden. Aufgrund der geringeren Beteiligung des RICH an der Datennahme liefert die dE/dx-Messung trotz schlechterer Trennung der Klassen vergleichbare Resultate.

Jahr der Datennahme	Effizienz für Kaonen in %		Effizienz für Pionen in %	
	Daten	Simulation	Daten	Simulation
1991	97.3 ± 3.3	90.8 ± 1.5	47.6 ± 8.9	41.1 ± 2.6
1992	90.0 ± 2.2	88.5 ± 0.6	39.9 ± 5.0	40.0 ± 0.9
1993	91.9 ± 2.3	88.1 ± 0.8	32.4 ± 5.7	39.2 ± 1.2
1994	91.5 ± 1.7	91.3 ± 0.5	47.6 ± 3.2	42.2 ± 0.8

Tab. 6.5 : *Effizienzen für die Identifikation mit dem dE/dx in der TPC für Spuren über 2 GeV/c bezogen auf alle Spuren mit mehr als 30 Messungen.*

Jahr der Datennahme	Effizienz für Kaonen in %		Effizienz für Pionen in %	
	Daten	Simulation	Daten	Simulation
1991	98.5 ± 1.8	94.6 ± 0.9	68.8 ± 4.6	66.7 ± 1.9
1992	93.7 ± 2.6	93.7 ± 0.3	60.2 ± 3.1	65.1 ± 0.7
1993	95.0 ± 1.4	93.5 ± 0.5	55.2 ± 3.5	67.7 ± 0.9
1994	94.8 ± 1.0	95.2 ± 0.3	63.7 ± 2.2	66.8 ± 0.6

Tab. 6.6 : *Effizienzen für ein Veto mit der TPC für Spuren über 2 GeV/c aus dem $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$-Zerfall. Die Zahlen sind auf alle Ereignisse eines Jahres bezogen.*

6.2.3 Kombination der Vetoidentifikation mit dem RICH und der TPC

Wie man aus dem Vergleich der Tabellen 6.3 und 6.5 ersehen kann, ist die Wahrscheinlichkeit, mit dem RICH ein Pion fälschlicherweise als Kaon zu identifizieren, deutlich kleiner als mit der TPC-Vetoidentifikation. Daher werden mit dem RICH identifizierte Kaonen nicht auf dE/dx getestet. Das dE/dx wird nur für die Kandidaten verwendet, für die keine Information zur Teilchenidentifikation mit dem RICH vorhanden ist. In Tabelle 6.7 sind die Effizienzen für die kombinierte Vetoidentifikation zu entnehmen. Durch die Kombination der Informationen wird eine deutliche Verbesserung in der Reduktion des Untergrundes an Pionen erzielt.

Jahr der	Effizienz für Kaonen in %		Effizienz für Pionen in %	
Datennahme	Daten	Simulation	Daten	Simulation
1991+1992	90.7 $\pm$ 1.5	90.9 $\pm$ 0.4	46.5 $\pm$ 3.3	47.4 $\pm$ 1.2
1993	92.4 $\pm$ 1.8	91.9 $\pm$ 0.5	40.9 $\pm$ 4.2	46.8 $\pm$ 1.5
1994	89.4 $\pm$ 1.4	89.4 $\pm$ 0.4	31.1 $\pm$ 3.5	33.5 $\pm$ 0.8

Tab. 6.7 : *Effizienzen für die kombinierte Vetoidentifikation für Spuren über 2 GeV/c aus dem $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$ -Zerfall. Die Zahlen sind auf alle Ereignisse eines Jahres bezogen.*

6.3 Rekonstruktion von $\pi^\circ \to \gamma\gamma$ -Zerfällen

In der Analyse werden π°-Kandidaten mit einer Gesamtenergie über 1 GeV für die Rekonstruktion von $D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$-Zerfällen verwendet. Grundlage für die Rekonstruktion von $\pi^\circ \to \gamma\gamma$-Zerfällen sind zum einen Schauer durch Photonen in der HPC und zum anderen rekonstruierte Photonen aus Konversionen vor der TPC. In der Analyse werden nur Photonen mit mehr als 400 MeV Energie verwendet.

Schauer in der HPC, die nicht zu einer geladenen Spur assoziiert werden konnten, werden als Photonkandidaten akzeptiert. Aufgrund einer Auflösung von 1.0 mrad in ϕ und 1.7 mrad in θ [47] werden Photonen aus π°-Zerfällen bis etwa zu einer π°-Energie von 6-8 GeV als zwei separate Schauer rekonstruiert. Oberhalb von 6-8 GeV ist der Öffnungswinkel der Photonen kleiner als 2° und eine Trennung der beiden Schauer ist nicht mehr möglich. Eine Analyse der Schauerform in der HPC [72] erlaubt in diesen Fällen eine Identifikation von π°-Zerfällen, die direkt für die D-Rekonstruktion verwendet werden.

Photonkonversionen im Material vor der TPC werden mit Hilfe des Programms PXPHOT [47] rekonstruiert. Da der Öffnungswinkel der Konversionselektronen aus dem masselosen Photon vernachlässigbar ist, werden einzelne Elektronen aus Konversionen vorselektiert, indem man verlangt, daß die Spur am Konversionsort auf den primären Wechselwirkungspunkt zeigt. Konversionspaare werden dann aus entgegengesetzt geladenen Kandidaten gewonnen, die einen gemeinsamen Vertex bilden. Einige Konversionen werden nur als einzelne Spuren nachgewiesen, da eines der Elektronen nicht gemessen wurde. Diese werden ebenfalls akzeptiert, wenn der Konversionsradius innerhalb von 22 bis 33 cm liegt.

Aus der Kombination von HPC-Photonen und von Photonen aus Konversionen ergeben sich drei Klassen von rekonstruierten $\pi^\circ \to \gamma\gamma$-Zerfällen. Abbildung 6.9 (a) zeigt das invariante Massenspektrum der Photonkombinationen mit zwei in der HPC gemessenen Schauern. Man erkennt das π°-Signal auf dem Untergrund aus zufälligen Kombinationen. In Tabelle 6.8 sind die rekonstruierten Massen und die Breiten des π°-Signals für die Jahre der Datennahme aufgelistet. Die Werte wurden mit einer Anpassung an die untergrundsubtrahierten Verteilungen bestimmt. Die begrenzte Energieauflösung der HPC [47] von

$$\frac{dE}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.32}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0.043)^2} \tag{6.12}$$

und die damit verbundene schlechte Auflösung im π°-Massensignal erlauben keine direkte Rekonstruktion eines D°-Signals in dem Zerfallskanal $K^-\pi^+\pi^\circ$. Zudem wird in der Simulation die Auflösung für das π°-Signal um etwa 30 % überschätzt.

Man erreicht eine deutliche bessere Energieauflösung unter der Annahme, daß die invariante Masse der zwei Photonen der π°-Masse entspricht. Variiert man die Energie $E_{1,2}$ der beiden Photonen jeweils um den gleichen Bruchteil von Standardabweichungen $\sigma_{E_{1,2}}$, so erhält man zwei Gleichungen für die korrigierten Energien $E_{1,2}^{neu}$ der Photonen:

$$m_{\pi^\circ}^2 = E_1^{neu} E_2^{neu} \cdot 2\,(1 - \cos\alpha) \tag{6.13}$$

$$\frac{E_1^{neu} - E_1}{\sigma_{E_1}} = \frac{E_2^{neu} - E_2}{\sigma_{E_2}} \tag{6.14}$$

Die Richtung der Photonen und damit der Winkel α zwischen den Photonen wird nicht variiert, da aufgrund der hohen Granularität der HPC der Fehler der Richtungsmessung vernachlässigt werden kann. Das Gleichungssystem hat eine eindeutige physikalische Lösung. Abbildung 6.9 (b) zeigt die relative Energieauflösung für rekonstruierte $\pi^\circ \to \gamma\gamma$-Zerfälle in der Simulation mit und ohne die Korrektur.

Eine deutlich bessere Detektorauflösung erhält man für Kombinationen aus Photonen, die über Konversionen in Elektronen nachgewiesen wurden. Abbildung 6.10 (a) zeigt die Massenverteilung für derartige Photonkombinationen. Die Massen und Breiten der Signale für die unterschiedlichen Jahre der Datennahme sind in Tabelle 6.9 angegeben. Auch in diesem Fall erziehlt man mit der Korrektur auf die π°-Masse eine Verbesserung (siehe Abbildung 6.10 (b)). Da die Energie der Photonen aus der Krümmung der Spuren der Konversionselektronen bestimmt wurde, wird für den Fehler der Energie die Näherung verwendet, daß der Fehler in $1/E$ etwa konstant ist.

π°-Kombinationen aus einem konvertierten Photon und einem in der HPC gemessenen Photon sind in Abbildung 6.11 (a) zu sehen. In diesem Fall ist die Unsicherheit der Energieauflösung der konvertierten Photonen klein gegen die Energieauflösung der HPC. Daher korrigiert man nur die Energie des HPC-Photons entsprechend Gleichung (6.13). Abbildung 6.11 (b) zeigt für diesen Fall den Vergleich der korrigierten zur gemessenen Energie in der Simulation.

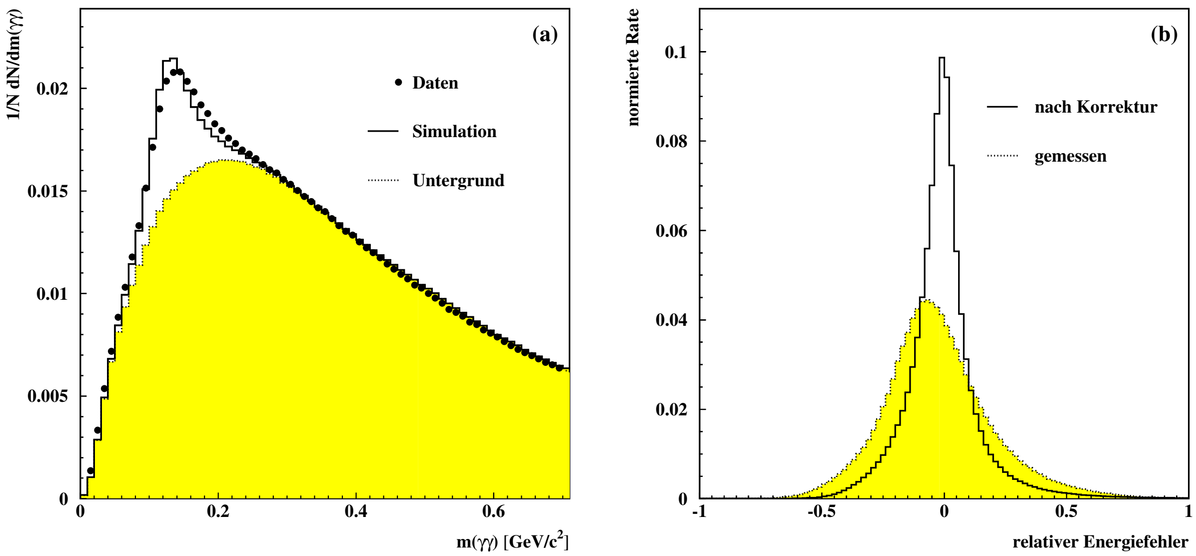


Abb. 6.9 : *(a) Das π° -Massensignal aus Kombinationen von zwei in der HPC gemessenen Photonen. Das Massensignal und der kombinatorische Untergrund aus der Simulation sind auf die Daten normiert. (b) Die relative Energieauflösung $\frac{dE}{E}$ der π° -Kombinationen in der Simulation mit und ohne Korrektur auf die π° -Masse.*

Jahr der Datennahme	$m_{\gamma\gamma}$ in MeV/c^2 Daten	$m_{\gamma\gamma}$ in MeV/c^2 Simulation	$\sigma_{m_{\gamma\gamma}}$ in MeV/c^2 Daten	$\sigma_{m_{\gamma\gamma}}$ in MeV/c^2 Simulation
1991	136.0 ± 0.5	136.3 ± 0.3	48.6 ± 0.7	31.0 ± 0.3
1992	135.0 ± 0.2	137.5 ± 0.1	43.8 ± 0.3	31.2 ± 0.1
1993	134.6 ± 0.2	138.4 ± 0.1	38.9 ± 0.3	30.4 ± 0.2
1994	136.7 ± 0.2	131.8 ± 0.1	41.1 ± 0.2	30.6 ± 0.1

Tab. 6.8 : *π° -Massen und Breiten für Kombinationen aus zwei HPC-Photonen. Die Fehlerangaben beziehen sich nur auf die statistischen Unsicherheiten.*

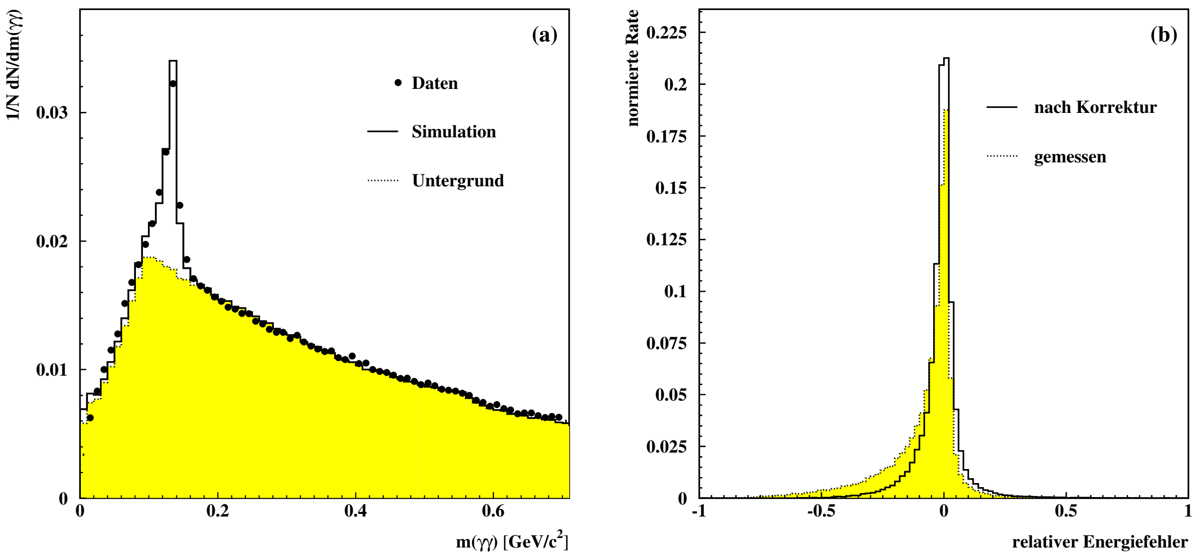


Abb. 6.10 : *(a) Das π°-Massensignal aus Kombinationen von zwei konvertierten Photonen. Das Massensignal und der kombinatorische Untergrund aus der Simulation sind auf die Daten normiert. (b) Die relative Energieauflösung $\frac{dE}{E}$ der π°-Kombinationen aus zwei konvertierten Photonen in der Simulation mit und ohne Korrektur auf die π°-Masse.*

Jahr der Datennahme	$m_{\gamma\gamma}$ in MeV/c^2		$\sigma_{m_{\gamma\gamma}}$ in MeV/c^2	
	Daten	Simulation	Daten	Simulation
1991	125.8 ± 1.0	130.4 ± 0.5	20.1 ± 1.3	11.6 ± 0.6
1992	127.0 ± 0.5	129.6 ± 0.3	17.0 ± 0.7	13.6 ± 0.4
1993	127.8 ± 0.5	130.9 ± 0.2	18.4 ± 0.8	11.0 ± 0.3
1994	131.4 ± 0.3	131.6 ± 0.2	12.2 ± 0.3	9.8 ± 0.2

Tab. 6.9 : *π°-Massen und Breiten für Kombinationen aus zwei konvertierten Photonen. Die Fehlerangaben beziehen sich nur auf die statistischen Unsicherheiten.*

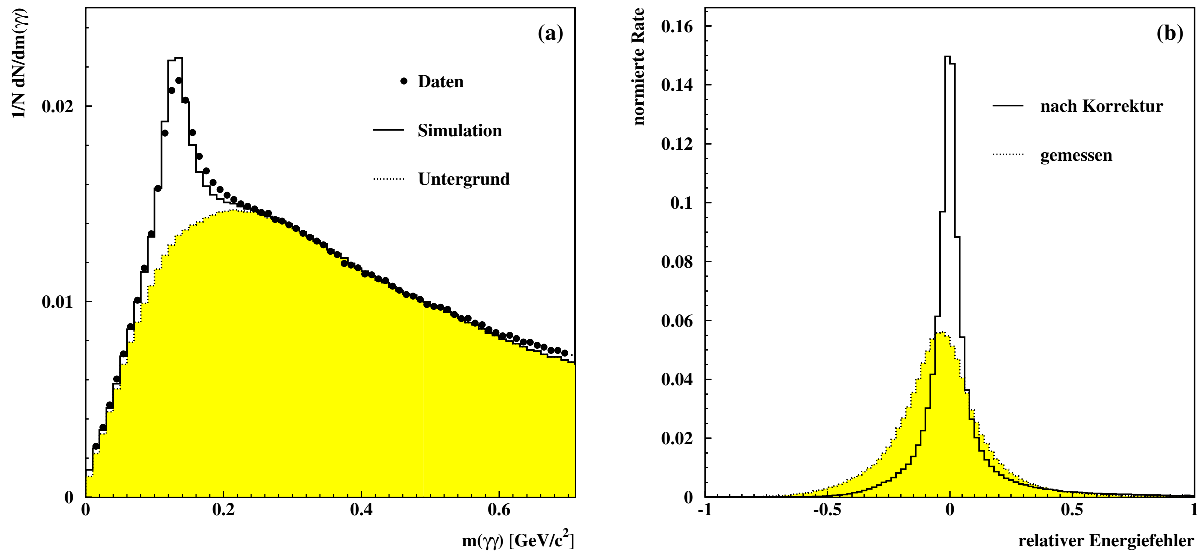


Abb. 6.11 : *(a) Das π° -Massensignal aus Kombinationen von einem konvertierten Photon und einem HPC-Photon. Das Massensignal und der kombinatorische Untergrund aus der Simulation sind auf die Daten normiert. (b) Die relative Energieauflösung $\frac{dE}{E}$ der π° -Kombinationen in der Simulation mit und ohne Korrektur auf die π° -Masse.*

Jahr der Datennahme	$m_{\gamma\gamma}$ in MeV/c^2		$\sigma_{m_{\gamma\gamma}}$ in MeV/c^2	
	Daten	Simulation	Daten	Simulation
1991	133.1 ± 0.6	132.4 ± 0.4	30.8 ± 0.7	23.5 ± 0.4
1992	132.0 ± 0.3	133.2 ± 0.1	30.7 ± 0.3	23.6 ± 0.2
1993	131.6 ± 0.3	132.7 ± 0.2	29.3 ± 0.3	22.7 ± 0.2
1994	132.4 ± 0.2	129.8 ± 0.1	27.7 ± 0.2	22.9 ± 0.1

Tab. 6.10 : *π° -Massen und Breiten für Kombinationen aus einem konvertierten und einem HPC-Photon. Die Fehlerangaben beziehen sich nur auf die statistischen Unsicherheiten.*

Zur Rekonstruktion von D-Meson werden π°-Kandidaten aus Photonkombinationen durch Schnitte auf die invariante Masse vor der Energiekorrektur selektiert. Die Schnitte variieren je nach Rekonstruktionsmethode und sind in Tabelle 6.11 zusammengefaßt.

Art der Kombination	E_{π° in GeV	$m_{\gamma\gamma}$ in MeV/c^2
HPC π°	6.0	
2 HPC γ	1.0	50 - 220
HPC und Konversion	1.0	70 - 195
2 Konversionen	1.0	90 - 165

Tab. 6.11 : *Schnitte zur Selektion von Photonkombinationen*

6.4 Identifikation von Leptonen aus semileptonischen Zerfällen

Für die Rekonstrution der semileptonischen Zerfälle $D^{*+} \rightarrow (K^-\mu^+\nu)\pi^+$ und $D^{*+} \rightarrow (K^-e^+\nu)\pi^+$ ist es notwendig, Elektronen und Myonen in hadronischen Jets zu identifizieren. Grundlage der Analyse sind hierbei die Ergebnisse der DELPHI-Identifikationsprogramme [47].

6.4.1 Identifikation von Myonen in hadronischen Ereignissen

Die Myonidentifikation in DELPHI [73] basiert auf der Analyse der Myonkammerninformation. Die Myonkammern sind ausserhalb des Eisenjochs der Spule angeordnet, das in diesem Fall als Filter für Hadronen dient, während Myonen mit einem Impuls über 2 GeV/c das Eisen durchdringen und in den Myonkammern nachgewiesen werden.

Teilchen aus hadronischen Schauern nach Wechselwirkung mit dem Detektormaterial sowie aus Zerfällen von Hadronen im Flug führen ebenfalls zu Signalen in den Myonkammern. Ferner können Teilchen an den Sektorgrenzen des HCAL die Myonkammern erreichen. Bei der kleinen Rate von Myonen im Vergleich zu Hadronen in $Z \rightarrow q\bar{q}$-Ereignissen ist es notwendig, den Untergrund aus diesen Prozessen durch Schnitte auf die Qualität der Assoziation der Myonkammern zu der Teilchenspur zu minimieren. Dazu werden die rekonstruierten Spuren aus dem Zentralbereich des Detektors zu den Myonkammern extrapoliert. Hierbei werden Effekte durch Vielfachstreuung im Material berücksichtigt und die Spurfehler entsprechend propagiert. Treffer in den Myonkammern werden durch ein χ^2-Kriterium zu den Spuren assoziiert. Ein Problem stellen schlechte Assoziationen aufgrund von δ-Elektronen und überlappenden Schauern dar. Entsprechend der möglichen Anforderungen der Analysen wurden daher 4 verschiedene Kategorien der Identifikation ,,very loose", ,,loose", ,,standard" und ,,tight" definiert. Sie unterscheiden sich in der Härte der Schnitte auf das χ^2 des Spurfits und der Myonkammerassoziation. Für ,,standard" und ,,tight" identifizerte Myonen werden zusätzlich noch Treffer in den äußeren Kammern verlangt.

Die Effizienz und die Rate des Untergrundes in den Daten und in der Simulation wird mit verschieden Datensätzen kontrolliert:

- $Z \to \mu^+\mu^-$ -Ereignisse, typischer Impuls von ∼45 GeV/c.
- $Z \to \tau^+\tau^-$ -Ereignisse mit einem Zerfall $\tau \to \mu\nu_\tau\bar{\nu}_\mu$, bei denen Myonen mit einem Impulsspektrum von 3 bis 40 GeV/c produziert werden.
- $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$-Ereignisse, in denen niederenergetische Myonen in Vorwärtsrichtung produziert werden.

Die Wahrscheinlichkeit, ein Hadron fälschlicherweise als Myon zu identifizieren, wird mit folgenden Datensätzen bestimmt:

- $Z \to \tau^+\tau^-$ -Ereignisse mit einem Zerfall $\tau \to \pi\pi\pi\nu_\tau$.
- $K_s^\circ \to \pi^+\pi^-$-Zerfälle in hadronischen Ereignissen.

In Tabelle 6.12 sind die Effizienzen [47] und die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten für die unterschiedlichen Kategorien angegeben. In der Analyse werden nur Myonkandidaten verwendet, die als „standard"-Myonen identifiziert wurden.

Kategorie	Effizienz in %	Fehlidentifikation in %
„very loose"	95.9 ± 0.1	5.4 ± 0.2
„loose"	94.8 ± 0.1	1.5 ± 0.2
„standard"	86.1 ± 0.2	0.7 ± 0.1
„tight"	76.0 ± 0.2	0.4 ± 0.1

Tab. 6.12 : *Effizienz und Wahrscheinlichkeit [47], ein Hadron fälschlicherweise als Myon zu identifizeren.*

6.4.2 Identifikation von Elektronen in hadronischen Ereignissen

Im Zentralbereich des Detektors werden Elektronen durch zwei unabhängige Messungen identifiziert. Zum einen wird die Energiedeposition in der HPC und zum anderen die spezifischen Ionisation in der TPC verwendet. Die Qualität der Elektronidentifikation in DELPHI ist durch das Material vor den Kalorimetern beschränkt. Im Falle der HPC sind dies $0.8X_0/\sin\theta$. Im Vorwärtsbereich ist die Materialverteilung noch ungünstiger, weshalb in dieser Analyse keine Information des FEMC verwendet wird.

Der Vergleich der Schauerenergie in der HPC mit dem gemessenen Impuls der Teilchenspur E/p erlaubt eine gute Identifikation von Elektronen, da diese die ganze Energie in dem Kalorimeter deponieren. Hierbei wird die Spurmessung auf Photonabstrahlungen vor der HPC korrigiert. Für Elektronkandidaten wird zusätzlich verlangt, daß die Abweichung der Spurextrapolation in z und der Richtung in ϕ zwischen der Spurextrapolation und der Schauerentwicklung in der HPC nicht zu groß ist. Ferner erlaubt die HPC eine Messung der longitudinalen Schauerverteilung, die ebenfalls zur Elektronidentifikation verwendet wird.

Mit Hilfe der spezifischen Ionisation in der TPC lassen sich ebenfalls Elektronen und Pionen separieren. Elektronen im betrachteten Impulsinterval befinden sich im Fermi-Plateau, das etwa einen Faktor 1.52 über der Ionisation minimal ionisiserender Teilchen liegt. Man erhält etwa eine 3σ-Trennung zwischen Elektronen und Pionen bei einem Impuls von 4.5 GeV/c und noch etwa 2 σ bei 20 GeV/c.

In Tabelle 6.13 sind die Effizienzen und die Wahrscheinlichkeiten, ein Hadron als Elektron zu identifizeren für die drei Kategorien „loose", „standard" und „tight" aufgelistet [47]. Ein Teil der Elektronen stammt aus Photonkonversionen. Diese werden unterdrückt, indem man nach Spurpaaren sucht, die einen sekundären Zerfallspunkt bilden und deren invariante Masse mit Null verträglich ist. 75 % der Elektronen aus Konversionen werden damit verworfen, wobei etwa 2.7 % der Elektronen aus semileptonischen Zerfällen von c- und b-Hadronen verloren werden [74]. In der Analyse werden „standard"-Elektronkandidaten verwendet.

Kategorie	Effizienz in %	Fehlidentifikation in %
„loose"	80	$\simeq$1.6
„standard"	55	$\simeq$0.4
„tight"	45	$\simeq$0.2

Tab. 6.13 : *Effizienz und Wahrscheinlichkeit [47], ein Hadron fälschlicherweise als Elektron zu identifizieren.*

7 Die Rekonstruktion von D-Mesonen

Rekonstruierte D-Mesonen in hadronischen Z-Zerfällen sind ein direkter Nachweis von c- oder b-Ereignissen. Die D-Mesonen werden aus den Zerfallsprodukten rekonstruiert, die im Detektor nachweisbar sind. Die Verzweigungsverhältnisse von D-Mesonen in einen Zerfallskanal sind in der Größenordnung einiger Prozent [9]. Um einen größeren Datensatz von identifizierten D-Zerfällen zu erhalten, der zur präzisen Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie notwendig ist, muß man folglich mehrere Zerfallskanäle kombinieren. Bei der Auswahl der experimentell zugänglichen Zerfallsmoden muß man beachten, daß im überwiegenden Teil der Zerfälle neutrale Teilchen produziert werden, die nicht oder nur schwer nachweisbar sind. Zudem muß man aufgrund der großen mittleren Multiplizität in hadronischen Ereignissen für Zerfälle mit vielen Teilchen im Endzustand mit einem großen kombinatorischen Untergrund rechnen.

Zerfallskanal	Zerfallsrate in %	Quelle
$D^{*+} \to D^\circ \pi^+$	68.1 ± 1.6	PDG [9]
$D^\circ \to K^-\pi^+$	3.84 ± 0.13	PDG 95 [9]
$D^\circ \to K^-\pi^+\pi^-\pi^+$	7.5 ± 0.4	PDG 95 [9]
$D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$	13.5 ± 1.1	PDG 95 [9]
$D^\circ \to K^-\mu^+\nu$	3.1 ± 0.4	PDG 95 [9]
$D^\circ \to K^-e^+\nu$	3.65 ± 0.20	PDG 95 [9]
$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	9.1 ± 0.6	PDG [9]

Tab. 7.1 : *Zerfallsraten für die in der Analyse verwendeten Zerfallskanäle*

Experimentell besonders gut zugänglich ist der Zerfall $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$. Der Zerfall liegt mit einem Q-Wert von ~ 5.85 MeV/c^2 sehr nahe an der Phasenraumgrenze und läßt damit einen niedrigen Untergrund erwarten. Ferner ist der Impuls des Pions deutlich kleiner als der Impuls des D°. Betrachtet man die Massendifferenz $\Delta m = m_{D^{*+}} - m_{D^\circ}$, so werden die Fehler aufgrund der Spurmessung der Zerfallsprodukte des D° um etwa eine Größenordnung unterdrückt [75]. Die Auflösung des Signals in der Massendifferenz ist lediglich durch die genauere Messung des niedrigen Pionimpulses begrenzt. In dieser Arbeit wird der $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$-Zerfall verwendet, wobei das D° in 5 Zerfallskanälen rekonstruiert wird:

- $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$,
- $D^{*+} \to (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$ (mit <u>und</u> ohne $\pi^\circ \to \gamma\gamma$-Rekonstruktion),
- $D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$,
- $D^{*+} \to (K^-e^+\nu)\pi^+$,
- $D^{*+} \to (K^-\mu^+\nu)\pi^+$.

Ferner werden 3 Zerfallskanäle des D° und D^+ analysiert:

- $D^\circ \to K^-\pi^+$,
- $D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$ (ohne π°-Rekonstruktion),
- $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$.

Eine Übersicht der Zerfallsraten für diese Kanäle ist in Tabelle 7.1 gegeben. Die Rekonstruktion der D-Mesonen basiert auf der in Kapitel 6 diskutierten Identifikation der K-, e-, μ- und π°-Kandidaten. Eine Besonderheit sind die Zerfallskanäle $D^\circ \to K^-e^+\nu$, $D^\circ \to K^-\mu^+\nu$ und $D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$, in denen das D° semi-inklusiv rekonstruiert wird. Der Zerfall $D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$ wird mit 10.2 ± 1.1 % [9] durch den Zerfall $D^\circ \to K^-\rho^+$ dominiert, in dem das transversal polarisierte ρ^+ in ein π° und ein π^+ zerfällt. Dieses führt zu einer Reflektion [76] des $K\pi$-Massensignals unterhalb der nominalen D°-Masse. In den semileptonischen Zerfällen verläßt das Neutrino den Detektor. Hier profitiert man von dem sehr kleinen Untergrund der identifizierten Leptonen.

7.1 Vorselektion von Kandidaten

Der erste Schritt in der D-Rekonstruktion besteht in der Vorselektion von Kandidaten. Hierzu werden für jeden Zerfallskanal, entsprechend der Multiplizität und der Teilchenzusammensetzung im Endzustand, Spuren kombiniert. Für K, e, μ und π° wird die Identifikation verlangt. Ferner werden Schnitte auf den minimalen Impuls der Teilchen zwischen 0.4 und 2.0 GeV/c^2 verlangt, wodurch ein Großteil niederenergischer Teilchen aus der Fragmentation verworfen wird. Die Schnitte in Tabelle 7.2 richten sich nach dem Impulsspektrum der Kandidaten. Mit der Massenhypothese entsprechend der Teilchensorte wird die invariante Masse der Teilchenkombination $m^2 = (\sum E_i)^2 - (\sum \vec{P_i})^2$ berechnet. Ein Großteil des kombinatorischen Untergrundes wird durch einen Schnitt auf die Masse und auf die skalierte Energie X_E des D-Mesons verworfen. Für die $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$-Zerfälle wird aus dem D°-Meson mit einem weiteren Pionkandidaten mit einem Impuls von mehr als 0.4 GeV/c^2 ein D^{*+}-Kandidat gebildet, falls die Massendifferenz klein ist. In Tabelle 7.2 sind alle Schnitte zusammengefaßt.

7.2 Die Rekonstruktion des $\boldsymbol{D}$-Zerfallsortes

Von zentraler Bedeutung ist die Rekonstruktion des Zerfallsortes für jeden D°- bzw. D^+-Kandidaten. Hiermit wird sowohl Information über die scheinbare Lebensdauer des D-Mesons gewonnen, als auch eine Verbesserung der Spurparameter durch Verwendung des Ortes in der Spurrekonstruktion erreicht. Die Position des Zerfalls wird mittels einer χ^2-Anpassung [61] an die geladenen Spuren bestimmt und profitiert somit von der hervorragenden Auflösung des VD. In den Fällen, in denen weniger als zwei Spuren mit dem VD gemessen werden, wird zusätzlich verlangt, daß der Zerfallsort in der Flugrichtung des D-Kandidaten vom primären Wechselwirkungspunkt aus gesehen liegt [75]. Aufgrund der geringen Impaktparameterauflösung für Spuren ohne VD ist diese Näherung auch für D-Mesonen aus B-Zerfällen hinreichend.

Zerfallskanal	min. Impulse in [GeV/c^2]			$D^{\circ/+}$-Masse	max.Δm	min.
	K	π^+,π°,e,μ	π_{slow}	[GeV/c^2]	[GeV/c^2]	X_E
$D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$	2.0	1.0	0.4	1.2 - 2.3	0.1800	0.175
$D^{*+} \to (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$	"	"	"	"	"	"
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$	1.0	0.4	0.4	1.75 - 1.98	0.1650	0.275
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$	2.0	1.0	0.4	1.55 - 2.15	0.1700	0.275
$D^{*+} \to (K^-\mu^+\nu)\pi^+$	2.0	1.0	0.4	0.5 - 1.90	0.2550	0.175
$D^{*+} \to (K^-e^+\nu)\pi^+$	"	"	"	"	"	"
$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	2.0	1.0	-	1.65 - 2.10	-	0.275
$D^\circ \to K^-\pi^+$	2.0	1.0	-	1.45 - 2.25	-	0.275
$D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$	"	"	-	"	-	"

Tab. 7.2 : *Schnitte zur Vorselektion von D-Kandidaten.*

Die Zerfallslänge ΔL wird für die Daten aller Jahre einheitlich in der $R\phi$-Ebene aus dem projezierten Abstand des D-Zerfallsortes zum primären Wechselwirkungspunkt bestimmt:

$$\Delta L = sign \cdot \frac{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}}{\sin\theta} \qquad (7.1)$$

Hierbei ist ΔL positiv, wenn der Zerfallsort in Flugrichtung relativ zum primären Wechselwirkungspunkt liegt. In Abbildung 7.2 ist die gemessene Zerfallslängenverteilung für den Kanal $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$ gezeigt. Ein D-Kandidat wird verworfen, wenn die scheinbare Flugstrecke größer als +2 cm ist oder der Zerfallsort in Flugrichtung hinter dem primären Wechselwirkungspunkt liegt. Eine Ausnahme bildet der $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$-Kanal, für den bis zu -500 μm erlaubt wird. Die D°- und D^+-Zerfallskanäle, die nicht über ein D^{*+} rekonstruiert werden, sind durch kombinatorischen Untergrund dominiert. Hier wird verlangt, daß der D-Zerfallsort nicht mit dem primären Wechselwirkungspunkt vereinbar ist. Die Schnitte sind in Tabelle 7.3 aufgelistet.

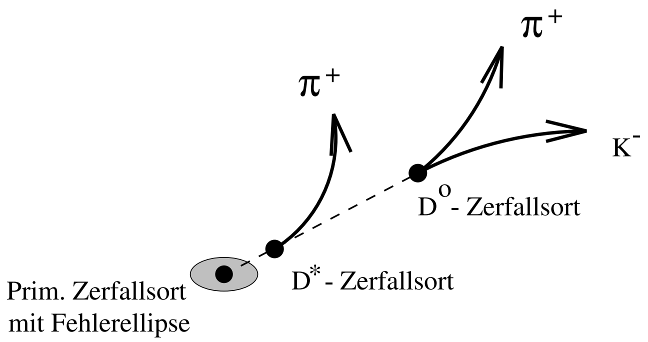


Abb. 7.1 : *Die Geometrie des Zerfalls eines D^{*+}-Mesons.*

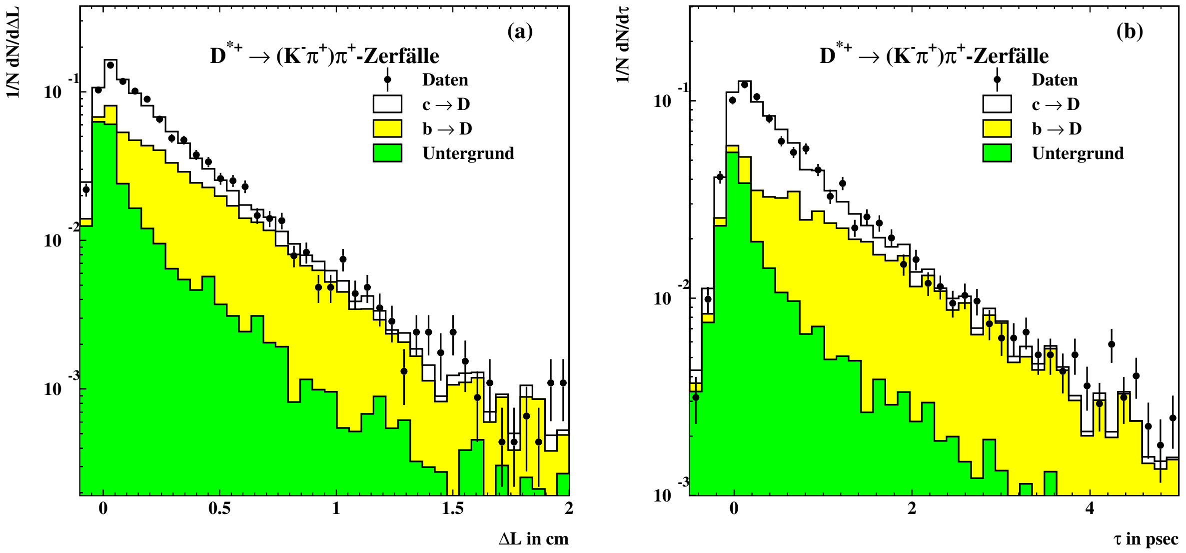


Abb. 7.2 : *Die Zerfallslänge (a) und (b) die scheinbare Lebensdauer* $c\tau = \Delta L \cdot m/P$ *der* D° *-Mesonen aus* $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$ *-Zerfällen.*

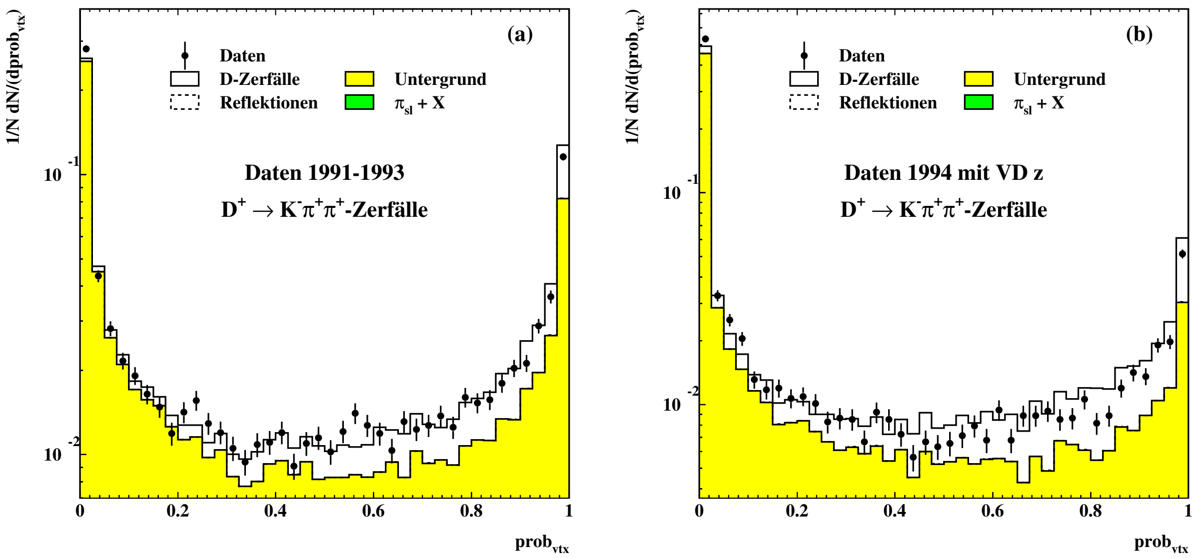


Abb. 7.3 : *Impaktparameterwahrscheinlichkeit* $prob_{vtx}$ *zum sekundären Zerfallsort für den Zerfall* $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ *. Links (a) ist die Verteilung für die Daten der Jahre 1991-1993 gezeigt und rechts (b) für die Daten 1994 mit z-Information im VD.*

Die Spurmessung der geladenen Teilchen und damit die Auflösung in der D-Masse, wird mit der zusätzlichen Information des D-Zerfallsortes verbessert. Dieses gilt ebenfalls für das Pion aus dem $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$-Zerfall. Aufgrund des starken Übergangs zerfällt das D^{*+} am primären Wechselwirkungspunkt (Abbildung 7.1) bzw. am Zerfallsort des B-Hadrons in b-Ereignissen. Allerdings ist, durch den kleinen Transversalimpuls des Pions im D^{*+}-Zerfall, der D°-Zerfallsort eine ausreichende Näherung.

Zerfallskanal	ΔL für $D^{\circ/+}$ [cm]	$prob_{vtx}$ 91-93	$prob_{vtx}$ 94
$D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$	-0.05 - 2.0	-	-
$D^{*+} \to (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$	0.0 - 2.0	0.20	0.001
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$	0.0 - 2.0	0.05	0.002
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$	0.0 - 2.0	0.20	0.01
$D^{*+} \to (K^-\mu^+\nu)\pi^+$	0.0 - 2.0	0.20	-
$D^{*+} \to (K^-e^+\nu)\pi^+$	0.0 - 2.0	0.20	-
$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	0.15 - 2.0	0.35	0.10
$D^\circ \to K^-\pi^+$	0.05 - 2.0	0.01*	0.20
$D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$	0.05 - 2.0	0.01*	0.20

$*$ Schnitt auf die χ^2 Wahrscheinlichkeit des D°-Vertex.

Tab. 7.3 : *Schnitte auf die Rekonstruktion des Zerfallsortes.*

Eine weitere Reduktion des Untergrundes wird durch einen Schnitt auf die Qualität der Rekonstruktion des Zerfallsortes erreicht. Um systematische Unsicherheiten zu minimieren, wird hierzu ein Verfahren verwendet, das dem in Kapitel 6.1 beschriebenen Verfahren zur Identifikation von b-Ereignissen entliehen ist. Hierbei wird ebenfalls nur die Messung der Impaktparameter δ_i verwendet und deren Signifikanz $S_i = \delta_i/\sigma_i$ entsprechend der in den Daten selber bestimmten Auflösungsfunktion $f(S)$ in eine Wahrscheinlichkeit übersetzt. Allerdings wird nun der Impaktparameter nicht mehr auf den primären Wechselwirkungspunkt bezogen, sondern auf den D-Zerfallsort. Die Korrelation des Fehlers σ_i der Impaktparameter zu dem (aus den Spuren bestimmten) D-Zerfallsort führt zu großen Korrekturen [62] bei der Berechnung der Signifikanz. Modifiziert man Gleichung 6.1, so erhält man mit

$$prob^*(S_i) = \int\limits_{S<|S_i|} f(S)ds \tag{7.2}$$

eine Wahrscheinlichkeit, einen Impaktparameter der Signifikanz S_i zum Zerfallsort zu messen. Für alle Spuren des D-Zerfalls inklusive des Pions aus dem $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$-Zerfall erhält man in gewohnter Weise aus Gleichung 6.4 die Wahrscheinlichkeit $prob_{vtx}$ als Maß für die Qualität des rekonstruierten Zerfallsortes. In Abbildung 7.3 ist die Verteilung für den Zerfall $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ gezeigt. Die für den jeweiligen Zerfallskanal verwendeten Schnitte sind in Tabelle 7.3 angegeben. Der Unterschied der Schnitte für die Jahre 1991-1993 und 1994 erklärt sich aus der z-Messung des VD in 1994. Ohne diese Messung wird der Zerfallsort lediglich über den „Kreuzungspunkt" der Spuren in $R\phi$ bestimmt. Für die Zweikörperzerfälle $D^\circ \to K^-\pi^+$ und

$D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$ ist eine Berechnung der Wahrscheinlichkeit $prob_{vtx}$ für die Daten der Jahre 1991 bis 1993 nicht möglich, da hier nur zwei Messungen in $R\phi$ vorliegen. Die Signifikanz der Impaktparameter zum daraus bestimmten Zerfallsort in $R\phi$ ist daher Null. Hier muß auf die χ^2-Wahrscheinlichkeit zurückgegriffen werden. Für diese Zerfallskanäle wird zusätzlich verlangt, daß beide Spuren im VD rekonstruiert wurden.

7.3 Schnitte zu Selektion von *D*-Mesonen

Nach der Rekonstruktion der Zerfallsorte und der Verbesserung der Spurparameter werden erneut Schnitte an die Kandidaten zur Selektion der D-Mesonen angewendet.

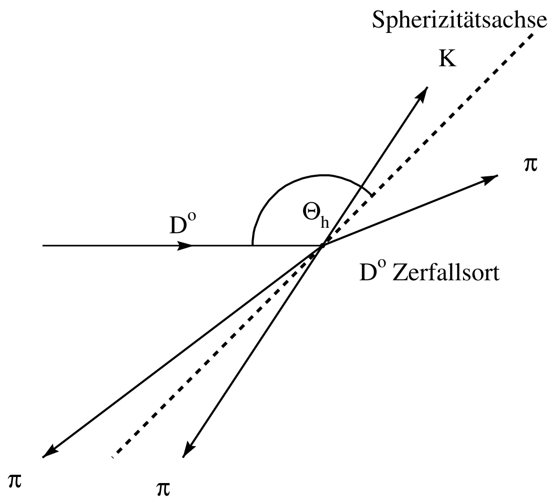


Abb. 7.4 : *Definition des Helizitätswinkels im D-Zerfall.*

Der verallgemeinerte Helizitätswinkel $\cos\theta_H$, wie in Abbildung 7.4 gezeigt, ist über den Winkel der Spärizitätsachse im D°- bzw. D^+-Ruhesystem relativ zur Flugrichtung des D-Mesons definiert. Die Spärizitätsachse ist über die Richtung des Eigenvektors des Impulstensors $M_{\alpha\beta} = \sum P_{i\alpha}P_{i\beta}$ mit dem größten Eigenwert definiert. Dieses entspricht im Zweikörperzerfall der Richtung des Kaons. Im Zerfall des pseudoskalaren D erwartet man eine flache Verteilung, während der kombinatorische Untergrund als Folge der Impulsverteilung der Spuren in hadronischen Ereignissen eine starke Überhöhung bei großen Werten von $|\cos\theta_H|$ zeigt. Die in Tabelle 7.4 gezeigten Schnitte auf $|\cos\theta_H|$ sind Funktionen der Energie des D-Mesons, da die Rate des Untergrundes schnell mit X_E abnimmt.

Härtere Schnitte auf die Energie und die D°-Masse (Tabelle 7.5) reduzieren den verbleibenden Untergrund. Der Schnitt $\Delta m > 0.150$ auf die Massendifferenz zwischen der $K^-\pi^+\pi^+$- und den beiden möglichen $K^-\pi^+$-Kombinationen im Zerfall $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ ist ein Veto, mit dem $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$-Zerfälle aus dem Datensatz entfernt werden. Ferner wird für alle Kandidaten in den drei Zerfallskanälen $D^\circ \to K^-\pi^+$, $D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$ und $D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$ verlangt, daß das Kaon über die Messung im RICH oder das dE/dx in der TPC identifiziert wurde.

Zerfallskanal	Schnitt auf Helizitätswinkel $\cos\theta_H$
$D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$	$\lvert\cos\theta_H\rvert < 1/3 \cdot \ln(2 \cdot X_E - 0.1) + 1$
$D^{*+} \to (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$	$\lvert\cos\theta_H\rvert < 1/3 \cdot \ln(2 \cdot X_E - 0.1) + 1$
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$	$\lvert\cos\theta_H\rvert < 1/2 \cdot \ln(2 \cdot X_E - 0.1) + 1$
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$	$\lvert\cos\theta_H\rvert < 1/2 \cdot \ln(2 \cdot X_E - 0.1) + 1$
$D^{*+} \to (K^-\mu^+\nu)\pi^+$	$\lvert\cos\theta_H\rvert < 1/3 \cdot \ln(2 \cdot X_E - 0.1) + 1$
$D^{*+} \to (K^-e^+\nu)\pi^+$	$\lvert\cos\theta_H\rvert < 1/3 \cdot \ln(2 \cdot X_E - 0.1) + 1$
$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	$\lvert\cos\theta_H\rvert < 1/2 \cdot \ln(2 \cdot X_E - 0.2) + 1$
$D^\circ \to K^-\pi^+$	$\lvert\cos\theta_H\rvert < 1/2 \cdot \ln(2 \cdot X_E - 0.2) + 1$
$D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$	$\lvert\cos\theta_H\rvert < 1/2 \cdot \ln(2 \cdot X_E - 0.2) + 1$

Tab. 7.4 : *Schnitte auf den Helizitätswinkel.*

Ein Sonderfall ist der Zerfallskanal $D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$ mit rekonstruiertem $\pi^\circ \to \gamma\gamma$-Zerfall. In Abbildung 7.5 ist die Struktur aufgrund der Zerfallswege $D^\circ \to K^-\rho^+$ mit 10.2 ± 1.1 %, $D^\circ \to K^{*-}(892)\pi^+$ mit 1.7 ± 0.2 % und $D^\circ \to K^{*\circ}(892)\pi^\circ$ mit 2.1 ± 0.3 % [9] zu sehen. Durch Schnitte im Dalitz-Plot, wie sie in Tabelle 7.6 gezeigt sind, wird ein großer Teil des Untergrundes verworfen.

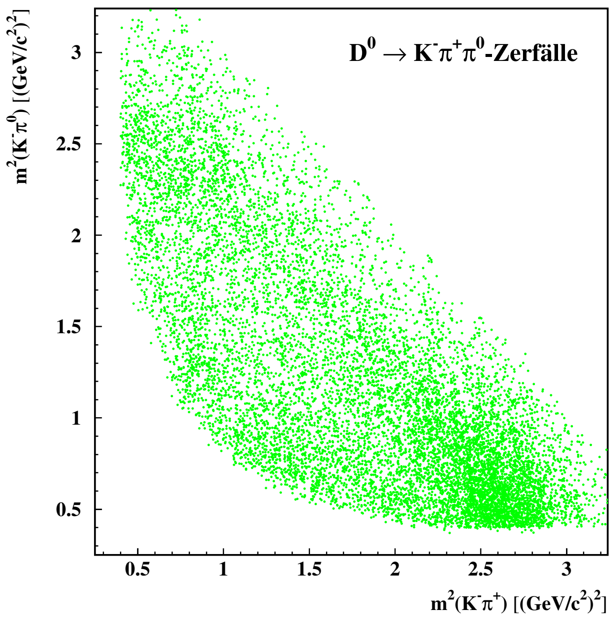


Abb. 7.5 : *Der Dalitz-Plot für den Zerfall $D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$.*

Zerfallskanal	$D^{\circ/+}$-Masse [GeV/c^2]	max.Δm [GeV/c^2]	min. X_E
$D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$	1.79 - 1.94	0.1600	0.2
$D^{*+} \to (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$	1.35 - 1.75	0.1750	0.2
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$	1.83 - 1.90	0.1600	0.3
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$	1.74 - 1.98	0.1600	0.3
$D^{*+} \to (K^-\mu^+\nu)\pi^+$	0.75 - 1.75	0.2500	0.2
$D^{*+} \to (K^-e^+\nu)\pi^+$	0.75 - 1.75	0.2500	0.2
$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	1.70 - 2.05	> 0.150	0.3
$D^\circ \to K^-\pi^+$	1.75 - 2.20	-	0.3
$D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$	1.50 - 2.20	-	0.3

Tab. 7.5 : *Schnitte zur Selektion von D-Kandidaten.*

erste Kombination	zweite Kombination
1.4 GeV/c^2 $< m_{K^-\pi^+} <$ 1.8 GeV/c^2	0.5 GeV/c^2 $< m_{K^-\pi^+} <$ 1.1 GeV/c^2
0.5 GeV/c^2 $< m_{K^-\pi^\circ} <$ 1.1 GeV/c^2	1.4 GeV/c^2 $< m_{K^-\pi^\circ} <$ 1.8 GeV/c^2

Tab. 7.6 : *Schnitte im Dalitz-Plot.*

7.4 Ergebnisse der *D*-Rekonstruktion

Das Ergebnis der D-Rekonstruktion nach allen Schnitten ist in den Abbildungen 7.6 und 7.7 zu sehen. In der Simulation wird jeweils zwischen dem D-Signal und weiteren Klassen unterschieden, die zum Untergrund beitragen. Hierbei werden solche Klassen betrachtet, die die D-Ladung wiedergeben und somit Beiträge zur Asymmetrie liefern. Reflektionen, bei denen für ein Teilchen die falsche Massenhypothese angenommen wurde oder nur ein Teil der im D^{*+}-Zerfall produzierten Teilchen aufgesammelt wurde, haben im allgemeinen eine dem D-Signal vergleichbare Verteilung in der Massendifferenz. Für die Zerfallskanäle $D^\circ \to K^-\pi^+$ und $D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$ in Abbildung 7.7 (c), in denen kein $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$-Zerfall rekonstruiert wurde, wird zwischen Beiträgen, in denen die Ladung richtig rekonstruiert wurde (gestrichelt) und in denen ein D° mit einem $\bar{D}^\circ$ verwechselt wurde (dunkelgrau), unterschieden. In allen übrigen Kanälen ist die Ladungszuweisung aufgrund des Pions aus dem $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$-Zerfall bzw. der zwei gleichgeladenen Pionen im $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$-Zerfall eindeutig. Für diese Zerfallskanäle werden teilweise rekonstruierte D^{*+}-Mesonen betrachtet, bei denen das Pion aus dem $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$-Zerfall mit einem falsch rekonstruierten D°-Meson kombiniert wurde. Bei diesen Kandidaten ist die Ladung des D-Mesons ebenfalls über die Ladung des Pions richtig bestimmt. Die Vorhersage der Simulation für Signal und kombinatorischen Untergrund, wie in den Abbildungen 7.6 und 7.7 gezeigt, ist auf die Daten normiert. Die relative Normierung $R_{S/B}$ von Signal zu kombinatorischem Untergrund ist hierbei ein freier Parameter. Hierdurch werden sowohl falsche D-Zerfallsraten in der Simulation als auch Unsicherheiten in der Modellbeschreibung des kombinatorischen Untergrundes in D-Ereignissen korrigiert. Für die Zerfallskanäle sind die Verhältnisse $R_{S/B}$ in Tabelle 7.7 gezeigt.

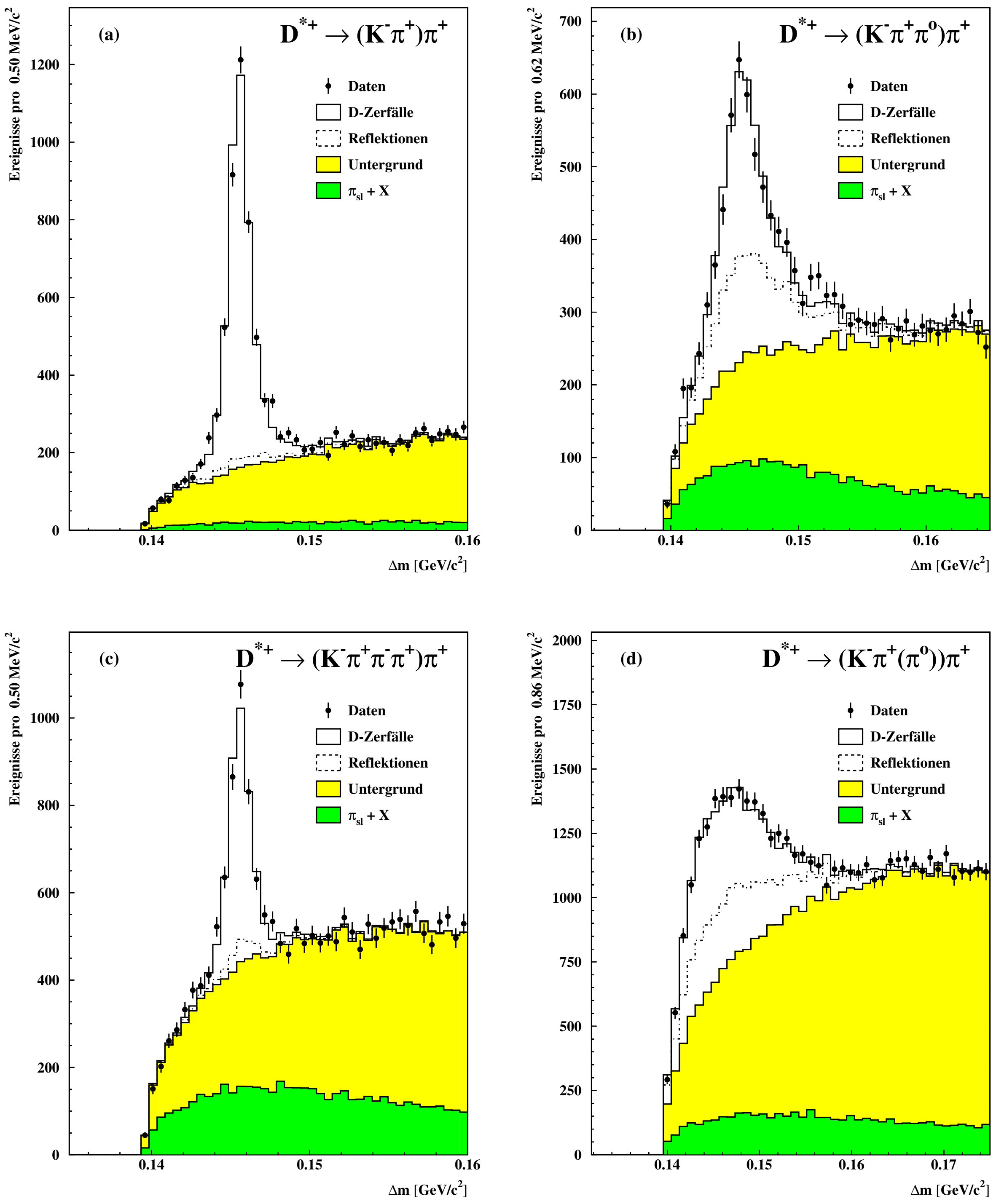


Abb. 7.6 : *Die Massendifferenzsignale der Zerfälle* $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$ *(a),* $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$ *(b),* $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$ *(c) und* $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$ *(d). Die Vorhersage der Simulation ist auf die Daten normiert. Die Beiträge durch Reflektionen und teilweise rekonstruierte* $D^{*+} \rightarrow D^\circ\pi^+$ *-Zerfälle werden ebenfalls gezeigt.*

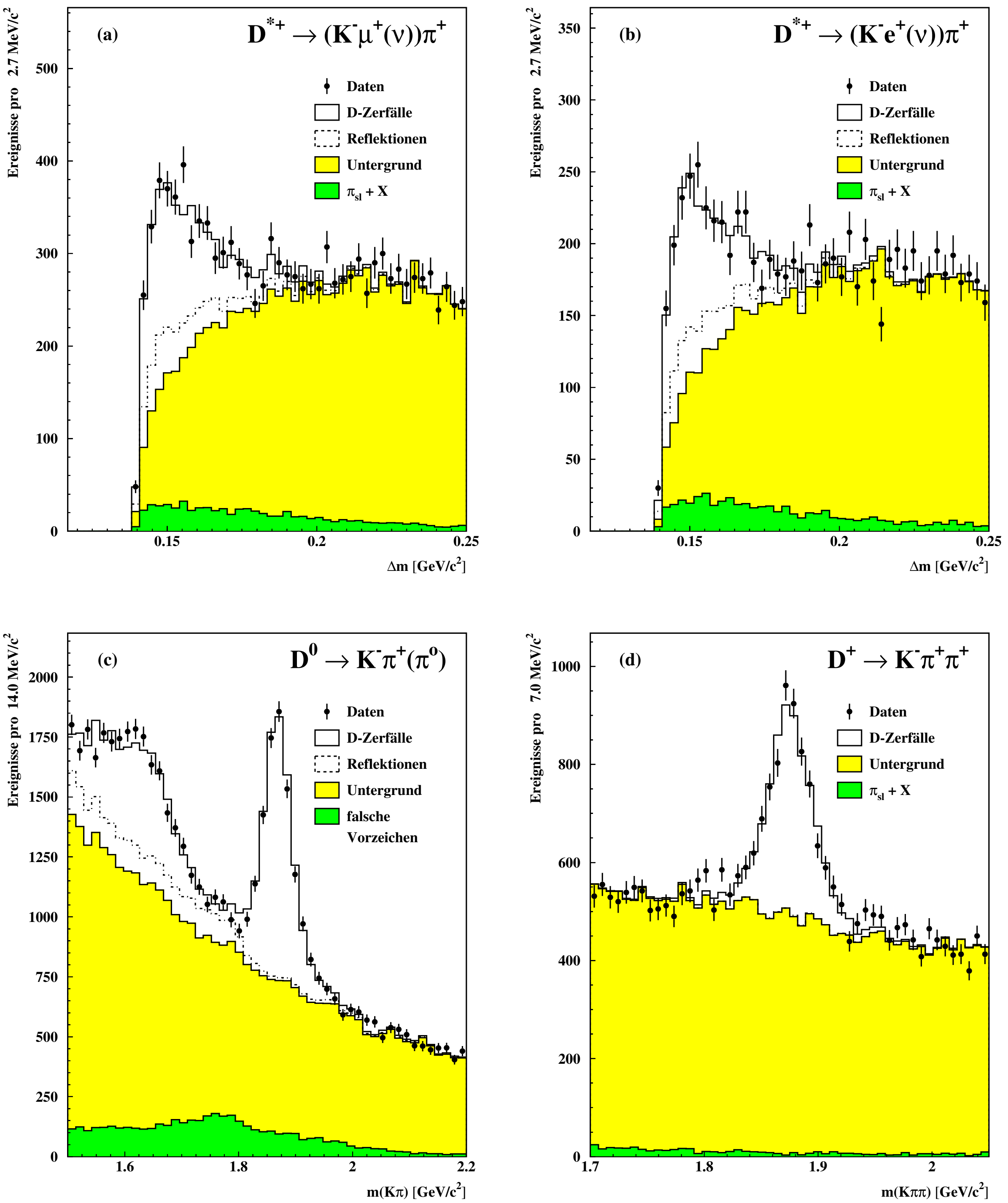


Abb. 7.7 : *Die Signale der Zerfälle $D^{*+} \to (K^-\mu^+\nu)\pi^+$ (a), $D^{*+} \to (K^-e^+\nu)\pi^+$ (b), $D^\circ \to K^-\pi^+$ und $D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$ (c), sowie $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ (d). Die Vorhersage der Simulation ist auf die Daten normiert. Die Beiträge durch Reflektionen und teilweise rekonstruierte $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$-Zerfälle werden ebenfalls gezeigt. In Abbildung (c) ist der Anteil an Reflektionen, in denen ein D° mit einem $\bar{D}^\circ$ verwechselt wurde, separat dargestellt.*

Zerfallskanal	Signal Ereignisse	Anteil durch Reflektionen	$R_{S/B}$ in %
$D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$	4108 $\pm$ 91	7 %	83.2 $\pm$ 2.4
$D^{*+} \to (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$	9059 $\pm$ 182	47 %	110.0 $\pm$ 2.5
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$	3530 $\pm$ 84	51 %	131.6 $\pm$ 4.8
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$	2339 $\pm$ 75	12 %	94.3 $\pm$ 3.6
$D^{*+} \to (K^-\mu^+\nu)\pi^+$	2114 $\pm$ 79	26 %	86.7 $\pm$ 3.5
$D^{*+} \to (K^-e^+\nu)\pi^+$	1340 $\pm$ 60	27 %	102.0 $\pm$ 5.1
$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	3118 $\pm$ 130	0.5 %	100.9 $\pm$ 4.5
$D^\circ \to K^-\pi^+$	6127 $\pm$ 150	11 %	93.5 $\pm$ 2.6
$D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$	7384 $\pm$ 271	31 %	115.8 $\pm$ 4.6

Tab. 7.7 : *Datensätze nach Selektion. Die Zahlen beinhalten Beiträge durch Reflektionen, deren Anteil angegeben ist. Die Normierung $R_{S/B}$ von Signal zu Untergrund in der Simulation ist einer Anpassung an die Daten entnommen.*

Die Anzahl der rekonstruierten D-Mesonen, wie in Tabelle 7.7 gezeigt, wurden über eine Anpassung der Simulation an die Daten bestimmt. Man erkennt, daß der Anteil der Reflektionen einen großen Beitrag zum Signal, insbesondere im $D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$- und $D^{*+} \to (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$-Zerfallskanal, ergibt. Insgesamt steht ein Datensatz von 39119 rekonstruierten D-Mesonen in 9 Zerfallskanälen für die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie zur Verfügung.

Abbildung 7.8 zeigt die $D^\circ \to K^-\pi^+$- und $D^\circ \to K^-\pi^+\pi^-\pi^+$-Signale aus rekonstruierten $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$-Zerfällen nach Schnitt in die Massendifferenz von 143 MeV/c^2 bis 148 MeV/c^2. Die D°- und D^+-Masse sowie die Massendifferenz $m_{D^{*+}} - m_{D^\circ}$ wurden mit einer Anpassung an

Signal	Zerfallskanal	Mittelwert in MeV/c^2	Breite in MeV/c^2
m_{D°	$D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$	1868.48 $\pm$ 0.66	25.96 $\pm$ 0.72
	$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$	1867.53 $\pm$ 0.82	14.33 $\pm$ 0.89
	PDG 95 [9]	1864.5 $\pm$ 0.5	
m_{D^+}	$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	1874.71 $\pm$ 0.81	17.83 $\pm$ 0.86
	PDG 95 [9]	1869.3 $\pm$ 0.5	
$m_{D^{*+}} - m_{D^\circ}$	$D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$	145.544 $\pm$ 0.021	0.798 $\pm$ 0.022
	$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$	145.562 $\pm$ 0.031	0.793 $\pm$ 0.040
	PDG 95 [9]	145.42 $\pm$ 0.05	

Tab. 7.8 : *Die gemessene D°- und D^+-Masse, sowie die Massendifferenz $m_{D^{*+}} - m_{D^\circ}$. Es wurden die Daten der Zerfallskanäle $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$, $D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$ und $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ verwendet. Die Fehler beinhalten nur statistische Unsicherheiten.*

die Daten bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.8 gezeigt. Die Abweichungen der Resultate zu den Weltmittelwerten [9], die ebenfalls in der Tabelle angegeben sind, werden verursacht durch Probleme in der Spurmessung (siehe Kapitel 5.4). Zudem überschätzt die Vorhersage der Simulation die Auflösung um etwa 10-15 %. Für die Analyse der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie wurden die Massensignale in der Simulation entsprechend den Ergebnissen in den Daten korrigiert.

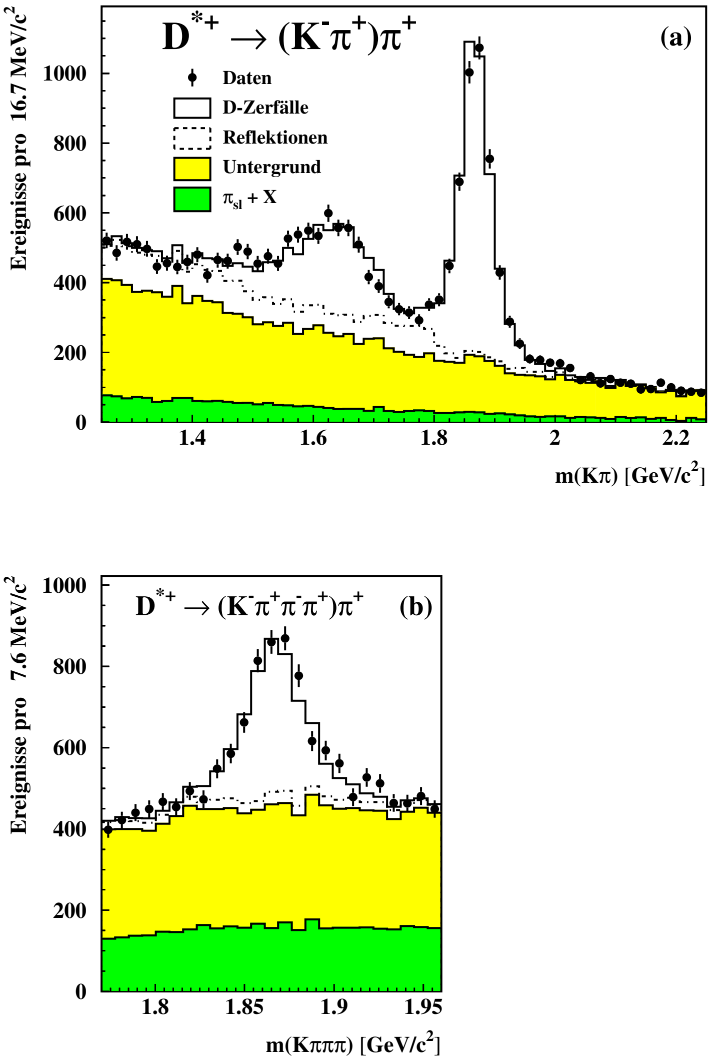


Abb. 7.8 : *Die (a) $K^-\pi^+$ - und (b) $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ -Massensignale nach Schnitt auf die Massendifferenz für den $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$ -Zerfall von 143 MeV/c^2 bis 148 MeV/c^2. Die Vorhersage der Simulation ist normiert auf die Daten. Die Beiträge durch teilweise rekonstruierte $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$ -Zerfälle und Reflektionen sind ebenfalls gezeigt.*

8 Die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von c- und b-Quarks

Für eine Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien $A_{FB}^{c\bar{c}}$ und $A_{FB}^{b\bar{b}}$ über die $\cos\theta$-Verteilung von D-Mesonen ist es notwendig, die verschiedenen Beiträge zur D-Produktion in hadronischen Ereignissen zu trennen. Da man erwartet, daß die c- und die b-Asymmetrie von vergleichbarer Größe sind und das gleiche Vorzeichen haben, wird die statistische Präzision der Messung durch die negative Korrelation der beiden Asymmetrien begrenzt. In dieser Arbeit wird eine relativ gute Trennung und damit eine kleine Korrelation durch die Kombination der topologischen Lebensdauerinformation $tr(bprob)$ mit der skalierten Energie X_E der D-Mesonen erreicht.

Wie in Kapitel 3 diskutiert, führt die Hadronisierung von primären c-Quarks zu hochenergetischen D-Mesonen, während D-Mesonen aus Zerfällen von B-Hadronen ein weicheres Energiespektrum aufweisen. Andererseits lassen sich aufgrund der großen Lebensdauer der B-Hadronen relativ zu den kurzlebigen D-Mesonen b- und c-Ereignisse unterscheiden. Der kombinatorische Untergrund wiederum überwiegt bei kleinen Energien und ist flach verteilt im $tr(bprob)$-Spektrum. D-Mesonen aus Gluonaufspaltung haben ebenfalls ein weiches Energiespektrum.

Die Energieabhängigkeit der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie läßt sich mit den Daten studieren, die DELPHI in den Jahren 1991 und 1993 bei Schwerpunktsenergien ober- bzw. unterhalb der Z-Masse genommen hat. Bei der Auswahl des Analyseverfahrens ist der Unterschied in der Statistik der Datensätze zu berücksichtigen. Die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie auf und neben der Z-Resonanz wird im folgenden diskutiert.

8.1 Die verwendeten D-Mesondatensätze

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie wird aus der ladungsgewichteten Polarwinkelverteilung $Q \cdot \cos\theta$ der D-Mesonen gewonnen. Hierzu müssen die D-Kandidaten aus den Massenspektren, die in den Abbildungen 7.6 und 7.7 gezeigt sind, selektiert werden. In Tabelle 8.1 sind die verwendeten Schnitte auf die Massendifferenz und auf die D-Massen zusammengefaßt. Der in den Datensätzen verbleibende Untergrund enthält noch Anteile, die ebenfalls zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie beitragen. Reflektionen in $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$-Zerfällen haben das richtige Ladungsvorzeichen und zeigen somit die gleiche Asymmetrie wie das eigentliche D-Signal. Dieses gilt ebenfalls für teilweise rekonstruierte $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$-Zerfälle, die im folgenden mit $\pi_{sl}+x$ bezeichnet werden. Reflektionen, bei denen durch eine falsche Massenhypothese ein D° mit einem $\bar{D}^\circ$ vertauscht wird, führen zu einer Asymmetrie mit entgegengesetzem Vorzeichen in dem Untergrund der $D^\circ \to K^-\pi^+$- und $D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$-Datensätze. Der noch verbleibende Untergrund hat im Mittel eine kleine Ladungskorrelation zum primären Quark. Dieses gilt ebenfalls für D-Mesonen aus $g \to c\bar{c}$-Aufspaltungen, die zur Klasse des kombinatorischen Untergrundes gezählt werden.

Die Verteilung des Untergrundes läßt sich mit den Kandidaten aus dem Seitenband neben den Signalen kontrollieren. Es zeigt sich, daß die Vorhersage der Simulation sowohl in der topologischen Lebensdauerverteilung $tr(bprob)$ als auch in der Verteilung der rekonstruierten „Zerfallsorte" ΔL den Anteil des kombinatorischen Untergrundes in Ereignissen ohne signifikante

Zerfallskanal	Signalregion Δm [GeV/c^2]	Signalregion m$_D$ [GeV/c^2]
$D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$	0.143-0.148	-
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$	0.143-0.148	-
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$	0.141-0.151	-
$D^{*+} \to (K^-\mu^+\nu)\pi^+$	< 0.180	-
$D^{*+} \to (K^-e^+\nu)\pi^+$	< 0.180	-
$D^{*+} \to (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$	< 0.152	-
$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	-	1.83-1.92
$D^\circ \to K^-\pi^+$	-	1.80-1.93
$D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$	-	1.50-1.70

Tab. 8.1 : *Schnitte zur Selektion der D-Mesonen in den Datensätzen, die in der Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie verwendet werden.*

Lebensdauerinformation (d.h., am primären Wechselwirkungspunkt) überschätzt. Der Anteil aus *uds*-Ereignissen am kombinatorischen Untergrund der selektierten Daten wird daher für jeden Zerfallskanal (siehe Tabelle 8.2) getrennt korrigiert. Nach dieser Korrektur findet man eine gute Übereinstimmung in allen Verteilungen.

Mehrfaches Zählen eines Ereignisses im Signalbereich eines Zerfallskanals oder in den Datensätzen verschiedener Zerfallskanäle führt zu Korrelationen in den Datensätzen, die in der Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie berücksichtigt werden müssen. So sind z.B. ein Teil der Kandidaten im $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$-Datensatz ebenfalls in dem $D^\circ \to K^-\pi^+$-Datensatz enthalten. Mittels eines Auswahlverfahrens werden doppelte Einträge aus den Daten entfernt. Im ersten Schritt wird in dem Datensatz eines Zerfallskanales pro Ereignis ein Kandidat selektiert. Dazu wird von zwei Kandidaten derjenige verworfen, der die kleinere rekonstruierte Zerfallslänge aufweist. Bei gleicher rekonstruierter Zerfallslänge wird die Kombination mit der größeren Energie selektiert. Entsprechend der in Tabelle 8.3 gekennzeichenten Reihenfolge werden danach Ereignisse in Datensatz I aus allen folgenden Datensätzen entfernt. In Tabelle 8.3

Zerfallskanal	Korrektur des relativen *uds*-Anteils		
	1994	1993	1992+1992
$D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$, $D^{*+} \to (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$	-20 %	-12 %	-11 %
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$	-6 %	$+8$ %	$+7$ %
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$	-11 %	-3 %	-6 %
$D^{*+} \to (K^-\mu^+\nu)\pi^+$	-2 %	$+1$ %	-3 %
$D^{*+} \to (K^-e^+\nu)\pi^+$	-2 %	-2 %	$+2$ %
$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	-9 %	-2 %	-8 %
$D^\circ \to K^-\pi^+$, $D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$	-2 %	-2 %	-5 %

Tab. 8.2 : *Korrektur des relativen Anteils der uds-Ereignisse am totalen kombinatorischen Untergrund. Die Korrekturen sind für die Jahre 1994, 1993 und 1992+1991 getrennt berechnet.*

I	Zerfallskanal	verworfen		davon		
		Daten	Simulation	Signal	$\pi_{sl} + x$	Untergrund
1	$D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$	1.2 %	1.3%	43 %	24 %	33 %
2	$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$	19 %	17 %	19 %	39 %	42 %
3	$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$	39 %	38 %	46 %	23 %	31 %
4	$D^{*+} \to (K^-\mu^+\nu)\pi^+$	12 %	12 %	31 %	18 %	51 %
5	$D^{*+} \to (K^-e^+\nu)\pi^+$	12 %	12 %	31 %	18 %	51 %
6	$D^{*+} \to (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$	26 %	27 %	54 %	14 %	32 %
7	$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	9 %	9 %	15 %	5 %	80 %
8	$D^\circ \to K^-\pi^+$	18 %	18 %	58 %	5 %	37 %
9	$D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$	26 %	26 %	29 %	14 %	57 %

Tab. 8.3 : *Die relativen Anteile der mehrfachen Kandidaten in den Ereignissen, die aus den Datensätzen entfernt wurden. Der Anteil der verschieden Klassen in der Simulation ist ebenfalls gezeigt.*

sind die Anteile der so verworfenen Kandidaten für die Daten und (nach Klassen getrennt) für die Simulation zusammengestellt.

Um einen Vergleich der Daten mit der Simulation zu erlauben, muß die Simulation entsprechend den Ereigniszahlen in den jeweiligen Jahren gewichtet werden. Hierdurch werden Unterschiede in der Datenqualität und der Leistungsfähigkeit der Detektoren, insbesondere durch die z-Auslese des VD in den 1994 Daten berücksichtigt. Die Anzahl der Ereignisse im Signalbereich sowie die normierte Vorhersage der Simulation für die Anteile der unterschiedlichen Klassen ist in Tabelle 8.4 für die Daten auf der Z-Resonanz gezeigt.

Zerfallskanal	Anzahl Kandidaten		Anteile		
	Daten	Simulation	Signal	$\pi_{sl} + x$	Untergrund
$D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$	4747	17199	70 %	3 %	27 %
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$	4646	18712	37 %	20 %	43 %
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$	3656	14519	46 %	20 %	34 %
$D^{*+} \to (K^-\mu^+\nu)\pi^+$	3842	14920	40 %	6 %	54 %
$D^{*+} \to (K^-e^+\nu)\pi^+$	2494	9485	39 %	8 %	53 %
$D^{*+} \to (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$	11122	35368	39 %	10 %	51 %
$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	6834	19206	35 %	1 %	64 %
$D^\circ \to K^-\pi^+$	8932	29967	41 %	4* %	55 %
$D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$	16260	51175	26 %	5* %	69 %

$*$ Reflektionen mit Vorzeichenwechsel

Tab. 8.4 : *Die Anzahl der Ereignisse in dem Datensatz, der auf der Z-Resonanz genommen wurde. Die normierten Anteile der verschiedenen Klassen in der Vorhersage der Simulation sind ebenfalls gezeigt.*

8.2 Die Anpassung an die Daten auf der Z-Resonanz

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie auf der Z-Resonanz wird mit einer χ^2-Anpassung an die Datensätze in der skalierten Energie X_E, der topologischen Lebensdauerinformation $tr(bprob)$ und der Polarwinkelverteilung $\cos\theta$ der Thrustachse bestimmt. Die Thrustachse $\vec{e}$ ist definiert über

$$T = \max_{\vec{e}} \frac{\sum_{i=1}^{n} | < \vec{P}_i \vec{e} > |}{\sum_{i=1}^{n} |\vec{P}_i|} \tag{8.1}$$

wobei $\vec{P}_i$ die Impulsvektoren der n geladenen Teilchen im Ereignis ist. Die Abbildungen 8.1 bis 8.9 zeigen die Verteilungen für die unterschiedlichen Zerfallskanäle. Die Simulation ist normiert auf die Daten. Wie in Abbildung 8.7 (b) zu sehen, ist die Separation in der topologischen Lebensdauerverteilung $tr(bprob)$ zwischen D^+-Mesonen aus c- und b-Ereignissen sehr gering. Daher wird für diesen Zerfallskanal das langlebige D^+-Meson aus der Berechnung von $tr(bprob)$ entfernt. Die Verteilung ist in Abbildung 8.7 (d) gezeigt.

Die Intervalle in den drei Dimensionen X_E, $tr(bprob)$ und $\cos\theta_{thrust}$ werden je nach Zerfallskanal so gewählt (Tabelle 8.5), daß zwischen 50 bis 60 Ereignisse zusammengefaßt werden. In jedem Intervall i wird die differentielle Asymmetrie

$$A_{FB}^{obs,i} = \frac{N_i^+ - N_i^-}{N_i^+ + N_i^-} \tag{8.2}$$

berechnet. N_i^+ und N_i^- sind die Anzahl der Ereignisse, in denen $Q \cdot \cos\theta_{thrust}$ größer oder kleiner als Null ist. Die beobachtete Asymmetrie $A_{FB}^{obs,i}$ enthält Beiträge aus c- und b-Ereignissen sowie aus Untergrund. Die relativen Anteile $f_{j,i}$ in jedem Intervall werden der Vorhersage der Simulation entnommen, wobei Reflektionen und teilweise rekonstruierte $D^{*+} \to D^\circ \pi^+$-Zerfälle ebenfalls berücksichtigt werden. Der kombinatorische Untergrund wird unterteilt in b-, c- und uds-Anteile. Hierdurch werden kleine Beiträge zur beobachteten Asymmetrie im Untergrund berücksichtigt, insbesondere in den semileptonischen Zerfallskanälen.

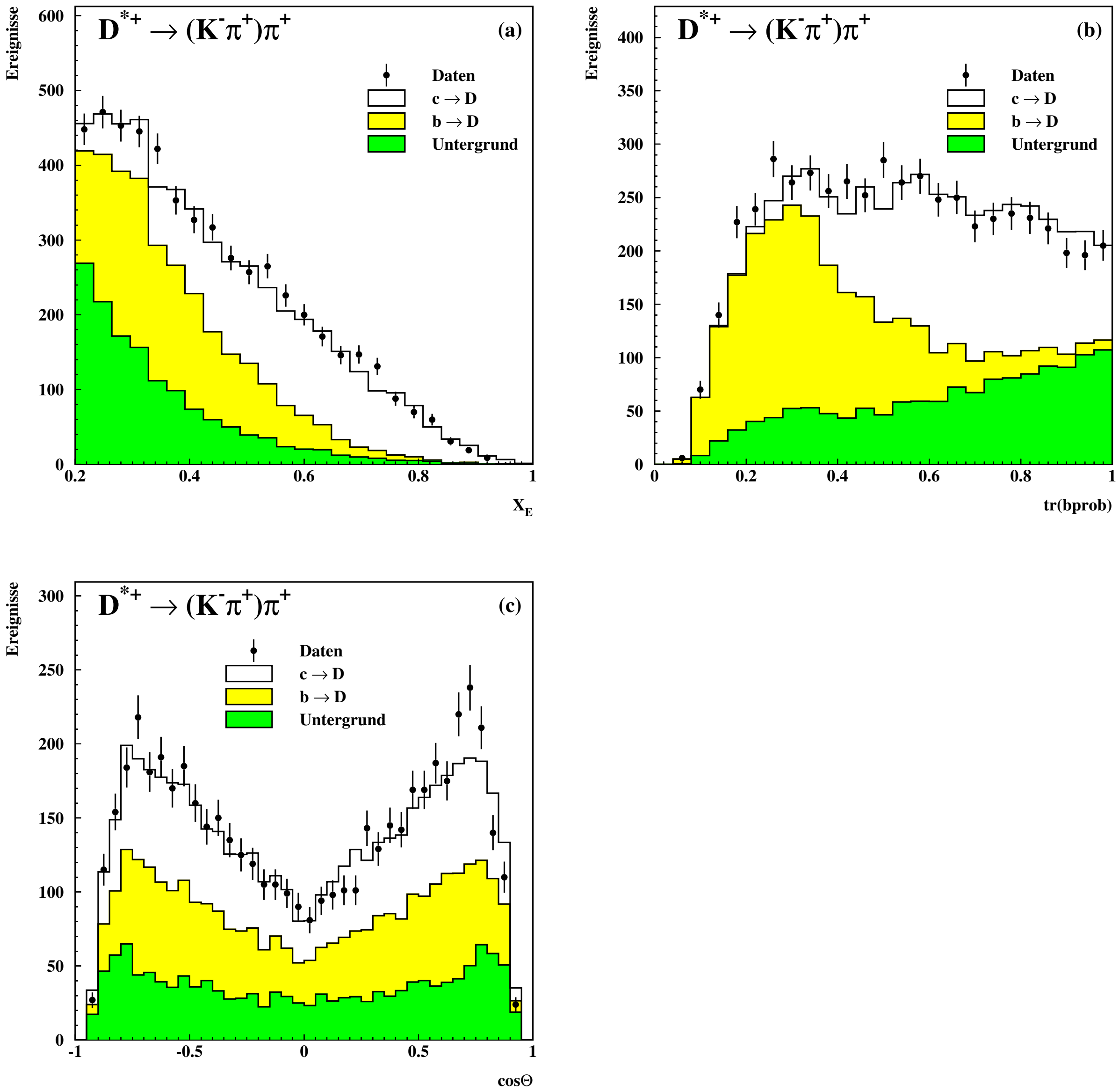


Abb. 8.1 : *Die Verteilungen* X_E *(a),* $tr(bprob)$ *(b) und* $\cos\theta_{thrust}$ *(c) für den* $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$ *-Datensatz. Die Simulation ist getrennt für c- und b-Ereignisse sowie für kombinatorischen Untergrund gezeigt.*

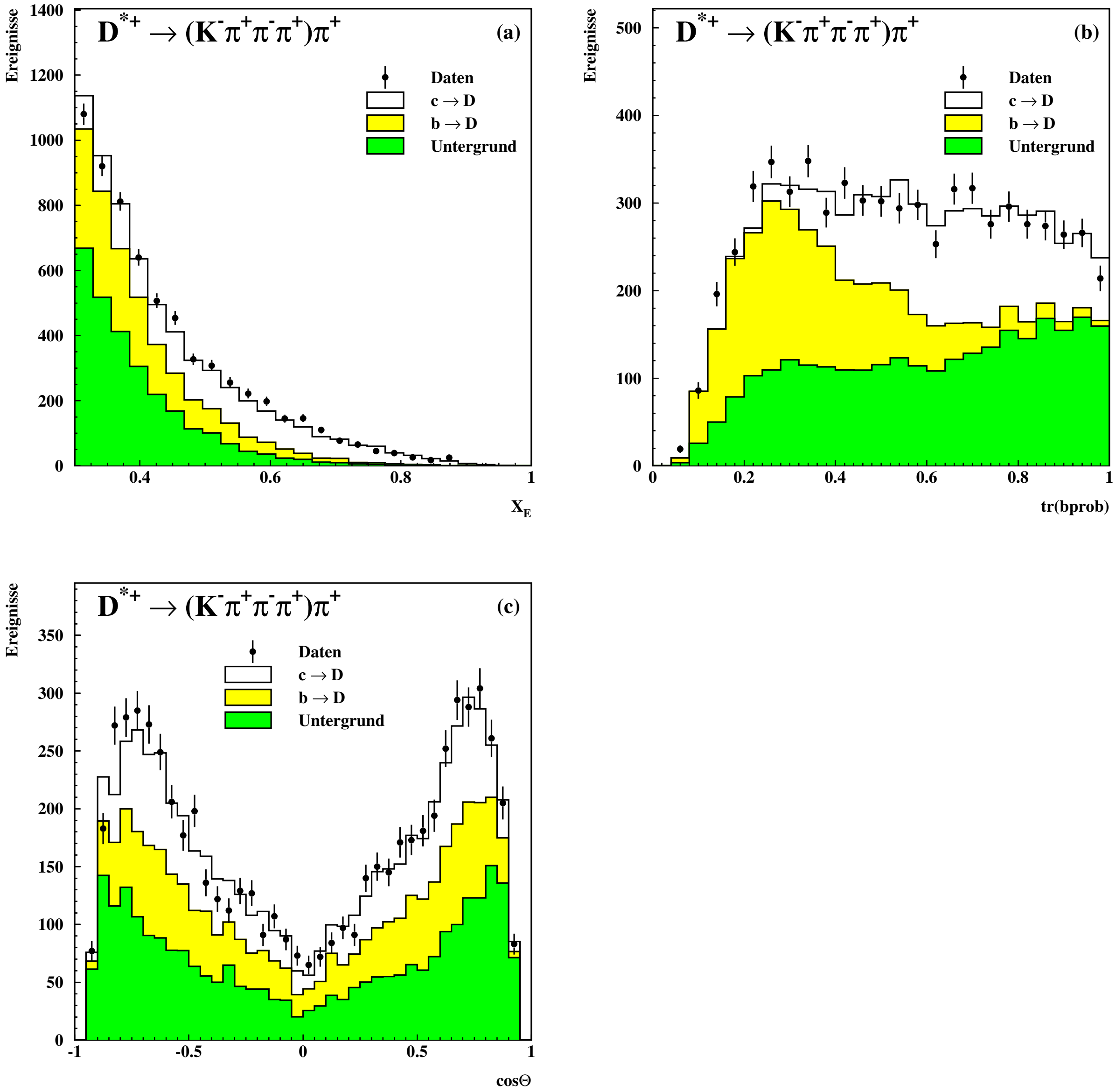


Abb. 8.2 : *Die Verteilungen X_E (a), tr(bprob) (b) und $\cos\theta_{thrust}$ (c) für den $D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$ -Datensatz. Die Simulation ist getrennt für c- und b-Ereignisse sowie für kombinatorischen Untergrund gezeigt.*

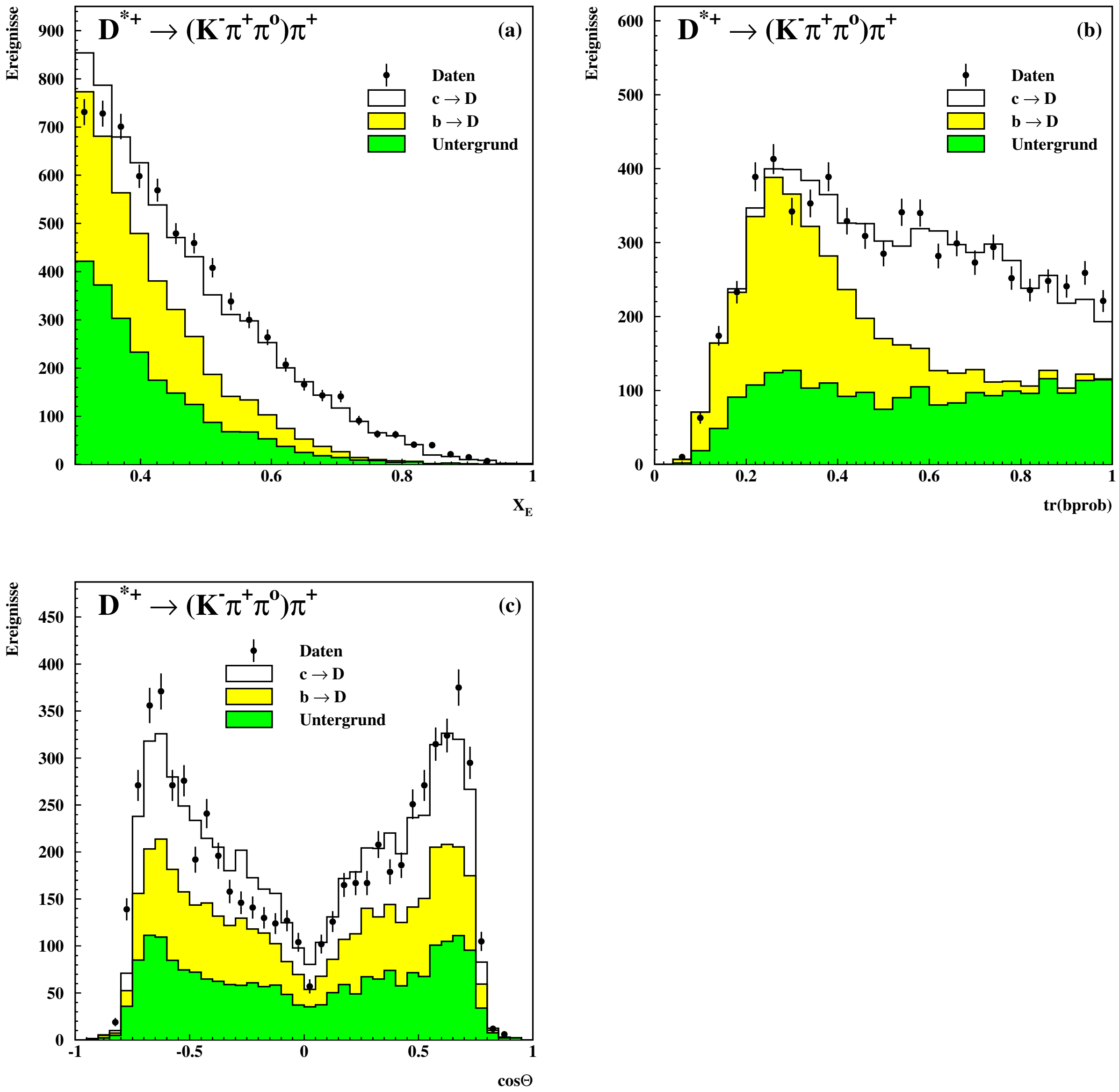


Abb. 8.3 : *Die Verteilungen* X_E *(a),* $tr(bprob)$ *(b) und* $\cos\theta_{thrust}$ *(c) für den* $D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$*-Datensatz. Die Simulation ist getrennt für c- und b-Ereignisse sowie für kombinatorischen Untergrund gezeigt.*

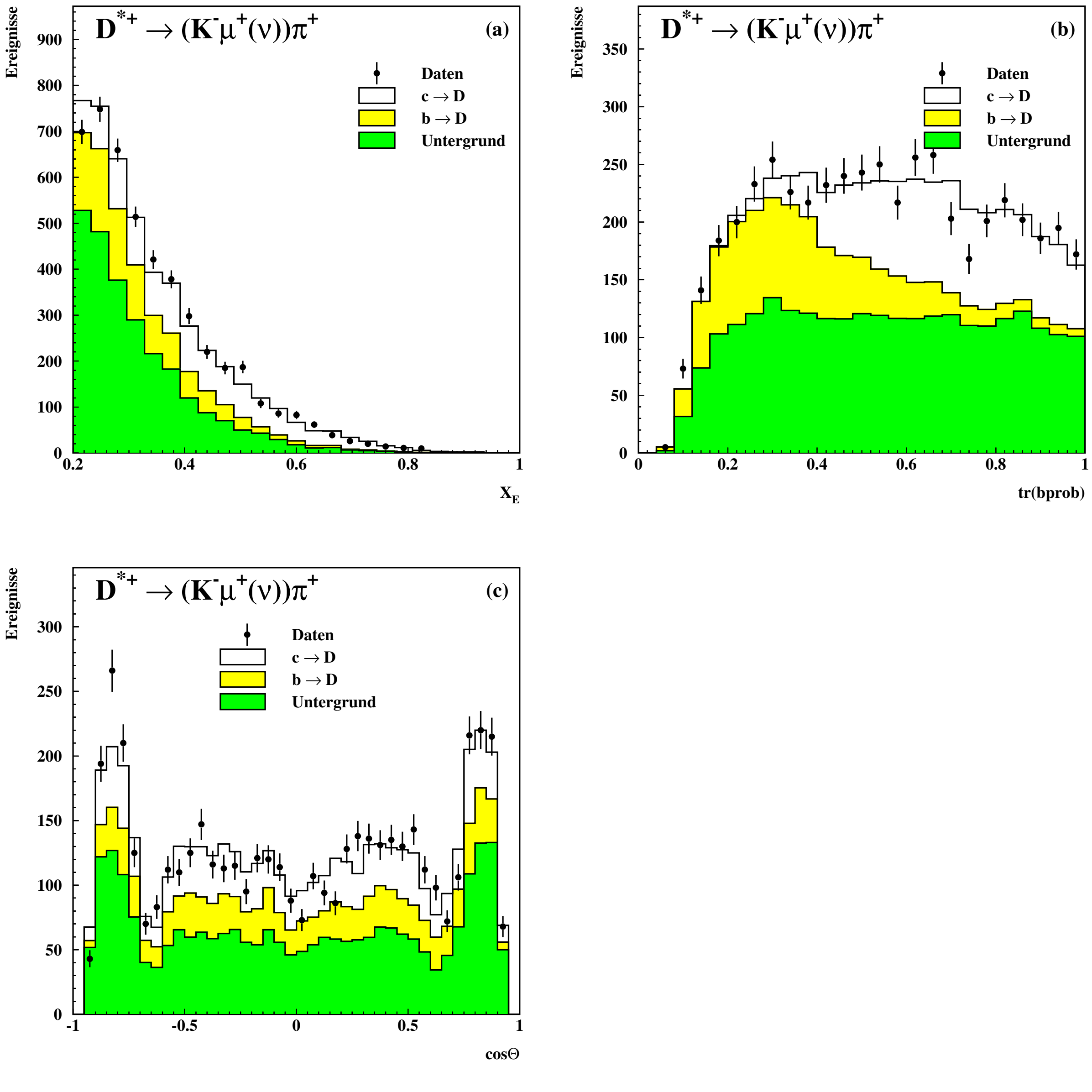


Abb. 8.4 : *Die Verteilungen* X_E *(a),* $tr(bprob)$ *(b) und* $\cos\theta_{thrust}$ *(c) für den* $D^{*+} \rightarrow (K^-\mu^+\nu)\pi^+$ *-Datensatz. Die Simulation ist getrennt für c- und b-Ereignisse sowie für kombinatorischen Untergrund gezeigt.*

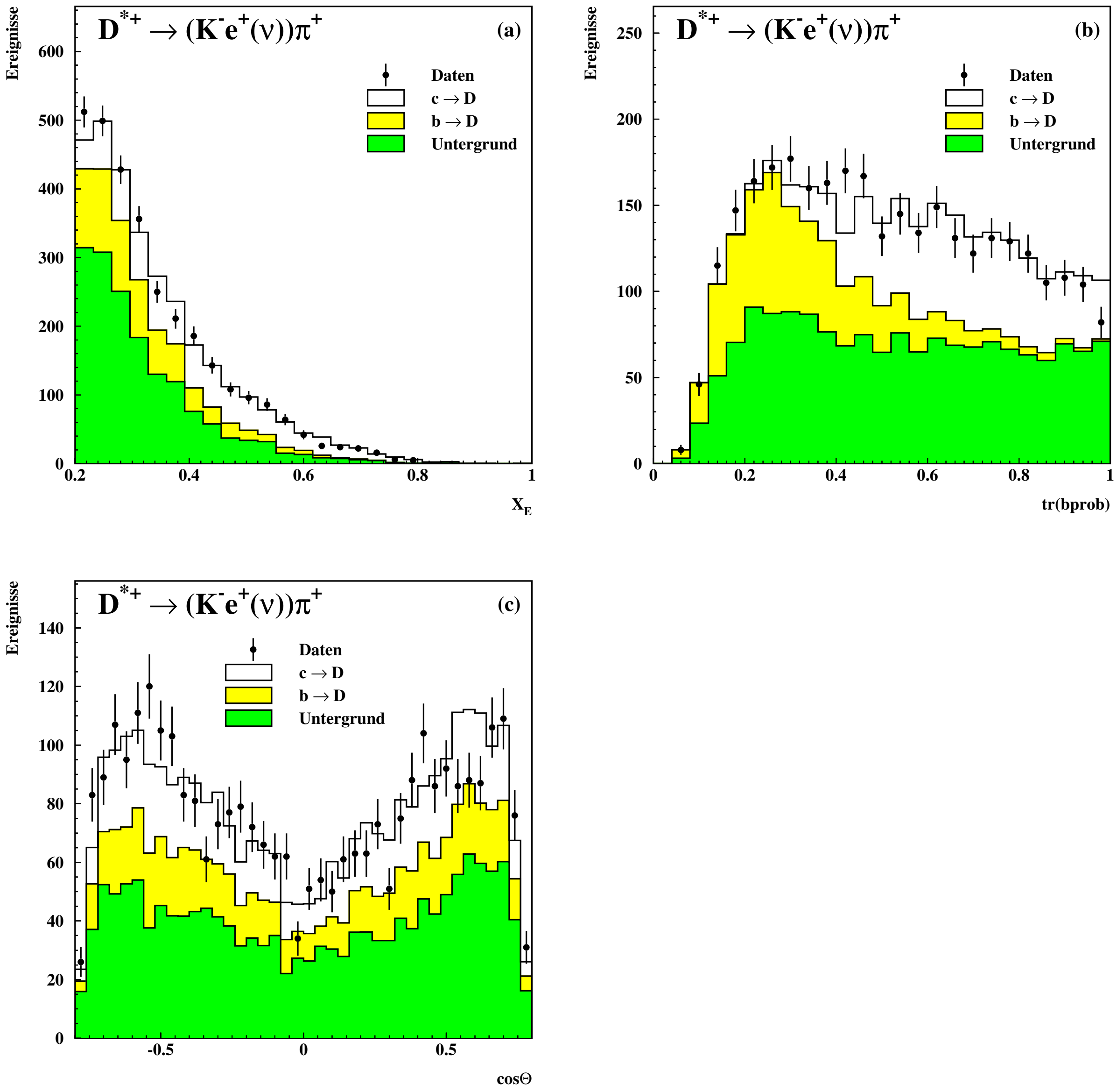


Abb. 8.5 : *Die Verteilungen X_E (a), tr(bprob) (b) und $\cos\theta_{thrust}$ (c) für den $D^{*+} \rightarrow (K^-e^+\nu)\pi^+$-Datensatz. Die Simulation ist getrennt für c- und b-Ereignisse sowie für kombinatorischen Untergrund gezeigt.*

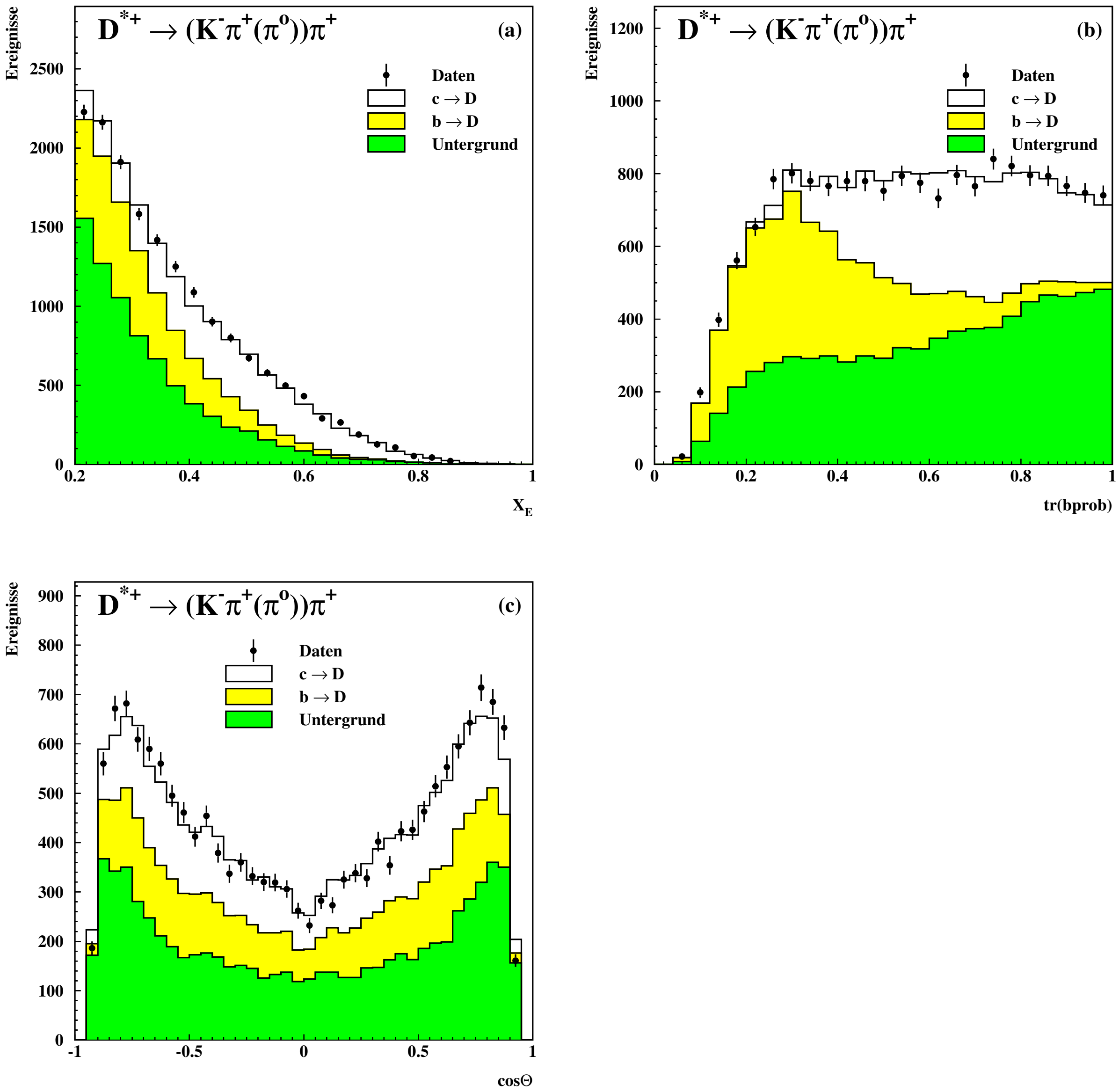


Abb. 8.6 : *Die Verteilungen X_E (a), tr(bprob) (b) und $\cos\theta_{thrust}$ (c) für den $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$-Datensatz. Die Simulation ist getrennt für c- und b-Ereignisse sowie für kombinatorischen Untergrund gezeigt.*

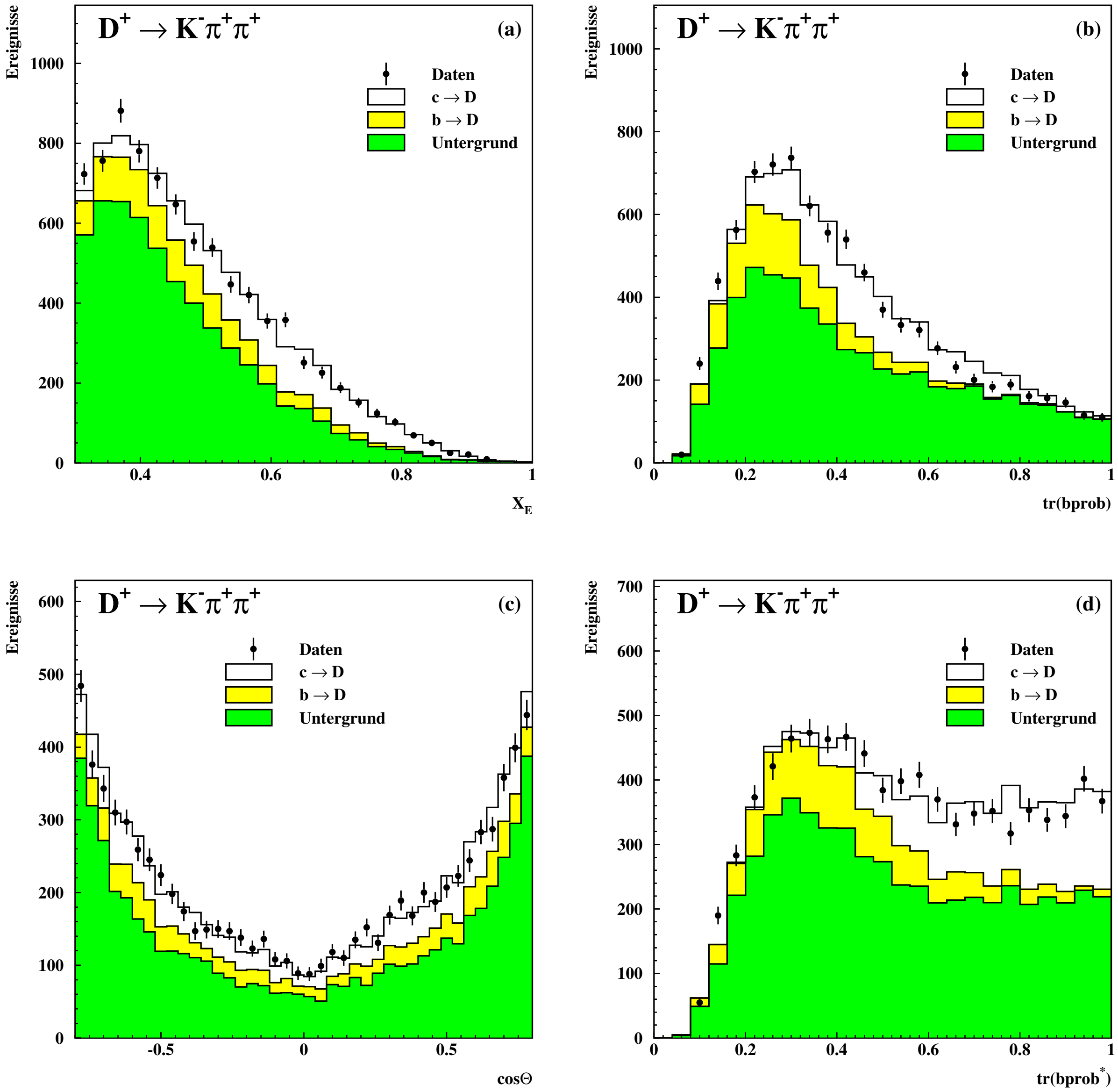


Abb. 8.7 : *Die Verteilungen X_E (a), tr(bprob) (b) und $\cos\theta_{thrust}$ (c) für den $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$-Datensatz. Die Simulation ist getrennt für c- und b-Ereignisse sowie für kombinatorischen Untergrund, gezeigt. In Abbildung (d) ist die Verteilung tr(bprob) berechnet ohne die Spuren aus dem D^+-Zerfall gezeigt.*

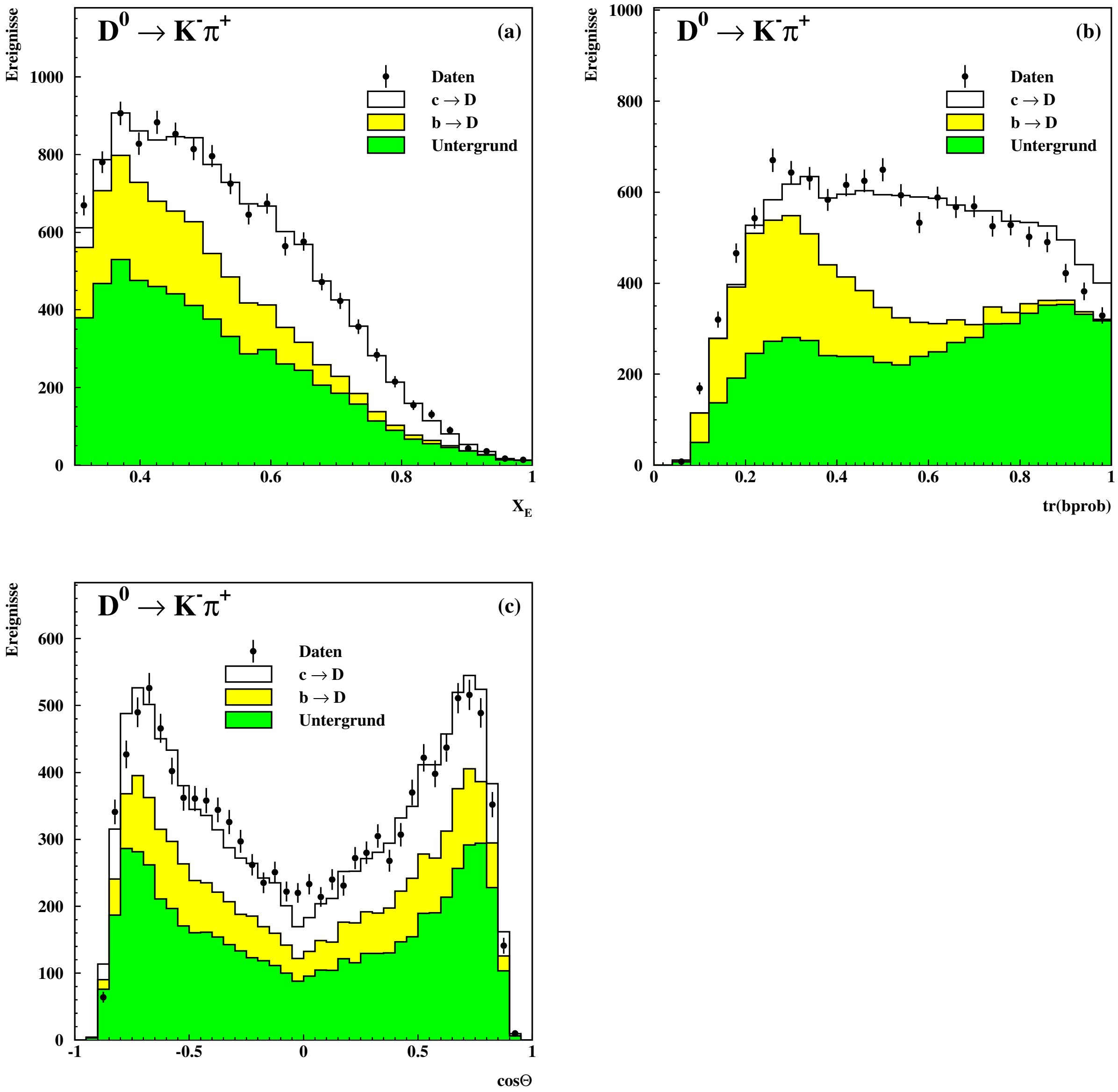


Abb. 8.8 : *Die Verteilungen X_E (a), $tr(bprob)$ (b) und $\cos\theta_{thrust}$ (c) für den $D^\circ \to K^-\pi^+$ -Datensatz. Die Simulation ist getrennt für c- und b-Ereignisse sowie für kombinatorischen Untergrund gezeigt.*

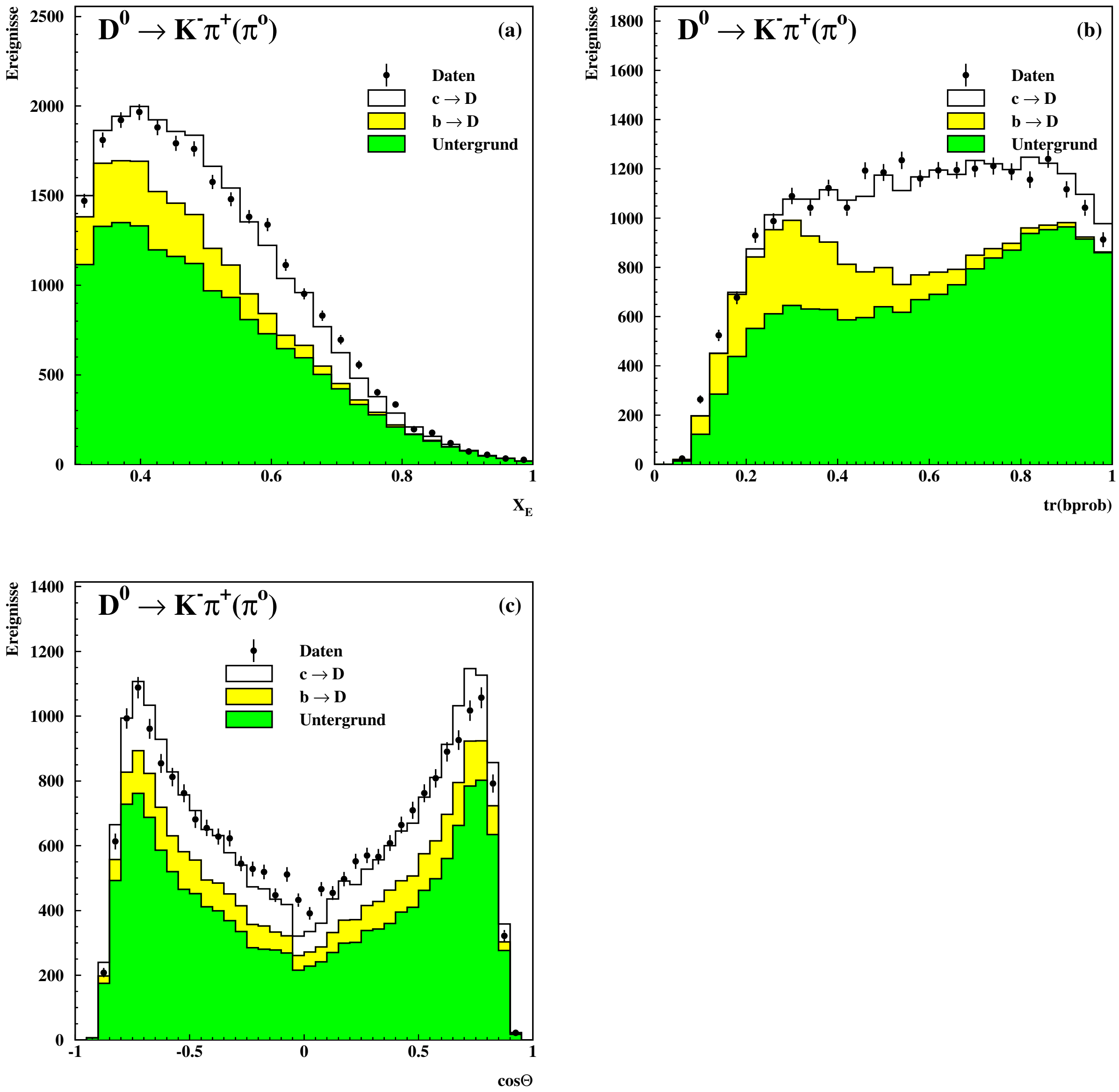


Abb. 8.9 : *Die Verteilungen X_E (a), tr(bprob) (b) und $\cos\theta_{thrust}$ (c) für den $D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$-Datensatz. Die Simulation ist getrennt für c- und b-Ereignisse sowie für kombinatorischen Untergrund gezeigt.*

Zerfallskanal	Anzahl der Intervalle in			mittlere Anzahl
	X_E	$tr(bprob)$	$\cos\theta_{thrust}$	Ereignisse
$D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$	4	5	4	59
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$	4	5	4	58
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$	4	4	4	57
$D^{*+} \to (K^-\mu^+\nu)\pi^+$	4	5	4	48
$D^{*+} \to (K^-e^+\nu)\pi^+$	3	4	4	52
$D^{*+} \to (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$	6	6	6	52
$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	5	5	5	55
$D^\circ \to K^-\pi^+$	5	6	5	60
$D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$	7	7	7	54

Tab. 8.5 : *Die Anzahl der Intervalle in X_E, $tr(bprob)$ und $\cos\theta_{thrust}$ für die unterschiedlichen Datensätze. Die mittlere Anzahl der Ereignisse pro Intervall ist ebenfalls angegeben.*

Das zu minimierende χ^2 ist gegeben durch

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{bins}} \frac{\left\{ A_{FB}^{obs,i} - \sum_{j=1}^{3} f_{j,i} C_{j,i} A_{FB}^{j}(\cos\theta_f) \right\}^2}{\sigma_i^2}, \tag{8.3}$$

wobei σ_i den statistischen Fehler der Daten und der Simulation berücksichtigt. $A_{FB}^j(\cos\theta_f)$ ist die differentielle Asymmetrie

$$A_{FB}^j(\cos\theta_f) = \frac{8}{3} A_{FB}^j \frac{\cos\theta}{1+\cos^2\theta} \tag{8.4}$$

für $j = b$-,c- und uds-Ereignisse. Für jedes Intervall wird hierbei der Mittelwert der Polarwinkelverteilung $\cos\theta_f$ der primären Ferminonen nach Photonabstrahlung aus den simulierten Ereignissen, d.h., entstprechend dem JETSET-Monte Carlo-Modell, verwendet. Hierdurch werden QCD-Korrekturen zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie berücksichtigt, die von den experimentellen Schnitten abhängen.

Die Koeffizienten $C_{j,i}$ in Gleichung 8.3 sind durch die Ladungskorrelation der D-Mesonen zur Ladung des primären Quarks gegeben. Für den c-Anteil ist $C_{j,i} = +1$, während für den b-Anteil die Korrelation aufgrund der $B^\circ - \bar{B}^\circ$-Mischung kleiner ist. Hier wird die mittlere Mischung entsprechend Tabelle 3.8 verwendet. Die Abhängigkeit der Mischung von der Lebensdauer B und damit von der topologischen Lebensdauerinformation $tr(bprob)$ wird der Vorhersage der Simulation entnommen. Für den kombinatorischen Untergrund aus c- und b-Ereignissen erwartet man bei großen X_E eine kleine Ladungskorrelation, die berücksichtigt wird. Untergrund aus uds-Ereignissen und aus $g \to c\bar{c}$ zeigt fast keine signifikante Korrelation. Die Übereinstimmung im

Untergrund zwischen Daten und Simulation wurde mit den Ereignissen aus den Seitenbändern überprüft.

8.2.1 Ergebnisse der Anpassung

Der Vergleich der Simulation mit den gemessenen X_E-, $tr(bprob)$- und $\cos\theta_{thrust}$-Spektren ist in den Abbildungen 8.1 bis 8.9 gezeigt. Die Ergebnisse der Anpassung der c- und b-Asymmetrie an die Daten ist getrennt für die einzelnen Datensätze in Tabelle 8.6 gezeigt. Die Korrelationen zwischen den beiden Asymmetrien und das χ^2/NDF sind ebenfalls aufgeführt.

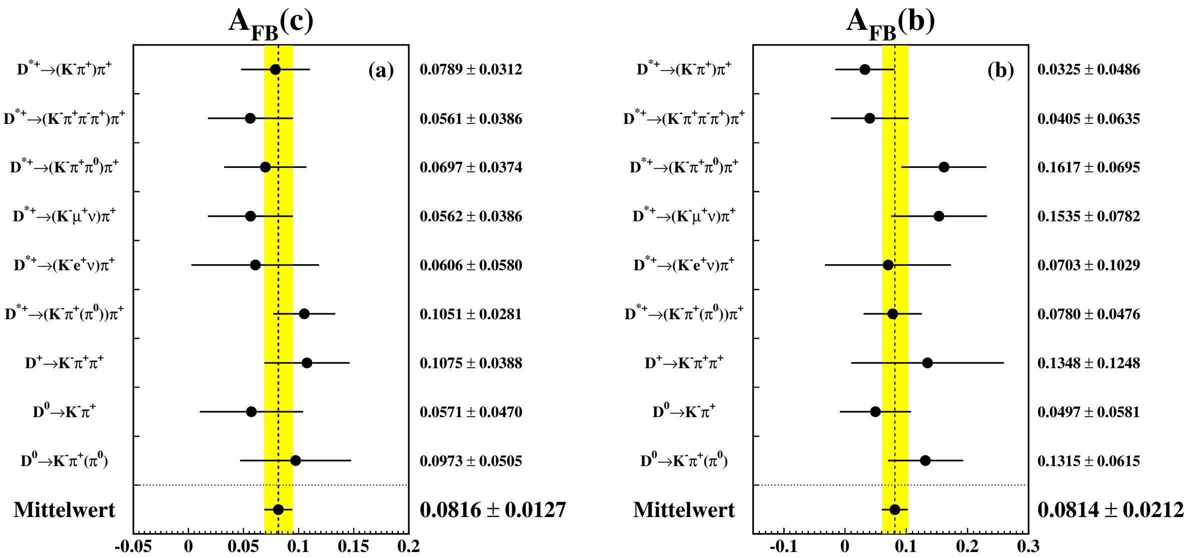


Abb. 8.10 : *Der Vergleich der gemessenen c- und b-Asymmetrien (a) und (b) bei* $\sqrt{s} = 91.228$ *GeV mit dem Mittelwert aller Messungen.*

Berücksichtigt man die Korrelationen zwischen den c- und b-Asymmetrien, so ergibt sich nach Kombination der Ergebnisse der einzelnen Datensätze

$$A_{FB}^{c\bar{c}} = 0.0816 \pm 0.0127\,(\text{stat}) \quad \text{und} \quad A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.0814 \pm 0.0202\,(\text{stat})\;. \tag{8.5}$$

Die statistische Korrelation ist -0.38, die mittlere Schwerpunktsenergie ist 91.228 GeV. Abbildung 8.10 zeigt den Vergleich der Ergebnisse für die einzelnen Datensätze zum Mittelwert. Die $\cos\theta$-Abhängigkeit der gemessenen Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie ist in Abbildung 8.11 gezeigt.

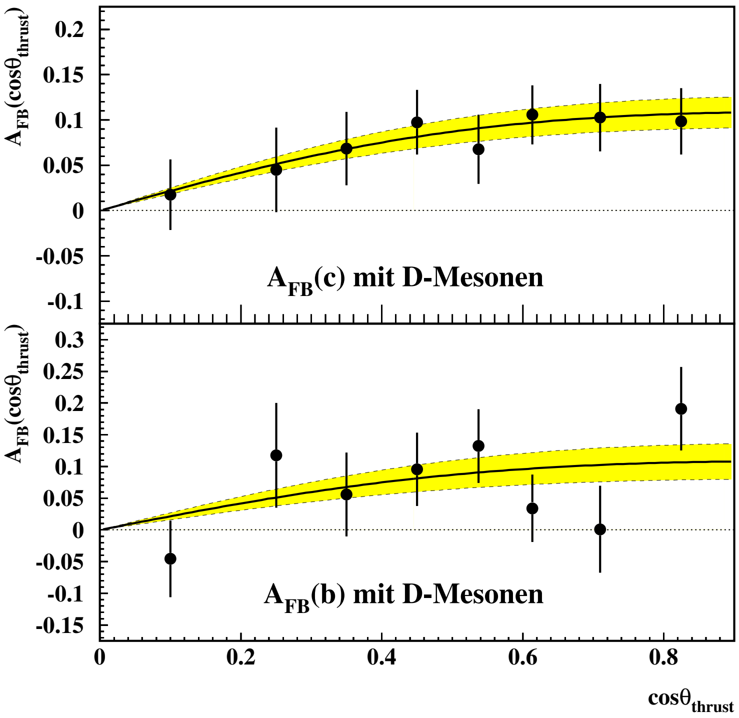


Abb. 8.11 : *Die über alle Datensätze gemittelte c- und b-Asymmetrie als Funktion von* $\cos\theta_{thrust}$

Zerfallskanal	$A_{FB}^{c\bar{c}}$			$A_{FB}^{b\bar{b}}$			Korrelation	$\chi^2/N.D.F.$
$D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$	0.0789	$\pm$	0.0312	0.0325	$\pm$	0.0486	-0.37	0.89
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$	0.0561	$\pm$	0.0386	0.0405	$\pm$	0.0635	-0.39	1.20
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$	0.0697	$\pm$	0.0374	0.1617	$\pm$	0.0695	-0.36	0.86
$D^{*+} \to (K^-\mu^+\nu)\pi^+$	0.0562	$\pm$	0.0386	0.1535	$\pm$	0.0782	-0.38	0.97
$D^{*+} \to (K^-e^+\nu)\pi^+$	0.0606	$\pm$	0.0580	0.0703	$\pm$	0.1029	-0.37	1.39
$D^{*+} \to (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$	0.1051	$\pm$	0.0281	0.0780	$\pm$	0.0476	-0.37	0.91
$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	0.1075	$\pm$	0.0388	0.1348	$\pm$	0.1248	-0.45	1.11
$D^\circ \to K^-\pi^+$	0.0571	$\pm$	0.0470	0.0497	$\pm$	0.0581	-0.43	1.00
$D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$	0.0973	$\pm$	0.0505	0.1315	$\pm$	0.0615	-0.47	1.04
Mittelwert	0.0816	$\pm$	0.0127	0.0814	$\pm$	0.0212	-0.38	0.58

Tab. 8.6 : *Ergebnis der Anpassung an die Verteilungen der unterschiedlichen Zerfallskanäle für eine mittlere Schwerpunktsenergie von 91.228 GeV.*

8.2.2 Der systematische Fehler der Anpassungen

Die folgenden Beiträge zum systematischen Fehler gliedern sich nach internen Fehlern, die spezifisch für die Analyse sind und korrelierten systematischen Fehlern, die durch Unsicherheiten in den physikalischen Eingabeparametern begründet sind. Diese müssen bei der Mittelung der LEP-Ergebnisse, die z.B. von der ,,LEP Heavy Flavour Working Group" [26] durchgeführt wird, gesondert behandelt werden.

Die Anpassung an die Daten berücksichtigt die QCD-Korrekturen zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie, da in jedem Intervall die Vorhersage des JETSET-Monte Carlos für die mittlere Fermionrichtung nach Photonabstrahlung verwendet wurde. Hierdurch wird ebenfalls die Abhängigkeit der QCD-Korrektur von den experimentellen Schnitten beschrieben.

Die differentielle Asymmetrie, die in der χ^2-Anpassung verwendet wurde, ist nicht sensitv auf die Effizienz der Rekonstruktion. Auch eine Abhängigkeit der Effizienz von den drei Größen X_E, $tr(bprob)$ und $\cos\theta_{thrust}$ wird berücksichtigt, solange die Variation klein gegen die Größe der Intervalle ist. Lediglich eine relative Änderung der Effizienz der verschiedenen Klassen zueinander, die zudem nicht von der Simulation beschrieben wird, kann Beiträge zum systematischen Fehler der Asymmetrien liefern. Probleme, die zu einer schlechten Beschreibung der Daten durch die Simulation führen könnten, wurden mit den beschriebenen Korrekturen an die Verteilungen minimiert. Der systematische Einfluß der relativen Anteile der verschiedene Klassen auf die Asymmetrie wird im folgenden diskutiert.

Die Beiträge zum systematischen Fehler, die spezifisch für diese Analyse sind, werden im folgenden aufgelistet:

- Die Tatsache, daß sowohl die Daten als auch die Simulation nur endliche Statistik haben, beeinflußt das Ergebnis der Anpassung. Die mittlere Anzahl der Ereignisse pro Intervall, die in die Anpassung eingehen, liegt für die Daten zwischen 50 bis 60. Man kann also nicht davon ausgehen, daß die Beiträge zu N_i^+ und N_i^- exakt einer Gaußverteilung gehorchen, wie es in der Anpassung angenommen wird. Der Einfluß auf die Ergebnisse durch die Variation der mittleren Anzahl der Ereignisse pro Intervall zwischen 40 und 85 untersucht. Hierzu wurde die Anzahl der Intervalle in jeder Dimension geändert. Der systematische Fehler beinhaltet ebenfalls eine Abweichung von -0.0025 für $A_{FB}^{c\bar{c}}$ und -0.0022 für $A_{FB}^{b\bar{b}}$ zwischen den Ergebnissen der χ^2-Anpassung und der Maximum-Likelihood-Anpassung (Gleichung 8.6), bei der eine Possionverteilung angenommen wird. Für diesen Vergleich wurde in beiden Fällen der statistische Fehler der Simulation nicht berücksichtigt. In dem statistischen Fehler der χ^2-Anpassung zur Bestimmung der Asymmetrien, der in Tabelle 8.6 gezeigt ist, enthält den statistischen Fehler der Simulation.

- Teilweise rekonstruierte $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$-Zerfälle und Reflektionen mit falscher Ladungszuordnung im D°-Datensatz tragen zur Asymmetrie bei. Die Rate der teilweise rekonstruierten $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$-Zerfälle ist abhängig von der totalen D^{*+}-Rate und der Effizienz, das Pion aus dem Zerfall mit einem zufälligen D°-Kandidaten zu kombinieren. Wie die Rate der Reflektionen muß auch die absolute Rate der rekonstruierten $D^{*+} \to D^\circ\pi^+$-Zerfälle der Simulation entnommen werden, da keine Trennung vom restlichen Untergrund

Quelle der Unsicherheit	Variation	$\sqrt{s} = M_Z$ $\delta A_{FB}^{c\bar{c}}$	$\delta A_{FB}^{b\bar{b}}$	89.477 GeV $\delta A_{FB}^{c\bar{c}}$	$\delta A_{FB}^{b\bar{b}}$	92.940 GeV $\delta A_{FB}^{c\bar{c}}$	$\delta A_{FB}^{b\bar{b}}$
statistisch		± 0.0127	∓ 0.0212	± 0.0588	∓ 0.0999	± 0.0527	∓ 0.0864
Methode		± 0.0034	∓ 0.0084	± 0.0034	∓ 0.0084	± 0.0034	∓ 0.0084
$\pi_{slow} + X$	$\pm 30\%$	∓ 0.0022	± 0.0025	± 0.0006	± 0.0006	∓ 0.0024	± 0.0051
$A_{FB}^{b,c}(Bck)$	$\pm 30\%$	∓ 0.0011	∓ 0.0033	± 0.0004	∓ 0.0007	∓ 0.0012	∓ 0.0068
$A_{FB}^{uds}(Bck)$	$\pm 100\%$	± 0.0014	∓ 0.0024	± 0.0014	∓ 0.0024	± 0.0014	∓ 0.0024
$R_{S/B}$	± 5 (20) %	∓ 0.0012	∓ 0.0015	± 0.0010	∓ 0.0012	∓ 0.0049	∓ 0.0122
Statistik Simulation		-	-	± 0.0045	± 0.0104	± 0.0045	± 0.0104
$r = \frac{R_b \cdot P_{b \to D}}{R_c \cdot P_{c \to D}}$	1.215 ± 0.0075	± 0.0011	∓ 0.0013	± 0.0004	∓ 0.0006	± 0.0012	∓ 0.0027
$\langle X_E \rangle_c$	0.499 ± 0.008	∓ 0.0003	± 0.0007	∓ 0.0003	± 0.0007	∓ 0.0003	± 0.0007
$\langle X_E \rangle_b$	0.701 ± 0.008	± 0.0004	± 0.0007	± 0.0004	± 0.0007	± 0.0004	± 0.0007
$\langle X_E \rangle_{B \to D}$	0.315 ± 0.003	± 0.0002	± 0.0004	± 0.0002	± 0.0004	± 0.0002	± 0.0004
χ_{eff}	0.157 ± 0.16	∓ 0.0006	± 0.0057	∓ 0.0002	± 0.0010	∓ 0.0013	± 0.0117
τ_b $[psec]$	1.6 ± 0.10	± 0.0003	∓ 0.0003	± 0.0003	∓ 0.0003	± 0.0003	∓ 0.0003
total systematisch		± 0.0048	∓ 0.0115	± 0.0059	± 0.0138	± 0.0082	∓ 0.0235
totaler Fehler		± 0.0136	∓ 0.0241	± 0.0591	∓ 0.1008	± 0.0533	∓ 0.0895

Tab. 8.7 : *Beiträge zum systematischen Fehler der gemessenen Asymmetrien auf der Z-Resonanz. Der totale Korrelationskoeffizient zwischen den systematischen Fehlern von $A_{FB}^{c\bar{c}}$ und $A_{FB}^{b\bar{b}}$ beträgt für die Messung auf der Z-Resonanz -0.44. Unter- und oberhalb der Resonanz erhält man -0.42 bzw. -0.41.*

möglich ist. Eine Variation von 30 % der Vorhersage ist im systematischen Fehler beinhaltet.

- In dem kombinatorischen Untergrund verbleibt eine Ladungskorrelation von etwa 20 % für c- und wenigen % für b-Ereignisse. Es handelt sich dabei um nicht klassifizierbare Reste von Zerfällen schwerer Hadronen, die in dem kinematischen Bereich der selektierten D-Zerfälle liegen. Diese müssen bei der Messung berücksichtigt werden und tragen somit zu den Asymmetrien bei. Der Einfluß der verbleibenden Ladungskorrelation des kombinatorischen Untergrundes aus c- und b-Ereignissen wurde durch eine 30 % Variation auf die Vorhersage der Simulation abgeschätzt.

- Die sehr kleine Asymmetrie des kombinatorischen Untergrundes aus uds-Ereignissen wurde der Vorhersage der Simulation entnommen und bei der Anpassung von der beobachteten Asymmetrie subtrahiert. Der Anteil der uds-Ereignisse am Untergrund liegt im Mittel bei etwa 25 %, wobei kleine Korrekturen der Simulation (Tabelle 8.2) notwendig sind. Die gute Übereinstimmung der beobachteten Asymmetrie des Untergrundes zur Vorhersage der Simulation wurde mit Hilfe der Ereignisse in den Seitenbändern kontrolliert. Im systematischen Fehler wurde eine Variation von 100 % auf die Vorhersage der Asymmetrie berücksichtigt.

- Die relative Normierung des D-Signals zum Untergrund (siehe Tabelle 7.7) geht in den Nenner der differentiellen Asymmetrie ein und beeinflußt somit die Ergebnisse. Dieses Verhältnis hängt sowohl von den D-Zerfallsraten in der Simulation und damit den D-Raten im jeweiligen Zerfallskanal pro hadronischem Ereignis als auch von der Modellierung der Fragmentation und damit der Jetstruktur ab. Abweichungen können ebenfalls aus Unterschieden in der Effizienz in der Simulation relativ zu den Daten entstehen, die durch Probleme in der Spurrekonstruktion verursacht werden können. Die relative Normierung $R_{S/B}$ wurde daher mit einer Anpassung an die Daten korrigiert. Der Beitrag zum systematischen Fehler berücksichtigt eine Variation von 5 % auf $R_{S/B}$ aufgrund der Unsicherheit der Signalform und der statistischen Präzision der Anpassung.

Korrelierte systematische Fehler, über die nicht bei der Kombination mit anderen LEP-Ergebnissen gemittelt werden darf, sind gegeben durch:

- Das Verhältnis der Raten der D-Mesonen aus b-Ereignissen und aus c-Ereignissen wurde bei LEP zu $r = 1.215 \pm 0.075$ gemessen (siehe Tabelle 3.3). Die Vorhersage der Simulation von 1.16 wurde auf diesen Wert korrigiert. Die Variation von r beeinflußt den Anteil der b- relativen zur c-Asymmetrie in der beobachteten Asymmetrie. Der systematische Fehler reflektiert eine Unsicherheit von ± 0.075 in r.

  Der LEP-Mittelwert von r ist unabhängig von dem LEP-Wert für R_b, da in allen Analysen [64] die Separation der b- und c-Beiträge zu den D-Datensätzen explizit durchgeführt wurde. r ist jedoch korreliert mit dem gemessenen R_c. Im Falle von DELPHI ergibt sich eine Korrelation zwischen dem Mittelwert von r und R_c von -11 % [23].

- Die Separation zwischen b- und c-Ereignissen hängt von dem Energiespektrum der D-Mesonen ab. Die Parameter der Simulation wurden an die gemessenen Mittelwerte der Energieverteilung angepaßt [28]. In dem systematischen Fehler wird, entsprechend den Messungen bei LEP, eine Variation des Energiespektrum für c-Ereignisse von $\langle X_E \rangle_c = 0.499 \pm 0.008$ und für b-Ereignisse von $\langle X_E \rangle_b = 0.701 \pm 0.008$ (siehe Kapitel 3.3.1) berücksichtigt. Zusätzlich erhält man aus dem Energiespektrum der D-Mesonen im Zerfall des B-Mesons einen Beitrag zum systematischen Fehler. Man erhält eine Unsicherheit von ± 0.003 auf das mittlere X_E der D-Mesonen in b-Ereignissen bei LEP aus der Messung des D-Spektrums von CLEO [25] auf dem $\Upsilon 4S$. Diese Unsicherheit trägt zum systematischen Fehler bei.

- Die beobachtete $B^\circ_{d,s} - \bar{B}^\circ_{d,s}$-Mischung in der D-Produktion bei LEP wurde in Kapitel 3.5 diskutiert. In der Simulation wurde seine Massendifferenz von $\Delta m_d = 0.5\ psec^{-1}$ für die $B^\circ_d - \bar{B}^\circ_d$-Oszillation und eine mittlere B-Lebensdauer von 1.6 psec verwendet. Daher kann die Abhängigkeit der beobachteten Mischung von der topologischen b-Information $tr(bprob)$ aus der Vorhersage der Simulation entnommen werden. Die effektive Mischung wurde entsprechend den Werten in Tabelle 3.8 variiert.

- Die mittlere Lebensdauer von B-Mesonen beeinflußt ebenfalls die Separation zwischen den D-Mesonen aus b- und c-Ereignissen. Hier wurde eine Variation von 1.6 ± 0.10 psec berücksichtigt.

Die Beiträge sind in Tabelle 8.7 zusammengefaßt. Die Vorzeichen $\pm$ bzw. $\mp$ geben jeweils die Richtung an, in die sich die Mittelwerte bewegen, wenn der Parameter um $\pm\delta$ variiert wird. In der Tabelle sind ebenfalls die Werte für die Messung ober- und unterhalb der Z-Resonanz angegeben, die im folgenden Kapitel beschrieben wird.

8.3 Die Anpassung an die Daten ober- und unterhalb der Z-Resonanz

Basierend auf den 118864 und 165018 hadronischen Ereignissen, die DELPHI bei mittleren Schwerpunktsenergien von 89.477 GeV und 92.940 GeV genommen hat, wird die Energieabhängigkeit der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie studiert. In Tabelle 8.8 sind die Datensätze zusammengestellt, die in die Messung eingehen.

Zerfallskanal	Anzahl Kandidaten			Anzahl der Intervalle in		
	89.477 GeV	92.940 GeV	Simulation	X_E	$tr(bprob)$	$\cos\theta_{thrust}$
$D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$	236	285	9705	3	3	4
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$	275	336	11910	3	3	4
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$	209	189	9255	3	3	4
$D^{*+} \to (K^-\mu^+\nu)\pi^+$	143	232	7412	3	3	4
$D^{*+} \to (K^-e^+\nu)\pi^+$	102	124	4706	3	3	3
$D^{*+} \to (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$	487	657	18820	4	4	4
$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	374	451	9762	3	4	4
$D^\circ \to K^-\pi^+$	359	548	15790	4	4	4
$D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$	713	1008	26286	4	4	5

Tab. 8.8 : *Die Anzahl der Ereignisse in den Datensätzen, die bei mittleren Schwerpunktsenergien von 89.477 GeV und 92.940 GeV genommen wurde. Die Anzahl der verwendeten Intervalle in der Anpassung ist ebenfalls aufgeführt.*

Für diese Daten ist es notwendig, die Analysemethode der vorhandenen kleinen Statistik anzupassen. Daher wird eine Maximum-Likelihood-Anpassung verwendet, die von einer Poissonverteilung der Ereignisse pro Intervall ausgeht. Die Asymmetrie wird bestimmt über das Minimum der Funktion

$$\mathcal{L} = -\sum_{i=1}^{N_{bins}} \left\{ \ln \frac{\lambda_i^{+N_i^+}}{e^{\lambda_i^+} \cdot N_i^+!} + \ln \frac{\lambda_i^{-N_i^-}}{e^{\lambda_i^-} \cdot N_i^-!} \right\} . \qquad (8.6)$$

Hierbei sind N_i^+ und N_i^- die gemessenen Ereignisse mit $Q \cdot \cos\theta_{thrust}$ größer bzw. kleiner als Null. λ_i^+ und λ_i^- sind die entsprechenden erwarteten Anzahlen der Ereignisse im Intervall j:

$$\lambda_i^{\pm} = \frac{N_i^{tot}}{2} \sum_j f_{j,i} C_{j,i} (1 \pm A_{FB}^j(\cos\theta_f)) \qquad (8.7)$$

Die Koeffizienten $f_{j,i}$, $C_{j,i}$ und $A^j_{FB}(\cos\theta_f)$ sind wie in Gleichung 8.3 definiert. Für die Berechung der Koeffizienten werden nur die Daten der Simulation für die Jahre 1992 und 1993 verwendet. Die Anzahl der Intervalle in jeder Dimension wurde auf die in Tabelle 8.8 gezeigten Anzahlen reduziert. Die totale Anzahl N_i^{tot} der Ereignisse pro Intervall j ist ein externer Parameter. Die Summe der positiven und negativen Einträge ergibt einen minimalen Beitrag zu Gleichung 8.6, wenn

$$N_i^{tot} = N_i^+ + N_i^- \tag{8.8}$$

gewählt wird. Die Ergebnisse der Anpassung der c- und b-Quark Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie an die Daten ober- und unterhalb der Z-Resonanz sind in den Tabellen 8.9 und 8.10 zusammengefaßt. Der Vergleich der Ergebnisse ist in den Abbildungen 8.12 und 8.13 gezeigt. Der Mittelwert über die Ergebnisse der verschieden Datensätze ist

$$A_{FB}^{c\bar{c}} = -0.0152 \pm 0.0588\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0059\,(\mathrm{sys}) \tag{8.9}$$
$$A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.0141 \pm 0.0999\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0138\,(\mathrm{sys}) \tag{8.10}$$

für $\sqrt{s} = 89.477$ GeV und

$$A_{FB}^{c\bar{c}} = 0.0822 \pm 0.0527\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0082\,(\mathrm{sys}) \tag{8.11}$$
$$A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.1665 \pm 0.0864\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0235\,(\mathrm{sys}) \tag{8.12}$$

für $\sqrt{s} = 92.940$ GeV. Die statistische Korrelation beträgt -0.43 bzw. -0.41.

Die Likelihood Anpassung erlaubt nicht, den Fehler durch die endliche Statistik der Simulation zu berücksichtigen. Der Beitrag wurde mit der χ^2-Anpassung zu ± 0.0045 für $A_{FB}^{c\bar{c}}$ bzw. ± 0.0104 abgeschätzt und ist Teil des systematischen Fehlers. Aufgrund der kleinen Statistik wurde eine Unsicherheit von ± 20 % auf die relative Normierung $R_{S/B}$ von Signal zu Untergrund berücksichtigt. Die Zusammenfassung der Beiträge zum systematischen Fehler ist Tabelle 8.7 zu entnehmen. Ein Vergleich der gemessenen Energieabhängigkeit der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie mit der Vorhersage des Standardmodells wird in Kapitel 9, Abbildung 9.1, gezeigt.

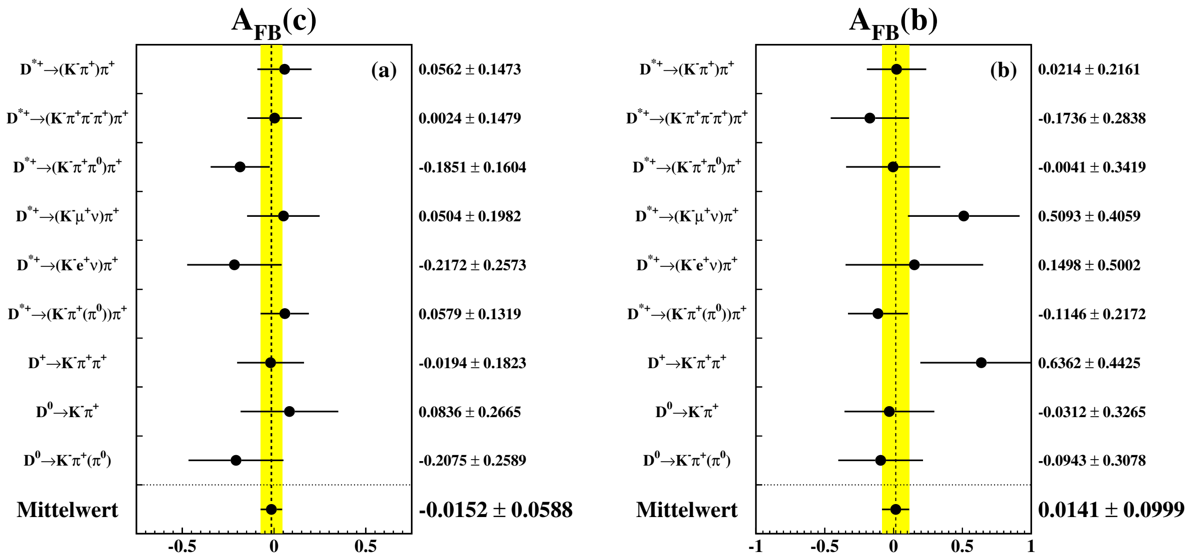


Abb. 8.12 : *Der Vergleich der gemessenen c- und b-Asymmetrien bei* $\sqrt{s} = 89.477\ GeV$.

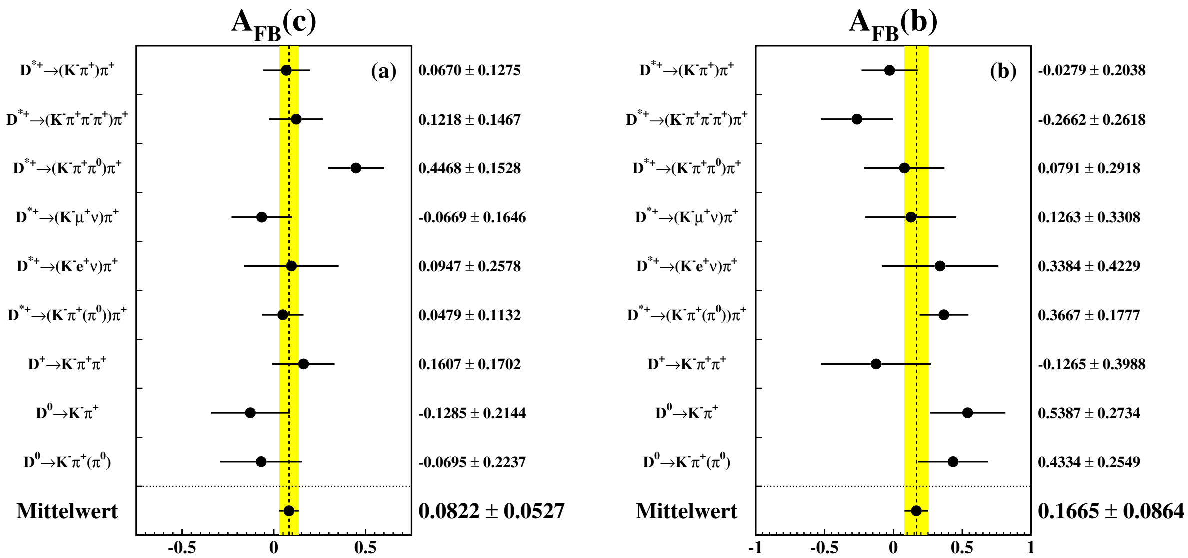


Abb. 8.13 : *Der Vergleich der gemessenen c- und b-Asymmetrien bei* $\sqrt{s} = 92.940\ GeV$.

Zerfallskanal	$A_{FB}^{c\bar{c}}$			$A_{FB}^{b\bar{b}}$			Korrelation
$D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$	0.0562	$\pm$	0.1473	0.0214	$\pm$	0.2161	-0.45
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$	0.0024	$\pm$	0.1479	-0.1736	$\pm$	0.2838	-0.45
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$	-0.1851	$\pm$	0.1604	-0.0041	$\pm$	0.3419	-0.40
$D^{*+} \to (K^-\mu^+\nu)\pi^+$	0.0504	$\pm$	0.1982	0.5093	$\pm$	0.4059	-0.44
$D^{*+} \to (K^-e^+\nu)\pi^+$	-0.2172	$\pm$	0.2573	0.1498	$\pm$	0.5002	-0.43
$D^{*+} \to (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$	0.0579	$\pm$	0.1319	-0.1146	$\pm$	0.2172	-0.42
$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	-0.0194	$\pm$	0.1823	0.6362	$\pm$	0.4425	-0.38
$D^\circ \to K^-\pi^+$	0.0836	$\pm$	0.2665	-0.0312	$\pm$	0.3265	-0.46
$D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$	-0.2075	$\pm$	0.2589	-0.0943	$\pm$	0.3078	-0.47
Mittelwert	-0.0152	$\pm$	0.0588	0.0141	$\pm$	0.0999	-0.43

Tab. 8.9 : *Ergebnisse der Anpassung von zwei Parametern an die Verteilungen der unterschiedlichen Datensätze der Zerfallskanäle für eine mittlere Schwerpunktsenergie von 89.477 GeV. Das χ^2/NDF der Messungen zum Mittelwert beträgt 0.58.*

Zerfallskanal	$A_{FB}^{c\bar{c}}$			$A_{FB}^{b\bar{b}}$			Korrelation
$D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$	0.0670	$\pm$	0.1275	-0.0279	$\pm$	0.2038	-0.42
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$	0.1218	$\pm$	0.1467	-0.2662	$\pm$	0.2618	-0.47
$D^{*+} \to (K^-\pi^+\pi^\circ)\pi^+$	0.4468	$\pm$	0.1528	0.0791	$\pm$	0.2918	-0.29
$D^{*+} \to (K^-\mu^+\nu)\pi^+$	-0.0669	$\pm$	0.1646	0.1263	$\pm$	0.3308	-0.48
$D^{*+} \to (K^-e^+\nu)\pi^+$	0.0947	$\pm$	0.2578	0.3384	$\pm$	0.4229	-0.46
$D^{*+} \to (K^-\pi^+(\pi^\circ))\pi^+$	0.0479	$\pm$	0.1132	0.3667	$\pm$	0.1777	-0.37
$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	0.1607	$\pm$	0.1702	-0.1265	$\pm$	0.3988	-0.39
$D^\circ \to K^-\pi^+$	-0.1285	$\pm$	0.2144	0.5387	$\pm$	0.2734	-0.48
$D^\circ \to K^-\pi^+(\pi^\circ)$	-0.0695	$\pm$	0.2237	0.4334	$\pm$	0.2549	-0.49
Mittelwert	0.0822	$\pm$	0.0527	0.1665	$\pm$	0.0864	-0.41

Tab. 8.10 : *Ergebnisse der Anpassung von zwei Parametern an die Verteilungen der unterschiedlichen Datensätze der Zerfallskanäle für eine mittlere Schwerpunktsenergie von 92.940 GeV. Das χ^2/NDF der Messungen zum Mittelwert beträgt 1.04.*

8.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien für c- und b-Quarks in der Nähe der Z-Resonanz wurden durch eine Anpassung an die Polarwinkel-, Energie- und topologische Lebensdauerverteilung von 39119 rekonstruierten D-Mesonen bestimmt. Für die c-Asymmetrie erhält man

$$A_{FB}^{c\bar{c}} = -0.0152 \pm 0.0588\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0059\,(\mathrm{sys}) \quad \text{bei} \quad \sqrt{\mathrm{s}} = 89.477 \text{ GeV} \tag{8.13}$$
$$A_{FB}^{c\bar{c}} = 0.0816 \pm 0.0127\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0048\,(\mathrm{sys}) \quad \text{bei} \quad \sqrt{\mathrm{s}} = 91.228 \text{ GeV} \tag{8.14}$$
$$A_{FB}^{c\bar{c}} = 0.0822 \pm 0.0527\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0082\,(\mathrm{sys}) \quad \text{bei} \quad \sqrt{\mathrm{s}} = 92.940 \text{ GeV} \tag{8.15}$$

und für die b-Asymmetrie erhält man

$$A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.0141 \pm 0.0999\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0138\,(\mathrm{sys}) \quad \text{bei} \quad \sqrt{\mathrm{s}} = 89.477 \text{ GeV} \tag{8.16}$$
$$A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.0814 \pm 0.0202\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0115\,(\mathrm{sys}) \quad \text{bei} \quad \sqrt{\mathrm{s}} = 91.228 \text{ GeV} \tag{8.17}$$
$$A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.1665 \pm 0.0864\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0235\,(\mathrm{sys}) \quad \text{bei} \quad \sqrt{\mathrm{s}} = 92.940 \text{ GeV}\,. \tag{8.18}$$

Die totale Korrelation zwischen der c- und b-Asymmetrie auf der Z-Resonanz beträgt -0.44, ober- und unterhalb der Z-Resonanz erhält man -0.42 bzw. -0.41.

9 Diskussion der Ergebnisse

In Abbildung 9.1 ist der Vergleich der gemessenen Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien für c- und b-Quarks bei drei verschiedenen Schwerpunktsenergien mit der Vorhersage des Standardmodells für $M_Z = 91.188$ GeV/c^2, $m_{top} = 175$ GeV/c^2, $m_H = 300$ GeV/c^2, $\alpha_s(M_Z^2) = 0.123$ und $\alpha(M_Z^2) = 1/128.896$ gezeigt. Die Berechnung der Vorhersage wurde mit ZFITTER[6] durchgeführt. Hierbei wurden die QCD-Korrekturen zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie subtrahiert, da diese schon bei der Messung der Asymmetrie berücksichtigt wurden. Die Vorhersage des Standardmodells ist in guter Übereinstimmung mit den Meßwerten.

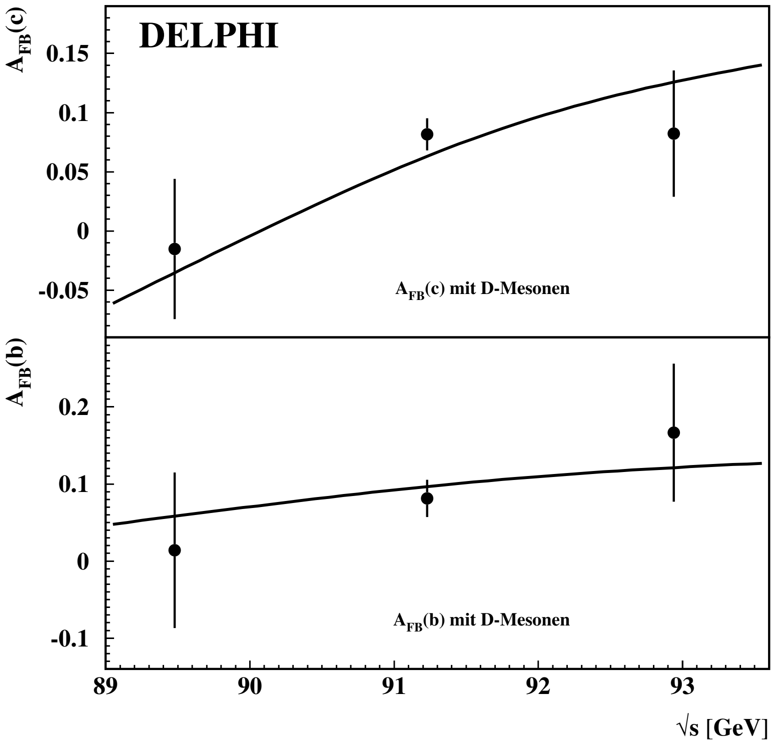


Abb. 9.1 : *Die gemessenen c- und b-Asymmetrien als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die Vorhersage des Standardmodells für* $M_Z = 91.188$ *GeV/*c^2, $m_{top} = 175$ *GeV/*c^2, $m_H = 300$ *GeV/*c^2, $\alpha_s(M_Z^2) = 0.123$ *und* $\alpha(M_Z^2) = 1/128.896$ *sind ebenfalls eingezeichnet, wobei die QCD-Korrekturen zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie, die bereits in der Messung berücksichtigt wurden, subtrahiert wurden.*

Abbildung 9.2 zeigt gesondert den Vergleich der gemessenen Asymmetrien in der Ebene $A_{FB}^{b\bar{b}}$ gegen $A_{FB}^{c\bar{c}}$. Die Vorhersage des Standardmodells ist als Funktion der Top-Masse zwischen 150 und 200 GeV dargestellt. Die Ellipsen entsprechen der 68 % und 95 % Vertrauensintervalle bei einer Korrelation von -0.44. Auch hier erkennt man eine gute Verträglichkeit der Vorhersage mit den Messungen.

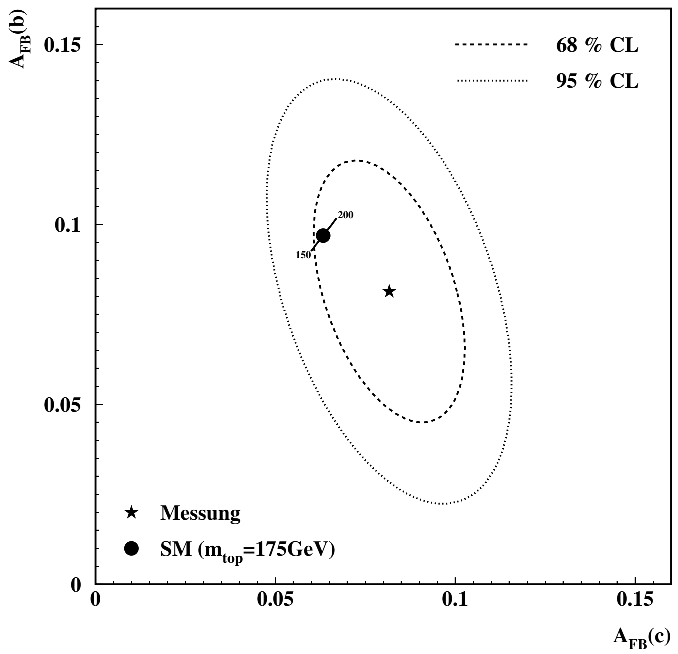


Abb. 9.2 : *Die gemessene c- und b-Asymmetrien auf der Z-Resonanz. Die Korrelation zwischen den Messungen ist -0.44. Die Vorhersage des Standardmodells als Funktion von m_{top} zwischen 150 und 200 GeV/c^2 ist für M_Z = 91.188 GeV/c^2, m_H = 300 GeV/c^2, $\alpha_s(M_Z^2) = 0.123$ und $\alpha(M_Z^2) = 1/128.896$ gezeigt. Die 68 % und 95 % Vertrauensbereiche sind durch die gestrichelte bzw. gepunktete Linie dargestellt.*

Aus den gemessenen Asymmetrien läßt sich der effektive Mischungswinkel extrahieren. Hierzu werden entsprechend den in Tabelle 2.2 angegebenen Korrekturen aus den gemessenen Asymmetrien auf der Z-Resonanz die Pol-Asymmetrien berechnet:

$$A_{FB}^{0,c} = 0.0893 \pm 0.0136 \quad (9.1)$$
$$A_{FB}^{0,b} = 0.0845 \pm 0.0241 \quad (9.2)$$

Mit den Gleichungen 2.26 bis 2.28 erhält man für den effektiven Mischungswinkel $\sin^2\theta_{eff}^{lept}$

$$A_{FB}^{0,c} \to \sin^2\theta_{eff}^{lept} = 0.2279 \pm 0.0030 \tag{9.3}$$
$$A_{FB}^{0,b} \to \sin^2\theta_{eff}^{lept} = 0.2349 \pm 0.0043\,. \tag{9.4}$$

Berücksichtigt man die Korrelation von -0.44 zwischen den Asymmetrien, so erhält man aus der Kombination der beiden Werte

$$\sin^2\theta_{eff}^{lept} = 0.2305 \pm 0.0019\,. \tag{9.5}$$

Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem Weltmittelwert von $0.23164 \pm 0.00022^{+0.00007}_{-0.00010}$ [10]. Aufgrund der schwachen Strahlungskorrekturen ist der effektive Mischungswinkel im Standardmodell sensitiv auf die Top-Masse. Man erhält aus dem Ergebnis der Messung

$$m_{top} = 218^{+45}_{-54}\,{}^{+19}_{-23}\ \mathrm{GeV}/c^2\,. \tag{9.6}$$

Der erste Fehler entspricht der Unsicherheit der Messung, der zweite gibt die Variation aufgrund der Masse des Higgsbosons von $m_{Higgs} = 300^{+700}_{-240}$ an. Dieser Wert ist gut verträglich mit den direkten Messungen von CDF von $m_{top} = 175.7 \pm 5.7(stat) \pm 7.4(sys)$ GeV/c^2 [12] und D0 von $m_{top} = 170 \pm 15(stat) \pm 10(sys)$ GeV/c^2 [13].

9.1 Vergleich mit den Ergebnissen zur c- und b- Asymmetrie bei LEP

Ein Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit allen Messungen bei LEP zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für c- und b-Quarks auf der Z-Resonanz ist in den Abbildungen 9.3 und 9.4 gezeigt. Die Werte sind Referenz [10] und den darin angegeben Voröffentlichungen der Experimente entnommen. Diese liegen zum Teil in Form von Konferenzbeiträgen vor, die noch als vorläufig anzusehen sind. Da nur ein Teil der Messungen bei LEP die QCD-Korrekturen direkt berücksichtigt, wurden die Ergebnisse dieser Arbeit auf Asymmetrien ohne QCD-Korrekturen zurückgerechnet. Hierfür wurden die in Kapitel 2.1.3 diskutierten QCD-Korrekturen zur Thrustachse [8] verwendet, die Faktoren von 0.966 ± 0.004 für b-Quarks und 0.963 ± 0.004 für c-Quarks ergeben. Die Ergebnisse zur b-Asymmetrie aus der Analyse der Jetladungen enthalten ebenfalls die QCD-Korrekturen. Hier wurde entsprechend der Vorgehensweise in [10] $\delta A_{FB}^{b,QCD} = 0.0033$ von den Meßwerten subtrahiert. Nach diesen Korrekturen erkennt man eine gute Übereinstimmung der Messungen untereinander.

In den Abbildungen 9.3 und 9.4 ist ebenfalls die Vorhersage des Standardmodells als Funktion der Masse des Top-Quarks und für Higgsmassen von 300^{+700}_{-240} gezeigt. Die horizontalen Linien entsprechen der direkten Messung von m_{top} von CDF und D0. Auch hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Standardmodellvorhersage mit den mittleren b- und c-Asymmetrien.

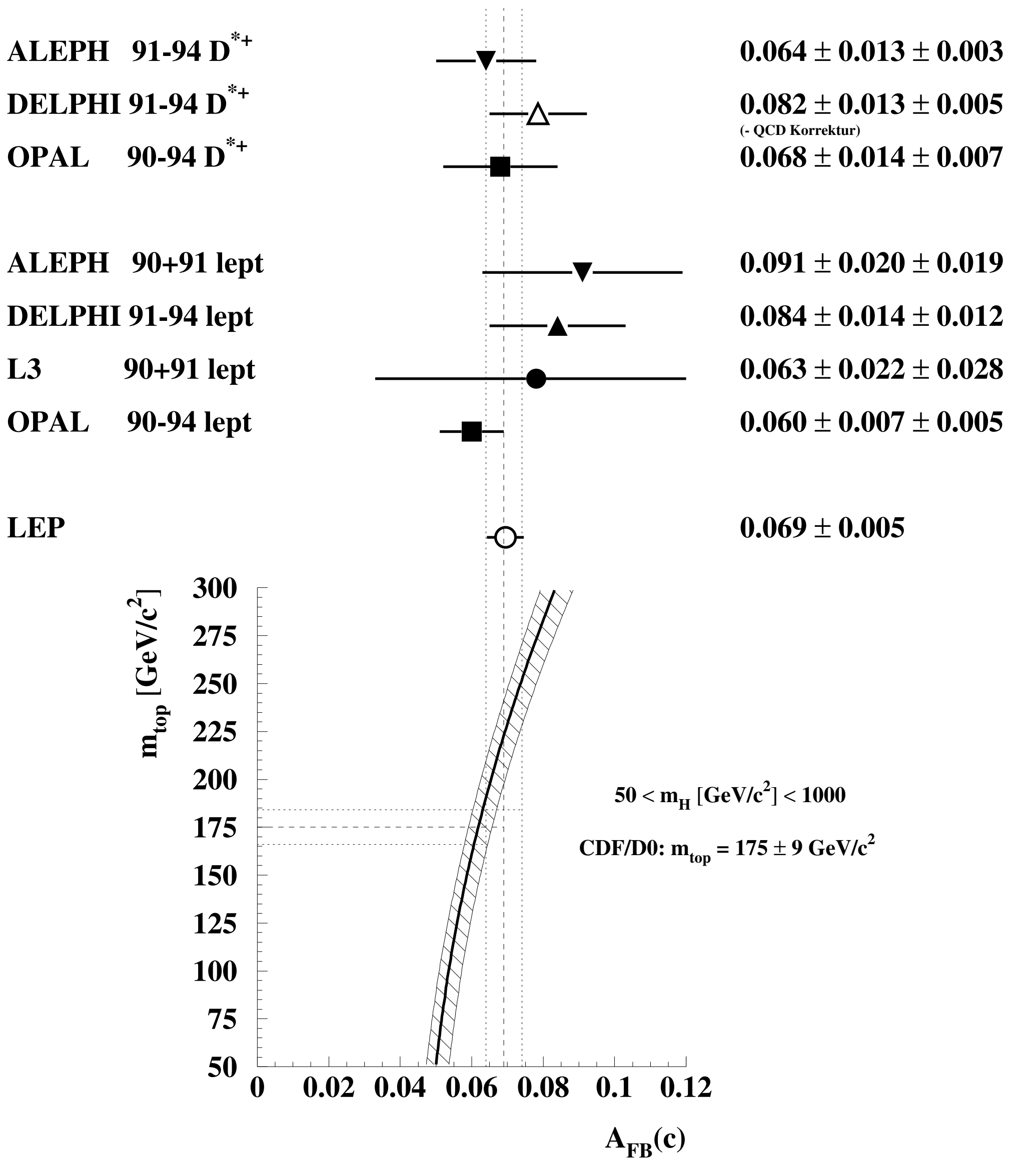


Abb. 9.3 : *Die Ergebnisse der LEP-Experimente zur c-Asymmetrie auf der Z-Resonanz. Der Mittelwert ist der kombinierten Anpassung [10] an alle LEP-Daten zur elektroschwachen Physik mit schweren Quarks entnommen. Die Vorhersage des Standardmodells wird als Funktion von* m_{top} *gezeigt. Die Breite des Bandes entspricht einer Variation von* m_H *zwischen 50 und 1000* GeV/c^2. *Ferner wurden* $M_Z = 91.188\ GeV/c^2$, $\alpha_s(M_Z^2) = 0.123$ *und* $\alpha(M_Z^2) = 1/128.896$ *gewählt.*

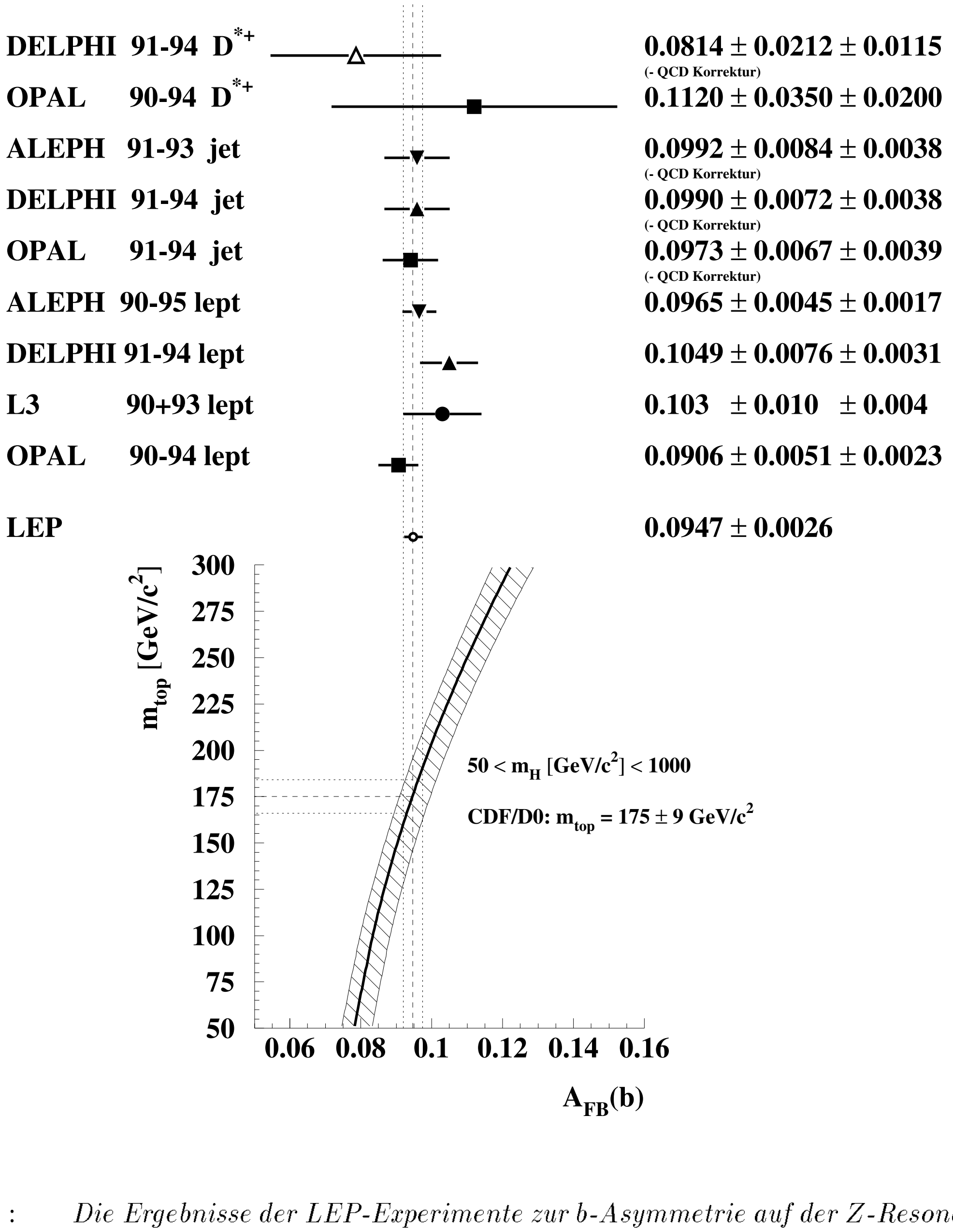


Abb. 9.4 : *Die Ergebnisse der LEP-Experimente zur b-Asymmetrie auf der Z-Resonanz. Der Mittelwert ist der kombinierten Anpassung [10] an alle LEP-Daten zur elektroschwachen Physik mit schweren Quarks entnommen. Die Vorhersage des Standardmodells wird als Funktion von* m_{top} *gezeigt. Die Breite des Bandes entspricht einer Variation von* m_H *zwischen 50 und 1000 GeV/*c^2*. Ferner wurden* M_Z = *91.188 GeV/*c^2, $\alpha_s(M_Z^2) = 0.123$ *und* $\alpha(M_Z^2) = 1/128.896$ *gewählt.*

Die angegebenen Mittelwerte sind mit dem Programm der „Heavy Flavour"-Arbeitsgruppe [32] neu berechnet worden. Hiermit ist es möglich, statistische und systematische Korrelationen der Meßergebnisse detailliert zu berücksichtigen. In der Anpassung wurden alle Ergebnisse der LEP-Experimente und von SLD zur elektroschwachen Physik mit b- und c-Quarks verwendet, wobei die Ergebnisse dieser Arbeit die vorläufigen Ergebnisse [74], die DELPHI 1995 in Brüssel präsentiert hatte, ersetzen. Das Ergebnis der Anpassung von 14 Parametern an die LEP- und SLD-Daten ergibt

$$R_b = 0.2208 \pm 0.0016 \quad (9.7)$$
$$R_c = 0.1602 \pm 0.0070 \quad (9.8)$$
$$A_{FB}^{b\bar{b}}(-2) = 0.059 \pm 0.012 \quad (9.9)$$
$$A_{FB}^{c\bar{c}}(-2) = -0.049 \pm 0.025 \quad (9.10)$$
$$A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.0947 \pm 0.0026 \quad (9.11)$$
$$A_{FB}^{c\bar{c}} = 0.0694 \pm 0.0053 \quad (9.12)$$
$$A_{FB}^{b\bar{b}}(+2) = 0.113 \pm 0.010 \quad (9.13)$$
$$A_{FB}^{c\bar{c}}(+2) = 0.123 \pm 0.021 \quad (9.14)$$
$$\mathcal{A}_b = 0.841 \pm 0.052 \quad (9.15)$$
$$\mathcal{A}_c = 0.620 \pm 0.091 \quad (9.16)$$
$$BR(b \to l) = 0.1111 \pm 0.0023 \quad (9.17)$$
$$BR(b \to c \to l) = 0.0781 \pm 0.0040 \quad (9.18)$$
$$\chi_{lept} = 0.1221 \pm 0.0052 \quad (9.19)$$
$$P(c \to D^{*+}) \times BR(D^{*+} \to D^{\circ}\pi^{+}) = 0.1680 \pm 0.0071 \quad (9.20)$$

mit einem $\chi^2/NDF = 38/(76-14)$. Im folgenden relevant sind die Korrelationen zwischen R_b, R_c und den Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien auf der Z-Resonanz, die in Tabelle 9.1 angegeben sind.

	R_b	R_c	$A_{FB}^{b\bar{b}}$	$A_{FB}^{c\bar{c}}$
R_b	1.00	-0.30	0.00	-0.03
R_c	-0.30	1.00	0.05	0.01
$A_{FB}^{b\bar{b}}$	0.00	0.05	1.00	0.09
$A_{FB}^{c\bar{c}}$	-0.03	0.01	0.09	1.00

Tab. 9.1 : *Die Korrelationsmatrix zwischen R_b, R_c und den Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien auf der Z-Resonanz aus der Anpassung von 14 Parametern an die Daten der LEP-Experimente und von SLD.*

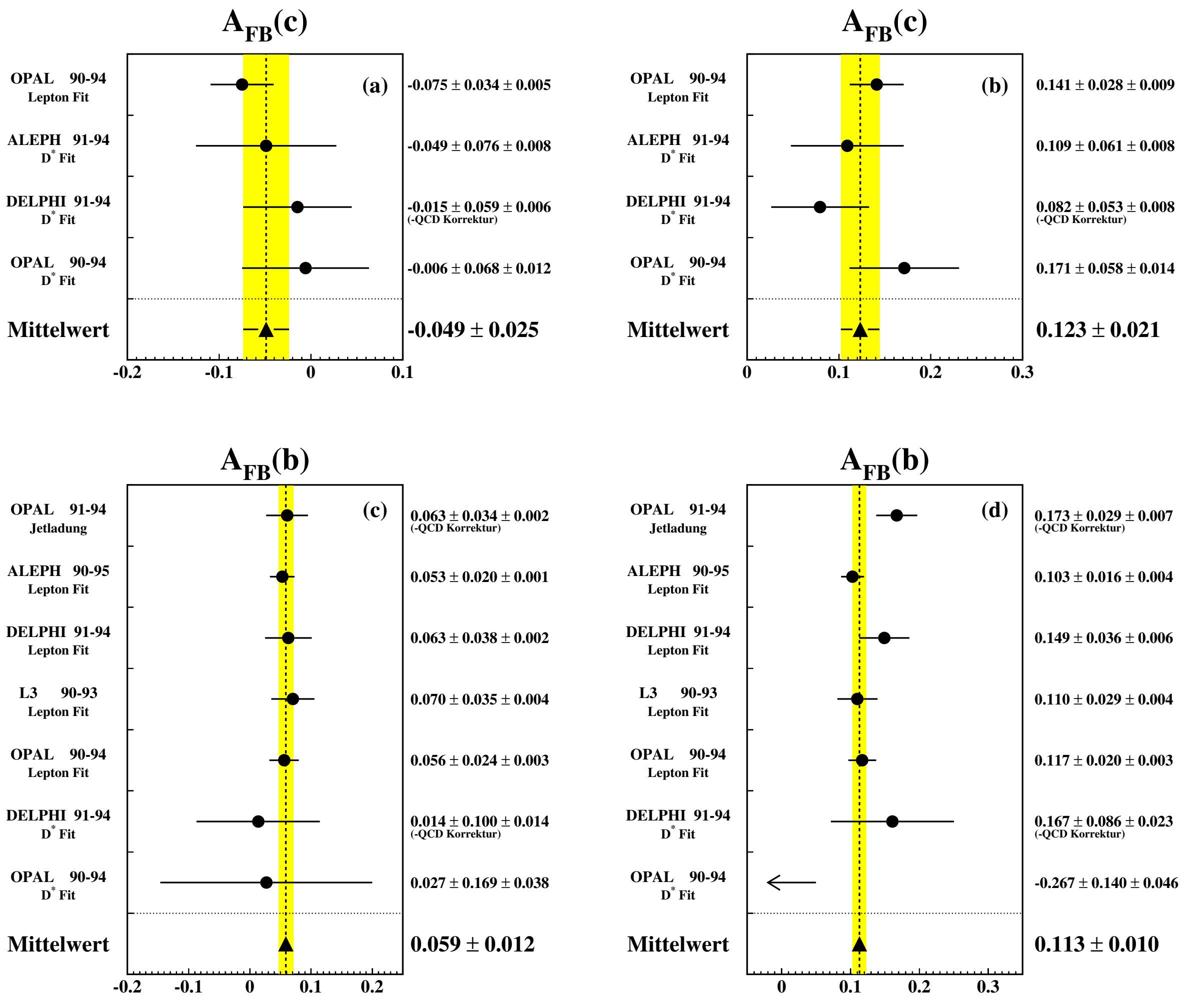


Abb. 9.5 : *Der Vergleich der LEP-Ergebnisse zu den c- und b-Asymmetrien bei mittleren Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 89.55$ GeV (a) bzw. (c) und $\sqrt{s} = 92.94$ GeV (b) bzw. (d) mit dem Mittelwert aller Messungen aus der gemeinsamen Anpassung an alle Daten bei LEP.*

Ein Vergleich der bei LEP gemessenen Asymmetrien für c- und b-Quarks bei Schwerpunktsenergien ober- und unterhalb der Z-Resonanz ist in Abbildung 9.5 zusammen mit den oben angegeben Mittelwerten aus der kombinierten Anpassung an die LEP- und SLD-Daten gezeigt. Die Werte sind erneut Referenz [10] und den darin angegebenen Veröffentlichungen der Experimente entnommen. Alle Meßwerte wurden, entsprechend der im Standardmodell erwarteten Energieabhängigkeit, auf mittlere Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 89.55$ GeV bzw. $\sqrt{s} = 92.94$ GeV korrigiert. Wie bereits diskutiert, wurden gegebenfalls die QCD-Korrekturen von den Ergebnissen subtrahiert. Abbildung 9.6 zeigt den Vergleich der mittleren Asymmetrien gegen die Vorhersage des Standardmodells. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung.

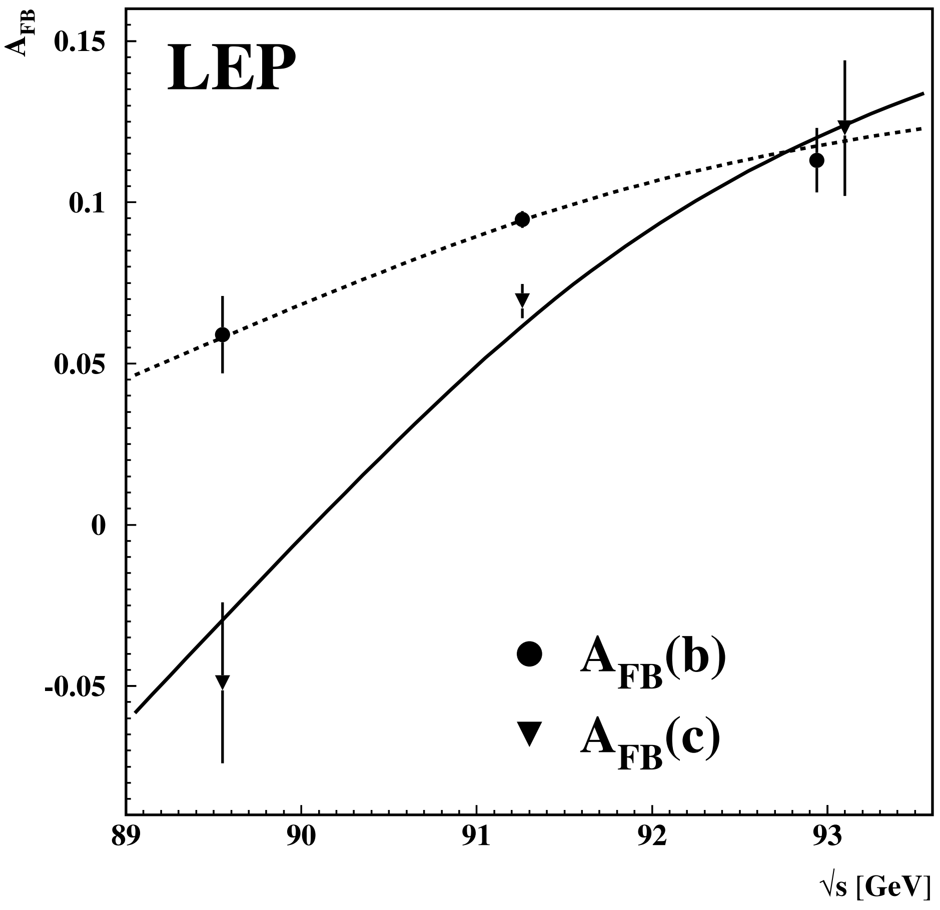


Abb. 9.6 : *Der Mittelwert der bei LEP gemessenen c- und b-Asymmetrien als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die Vorhersage des Standardmodells für* $M_Z = 91.188$ GeV$/c^2$, $m_{top} = 175$ GeV$/c^2$, $m_H = 300$ GeV$/c^2$, $\alpha_s(M_Z^2) = 0.123$ *und* $\alpha(M_Z^2) = 1/128.896$ *sind ebenfalls eingezeichnet.*

9.2 Die Kopplung des Z an schwere Quarks

QCD-Korrekturen höherer Ordnung zum Wirkungsquerschnitt und den Z-Zerfallsraten sind abhängig von den Fermionmassen (insbesondere m_{top}) und den Kopplungen $\bar{a}_f$ und $\bar{v}_f$ der Quarks an das Z [77]. Es ist daher nicht möglich, $\bar{a}_f$ und $\bar{v}_f$ in eindeutiger Weise aus $R_f = \Gamma_{f\bar{f}}/\Gamma_{had}$ zu extrahieren. Hingegen erlaubt ein Vergleich der DELPHI-Messungen der Asymmetrien und partiellen Breiten mit den Vorhersagen des Standardmodells einen präzisen Test der Kopplungsstruktur des Z an b- und c-Quarks.

Hierzu wurde eine Anpassung an die DELPHI-Daten mit Hilfe des Programms der „Heavy Flavour"-Arbeitsgruppe [32] durchgeführt. Verwendet wurden die DELPHI-Messungen zu R_b [78], die Ergebnisse der Multiparameteranalyse von semileptonischen b- und c-Zerfällen in hadronischen Ereignissen [79], die kombinierten Ergebnisse zu R_c mit D-Mesonen [23], die Ergebnisse der Asymmetrieanalyse der Spektren von Leptonen aus semileptonischen b- und c-Zerfällen und der Analyse der Jetladung in b-Ereignissen [74] sowie die Ergebnisse dieser Arbeit. Ferner wurde der Mittelwert von $P(c \to D^{*+}) \times BR(D^{*+} \to D^\circ\pi^+) = 0.178 \pm 0.013$ [10] aus den Messungen der PETRA-, PEP- und $\Upsilon 4S$-Experimente berücksichtigt. Wie bereits diskutiert, werden die QCD-Korrekturen für einen Teil der Asymmetrien gesondert behandelt, da diese teilweise schon in den Ergebnissen berücksichtigt sind. Zu den 12 Parametern, die in der Mittelung aller LEP-Daten berücksichtigt werden, kommt als weiterer Parameter das Verhältnis r der Produkte $R_c \cdot P_{c\to D^{*+}}$ und $R_b \cdot P_{b\to D^{*+}}$ hinzu. Dieser Parameter beschreibt die Separation der b- und c-Ereignisse, die in den Messungen von R_c und in der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse der Asymmetrien mit D-Mesonen durchgeführt wurde. Aus der Anpassung von 13 Parametern an die DELPHI-Daten zur elektroschwachen Physik mit b- und c-Quarks erhält man

$$
\begin{aligned}
R_b &= 0.2217 \pm 0.0026 && (9.21)\\
R_c &= 0.1623 \pm 0.0085 && (9.22)\\
A_{FB}^{b\bar{b}}(-2) &= 0.060 \pm 0.036 && (9.23)\\
A_{FB}^{c\bar{c}}(-2) &= -0.022 \pm 0.054 && (9.24)\\
A_{FB}^{b\bar{b}} &= 0.1001 \pm 0.0061 && (9.25)\\
A_{FB}^{c\bar{c}} &= 0.0784 \pm 0.0106 && (9.26)\\
A_{FB}^{b\bar{b}}(+2) &= 0.153 \pm 0.034 && (9.27)\\
A_{FB}^{c\bar{c}}(+2) &= 0.082 \pm 0.050 && (9.28)\\
BR(b \to l) &= 0.1082 \pm 0.0056 && (9.29)\\
BR(b \to c \to l) &= 0.0816 \pm 0.0119 && (9.30)\\
\chi_{lept} &= 0.130 \pm 0.022 && (9.31)\\
P(c \to D^{*+}) \times BR(D^{*+} \to D^\circ\pi^+) &= 0.1687 \pm 0.0083 && (9.32)\\
r = \frac{R_b \cdot P_{b\to D^{*+}}}{R_c \cdot P_{c\to D^{*+}}} &= 1.217 \pm 0.095 && (9.33)
\end{aligned}
$$

mit einem $\chi^2/NDF = 8.2/(25-13)$. Die vollständige Kovarianzmatrix ist in Tabelle 9.2 gegeben.

	R_b 1.)	R_c 2.)	A_{FB}^{bb} (-2) 3.)	$A_{FB}^{c\bar{c}}$ (-2) 4.)	A_{FB}^{bb} (pk) 5.)	$A_{FB}^{c\bar{c}}$ (pk) 6.)	A_{FB}^{bb} $(+2)$ 7.)	$A_{FB}^{c\bar{c}}$ $(+2)$ 8.)	BR (cl) 9.)	BR (bcl) 10.)	χ_{lept} 11.)	P_cD^* 12.)	r 13.)
1.)	1.00	-0.29	-0.02	-0.02	-0.01	0.02	0.00	0.00	-0.24	0.01	-0.09	0.12	0.04
2.)	-0.29	1.00	0.02	0.03	-0.15	-0.11	-0.04	-0.01	0.08	0.12	-0.06	-0.39	-0.18
3.)	-0.02	0.02	1.00	-0.05	0.01	0.03	-0.02	-0.01	0.00	-0.04	0.11	-0.02	0.05
4.)	-0.02	0.03	-0.05	1.00	-0.01	0.00	-0.04	0.00	-0.03	0.01	0.04	0.00	0.01
5.)	-0.01	-0.15	0.01	-0.01	1.00	0.06	0.02	0.00	0.07	-0.12	0.22	-0.04	0.03
6.)	0.02	-0.11	0.03	0.00	0.06	1.00	0.05	-0.02	0.01	-0.16	0.08	0.04	0.05
7.)	0.00	-0.04	-0.02	-0.04	0.02	0.05	1.00	-0.03	0.02	-0.08	0.13	-0.03	0.05
8.)	0.00	-0.01	-0.01	0.00	0.00	-0.02	-0.03	1.00	-0.02	0.03	-0.01	0.03	-0.02
9.)	-0.24	0.08	0.00	-0.03	0.07	0.01	0.02	-0.02	1.00	-0.38	0.35	-0.04	-0.10
10.)	0.01	0.12	-0.04	0.01	-0.12	-0.16	-0.08	0.03	-0.38	1.00	-0.47	-0.06	0.00
11.)	-0.09	-0.06	0.11	0.04	0.22	0.08	0.13	-0.01	0.35	-0.47	1.00	0.04	0.11
12.)	0.12	-0.39	-0.02	0.00	-0.04	0.04	-0.03	0.03	-0.04	-0.06	0.04	1.00	-0.21
13.)	0.04	-0.18	0.05	0.01	0.03	0.05	0.05	-0.02	-0.10	0.00	0.11	-0.21	1.00

Tab. 9.2 : *Die vollständige Korrelationsmatrix für die Anpassung von 13 Parametern an die DELPHI-Daten zur elektroschwachen Physik mit b- und c-Quarks.*

Auffällig ist die relativ große Korrelation von -0.39 zwischen R_c und $P(c \to D^{*+}) \times BR(D^{*+} \to D^\circ\pi^+)$. Entfernt man den Mittelwert der PETRA-,PEP- und $\Upsilon 4S$-Experimente aus dem Datensatz, dann erhält man $R_c = 0.1671 \pm 0.0095$ und $P(c \to D^{*+}) \times BR(D^{*+} \to D^\circ\pi^+) = 0.1613 \pm 0.0105$ mit einer Korrelation von -0.11.

Abbildung 9.7 zeigt die 68 % und 95 % Vertrauensbereiche für die in DELPHI gemessenen Raten R_f und Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien $A_{FB}^{f\bar{f}}$ für b- und c-Quarks auf der Z-Resonanz. Die Vorhersage des Standardmodells ist als Funktion von m_{top} zwischen 150 und 200 GeV/c^2 dargestellt. Grau unterlegt sind zum Vergleich die 68 % und 95 % Vertrauensbereiche für die (oben angegeben) Mittelwerte aller LEP-Experimente und von SLD. In Abbildung 9.7(d) sind die DELPHI-Resultate zu R_b und R_c gezeigt, die nur sehr schlecht mit der Vorhersage des Standardmodells verträglich sind. Diese Abweichungen spiegeln sich auch in den Abbildungen 9.7 (b) und (c) wieder.

Die in Abbildung 9.7 gezeigten Größen zeigen sowohl die Kopplungen des Z an b- und c-Quarks, als auch die Kopplung an Elektronen. Die partielle Breiten $\Gamma_{c\bar{c}}$ und $\Gamma_{b\bar{b}}$ für c- und b-Quarks erhält man aus $\Gamma_{f\bar{f}} = R_f^0 \cdot \Gamma_{had}$. Die hadronische Z-Breite Γ_{had} läßt sich über den Zusammenhang

$$\sigma_{had}^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{had}}{\Gamma_Z} \tag{9.34}$$

aus den LEP-Messungen bestimmen.

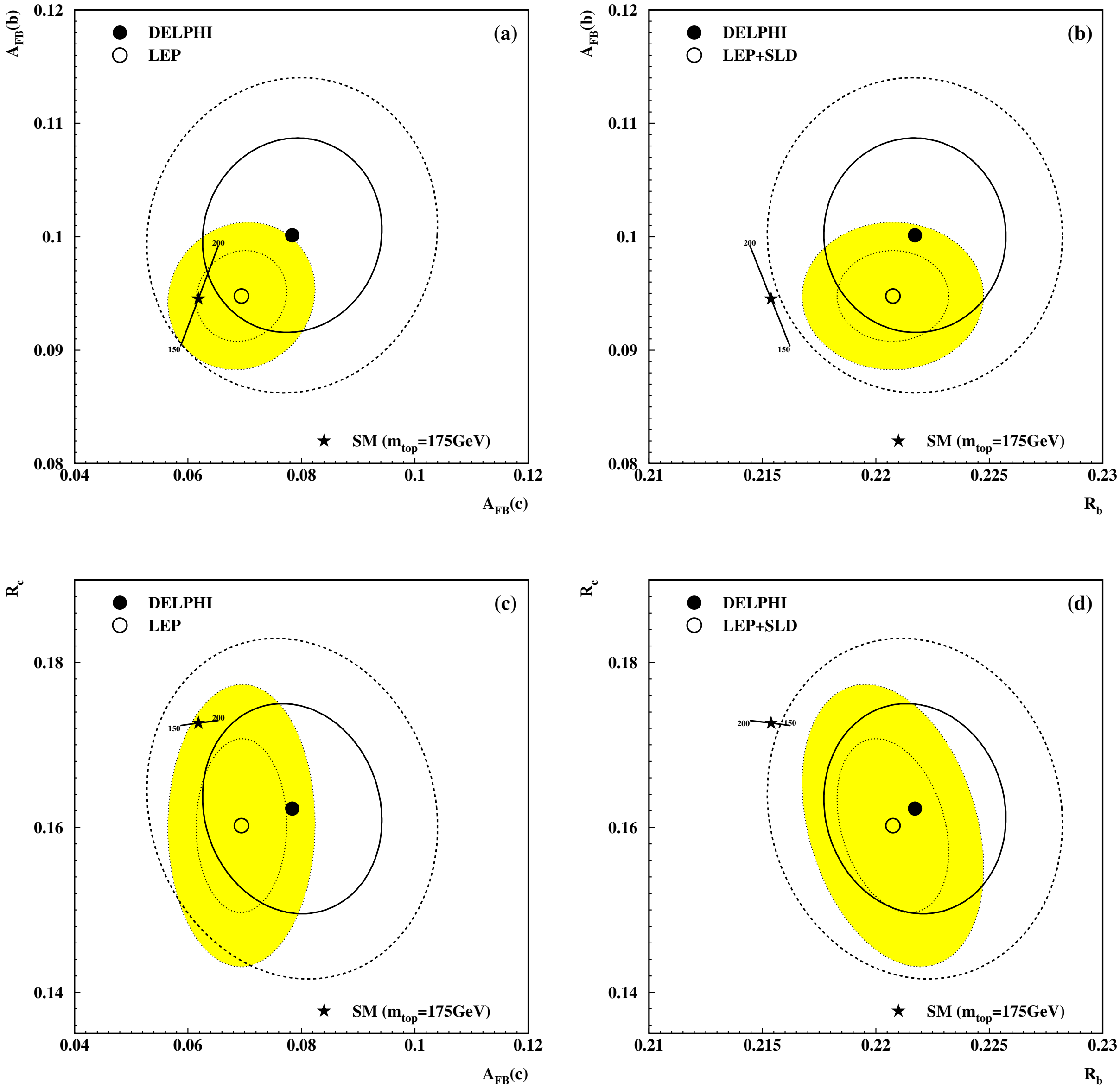


Abb. 9.7 : *Die 68 % und 95 % Vertrauensbereiche für die kombinierten Ergebnisse von DELPHI zu den Raten und Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien von c- und b-Quarks auf der Z-Resonanz. Die grauen Flächen entsprechen den Mittelwerten aller LEP-Experimente und von SLD. Die Vorhersage des Standardmodells als Funktion von* m_{top} *zwischen 150 und 200 GeV/c*^{2} *ist jeweils gezeigt für* M_Z = *91.188 GeV/c*^{2}, m_H = *300 GeV/c*^{2}, $\alpha_s(M_Z^2) = 0.123$ *und* $\alpha(M_Z^2) = 1/128.896$.

Mit den Mittelwerten der Z-Masse $M_Z = 91.1884$ GeV/c^2, der totalen Breite $\Gamma_Z = 2.4964 \pm 0.0032$ GeV, dem hadronischen Pol-Wirkungsquerschnitt $\sigma^0_{had} = 41.490 \pm 0.078\ nb$ und dem Verhältnis $R_e = \Gamma_{had}/\Gamma_{ee} = 20.801 \pm 0.053$ erhält man $\Gamma_{had} = 1745.5 \pm 3.4$ MeV.

Mit der Gleichung $A^{0,f}_{FB} = \frac{3}{4}\mathcal{A}_e\mathcal{A}_f$ erhält man $\mathcal{A}_b$ und $\mathcal{A}_c$ aus den Pol-Asymmetrien. Hierzu wird $\mathcal{A}_e$ über die effektiven Kopplungen $\bar{v}_e$ und $\bar{a}_e$ berechnet. Aus den LEP-Messungen der polarisierten τ-Asymmetrie, der partiellen Breite und der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Elektronen sowie aus der Messung von A_{LR} von SLD erhält man ohne die Annahme von Leptonuniversalität $\bar{v}_e = -0.03853 \pm 0.00084$ und $\bar{a}_e = -0.50102 \pm 0.00051$ [10] und daraus $\mathcal{A}_e = 0.1529 \pm 0.0033$.

Berücksichtigt man die in Tabelle 2.2 angegebenen Korrekturen zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie und eine Korrektur von $+0.0003$ auf R_c und R_b für den Photonaustausch, so erhält man aus den DELPHI-Messungen

$$
\begin{aligned}
R^0_b &= 0.2220 \pm 0.0026 && (9.35)\\
R^0_c &= 0.1620 \pm 0.0085 && (9.36)\\
A^{0,b}_{FB} &= 0.1059 \pm 0.0062 && (9.37)\\
A^{0,c}_{FB} &= 0.0869 \pm 0.0106 && (9.38)
\end{aligned}
$$

und damit

$$
\begin{aligned}
\Gamma_{b\bar{b}} &= 387.5 \pm 4.7\ MeV && (9.39)\\
\Gamma_{c\bar{c}} &= 282.8 \pm 14.8\ MeV && (9.40)\\
\mathcal{A}_b &= 0.924 \pm 0.057 && (9.41)\\
\mathcal{A}_c &= 0.758 \pm 0.094\,. && (9.42)
\end{aligned}
$$

Abbildung 9.8 (a) bis (d) zeigt den Vergleich der DELPHI-Resultate zu $\Gamma_{b\bar{b}}$, $\Gamma_{c\bar{c}}$, $\mathcal{A}_b$ und $\mathcal{A}_c$ im Vergleich zu den Vorhersagen des Standardmodells für m_{top} zwischen 150 und 200 GeV/c^2 und m_{Higgs} zwischen 60 und 1000 GeV/c^2. Dargestellt sind jeweils die 68 % und 95 % Vertrauensintervalle. Das kombinierte Ergebnis, entsprechend der im vorherigen Kapitel beschriebenen Anpassung an die Daten aller LEP-Experimente und von SLD ist grau unterlegt. In Abbildung 9.8 (a) sind ebenfalls die Messungen von SLD von $\mathcal{A}_b = 0.841 \pm 0.052$ und $\mathcal{A}_c = 0.620 \pm 0.091$ [80] gezeigt. Die Vorhersage des Standardmodells für $\mathcal{A}_b$ und $\mathcal{A}_c$ zeigt nur eine sehr kleine Abhängigkeit von m_{top} und m_{Higgs}, während $\Gamma_{b\bar{b}}$ und $\Gamma_{c\bar{c}}$ im Standardmodell von beiden Parametern abhängen. In Abbildung 9.8 (d) zeigt sich erneut die große Abweichung in $\Gamma_{b\bar{b}}$ von der Vorhersage des Standardmodells. Der LEP- und SLD-Mittelwert $\mathcal{A}_b = 0.871 \pm 0.027$ liegt 2.3 Standardabweichungen unter der Vorhersage von 0.934 ± 0.001. Berechnet man den Mittelwert für $\mathcal{A}_e$ ohne den Wert $\mathcal{A}_e = 0.1551 \pm 0.0040$ aus der Messung von A_{LR} [81], dann erhält man $\mathcal{A}_b = 0.898 \pm 0.033$.

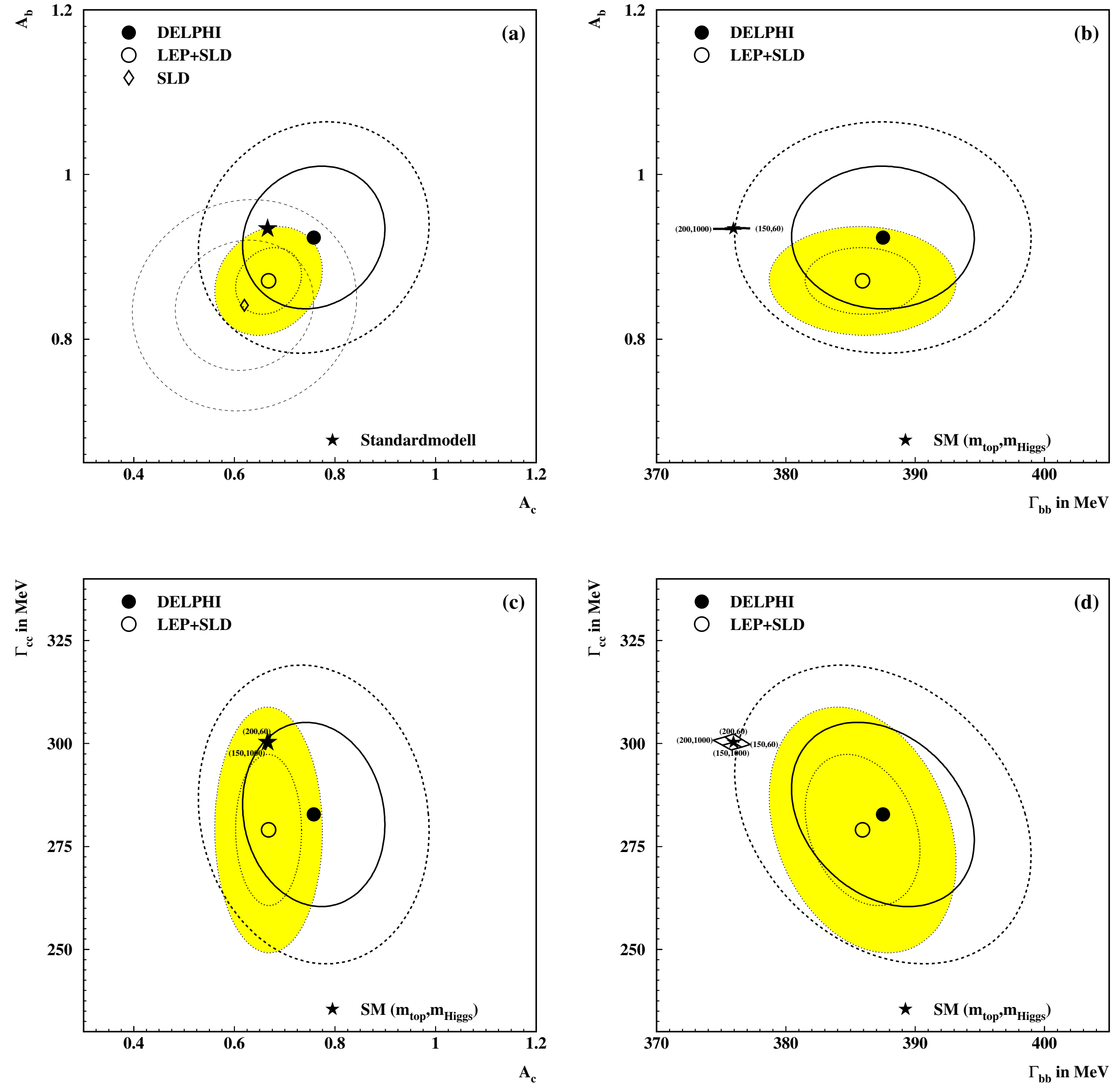


Abb. 9.8 : *Der Vergleich von $\Gamma_{b\bar{b}}$, $\Gamma_{c\bar{c}}$, $\mathcal{A}_b$ und $\mathcal{A}_c$ und der Vorhersage des Standardmodells. Gezeigt sind jeweils die 68 % und 95 % Vertrauensbereiche für die Resultate von DELPHI und die kombinierten LEP- und SLD-Mittelwerte. Die Vorhersage des Standardmodells ist als Funktion von m_{top} zwischen 150 und 200 GeV/c^2 und m_{Higgs} zwischen 60 und 1000 GeV/c^2 gezeigt, wobei M_Z = 91.188 GeV/c^2, $\alpha_s(M_Z^2) = 0.123$ und $\alpha(M_Z^2) = 1/128.896$ gewählt wurde.*

10 Zusammenfassung

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien für die Prozesse $e^+e^- \to c\bar{c}$ und $e^+e^- \to b\bar{b}$ bei Energien nahe der Z-Resonanz wurden mit Hilfe identifizierter D-Mesonen bestimmt. Ein D-Meson trägt ein Charm-Quark und ist somit ein direkter Nachweis für ein c-Ereignis oder für einen Zerfall eines B-Mesons in einem b-Ereignis. Die umfangreiche Analyse der Detektorinformation zur Teilchenidentifikation ist Grundlage der Rekonstruktion der D-Mesonen aus den gemessenen Spuren der Zerfallsprodukte im Detektor. In 3030392 selektierten hadronischen Ereignissen aus den DELPHI-Daten der Jahre 1991 bis 1994 wurden 39119 D-Mesonen in 9 verschiedenen Zerfallskanälen rekonstruiert. Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien für c- und b-Quarks in der Nähe der Z-Resonanz wurden durch eine gemeinsame Anpassung an die Polarwinkel-, Energie- und topologische Lebensdauerverteilungen bestimmt. Für die c-Asymmetrie erhält man

$$
\begin{aligned}
A_{FB}^{c\bar{c}} &= -0.0152 \pm 0.0588\,(\text{stat}) \pm 0.0059\,(\text{sys}) \quad \text{bei} \quad \sqrt{s} = 89.477\ \text{GeV} && (10.1)\\
A_{FB}^{c\bar{c}} &= 0.0816 \pm 0.0127\,(\text{stat}) \pm 0.0048\,(\text{sys}) \quad \text{bei} \quad \sqrt{s} = 91.228\ \text{GeV} && (10.2)\\
A_{FB}^{c\bar{c}} &= 0.0822 \pm 0.0527\,(\text{stat}) \pm 0.0082\,(\text{sys}) \quad \text{bei} \quad \sqrt{s} = 92.940\ \text{GeV} && (10.3)
\end{aligned}
$$

und für die b-Asymmetrie

$$
\begin{aligned}
A_{FB}^{b\bar{b}} &= 0.0141 \pm 0.0999\,(\text{stat}) \pm 0.0138\,(\text{sys}) \quad \text{bei} \quad \sqrt{s} = 89.477\ \text{GeV} && (10.4)\\
A_{FB}^{b\bar{b}} &= 0.0814 \pm 0.0202\,(\text{stat}) \pm 0.0115\,(\text{sys}) \quad \text{bei} \quad \sqrt{s} = 91.228\ \text{GeV} && (10.5)\\
A_{FB}^{b\bar{b}} &= 0.1665 \pm 0.0864\,(\text{stat}) \pm 0.0235\,(\text{sys}) \quad \text{bei} \quad \sqrt{s} = 92.940\ \text{GeV}\,. && (10.6)
\end{aligned}
$$

Die Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Standardmodells. Berücksichtigt man QED- und QCD-Korrekturen sowie Korrekturen für den γ-Austausch und die γZ-Interferenz, so erhält man für die Pol-Asymmetrien

$$
\begin{aligned}
A_{FB}^{0,c} &= 0.0893 \pm 0.0136 && (10.7)\\
A_{FB}^{0,b} &= 0.0845 \pm 0.0241\,. && (10.8)
\end{aligned}
$$

Aus den Pol-Asymmetrien läßt sich der effektive Mischungswinkel $\sin^2\theta_{eff}^{lept}$ bestimmen zu

$$
\begin{aligned}
A_{FB}^{0,c} \to \sin^2\theta_{eff}^{lept} &= 0.2279 \pm 0.0030 && (10.9)\\
A_{FB}^{0,b} \to \sin^2\theta_{eff}^{lept} &= 0.2349 \pm 0.0043\,. && (10.10)
\end{aligned}
$$

Berücksichtigt man die Korrelation zwischen den Asymmetrien, so erhält man aus der Kombination der beiden Werte

$$\sin^2\theta_{eff}^{lept} = 0.2305 \pm 0.0019\,. \tag{10.11}$$

Aufgrund der schwachen Strahlungskorrekturen ist der effektive Mischungswinkel im Standardmodell sensitiv auf die Topmasse. Man erhält aus dem Ergebnis dieser Messung $m_{top} = 218^{+45}_{-54}\,{}^{+19}_{-23}$ GeV/c^2 in guter Übereinstimmung mit direkten Messungen von CDF und D0.

Ein Vergleich der kombinierten DELPHI-Resultate zu den Asymmetrien und den partiellen Breiten von b- und c-Quarks mit den Vorhersagen des Standardmodells erlaubt einen präzisen Test der Kopplungsstruktur des Z. Mit Hilfe der LEP- und SLD-Mittelwerte für Γ_{had} und A_e erhält man aus den Ergebnissen der Anpassung an die DELPHI-Daten

$$\Gamma_{b\bar{b}} = 387.5 \pm 4.7\ MeV \tag{10.12}$$
$$\Gamma_{c\bar{c}} = 282.8 \pm 14.8\ MeV \tag{10.13}$$
$$\mathcal{A}_b = 0.924 \pm 0.057 \tag{10.14}$$
$$\mathcal{A}_c = 0.758 \pm 0.094\,. \tag{10.15}$$

Der Wert für $\Gamma_{b\bar{b}}$ weicht signifikant von der Vorhersage des Standardmodells ab.

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Literatur

[1] M.Consoli, W.Hollik, *Elektroweak radiative corrections for Z physics*, Z Physics at LEP, Vol.1 7-54, CERN 89-08, Genf 1989.
G.Burgers, F.Jegerlehner, Δr*, or the relation between the elektroweak couplings and the weak vector boson masses*, Z Physics at LEP, Vol.1 55-88, CERN 89-08, Genf 1989.
S.Jadach, W.Hollik, *Forward-backward asymmetries*, Z Physics at LEP, Vol.1 203-234, CERN 89-08, Genf 1989.

[2] D.Bardin et al., *Electroweak Working Group Report*, Reports of the Working Group on Precision Calculations for the Z Resonanz, 7-162, CERN 95-03, Genf 1995.

[3] A.Sirlin, Phys. Rev. **D 22** (1980) 971.

[4] A.Djuadi, J.H.Kühn, P.M.Zerwas, Z. Phys. **C 46** (1990) 411.

[5] K.Mönig, *Determination of the Electroweak Mixing Angle from Forward-Backward Asymmetries with Quarks and Leptons*, DELPHI Note 94-134, Genf 1994.

[6] D.Bardin et al., *ZFITTER: An Analytical Program for Fermion Pair Production in* e^+e^- *Annihilation*, CERN-TH. 6443/92, Genf 1992.

[7] G.Altarelli, B.Lampe, Nucl. Phys. **B 391** (1993) 3

[8] A.Djouadi, B.Lampe und P.M.Zerwas, Z. Phys. **C 67** (1995) 123.

[9] Particle Data Group, *1995 off-year partial update for the 1996 edition available on the PDG WWW pages (URL: http://pdg.lbl.gov/)*, nicht veröffentlicht,
Particle Data Group, Phys. Rev. **D 50** (1994) 1173.

[10] The LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavor Group, *A Combination of Preliminary LEP and SLD Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, DELPHI Note 96-36 und LEPEWWG/96-01, Genf 1996.

[11] S.Eichelmann und F.Jegerlehner, Z. Phys **C 67** (1995) 585.

[12] A.Caner, CDF Kollaboration, vorläufiges Ergebnis für ,,Les Rencontres de Physique de la Vallee d'Aoste", La Thuile, März 1996.

[13] M.Narain, D0 Kollaboration, vorläufiges Ergebnis für ,,Les Rencontres de Physique de la Vallee d'Aoste", La Thuile, März 1996.

[14] T.Behnke, D.G.Charlton, *Electroweak Measurements using Heavy Quarks at LEP*, CERN PPE/95-11, Genf 1995.

[15] W.Hoffmann, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **38** (1988) 279.

[16] C.Peterson et al., Phys. Rev. **D 27** (1983) 105.

[17] V.G.Kartvelishvili, A.K.Likehoded und V.A.Petrov, Phys. Lett. **B 78** (1978) 615.

[18] B.Andersen, G.Gustafson, B.Soderberg, Z. Phys. **C 20** (1983) 317,
M.G.Bowler, Z. Phys. **C 11** (1981) 169,
D.A.Morris, Nucl. Phys. **B 313** (1989) 634.

[19] P.Collins und T.Spiller, J. Phys. **G 11** (1985) 1289.

[20] D.Bloch et al., DELPHI Kollaboration, *Study of Charm Meson Production in Z° Decays and Measurement of* Γ_c/Γ_h, vorläufige Ergebnisse für die „EPS-HEP 95" Konferenz Brüssel, 27. July - 2. August 1995, EPS-HEP 95 Ref. eps0557 und DELPHI Note 95-101, Genf 1995.

[21] D.Buskulic et al., ALEPH Kollaboration, Z. Phys. **C 62** (1994) 1.

[22] R.Akers et al., OPAL Kollaboration, Z. Phys. **C 67** (1995) 27.

[23] D.Bloch, M.Elsing et al., *Summary of R_c Measurements in DELPHI*, DELPHI Note 96-30, Genf 1996.

[24] V.Gibson, *Charm and Beauty Hadron Production at $\sqrt{s} \sim M_Z$*, 27th International Conference on High Energy Physics, Glasgow 1994.

[25] D.Bortoletto et al., CLEO Kollaboration, Phys. Rev. **D 45** (1992) 21.

[26] D.Abbaneo et al., *A Consistent Treatment of Systematic Errors for LEP Elektroweak Heavy Flavour Analysis*, LEP HF/94-01 und DELPHI Note 94-23, Genf 1994,
D.Abbaneo et al., *Presentation of LEP Electroweak Heavy Flavour Results for Summer 1994 Conferences*, LEP HF/94-02 und DELPHI Note 94-23, Genf 1994.

[27] T.Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.

[28] K.Hamacher, M.Weierstall, *The Next Round of Hadronic Generator Tuning Heavily Based on Identified Particle Data*, WU B 95-07, Wuppertal 1995, DELPHI Note 95-80, Genf 1995.

[29] U.Gasparini, *Determination of $P(c \to D^{*+})$ at LEP using a Double Tag Method based on the Detection of Slow Pions opposite to Fully Reconstructed D^{*+}*, DELPHI Note 96-34, Genf 1996.

[30] D.Bloch, M.Elsing et al., *Update of the Double Tag Measurement of Γ_c/Γ_h and $P_{c \to D^{*+}}$ using inclusive D^{*+}*, DELPHI Note 96-33, Genf 1996.

[31] OPAL Kollaboration, *A Measurement of $P(c \to D^{*+})$ and $\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had}$ using a Double Tagging Method*, vorläufige Ergebnisse für die „EPS-HEP 95" Konferenz Brüssel, 27. July - 2. August 1995, EPS-HEP 95 Ref. eps0289 und OPAL Physics Note PN 175, Genf 1995.

[32] P.Wells, *Are the LEP and SLD heavy flavour electroweak data combined correctly ?*, XXXIst Rencontre de Morionde, 1996.

[33] M.L.Mangano, P.Nason, Phys. Lett. **B 285** (1992) 160.

[34] M.H.Seymour, Nucl. Phys. **B 436** (1995) 163.

[35] R.Akers et al., OPAL Kollaboration, Phys. Lett. **B 353** (1995) 565.

[36] H.Przysiezniak, *Gluon splitting into heavy quarks in e+e- annihilation*, XXXIst Rencontre de Morionde, 1996.

[37] G.Marchesini, B.R. Webber, Nucl. Phys. **B 238** (1984) 1,
G.Marchesini et al., Phys. Comm. **67** (1992) 465.

[38] L.Lonnblad, Comp. Phys. Comm. **71** (1992) 15.

[39] K.Hagiwara, A.D. Martini und W.J.Stirling, Phys. Lett. **B 276** (1991) 527,
Erratum in Phys. Lett. **B 316** (1993) 631.

[40] N.Isgur, M.Wise, Phys. Lett. **B 232** (1989) 113,
N.Isgur, M.Wise, Phys. Lett. **B 237** (1990) 527,
H.Politzer, M.Wise, Phys. Lett. **B 206** (1988) 681.

[41] J.P.Rosner, Comments Nucl. Part. Phys. **16** (1986) 109.

[42] M.Athanas et al., CLEO Kollaboration, *Semileptonic branching fractions of charged and neutral B mesons*, Cornell Report CLNS 94/1288, 1994.

[43] J.Kroll, *Masses and lifetimes of B Hadrons*, 17th International Symposium on Lepton-Photon Interactions, Peking 1995.

[44] R.Aleksan, *CP violation and $B\bar{B}$ mixing*, ,,EPS-HEP 95" Konferenz Brüssel, 27. July - 2. August 1995.

[45] F.Muheim, *Charm Production in B Meson Decays*, Proceedings of the 8th Meeting of the Division of Particles and Fields of the American Physical Society, Albuquerque 1994, 851.

[46] P.Aarnio et al., DELPHI Kollaboration, Nucl. Inst. and Meth. **A 303** (1991) 233.

[47] W.Adam et al., DELPHI Kollaboration, *Performance of the DELPHI Detector*, CERN PPE/95-194, Genf 1995.

[48] B.Überschär, *Messung der Parameter der Z-Resonanz mit den hadronischen Daten des DELPHI Detektors von 1991*, Diplom Arbeit, WUD 93-18, Wuppertal 1993.

[49] R.Brun, J.Zoll, *ZEBRA User Guide*, CERN Program Library 1994.

[50] Yu.Belokopytov, S.Gumenyuk und V.Perevochikov, *DELPHI Detector Description Application Package User Manual*, DELPHI Note 90-37, Genf 1990.

[51] F.Carena, G.Gopal, *CARGO User Manual*, DELPH Note 86-28, Genf 1986.

[52] P.Aarnio et al., *DELPHI event generation and detektor simulation*, DELPHI Note 89-67, Genf 1989.

[53] J.E.Campagne, R.Zitoun, Z. Phys. **C 43** (1989) 169.

[54] R.Brun et al., CERN Report DD/EE/84-1, Genf 1986.

[55] P.Abreu et al., *DELPHI Data Analysis Program Users Guide*, DELPHI Note 89-44, Genf 1989.

[56] J.Cuevas et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 274** (1989) 459.

[57] P.Aarnio et al., *TANAGRA Track Analysis and Graphics Package*, DELPHI Note 87-95, Genf 1989.

[58] P.Abreu et al., *Event Viewing Software*, DELPHI Note 89-6, Genf 1989.

[59] The working group on LEP energy, R. Assmann et al., Z.Phys. **C 66** (1995) 567.

[60] B.Murray, *Measurement of the beam position in DELPHI*, DELPHI Note 96-6, Genf 1996.

[61] P.Billoir et al., Nucl. Inst. and Meth. **A 241** (1985) 115.

[62] G.Borisov, *Lifetime Tag of events* $Z^\circ \to b\bar{b}$ *with the DELPHI detector AABTAG program*, DELPHI Note 94-125, Genf 1994.

[63] G.Borisov, C.Mariotti, *Fine Tuning of Track Impact Parameter Resolution of the DELPHI Detector*, DELPHI Note 95-142, Genf 1995.

[64] LEP Electroweak Working Group, *A Combination of Preliminary LEP Electroweak Results for the 1995 Summer Conferences*, DELPHI Note 95-137, Genf 1995.

[65] R.Reinhard, *Messung der hadronischen Z-Resonanzparameter mit dem DELPHI-Detektor bei LEP*, Diplom Arbeit, WUD 95-49, Wuppertal 1995.

[66] D.Brown, M.Frank, *Tagging b hadrons using track impact parameters*, ALEPH Note 92-135, Genf 1992.
D.Buskulic et al., ALEPH Kollaboration, Phys.Lett. **B 313** (1993) 535.

[67] S.Fleck, *Rekonstruktion von* D^{*+} *-Vektormesonen unter Anwendung der Teilchenidentifikation und Vertex-Rekonstruktion*, Diplom Arbeit, WUD 94-1, Wuppertal 1994.

[68] W.Adam et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 343** (1994) 68.
E.G.Anassontzis et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 323** (1992) 351.
W.Adam et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 338** (1994) 284.

[69] P.Abreu et al., DELPHI Kollaboration, Phys.Lett. **B 334** (1994) 435.

[70] J.Dahm, M.Elsing, M.Reale, *Calibration of the DELPHI* dE/dx *for 1991 F and 1992 D data*, DELPHI Note 95-48, Genf 1995.

[71] H.A.Bethe, Annalen d. Physik 5 (1930) 201.

[72] W.Adam et al., DELPHI Kollaboration, Z. Phys. **C 60** (1996) 561.

[73] G.R.Wilkinson, P.Collins, *MUCFIX - Refining the Myon Chamber Information on the DST*, DELPHI Note 93-13, Genf 1993.
H. De Boeck, G.R.Wilkinson, *MUFLAG: A framework for Myon Identification*, DELPHI 94-14, Genf 1993.
F.Stichelbaut, G.R.Wilkinson, *Performance of muon identification in DELPHI for the 93 and 94 data*, DELPHI 95-142, Genf 1995.

[74] P.Antilogus, M.Elsing et al., DELPHI Kollaboration, *Measurement of the Forward-Backward Asymmetries of* $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ *and* $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow c\bar{c}$, vorläufige Ergebnisse für die ,,EPS-HEP 95" Konferenz Brüssel, 27. July - 2. August 1995, EPS-HEP 95 Ref. eps0571 und DELPHI Note 95-87, Genf 1995.

[75] M.Elsing, *Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Charm-Quarks auf der Z-Resonanz*, Diplom Arbeit, WUD 93-3, Wuppertal 1993.

[76] C.Nötzel, *Erste Analyse von Charm-Quark Ereignissen mit dem DELPHI-Detektor*, Diplom Arbeit, WUD 90-19, Wuppertal 1990.

[77] K.G.Chetyrkin, J.H.Kühn, A.Kwiatkowski, *QCD Corrections to the* e^+e^- *Cross-Section and the Z Boson Decay Rate*, Reports of the Working Group on Precision Calculations for the Z Resonanz, 175-264, CERN 95-03, Genf 1995.

[78] P.Abreu et al., DELPHI Kollaboration, *Measurement of the partial decay width* $R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ *with the DELPHI detector at LEP*, CERN PPE/96-15, Genf 1996.

[79] P.Abreu et al., Z. Phys. **C 66** (1995) 323.

[80] J.Huber, *Left-Right Forward-Backward Asyemmtry for c and b Quarks*, ,,EPS-HEP 95" Konferenz, Brüssel 1995.
C. Prescott, *Physics results with polarized electrons from SLAC*, 17th International Symposium on Lepton-Photon Interactions, Peking 1995.

[81] K.Abe et al., SLD Kollaboration, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 25.
M.Woods, *The SLD* A_{LR} *Result and Review of Weak Mixing Angle Results at LEP and SLC*, ,,EPS-HEP 95" Konferenz, Brüssel 1995.

Danksagung