

Rekonstruktion von $D_s^\pm$ -Mesonen
mit dem ALEPH-Detektor
zur Messung der $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Mischung

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

ANKE GALLA
geboren in Castrop-Rauxel

Mainz
1995

Rekonstruktion von $D_s^\pm$ -Mesonen
mit dem ALEPH-Detektor
zur Messung der $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung

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

ANKE GALLA
geboren in Castrop-Rauxel

Mainz
1995

1. Gutachter: Prof. Dr. K. Kleinknecht
2. Gutachter: Prof. Dr. H.-G. Sander

Tag der Einreichung: 1.12.1995
Tag der mündlichen Prüfung: 1. 2.1996

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	5
1.1 Standardmodell der Elementarteilchenphysik	5
1.2 Die elektromagnetische Wechselwirkung	7
1.3 Die starke Wechselwirkung	8
1.4 Die Entstehung von b-Hadronen in Z^0 -Zerfällen	9
1.5 Die Entstehung von $D_s^\pm$ -Mesonen	11
1.6 Modelle des $D_s^\pm$ -Zerfalls	11
1.7 Die $B^0\bar{B}^0$ -Mischung	13
1.8 Phänomenologie des $B^0\bar{B}^0$ -Systems	15
2 Das Meßprinzip von χ_s	20
2.1 Die Signatur der $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Mischung	20
2.2 Untergrundquellen	21
2.2.1 Behandlung des Untergrundes	24
3 Das ALEPH-Experiment	28
3.1 Der Elektron-Positron-Speicherring LEP	28
3.2 Aufbau des ALEPH-Detektors	29
3.2.1 Der Vertexdetektor (VDET)	30
3.2.2 Die innere Spurkammer (ITC)	31
3.2.3 Die Zeitprojektionskammer (TPC)	32
3.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)	33
3.2.5 Das Magnetsystem	37
3.2.6 Das Hadronkalorimeter (HCAL) und die Myonkammern	37
3.2.7 Die Luminositäts- und Untergrundmonitore	38
3.3 Datenerfassung und -verarbeitung	39
3.3.1 Das Triggersystem	39
3.3.2 Die Datennahme und Ereignis-Rekonstruktion	39
3.4 Die Monte Carlo-Simulation	40

3.5	Das ALEPH-Ereignis Display (DALI)	41
4	Die Rekonstruktion der $D_s^\pm$-Zerfälle	43
4.1	Die Auswahl der Ereignisse	43
4.2	Die $D_s^\pm$ -Zerfallskanäle	44
4.2.1	Der Zerfall $D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm, \phi \rightarrow K^+ K^-$	45
4.2.2	Der Zerfall $D_s^\pm \rightarrow \bar{K}^{*0} K^\pm, K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$	45
4.2.3	Der Zerfall $D_s^\pm \rightarrow \eta \pi^\pm, \eta \rightarrow \gamma \gamma$	45
4.2.4	Der Zerfall $D_s^\pm \rightarrow \eta' \pi^\pm$	45
4.3	Die Auswahl geladener Spuren	46
4.4	Die Selektion neutraler Teilchen	47
4.5	Die Rekonstruktion von η und η'	49
4.6	Die Rekonstruktion der $D_s^\pm$ -Mesonen	54
4.6.1	Rekonstruktion von $D_s^\pm \rightarrow \eta \pi^\pm$	54
4.6.2	Rekonstruktion von $D_s^\pm \rightarrow \eta' \pi^\pm$	55
4.6.3	Rekonstruktion von $D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm$	55
4.6.4	Rekonstruktion von $D_s^\pm \rightarrow \bar{K}^{*0} K^\pm (D_s^\mp \rightarrow K^{*0} K^-)$	57
4.6.5	Die $D_s^\pm$ -Massenauflösung	58
4.7	Bestimmung der Anzahl von $D_s^\pm$ -Mesonen	61
4.8	Die Nachweiswahrscheinlichkeiten	62
4.9	Die relativen $D_s^\pm$ -Verzweigungsverhältnisse	63
4.10	Die Bestimmung der $D_s^\pm$ -Anzahl	64
5	Messung der integralen $B_s^0 \bar{B}_s^0$-Mischung	65
5.1	Definition von Jet und Hemisphäre	65
5.2	Anreicherung von $b\bar{b}$ -Ereignissen	66
5.3	Bestimmung der Anzahl N^{++} und N^{+-}	67
5.4	Die Ermittlung von χ_s	68
5.4.1	Die direkte Berechnung von χ_s	69
5.4.2	Die Anpassungsmethode für χ_s	71
5.5	Die Leptonladungs-Methode	71
5.5.1	Effizienzen der $D_s^\pm$ -Lepton-Selektion	72
5.5.2	$D_s^\pm$ -Massenspektren mit der Leptonladungs-Methode	72
5.6	Die Jetladungs-Methode	79
5.6.1	Effizienzen für die Jetladungs-Methode	80
5.6.2	$D_s^\pm$ -Massenspektren mit der Jetladungs-Methode	81
6	Die Untersuchung der Systematik	88
6.1	Systematik des $b\bar{b}$ -Anreicherung	89
6.2	Systematik der Leptonladungs-Methode	90

6.3	Systematik der Jetladungs-Methode	90
6.4	Ereigniszusammensetzung	91
6.5	Der systematische Fehler auf χ_s	91
7	Die Diskussion der Ergebnisse	92
7.1	Ergebnisse der Leptonladungs-Methode	92
7.2	Ergebnisse der Jetladungs-Methode	93
7.3	Kombiniertes Ergebnis für χ_s	94
7.4	Vergleich der Resultate für x_s	95
7.5	Genauigkeit der Messungen von χ_s	96
7.6	Weitere Methoden zur Bestimmung von χ_s	96
	Zusammenfassung	97
	Abbildungsverzeichnis	99
	Tabellenverzeichnis	101
	Literaturverzeichnis	103
	Danksagung	107
	Lebenslauf	109

Einleitung

Die Grundlagen für die Beschreibung der Elementarteilchenphysik liefert das sogenannte Standardmodell. Dieses Modell beruht auf der Existenz von 6 elementaren Quarks und ebensovielen Leptonen, aus denen die gesamte Materie aufgebaut ist¹. Die Aufteilung erfolgt in 3 Familien entsprechend der Masse und Ladung der Fermionen. So gibt es innerhalb jeder Familie ein Quark (u,c oder t) mit einer positiven elektrischen Ladung von $+\frac{2}{3}e$ und ein Quark (d,s oder b) mit $-\frac{1}{3}e$. Die Angabe der elektrischen Ladung bezieht sich auf den Betrag der Ladung eines Elektrons mit $e = 1.602 \cdot 10^{-19}\text{C}$. Das Elektron besitzt eine Masse von $0.511 \text{ MeV}/c^2$ und stellt das leichteste geladene Lepton dar. Zu den Leptonen zählen außerdem das Myon (μ), welches u. a. in der kosmischen Höhenstrahlung nachzuweisen ist, und das Tau-Lepton (τ). Letzteres wurde 1975 im Mark I Experiment in der e^+e^- -Vernichtung entdeckt [1]. Zu jedem massiven Lepton existiert ein zugehöriges neutrales masseloses Neutrino (ν_e, ν_μ, ν_τ). Die Entdeckung des τ wurde 1995 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet.

Eine Übersicht der Spin- $\frac{1}{2}$ -Fermionen ist in Tabelle E.1 dargestellt. Jedem Teilchen wird ein entsprechendes Antiteilchen zugeordnet, das die gleiche Masse wie das Teilchen besitzt und dessen additive Quantenzahlen negatives Vorzeichen haben.

Zwischen den elementaren Fermionen gibt es vier fundamentale Wechselwirkungsarten: die Gravitation, die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft. Die Gravitation wird aufgrund ihrer geringen Stärke bezogen auf die anderen Kräfte im Standardmodell vernachlässigt. Die elektromagnetische Kraft wird durch Photonen übertragen und resultiert aus der Vereinheitlichung von elektrischer und magnetischer Wechselwirkung. Die schwache Wechselwirkung wird durch massive Eichbosonen ($W^\pm, Z^0$) übertragen. Sie ist z. B. für den β -Zerfall verantwortlich. Den Zusammenhalt der Nukleonen, der Bausteine des Atomkerns, bewirkt die starke Kraft, deren Träger die Gluonen sind (siehe Tabelle E.2).

In vielen Experimenten wird das elektroschwache Standardmodell seit Jahren getestet, und bisher sind alle experimentellen Ergebnisse in sehr guter Übereinstimmung. Seit

¹Zur Beschreibung der stabilen Materie reicht bereits die 1. Familie der Fermionen aus.

langem experimentell bestätigt und intensiv untersucht sind 5 der 6 Quarks. Da Quarks nicht frei existieren können, werden gebundene Systeme aus Quark-Antiquark (Mesonen) oder Systeme aus drei Quarks (Baryonen) untersucht. In diesem Jahr ist es gelungen, das schwerste Quark (t) mit einer Masse von $m_t = 176 \pm 8 \pm 10 \text{ GeV}/c^2$ mit dem CDF- [2] und dem D0-Experiment [3] am Fermilab nachzuweisen. Die Messung der Eigenschaften des Top-Quarks gehört zu den interessantesten Zielen der heutigen Hochenergiephysik.

Mit dem ALEPH-Experiment am LEP-Speicherring (CERN) wurden bisher e^+e^- -Wechselwirkungen bei einer Schwerpunktsenergie im Bereich der Z^0 -Resonanz von $\sqrt{s} = 91.2 \text{ GeV}/c^2$ untersucht. Dieser Energiebereich bietet die Möglichkeit, die Eigenschaften des Top-Quarks zu untersuchen, obwohl eine direkte Top-Erzeugung nicht möglich ist. Das Prinzip beruht auf der 1987 mit dem ARGUS-Experiment am DESY entdeckten Materie-Antimaterie-Oszillationen bei neutralen B_d^0 -Mesonen [4]. Der Begriff $B^0\bar{B}^0$ -Mischung bezeichnet die Eigenschaft dieser neutralen Mesonen, als ihr Antiteilchen zu zerfallen. Die Stärke des Übergangs eines B-Mesons (B^0) in ein Anti-B-Meson ($\bar{B}^0$) wird dominiert durch den Austausch eines virtuellen Top-Quarks. Dies eröffnet die Möglichkeit, Eigenschaften des schwersten Quarks indirekt zu studieren.

Aufgrund des Energiebereiches werden bei LEP B_d^0 - und B_s^0 -Mesonen erzeugt. Es ist daher möglich, sowohl $B_d^0\bar{B}_d^0$ - als auch $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Mischung zu messen. Zur Messung der Stärke der $B^0\bar{B}^0$ -Mischung werden Z^0 -Zerfälle in ein b - und ein $\bar{b}$ -Quark, die in der sogenannten Fragmentation neutrale B^0 -Mesonen bilden können, untersucht. Dabei unterscheidet man zwischen dem *Anfangszustand* eines B^0 -Mesons, d. h. dem Teilchenzustand zum Zeitpunkt der Erzeugung, und dem *Endzustand*, dem Teilchenzustand zum Zeitpunkt des Zerfalls.

Quarks				Leptonen				
1.Familie		2.Familie		3.Familie		1.Familie	2.Familie	3.Familie
up	u	charm	c	top	t	e^-	μ^-	τ^-
down	d	strange	s	bottom	b	ν_e	ν_μ	ν_τ

Tabelle E.1: Die Fermionen im Standardmodell.

Eichboson	Anzahl	Wechselwirkung
Photon γ	1	elektromagnetisch
$Z^0, W^\pm$	3	schwach
Gluon g	8	stark

Tabelle E.2: Die Eichbosonen im Standardmodell.

In Ereignissen $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ bilden sich zwei Hemisphären aus, in denen sich das primäre b - bzw. $\bar{b}$ -Quark unabhängig voneinander entwickeln. Wird in einer der Hemisphären ein B^0 -Meson erzeugt, so kann man den Endzustand in dieser Hemisphäre messen. Unabhängig von dem Endzustand bestimmt man den Anfangszustand in der anderen Hemisphäre. Einen Nachweis des Anfangszustands liefern z. B. die aus semileptonischen b -Zerfällen stammenden Leptonen, deren Ladung eine Information über die Ladung des primären Quarks liefert. Der Endzustand von B_d^0 - oder B_s^0 -Mesonen kann mittels ihres Zerfalls in $D^\pm$ - bzw. $D_s^\pm$ -Mesonen nachgewiesen werden.

Die $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Mischungswahrscheinlichkeit χ_s ist definiert als die Wahrscheinlichkeit, daß ein ursprüngliches B_s^0 ($\bar{B}_s^0$)-Meson, als sein Antiteilchen $\bar{B}_s^0$ (B_s^0) zerfällt. Eine Möglichkeit zur Unterscheidung von Teilchen und Antiteilchen bietet ihr Zerfall in unterschiedliche Ladungszustände. In einem Ereignis mit B_s^0 -Mischung zerfällt das B_s^0 -Meson als $\bar{B}_s^0$ -Meson in ein D_s^+ -Meson. In einem Ereignis ohne B_s^0 -Mischung zerfällt das B_s^0 -Meson als B_s^0 -Meson in ein D_s^- -Meson. Der Wert für χ_s ist gegeben durch das Verhältnis der Ereignisse mit B_s^0 -Mischung zu der Gesamtzahl der Ereignisse mit und ohne B_s^0 -Mischung.

Eine direkte Messung von χ_s erfolgte mit den ALEPH-Daten von 1991 und 1992. Es wurden Leptonen zum Nachweis des Anfangszustandes und die Rekonstruktion von $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ zum Nachweis des B_s^0 -Mesons bei seinem Zerfall verwendet. Die Korrelationen der $D_s^\pm$ - und der Leptonladung lieferte $\chi_s = 0.63 \pm 0.42$ [5]. Der Fehler von dieser Messung ist durch den statistischen Fehler dominiert.

Das Ziel dieser Arbeit ist, eine direkte Messung des $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Mischungsparameters χ_s mit höherer Statistik durchzuführen, und zwar

- mit den ALEPH-Daten von 1991-1994 entsprechend $3.5 \cdot 10^6$ Ereignissen $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$;
- mit der Rekonstruktion von $D_s^\pm$ -Mesonen in den Zerfallskanälen

$$\begin{aligned}
 & - D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm, \\
 & - D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+, D_s^- \rightarrow K^{*0}K^-, \\
 & - D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm \text{ und} \\
 & - D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm
 \end{aligned}$$

zum Nachweis des zerfallenden B_s^0 -Mesons ;

- mit dem Nachweis des B_s^0 -Anfangszustandes durch die Messung der Lepton- oder der Jetladung in der anderen Ereignishemisphäre.

Die Bestimmung der Ereignisse mit und ohne B_s^0 -Mischung erfolgt durch Korrelation der $D_s^\pm$ -Ladung mit der Lepton- oder der Jetladung. Diese direkte Messung von χ_s liefert

einen Vergleich zu Analysen, die die Zeitabhängigkeit der $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung (siehe z.B. [6]) berücksichtigen. Messungen der Oszillationsfrequenz ergeben eine untere Grenze für χ_s .

Diese Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Zuerst kommt eine Einführung in die theoretischen Grundlagen und die Entstehung der Hadronen bei LEP. Der Zerfall von B_s^0 - bzw. $D_s^\pm$ -Mesonen wird erläutert. Das Modell der $B^0 \bar{B}^0$ -Mischung und das Modell zur Ermittlung von χ_s wird in Kapitel 2 vorgestellt. In Kapitel 3 folgt die Beschreibung des ALEPH-Detektors. Die Rekonstruktion der $D_s^\pm$ -Mesonen wird in dem Kapitel 4 beschrieben. Im Kapitel 5 erfolgt die Erläuterung der Leptonladungs- und der Jetladungs-Methode und die Bestimmung von χ_s . Nach der Bestimmung der systematischen Fehler (Kap. 6) folgt die Diskussion der Ergebnisse (Kap.7). Am Schluß wird eine Zusammenfassung gegeben.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden zunächst die theoretischen Grundlagen der Elementarteilchenphysik (Standardmodell, QED und QCD) kurz eingeführt. Danach folgen eine Erläuterung der LEP-Physik und eine Beschreibung der B_s^0 - und $D_s^\pm$ -Entstehung sowie die Vorhersagen theoretischer Modelle zum $D_s^\pm$ -Zerfall.

1.1 Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung werden die Quarks und Leptonen in linkshändigen Dubletts und rechthändigen Singuletts angeordnet. Bei den Quarks unterscheidet man zwischen den Isospin-Eigenzuständen q ($I_3 = \pm 1/2$ für linkshändige und $I_3 = 0$ für rechthändige Quarks) und den Masseneigenzuständen q .

Der Anteil der Lagrange-Funktion, der den kinetischen Term und die Kopplung der

	linkshändige Dubletts	rechthändige Singuletts
Leptonen:	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	e_R^-, μ_R^-, τ_R^-
Quarks:	$\begin{pmatrix} u' \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c' \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t' \\ b' \end{pmatrix}_L$	$u_R^-, d_R^-, c_R^-, s_R^-, t_R^-, b_R^-$

Quarks an die Austauschteilchen $W^\pm$, Z^0 und γ enthält, kann in der Form

$$\mathcal{L} = \bar{q}'_{Li} \left(\gamma^\mu i \partial_\mu - \frac{g}{2} \cdot \vec{\tau} \vec{W}_\mu - \frac{g'}{2} \cdot Y B_\mu \right) q'_{Li} + \bar{q}'_{Ri} \left(\gamma^\mu i \partial_\mu - \frac{g'}{2} \cdot Y B_\mu \right) q'_{Ri} \quad (1.1)$$

geschrieben werden. Der Operator Y bezeichnet die Hyperladung $Y = 2(Q - I_3)$, welche die Ladung Q mit der dritten Komponente des Isospins verknüpft, und $\vec{\tau}$ steht für die Paulimatrizen. Die Felder $\vec{W}_\mu$ und B_μ bilden durch Linearkombinationen die physikalischen Wechselwirkungsfelder $W^\pm_\mu$, Z^0_μ und A_μ . Die q' sind die Eichquarks der Theorie und somit masselos. Quarkmassen werden durch eine Yukawa-Kopplung der Quarks an die Higgs-Bosonen erzeugt, die eine Eichinvariante unter $SU(2) \otimes U(1)$ -Transformation ist. Die Einführung eines *Higgsfeldes* mit einem von Null verschiedenen Vakuumerwartungswert erzeugt Massen für die massiven Eichbosonen. Die $W^\pm$ - und Z^0 -Massen unterscheiden sich nur durch einen Faktor, der vom *Weinbergwinkel* Θ_W abhängt. Da der Wert von Θ_W nicht vorhergesagt wird, ist dieser Parameter experimentell zu bestimmen. Durch die spontane Symmetriebrechung erhalten auch die Fermionen Massen. Die Eichzustände sind mit den Massenzuständen über die unitäre 3×3 Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Mischungsmatrix (CKM-Matrix) verknüpft:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Im allgemeinen besitzt eine komplexe unitäre 3×3 Matrix 3 freie Winkel und 6 Phasen¹. Phasendifferenzen verändern die Physik jedoch nicht. Daher reduziert sich die Anzahl freier Parameter auf 3 Winkel sowie eine komplexe Phase. Für die CKM-Matrix gibt es verschiedene Parametrisierungen. Die heutzutage am häufigsten verwendete Darstellung ist die Wolfenstein Parametrisierung [7]

$$V_{\text{CKM}} \cong \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

mit den drei reellen Parametern A , λ , ρ und dem Imaginärteil η . Mit der Definition

$$\xi_q = V_{qb} V_{qd}^* \quad \text{und} \quad q = u, c, t$$

folgt aus der Unitaritätsbedingung für die Mischungsmatrix

$$\xi_u + \xi_c + \xi_t = 0 \quad (1.4)$$

bzw.

$$\frac{\xi_u}{\xi_c} + 1 + \frac{\xi_t}{\xi_c} = 0 \quad (1.5)$$

¹Im allg. existieren bei N Generationen $N(N-1)/2$ Winkel und $(N-1)(N-2)/2$ Phasen

Die Relation in Gl. 1.5 ist durch ein sogenanntes Unitaritätsdreieck darstellbar. Die Messung der CKM-Matrixelemente ξ_u , ξ_c , ξ_t entspricht der Bestimmung der Winkel dieses Dreiecks. Die Werte der CKM-Matrix werden aus experimentellen Ergebnissen bestimmt [8].

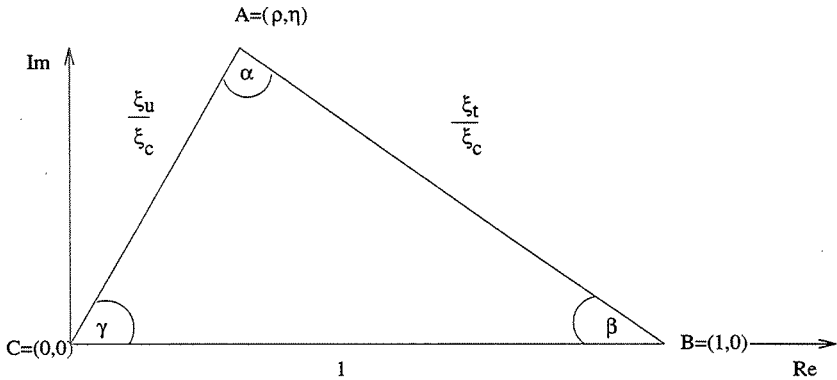


Abbildung 1.1: Unitaritätsdreieck für die Gleichung 1.5

1.2 Die elektromagnetische Wechselwirkung

Die Wechselwirkungen elementarer Fermionen können durch eine Lagrangefunktion beschrieben werden, die aus dem Prinzip der minimalen Wirkung abgeleitet werden kann [9]. Die Lagrangedichte der elektromagnetischen Wechselwirkung ist gegeben durch

$$\mathcal{L}_{QED} = i \cdot \bar{\psi} \gamma_\mu \partial^\mu \psi - m \cdot \bar{\psi} \psi + e \cdot \bar{\psi} \gamma_\mu A^\mu \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.6)$$

$$= \bar{\psi} (i \gamma_\mu D^\mu - M) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.7)$$

mit der kovarianten Ableitung D^μ und den Wechselwirkungsfeldern $F^{\mu\nu}$ definiert als

$$D^\mu = \partial^\mu - ie A^\mu \quad (1.8)$$

$$F^{\mu\nu} = \partial^\nu A^\mu - \partial^\mu A^\nu \quad (1.9)$$

und den Vektorindizes $(\mu, \nu = 0, \dots, 3)$. Dabei wurde die Konvention verwandt, über gleiche Indizes zu summieren. Der erste Term in Gleichung 1.6 hängt von der Energie der

wechselwirkenden Teilchen z.B. der Elektronen ab. Der zweite Term wird als Massenterm bezeichnet, wobei m die Masse der Elektronen ist. Diese beiden Terme liefern die vollständige Beschreibung für freie Elektronen. Befinden sich die Elektronen in einem Vektorpotentialfeld A^μ , welches an die Ladungen der Elektronen koppelt, wird diese Wechselwirkung durch den 3. Term in Gleichung 1.6 (Wechselwirkungsterm) beschrieben. Im 4. Term werden die Energien der elektrischen und magnetischen Felder $F^{\mu\nu}$ berücksichtigt. Diese Form der Lagrangedichte enthält als Eichfreiheit eine beliebige wählbare Phase $\alpha(x)$. Die lokale Phasentransformation

$$\psi(x) \rightarrow \psi(x)' = e^{-i\alpha(x)} \cdot \psi(x) \quad (1.10)$$

läßt bei gleichzeitiger Umeichung des Vektorfeldes A^μ

$$A^\mu \rightarrow A'^\mu = A^\mu - \frac{1}{e} \cdot \partial_\mu \alpha \quad (1.11)$$

die Lagrangefunktion invariant. Man bezeichnet die QED als abelsche Eichtheorie, da die Lagrangefunktion invariant bezüglich Phasentransformationen ist.

1.3 Die starke Wechselwirkung

Die Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD). Sie beschreibt die Kopplung farbgeladener Quarks und Gluonen. Vermittler der starken Wechselwirkung sind 8 masselose Gluonen, die Farb- und Antifarbladung tragen, jedoch kein Farbsingulett bilden. Die Symmetrie der drei Farbladungen wird durch die $SU(3)_{color}$ beschrieben. Bei der QCD handelt es sich um eine nichtabelsche Eichtheorie. Die QCD-Lagrangefunktion ist gegeben durch

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi} (i\gamma_\mu D^\mu - M) \psi - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^k G^{\mu\nu,k} \quad (1.12)$$

mit der kovarianten Ableitung D_μ und dem Feldtensor $G_{\mu\nu}^k$ ($k = 1, \dots, 8$)

$$D_\mu = \partial_\mu - igM^k V_\mu^k \quad (1.13)$$

$$G_{\mu\nu}^k = \partial_\nu V_\mu^k - \partial_\mu V_\nu^k - gf^{klm} V_\mu^l V_\nu^m \quad (1.14)$$

Die f^{klm} sind antisymmetrisch bezüglich der Vertauschung zweier Indizes. Der dritte Term des Feldtensors bewirkt die Selbstkopplung von drei oder vier farbgeladenen Gluonen. Diese Eigenschaft findet keine Analogie in der QED.

Bei kleinen Abständen hat das QCD-Potential zwischen zwei Quarks einen coulombartigen Verlauf: $V_{QCD}^s = \alpha_s(r)/r$. Die starke Kopplungskonstante α_s wird meist in Abhängigkeit des Quadrates des Viererimpulsübertrags Q^2 bei einem Streuprozess angegeben. Der

Verlauf von α_s als Funktion Q^2 ist in erster Ordnung Störungsrechnung durch

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12 \cdot \pi}{(33 - 2 \cdot n_f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (1.15)$$

gegeben mit der Anzahl der Quarkflavors n_f und dem Skalenparameter der QCD Λ_{QCD} . $\alpha_s(Q^2)$ ist eine mit steigendem Q^2 fallende Funktion. Für $Q^2 \gg 1 \text{ GeV}^2/c^2$ reicht eine störungstheoretische Behandlung aus, da die Quarks asymptotisch frei sind. Bei großen Abständen wächst das Potential zwischen zwei Quarks linear an und das Potential zieht sich zu einem dünnen Schlauch zusammen: $V_{QCD}^l = \kappa \cdot r$. Dies führt dazu, daß Quarks in gebundenen Zuständen auftreten. Man bezeichnet diesen Potentialbereich als *Confinement*-Phase.

1.4 Die Entstehung von b-Hadronen in Z^0 -Zerfällen

Am LEP-Speicherring werden bei einer Energie von 91.2 GeV reelle Z^0 -Bosonen in der Elektron-Positron-Vernichtung erzeugt, die in Fermion- Antifermion-Paare zerfallen. Eine schematische Darstellung der Erzeugung von b-Hadronen ist in Abbildung 1.2 gezeigt. Zur Beschreibung dieses Prozesses wird eine Einteilung in vier Phasen vorgenommen. Diese können entweder berechnet oder durch Modelle beschrieben werden.

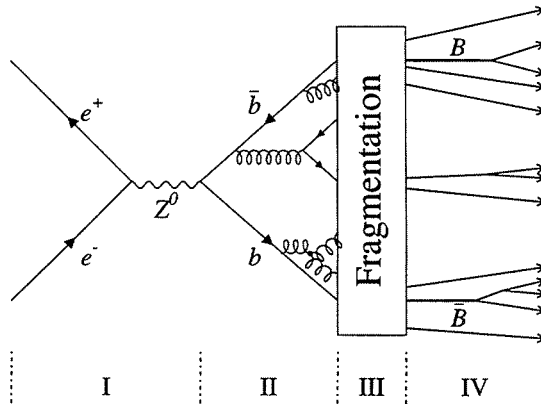


Abbildung 1.2: Darstellung der Erzeugung von b-Hadronen aus Z^0 -Zerfällen in der Fragmentation

- Phase I: Mittels der elektroschwachen Wechselwirkung wird ein Z^0 -Boson aus e^+e^- -Vernichtung erzeugt, das anschließend in ein $b\bar{b}$ -Paar zerfällt. Gemäß der Standardmodellvorhersage [10] werden $b\bar{b}$ -Paare mit einer Wahrscheinlichkeit von 21.8% bzgl. aller hadronischen Z^0 -Zerfällen produziert.
- Phase II: Primäre Quarks haben die Eigenschaft, harte Gluonen zu emittieren, die wiederum Quark-Antiquark-Paare oder Gluonenpaare über einen Tripel- Gluon-Vertex erzeugen können. Dieser durch hohe Impulsüberträge gekennzeichnete Bereich der QCD kann perturbativ berechnet werden.
- Phase III: Die Bildung der Hadronen erfolgt in der Fragmentation, die nicht berechenbar ist. Zur Beschreibung der Prozesse ist man auf phänomenologische Modelle mit freien Parametern, die aus Experimenten in unterschiedlichen Energiebereichen bestimmt werden, angewiesen.

Ein bekanntes Modell ist das Lund-String-Modell [11], das zur Beschreibung des Potentials zwischen zwei Quarks sogenannte Farbstrings verwendet. Entfernen sich die Quarks voneinander, so erhöht sich die Energie, die von dem String aufgenommen wird, bis dieser schließlich aufbricht und sich Diquark-Paare ($q\bar{q}$) bilden. Diese Quarks und Antiquarks gruppieren sich zu farbneutralen Hadronen, entweder Mesonen oder Baryonen.

In den Fragmentationsmodellen erfolgt die charakteristische Verteilung des Longitudinalimpulses p_L der erzeugten Hadronen bezüglich des Partons durch die *Fragmentationsfunktion* $f(z)$. Der Parameter z ist der normierter Impulsanteil definiert durch

$$z = \frac{(E + p_L)_{\text{Hadron}}}{(E + p_L)_{\text{Parton}}} \quad (1.16)$$

Die Fragmentation schwerer Quarks wird durch die sogenannte *Peterson-Fragmentationsfunktion* [12] beschrieben:

$$f(z) = N \left[z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_q}{1-z} \right)^2 \right]^{-1} \quad (q = b, c) \quad (1.17)$$

mit N als eine Normierungskonstante. Der Parameter ϵ_q muß experimentell bestimmt werden.

Die Impulsüberträge in der Fragmentation sind im Vergleich zu den Impulsen der primären Quarks gering, so daß sich Bündel von Teilchen (Jets) in Flugrichtung der primären Quarks formieren. Die Signatur der Zerfälle $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ ist daher ein Ereignis mit 2 Jets, deren Winkel zwischen den Jetachsen ca. 180° beträgt.

- Phase IV: Durch den Zerfall kurzlebiger Hadronen werden stabile Teilchen erzeugt. Angeregte Zustände zerfallen durch die starke Wechselwirkung direkt am Produktionsort, während Mesonen und Baryonen im Grundzustand nur über die schwache

Wechselwirkung zerfallen können und somit eine höhere Lebensdauer haben. Für Hadronen, die aus den schweren c- oder b-Quarks bestehen, liegt die Lebensdauer im Bereich von Picosekunden. Direkt in einem Detektor nachweisbar sind Pionen, Kaonen, Protonen, Elektronen, Myonen und Photonen.

1.5 Die Entstehung von $D_s^\pm$ -Mesonen

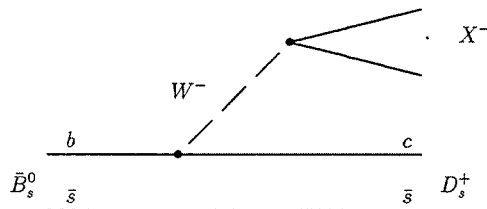


Abbildung 1.3: Feynman-Diagramm eines $\bar{B}_s^0$ -Zerfalls in ein D_s^+ -Meson. Die Bezeichnung X^- steht synonym für ein Lepton-Antineutrino Paar oder ein Quark-Antiquark Paar ungleicher Flavor, die einen gebundenen Zustand (z. B. π^- , K^- oder D^-) bilden können.

Es gibt zwei Prozeßarten für die Entstehung von $D_s^\pm$ -Mesonen. Einerseits können $D_s^\pm$ -Mesonen in Zerfällen $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ direkt in der Fragmentation gebildet werden, vergleichbar der Entstehung der b-Hadronen aus $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ (siehe Kapitel 1.4). Andererseits besteht die Möglichkeit, daß $D_s^\pm$ -Mesonen in Zerfällen von B-Mesonen oder b-Baryonen erzeugt werden. Die Zerfälle der b-Hadronen in $D_s^\pm$ -Mesonen treten mit unterschiedlicher Häufigkeit auf. Dominant ist der Zerfall $B_s^0 \rightarrow D_s^- X^+$. Dabei werden die $D_s^\pm$ -Mesonen größtenteils gemäß des in Abbildung 1.3 dargestellten Feynman-Diagramms erzeugt. Ebenfalls besteht die Möglichkeit, daß ein $D_s^\pm$ -Meson in dem Zerfall eines virtuellen $W^\pm$ -Bosons entsteht. Man beachte, daß die Ladung des über einen $W^\pm$ -Zerfall produzierten $D_s^\pm$ -Mesons ($W^- \rightarrow D_s^-$) sich von der $D_s^\pm$ -Ladung für den direkten Zerfall $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ X^-$ unterscheidet. Desweiteren sind Zerfälle anderer b-Hadronen ($B^\pm$, B_d^0 , Λ_b) in $D_s^\pm$ -Mesonen mit den in Tabelle 2.1 angegebenen Häufigkeiten möglich.

1.6 Modelle des $D_s^\pm$ -Zerfalls

Ein D_s^+ -Meson besteht im Quarkmodell aus einem c- und einem $\bar{s}$ -Quark. Entsprechend setzt sich das D_s^- -Meson aus einem $s\bar{c}$ -Quarkpaar zusammen. Das Zerfallsprinzip ist

in Abbildung 1.4 dargestellt. Vorhersagen für die $D_s^\pm$ -Zerfallsamplituden in die hadro-

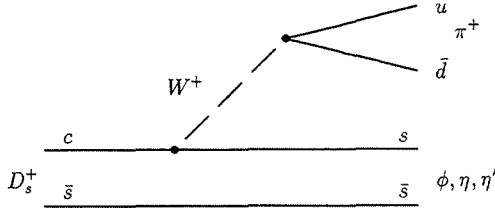


Abbildung 1.4: Feynman-Diagramm eines D_s^+ -Zerfalls in die Endzustände $\phi\pi^+$, $\eta\pi^+$ oder $\eta'\pi^+$.

nischen Endzustände $\eta\pi^\pm$, $\eta'\pi^\pm$ und $\phi\pi^\pm$ liefern z. B. die Modelle von Bauer-Wirbel-Stech [13] (BWS) und Kamal-Sinha-Sinha [14] (KSS), die von einem Faktorisierungsansatz dieser Zerfallsamplituden ausgehen. Im Falle von η und η' im Endzustand werden die Zerfallsamplituden als Funktion des η - η' -Mischungswinkels ² und der Differenz der Massenquadrate des $D_s^\pm$ - und η - bzw. η' -Mesons dargestellt. Die Amplitude des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ wird durch die $D_s^\pm$ - und Pion-Zerfallskonstanten, sowie einer Kopplungskonstanten für die VPP-Kopplung ³ und dem Impuls des Pions im Ruhesystem des $D_s^\pm$ parametrisiert. Die Pion-Zerfallskonstante, sowie eine Konstante, die von der Top-Masse abhängt, wird durch das relative Amplitudenverhältnis eliminiert. Bei einem Mischungswinkel von -19° ergeben sich die in der Tabelle 1.1 angegebenen Vorhersagen für die relativen $D_s^\pm$ -Zerfallsbreiten [14]: Der Unterschied zwischen den Zerfallsamplituden von BWS und KSS liegt in der Bestimmung der hadronischen Formfaktoren. Während im BWS-Modell die $q\bar{q}$ -Wellenfunktionen für die Mesonen zugrundegelegt werden, geht das KSS-Modell von der $SU(4)$ -Symmetrie aus, um die Formfaktoren zu berechnen. Ein Vergleich mit den experimentellen Resultaten wird in Kapitel 4.9 durchgeführt.

² η und η' sind Mischungen aus dem $SU(3)$ -Singulett- und dem $SU(3)$ -Oktett-Zustand, η_1 und η_8 , mit dem Mischungswinkel Θ_P . Entsprechend sind

$$\eta = \cos\Theta_P \cdot \eta_8 - \sin\Theta_P \cdot \eta_1 \quad \eta' = \cos\Theta_P \cdot \eta_1 + \sin\Theta_P \cdot \eta_8$$

mit den $SU(3)$ -Flavor-Zuständen

$$\eta_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}|u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}\rangle \quad \eta_8 = \frac{1}{\sqrt{6}}(|u\bar{u} + d\bar{d} - 2|s\bar{s}\rangle)$$

³Vektor-Pseudoskalar-Pseudoskalar-Kopplung vergleichbar mit der $\rho\pi\pi$ -Kopplungskonstanten. Unter der Annahme von $SU(4)$ -Symmetrie ist $g_{VPP}^2/4\pi = 3$.

Modell	$\Gamma(\eta\pi^\pm)/\Gamma(\phi\pi^\pm)$	$\Gamma(\eta'\pi^\pm)/\Gamma(\phi\pi^\pm)$
Bauer-Wirbel-Stech (BWS)	0.75	1.04
Kamal-Sinha-Sinha (KSS)	1.35	1.09

Tabelle 1.1: Modellvorhersagen für die relativen Zerfallsbreiten von $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ und $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$ zu $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$.

1.7 Die $B^0\bar{B}^0$ -Mischung

Neutrale B-Mesonen können unter Änderung der b-Flavor-Quantenzahl $\Delta B = 2$ in ihr Antiteilchen übergehen. Dieser Prozeß ist in Abb. 1.5 durch Feynman-Boxdiagramme dargestellt. Die Teilchen-Antiteilchen Umwandlung, im folgenden als $B^0\bar{B}^0$ -Mischung be-

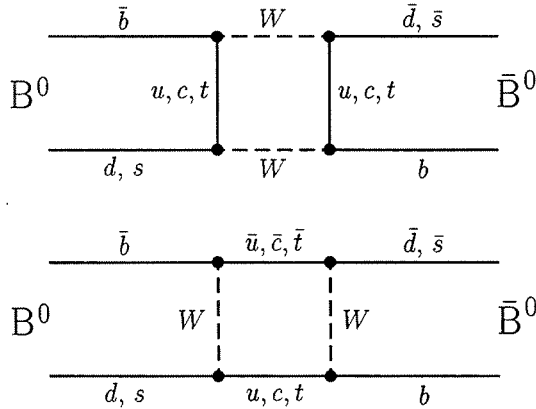


Abbildung 1.5: Die Box-Diagramme für $B^0\bar{B}^0$ -Übergänge.

zeichnet, findet unter Austausch von Quarks (u, c, t) mit $2/3$ Ladung und geladenen $W^\pm$ -Bosonen statt. Die Stärke des Prozesses wird durch das Top-Quark aufgrund der deutlich größeren Masse ($m_t/m_c \sim 176/1.5$) dominiert. Quantitativ erhält man die Übergangswahrscheinlichkeit, indem man die Matrixelemente M_i für alle Feynman-Boxdiagramme gleicher Ordnung aufsummiert und $|\sum_i M_i|^2$ berechnet. Berechnet wurden die Boxdiagramme von Inami und Lim [15], die hier angegebene Form für die Mischungsparameter

x_d und x_s stammt aus [16]⁴:

$$x_q = \frac{G_F^2}{6\pi^2} B_{B_q} f_{B_q}^2 m_{B_q} \tau_{B_q} |V_{tb}^* V_{tq}|^2 m_t^2 F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right) \eta_{\text{QCD}} \quad (1.18)$$

mit $q = d$ für $B_d^0 \bar{B}_d^0$ -Mischung und $q = s$ für $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung. Die einzelnen Faktoren sollen im folgenden kurz erläutert werden:

- G_F ist die Fermikonstante definiert als $G_F = \sqrt{2}g^2/8M_W^2$ mit der elektromagnetischen Kopplungskonstanten g .
- τ_{B_q} bzw. m_{B_q} sind die Lebensdauern bzw. die Massen der B^0 -Mesonen, die nicht aus der Theorie vorhergesagt werden. Die 1995 auf der Konferenz in Brüssel [18] präsentierten vorläufigen Weltmittelwerte für die B-Meson-Lebensdauern zeigen keinen Unterschied zwischen B_d^0 und B_s^0 ($\tau(B_d^0) = 1.58 \pm 0.05$ ps, $\tau(B_s^0) = 1.58 \pm 0.10$ ps).
- $B_{B_q} f_{B_q}^2$ werden als *Bag*-Parameter und Zerfallskonstante der B^0 -Mesonen bezeichnet und können entweder aus Gitterrechnungen oder aus QCD-Summenregel abgeschätzt werden zu $160 \text{ MeV} \leq \sqrt{B_{B_q}} f_{B_q} \leq 240 \text{ MeV}$ [17]. Eine simultane Berechnung der B_d^0 - B_s^0 -Mischung von Ali und London [19] mit einer Top-Masse von $174 \pm 16 \text{ GeV}/c^2$ liefert

$$\frac{f_{B_s} \sqrt{B_{B_s}}}{f_{B_d} \sqrt{B_{B_d}}} = 1.16 \pm 0.1$$

- $F(z)$ mit $z = \frac{m_t^2}{M_W^2}$ ist eine sogenannte Inami-Lim-Funktion, die aus der Berechnung der Boxdiagramme folgt:

$$F(z) = \frac{1}{4} + \frac{9}{4(1-z)} - \frac{3}{2(1-z)^2} - \frac{3}{2} \frac{z^2 \ln z}{(1-z)^3} \quad (1.19)$$

Mit steigender Top-Quarkmasse nimmt $F(z)$ langsam ab (siehe Abb. 1.6).

- η_{QCD} ist ein Faktor für die QCD-Korrekturen zu den Boxdiagrammen und wird störungstheoretisch berechnet. Der Wert liegt ungefähr bei 0.55 und ist nahezu unabhängig von m_t [17].⁵

Zusammenfassend erhält man folgenden Ausdruck für die Mischungsparameter:

$$x_q = |V_{tq}|^2 P(B^0 \bar{B}^0) z F(z) \quad (1.20)$$

⁴Eine analoge Formulierung findet sich auch in [17]

⁵In der Literatur z. B. [16] finden sich andere Werte für η_{QCD} von 0.78-0.85, die in Abhängigkeit von m_B ermittelt wurden.

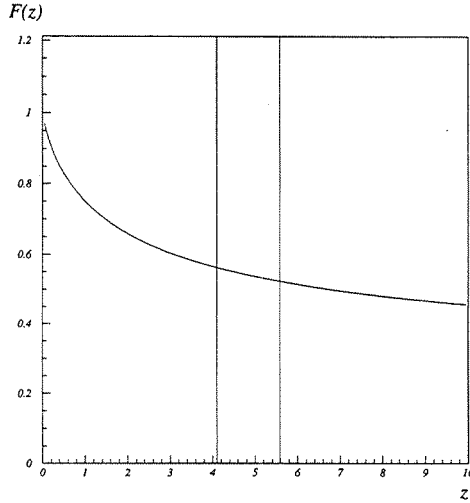


Abbildung 1.6: Inami-Lim-Funktion $F(z)$ als Funktion von $z = m_t^2/m_W^2$.

mit

$$P(B^0\bar{B}^0) = 3.28 \cdot 10^3 \left[\frac{\tau_b}{1.28ps} \right] \left[\frac{B_B f_B^2}{(200\text{MeV})^2} \right]. \quad (1.21)$$

Aus der Kenntnis von x_d und x_s erhält man eine Vorhersage für V_{td} unter Ausnutzung der Gleichheit von V_{ts} und V_{cb} . Für das Verhältnis der Mischungsparameter gilt

$$\frac{x_d}{x_s} = \frac{|V_{td}|^2}{|V_{ts}|^2} (1 + SU(3)_{\text{breaking}}). \quad (1.22)$$

Mit $SU(3)_{\text{breaking}}$ werden der Unterschiede zwischen B_d^0 und B_s^0 aufgrund von Verletzung der $SU(3)_{\text{flavor}}$ -Symmetrie quantifiziert.

1.8 Phänomenologie des $B^0\bar{B}^0$ -Systems

Die zeitliche Entwicklung des $B^0\bar{B}^0$ -Systems ($B = B_d^0$ oder B_s^0) wird durch die Schrödinger-Gleichung

$$-i\hbar \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} |B^0\rangle \\ |\bar{B}^0\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m - \frac{1}{2}i\Gamma & m_{12} - \frac{1}{2}i\Gamma_{12} \\ m_{12}^* - \frac{1}{2}i\Gamma_{12}^* & m - \frac{1}{2}i\Gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |B^0\rangle \\ |\bar{B}^0\rangle \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

beschrieben. Die Diagonalelemente der Hamilton-Matrix beschreiben den Zerfall neutraler B-Mesonen, wobei m die Masse der Flavor-Eigenzustände B^0 und $\bar{B}^0$ ist und Γ die Zerfallsbreite dieser Zustände. Die Nebendiagonalelemente sind für die Übergänge verantwortlich. Der Parameter m_{12} beschreibt den virtuellen $B^0\bar{B}^0$ -Übergang und die partielle Zerfallsbreite Γ_{12} den reellen Übergang, d. h. den Zerfall von B^0 und $\bar{B}^0$ in denselben Endzustand (z. B. $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow \pi^+\pi^-, D^+D^-, J/\Psi K_s^0 \dots$). Im Unterschied zu dem $K^0\bar{K}^0$ -System sind diese gemeinsamen Zerfallsmoden *Cabibbo*-unterdrückt, sodaß der Term Γ_{12} im $B^0\bar{B}^0$ -System vernachlässigbar ist. Durch Diagonalisieren der Hamilton-Matrix erhält man die CP-Eigenzustände B_1 und B_2 , die sich als Linearkombinationen der Flavor-Eigenzustände ergeben. Unter Vernachlässigung möglicher CP-Verletzung erhält man:

$$\begin{aligned} |B_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|B^0\rangle + |\bar{B}^0\rangle) & CP &= +1 \\ |B_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|B^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle) & CP &= -1, \end{aligned} \quad (1.24)$$

dabei sind die Massen und Breiten definiert als

$$m_{1,2} = m \pm m_{12} \quad \Gamma_{1,2} = \Gamma \pm \Gamma_{12}. \quad (1.25)$$

Nimmt man an, daß $\Gamma_1 \approx \Gamma_2 \approx \Gamma$ gilt, so folgt daraus für die zeitliche Entwicklung eines B^0 -Zustandes bei $t=0$

$$|B^0(t)\rangle = \frac{1}{2} (e^{-(im_1 + \frac{1}{2}\Gamma)t/\hbar} + e^{-(im_2 + \frac{1}{2}\Gamma)t/\hbar}) |B^0\rangle \quad (1.26)$$

$$+ \frac{1}{2} (e^{-(im_1 + \frac{1}{2}\Gamma)t/\hbar} - e^{-(im_2 + \frac{1}{2}\Gamma)t/\hbar}) |\bar{B}^0\rangle. \quad (1.27)$$

Zu einer Zeit $t \neq 0$ liegt eine Mischung aus den Zuständen $|B^0\rangle$ und $|\bar{B}^0\rangle$ vor. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein ursprüngliches B^0 -Meson als ein B^0 -oder als $\bar{B}^0$ -Meson zerfällt, ist gegeben durch

$$P_{B^0 \rightarrow \bar{B}^0}(t) = \frac{1}{2} e^{-\Gamma t/\hbar} (1 - \cos \Delta m t/\hbar) \quad (1.28)$$

$$P_{\bar{B}^0 \rightarrow B^0}(t) = \frac{1}{2} e^{-\Gamma t/\hbar} (1 + \cos \Delta m t/\hbar) \quad (1.29)$$

Die zeitabhängige Mischungswahrscheinlichkeit veranschaulicht Abbildung 1.7.

Durch Integration von $P_{B^0 \rightarrow \bar{B}^0}(t)$ über alle Zeiten t ergibt sich der sogenannte integrale Mischungsparameter definiert als

$$\chi = \frac{P_{B^0 \rightarrow \bar{B}^0}}{P_{B^0 \rightarrow \bar{B}^0} + P_{\bar{B}^0 \rightarrow B^0}} = \frac{1}{2} \frac{x^2}{1+x^2} \quad (1.30)$$

mit der Mischungsfrequenz

$$x = \frac{\Delta m}{\Gamma}.$$

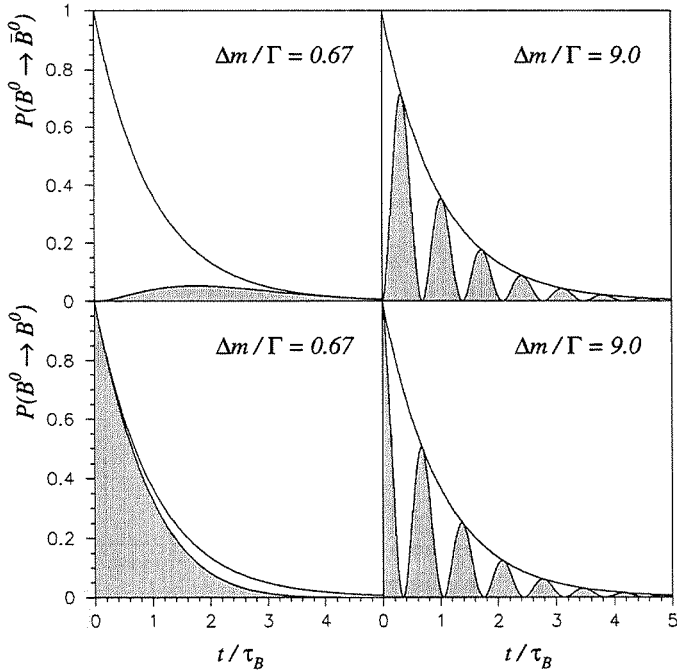


Abbildung 1.7: Dargestellt sind die in Gleichung 1.8 angegebenen Funktionen für die Mischungswahrscheinlichkeit für B_d^0 - (linke Diagramme) und B_s^0 -Mesonen (rechte Diagramme). Die oberen Diagramme zeigen den Teilchen-Antiteilchen-Übergang, die unteren zeigen die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Teilchen im gleichen Zustand zerfällt, in dem es erzeugt wurde. Nach heutiger Erkenntnis ist die Oszillationsfrequenz $x = \Delta m/\Gamma$ im $B_s^0\bar{B}_s^0$ -System deutlich höher als im $B_d^0\bar{B}_d^0$ -System.

Bei der $B_d^0 \bar{B}_d^0$ -Mischung bezeichnet man den Mischungsparameter mit χ_d und bei der $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung mit χ_s . Der integrale Mischungsparameter $\bar{\chi}$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein $B^0(\bar{B}^0)$ -Meson als sein Antiteilchen $\bar{B}^0(B^0)$ zerfällt. Der maximale Wert von $\bar{\chi}$ beträgt 0.5 für den Fall, daß x groß wird. Wird nicht zwischen $B_d^0 \bar{B}_d^0$ - und $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung unterschieden, so wird ein mittlerer Mischungsparameter

$$\bar{\chi} = f_d \cdot \chi_d + f_s \cdot \chi_s \quad (1.31)$$

definiert. Dabei sind f_d und f_s die Anteile der B_d^0 und B_s^0 -Mesonen an der Gesamtanzahl der b-Hadronen. Aus der Messung des mittleren Mischungsparameters bei LEP $\bar{\chi} = 0.115 \pm 0.007$ mit $f_d = 0.4$ und $f_s = 0.12$ und den Ergebnissen für χ_d [20] von ARGUS und CLEO

$$\chi_d = 0.156 \pm 0.024 \quad \text{oder} \quad x_d = 0.67 \pm 0.07$$

ergeben sich die in Abbildung 1.8 dargestellten Grenzen für die integrale $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung mit $\chi_s > 0.26$ bzw. $x_s > 1.1$ innerhalb eines Vertrauensintervalls von 95%.

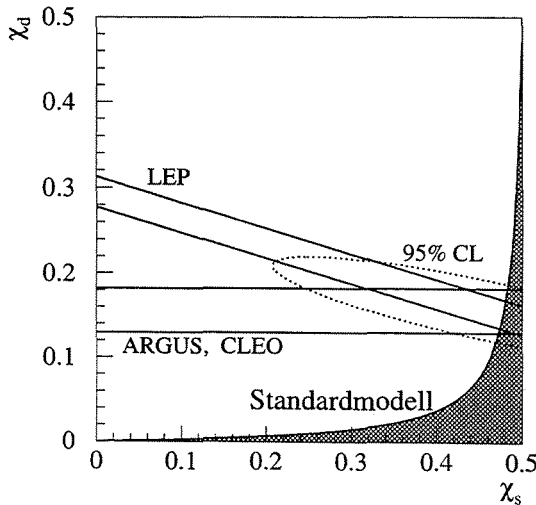


Abbildung 1.8: Dargestellt ist der von ARGUS und CLEO gemessene Wert für χ_d und der von den LEP-Experimenten ermittelte Wert für $\bar{\chi}$, sowie die Standardmodellvorhersage für die Abhängigkeit der $B_d^0 \bar{B}_d^0$ - und $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischungsparameter.

Eine theoretische Vorhersage für die $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Mischungsfrequenz unter der Annahme von $m_{top} = 176 \pm 16 \text{ GeV}/c^2$ ist $5.6 \leq x_s \leq 33.2$ [19]. Daraus berechnet man gemäß der Gleichung 1.30 für die Grenzen des $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Mischungsparameters

$$0.48 \leq \chi_s \leq 0.4995 .$$

Nach theoretischer Berechnung liegt nahezu maximale Mischung für die B_s^0 -Mesonen vor.

Kapitel 2

Das Meßprinzip von χ_s

In diesem Kapitel wird das Prinzip der Messung des Mischungsparameters χ_s anhand der $D_s^\pm$ -Lepton-Ladungskorrelation erläutert.

2.1 Die Signatur der $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung

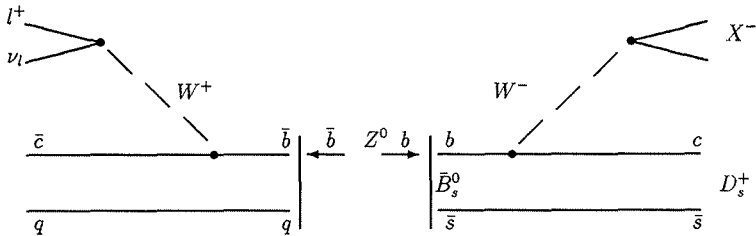


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramme für beide Hemisphären eines Ereignisses ohne B_s^0 -Mischung: $D_s^+ l^+$

Der Nachweis von B_s^0 -Ereignissen erfolgt durch die Rekonstruktion eines exklusiven $D_s^\pm$ -Zerfallskanals in einer Ereignishemisphäre und durch die Rekonstruktion eines Leptons (Elektron oder Myon) mit hohem Transversalimpuls in der gegenüberliegenden Hemisphäre. Die Bestimmung der $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung erfolgt über die Korrelation der Ladungen des rekonstruierten $D_s^\pm$ -Mesons und des Leptons. Ereignisse ohne B_s^0 -Mischung zeichnen sich dadurch aus, daß das $D_s^\pm$ -Meson und das Lepton gleich geladen sind. Diese Entwicklung veranschaulicht das Diagramm in Abbildung 2.1. Ein $D_s^\pm$ -Meson mit ungleicher Ladung relativ zum Lepton ist die Signatur für ein Ereignis mit B_s^0 -Mischung (siehe Abb.

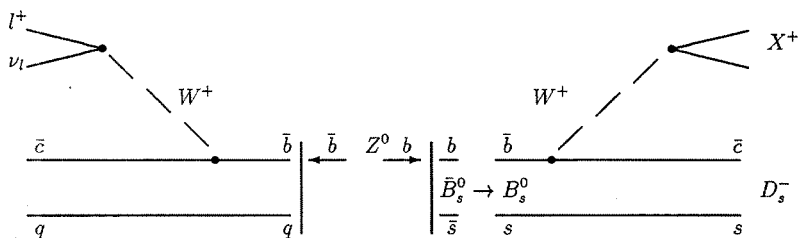


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramme für beide Hemisphären eines Ereignisses mit B_s^0 -Mischung: $D_s^- l^+$

2.2). Da das Ladungsvorzeichen für die dargestellte Analyse eine ausschlaggebende Rolle spielt, wird im folgenden durch die Schreibweise explizit ein Ladungszustand angegeben. Durch Ladungstransformation erhält man den entsprechenden Antiteilchenzustand.

2.2 Untergrundquellen

- Es gibt zufällige Kombinationen von $D_s^\pm$ - und Lepton-Kandidaten, die Signatur eines Ereignisses mit bzw. ohne B_s^0 -Mischung aufweisen. Diese Anteile bilden den kombinatorischen Untergrund.
- Die Signatur von Ereignissen mit und ohne B_s^0 -Mischung kann auch durch Prozesse erzeugt werden, in denen $D_s^\pm$ -Mesonen entstehen, die nicht aus B_s^0 -Zerfällen stammen. Im folgenden werden die Untergrundprozesse diskutiert, deren Ereignisse eine Signatur $D_s^+ l^-$ haben.
 - Neutrale B-Mesonen können direkt (Abb. 2.3) oder über einen W^+ -Zerfall (Abb. 2.4) ein D_s^+ -Meson erzeugen.
 - Der D_s^+ -Beitrag aus B^- -Mesonen kommt aus dem direkten Zerfall (Abb. 2.5), während er bei B^+ -Mesonen aus einem W^+ -Zerfall (Abb. 2.6) stammt.
 - Die Feynmandiagramme in Abb. 2.7 und in Abb. 2.8 zeigen die Möglichkeiten für den Zerfall eines Λ_b -Baryons in D_s^+ -Endzustände als Beispiel für den Untergrundbeitrag aus b-Baryonen.
 - Einen wesentlichen Beitrag zum Untergrund liefern die Zerfälle $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$. Das c-Quark bildet mit einem s-Quark ein D_s^+ -Meson und in der anderen Hemisphäre entsteht ein negativ geladenes Lepton (e^- , μ^-) aus dem $\bar{c}$ -Quark.

- Im Prinzip tragen ebenfalls uds -Ereignisse zu den Untergrundprozessen bei, allerdings beträgt der Anteil nur 0.1 % .
- Als Untergrundprozesse müssen Leptonen aus sekundären Zerfälle berücksichtigt werden. Ein Beispiel ist in Abbildung 2.9 dargestellt.

Bei Untergrundprozessen ist die direkte D_s^+ -Erzeugung unterdrückt gegenüber der durch den W -Zerfall, wenn zur Bildung eines D_s^+ -Mesons ein $s\bar{s}$ -Paar erzeugt werden muß. Dies kann durch Abstrahlung eines Gluons von einem Quark geschehen, welches anschließend das $s\bar{s}$ -Paar bildet.

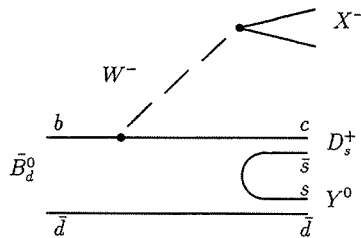


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramm für den Untergrundbeitrag zu $D_s^+ l^-$ aus neutralen B-Mesonen.

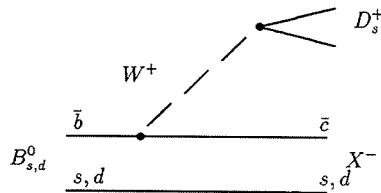


Abbildung 2.4: Feynman-Diagramm für den Untergrundbeitrag zu $D_s^+ l^-$ über einen W^+ -Zerfall aus neutralen B-Mesonen.

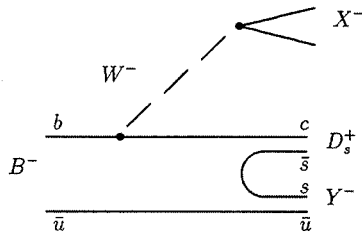


Abbildung 2.5: Feynman-Diagramm für den Untergrundbeitrag zu $D_s^+ l^-$ aus B^- -Mesonen.

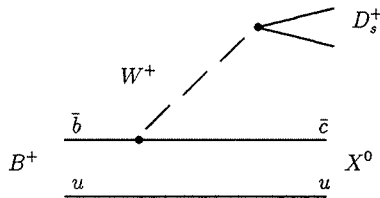


Abbildung 2.6: Feynman-Diagramm für den Untergrundbeitrag zu $D_s^+ l^-$ über einen W^+ -Zerfall aus B^+ -Mesonen.

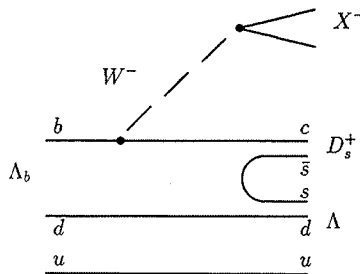


Abbildung 2.7: Feynman-Diagramm für den Untergrundbeitrag zu $D_s^+ l^-$ aus b -Baryonen (z. B. Λ_b).

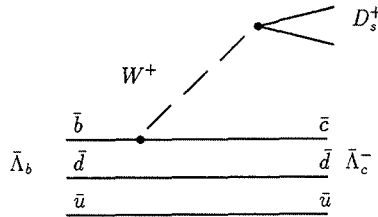


Abbildung 2.8: Feynman-Diagramm für den Untergrundbeitrag zu $D_s^+ l^-$ aus b-Baryonen (z. B. Λ_b).

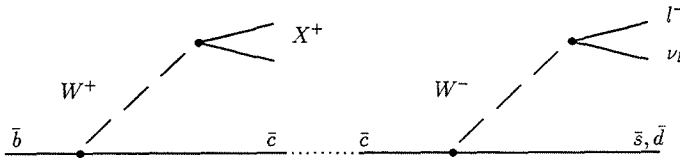


Abbildung 2.9: Untergrundbeitrag zu $D_s^+ l^-$ aus der Zerfallskaskade $b \rightarrow c \rightarrow l^-$.

2.2.1 Behandlung des Untergrundes

Um anhand der Ladungskorrelationen χ_s zu ermitteln, werden die Signalanteile und Untergrundanteile als Funktion von χ_s und χ_d parametrisiert (siehe Kapitel 5).

Die Abschätzung der Untergrundbeiträge ist problematisch, da die entsprechenden Verzweungsverhältnisse entweder ungenau oder gar nicht bekannt sind. In der Tabelle 2.1 sind die verwendeten Verzweungsverhältnisse aufgeführt. Die Produktionswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen b-Hadronen beruhen auf der Annahme der Massenunterdrückung bei der Erzeugung der Quarks in der Fragmentation. Da ein s-Quark eine höhere Masse als das u- und d-Quark hat, ist seine Produktion unterdrückt:

$$u : d : s = 1 : 1 : 0.3.$$

Ebenfalls ist die Produktion von b-Baryonen mit 1:0.3 unterdrückt.

Die Werte in der Tabelle 2.1 für die Zerfallshäufigkeiten von b-Hadronen in $D_s^\pm$ -Mesonen resultieren einerseits aus den gemessenen Werten ($B_s \rightarrow D_s X$) von $(72 \pm 10)\%$

und ($B_d^0 \rightarrow D_s^\pm X^\mp$) von $(8.9 \pm 1.1)\%$ [20] andererseits aus der Annahme, daß die Verzweigungsverhältnisse ($\bar{B}_d^0 \rightarrow D_s^+ X^- Y^0$), ($B^- \rightarrow D_s^+ X^- Y^-$) und ($\Lambda_b \rightarrow D_s^+ \Lambda X^-$) gleich sind. Der Zerfall eines $\bar{B}_d^0$ -Mesons in ein D_s^+ -Meson ist – bedingt durch die Erzeugung eines $s\bar{s}$ -Paares aus dem See – unterdrückt. Der Anteil der Quark-Antiquark-Produktion aus dem See wurde aus [21] mit $(3 \pm 1)\%$ angenommen. Ebenso wurde die gleiche Stärke für die Prozesse angenommen, bei denen das $D_s^\pm$ -Meson aus dem Zerfall eines $W^\pm$ -Bosons erzeugt wird. Mit diesen Annahmen ist die Erzeugung eines $D_s^\pm$ -Mesons aus einem $W^\pm$ -Boson ungefähr doppelt so groß wie die direkte Erzeugung mit Ausnahme von den B_s^0 -Mesonen. Bei letzteren ist die direkte Erzeugung von $D_s^\pm$ -Mesonen ca. 11 mal höher als die Erzeugung aus einem $W^\pm$ -Boson.

Anteile für $b \rightarrow X_b$	verwendete Werte [%]
$b \rightarrow B_s : f_s$	$12.0 \pm 4\%$
$b \rightarrow B_d : f_d$	38.0
$b \rightarrow B^\pm : f_u$	38.0
$b \rightarrow \Lambda_b : f_{bary}$	12.0
Anteile für $X_b \rightarrow D_s^\pm$	
$B_s^0 \rightarrow D_s^- X^+$ direkt	66.0 ± 10.0
$B_s^0 \rightarrow D_s^+ X^-$ über W^-	5.9 ± 0.5
$B_d^0 \rightarrow D_s^+ X^-$ über W^-	5.9 ± 0.5
$B_d^0 \rightarrow D_s^- X^+$ direkt	3.0 ± 1.0
$B^+ \rightarrow D_s^- X^{2+}$ direkt	3.0 ± 1.0
$B^+ \rightarrow D_s^+ X^0$ über W^-	5.9 ± 0.5
$\Lambda_b \rightarrow D_s^\pm X^\mp$	8.9 ± 1.1
Anteile für $X \rightarrow D_s^\pm$	
$c\bar{c} \rightarrow D_s^\pm$	10.0 ± 3.0
$uds \rightarrow D_s^\pm$	0.1 ± 0.05

Tabelle 2.1: Ereignisanteile für die Erzeugung von $D_s^\pm$ -Mesonen.

Für die Analyse ist zu berücksichtigen, daß die Signal- und Untergrundanteile unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeiten haben. Daraus ergibt sich das in Abbildung 2.10 dargestellte $\bar{b}$ -Flußdiagramm mit den verschiedenen Beträgen zu dem D_s^+ - und dem D_s^- -Endzustand in der $\bar{b}$ -Hemisphäre. Unter der Annahme, daß in der b -Hemisphäre ein negativ geladenes Lepton entstanden ist, kann man anhand des Flußdiagramms die Zusammensetzungen der Ereignisse mit und ohne B_s^0 -Mischung bestimmen.

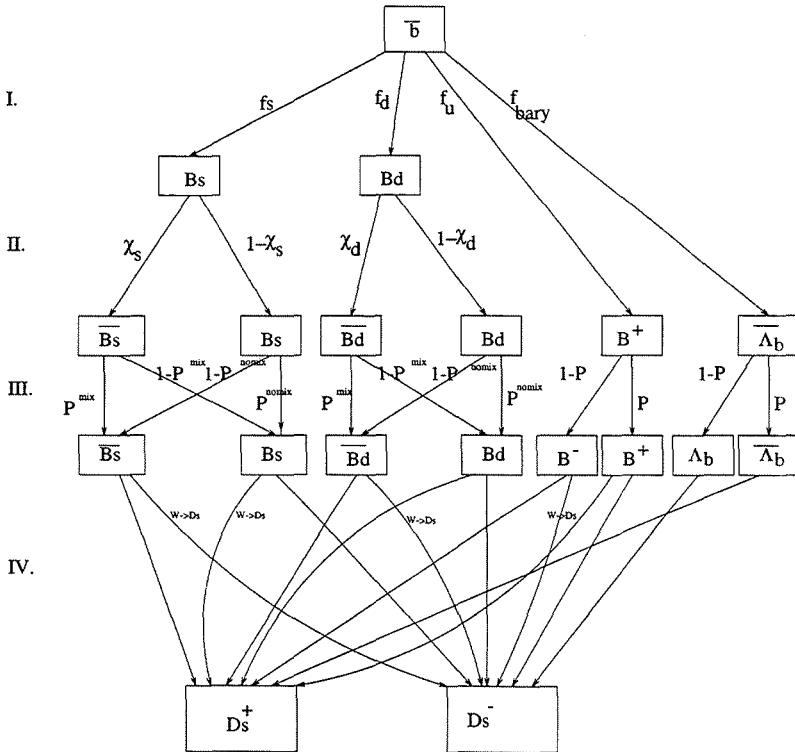


Abbildung 2.10: Das $\bar{b}$ -Quark-Flußdiagramm: Erzeugung von Mesonen und Baryonen mit $\bar{b}$ -Flavor (I); Mischung der neutralen B-Mesonen mit den Wahrscheinlichkeiten χ_s und χ_d (II); Wahrscheinlichkeit P , den B_s^0 -Anfangszustand richtig zu messen (III); Zerfall der Mesonen und Baryonen in verschiedene D_s -Ladungszustände (IV) (Entweder direkter Zerfall (gerade Linien) oder Zerfall eines W-Bosons (gebogene Linien)).

In Phase I werden Mesonen und Baryonen mit $\bar{b}$ -Flavor gemäß der unterschiedlichen Ereignisanteile f_i erzeugt. Die Mischung der neutralen B-Mesonen findet in Phase II mit den Wahrscheinlichkeiten χ_s für die $B_s\bar{B}_s$ -Mischung und χ_d für die $B_d\bar{B}_d$ -Mischung statt. Entsprechend kommt es mit einer Wahrscheinlichkeit von $1 - \chi$ zu keiner Zustandsänderung. In der dritten Phase (III) wird die Wahrscheinlichkeit P , den Anfangszustand des B_s -Mesons richtig bestimmt zu haben, berücksichtigt. Die Zerfälle der betrachteten Mesonen und Baryonen in verschiedene D_S -Ladungszustände (IV) erfolgen entweder direkt oder über den Zerfall eines W-Bosons.

Die Behandlung des kombinatorischen Untergrundes wird in Kapitel 4 beschrieben. Die Anzahl der kombinatorischen Ereignisse in der Signalregion kann bestimmt werden. Allerdings begrenzt die Höhe des kombinatorischen Untergrundes die Genauigkeit, mit der die Anzahl der $D_S^\pm$ -Lepton-Kombinationen ermittelt werden kann.

Kapitel 3

Das ALEPH-Experiment

Der ALEPH-Detektor befindet sich in einer der vier Wechselwirkungszonen des e^+e^- -Speicherrings LEP. Er wurde speziell zum Nachweis sowohl geladener als auch neutraler Teilchen konstruiert, die in der Elektron-Positron-Vernichtung bei einer Schwerpunktsenergie von ca. 91 GeV produziert werden.

3.1 Der Elektron-Positron-Speicherring LEP

Der LEP-Speicherring (Large Electron Positron Collider), der sich mit einem Umfang von 27 km vom Genfer See bis zum Jura erstreckt, wurde 1989 am Europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf in Betrieb genommen. Elektronen und Positronen werden in Form von Teilchenpaketen im LEP-Ring (Abb. 3.1) beschleunigt, gespeichert und an vier verschiedenen Punkten zur Kollision gebracht, an denen die Detektoren der Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL positioniert sind. Jeweils vier in entgegengesetzter Richtung in LEP umlaufende Pakete, die aus ca. 10^{31} Teilchen bestehen, treffen sich im Abstand von ungefähr 11 μs . Die Anzahl der in LEP umlaufenden Teilchenpakete wurde 1994 von 4 auf 8 gesteigert. Zur weiteren Erhöhung der Luminosität zirkulieren seit 1995 mehrere direkt aufeinander folgende Teilchenpakete im LEP-Ring.

Die in verschiedenen Anlagen vorbeschleunigten Elektronen und Positronen werden mit einer Energie von ca. 20 GeV in LEP eingespeist. Durch ein System von Kupferkavitäten, welche mit Mikrowellen getrieben werden, werden sie auf die endgültige Energie gebracht. In den Jahren 1991-1994 erfolgte die Datennahme größtenteils auf der Z^0 -Resonanz, d.h. bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = M_{Z^0} = 91.2$ GeV. In diesem Zeitraum wurden ca. 3.5 Millionen Z^0 -Zerfälle in Hadronen registriert. Im Herbst 1995 wurde

die Strahlenergie auf $\sqrt{s} \approx 140$ GeV erhöht. Ab 1996 ist eine weitere Erhöhung geplant, so daß die W^+W^- -Paar-Produktion bei $\sqrt{s} \approx 180$ GeV untersucht werden kann.

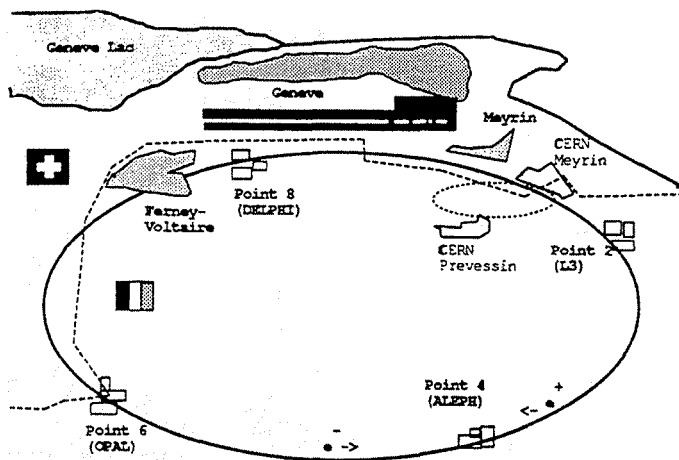


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des LEP-Speicherrings. Der Standort des ALEPH-Experiments ist mit Point 4 gekennzeichnet.

3.2 Aufbau des ALEPH-Detektors

Der ALEPH-Detektor mit einer Länge von 16.5 m und einer Höhe von 13.5 m ist zylindersymmetrisch um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut. Um den gesamten Raumwinkel der Teilchenproduktion abzudecken (siehe Abb. 3.2) befinden sich an den Stirnseiten des Zylinders sogenannte *Endkappen*. Im Zentrum des Detektors entstandene Teilchen durchqueren zuerst den Vertexdetektor, dann die innere Spurkammer und die Zeitprojektionskammer, in denen Spurkoordinaten für geladene Teilchen gemessen werden. Nachfolgend erreichen sie das elektromagnetische Kalorimeter und das Hadronkalorimeter, in denen die deponierte Energie dieser Teilchen bestimmt wird. Die Impulsmessung erfolgt durch die Bahnkrümmung der Spuren im Magnetfeld, das von einer supraleitenden Spule, die zwischen dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter angebracht ist, erzeugt wird. Myonen werden in Driftkammern nachgewiesen, die den Detektor umgeben. Nachfolgend werden die einzelnen Detektorkomponenten und deren Funktionsweise beschrieben. Eine ausführliche Beschreibung findet man in [22], und [24].

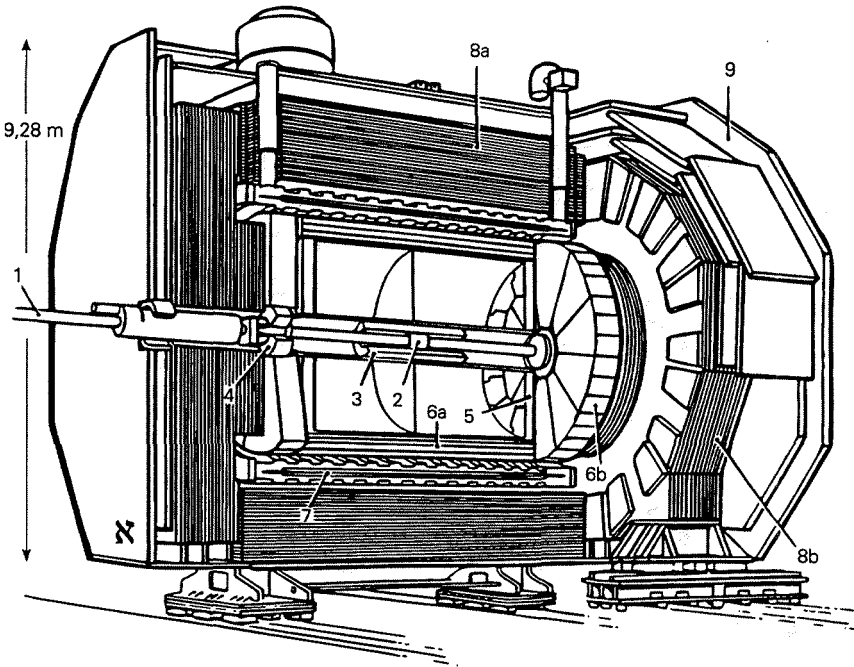


Abbildung 3.2: Gesamtansicht des ALEPH-Detektors: (1) Strahlrohr, (2) Vertexdetektor (VDET), (3) innere Spurkammer (ITC), (4) Luminositätsmonitore, (5) Zeitprojektionskammer (TPC), (6a),(6b) elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL), Barrel(Faß) und Endkappe, (7) Supraleitende Spule, (8a),(8b) Hadronkalorimeter (HCAL), Barrel und Endkappe und (9) Myonkammern.

Zur Beschreibung der Geometrie des ALEPH-Detektors werden entweder kartesische Koordinaten (x,y,z) oder Zylinderkoordinaten (r,ϕ,z) verwendet. Dabei ist die z -Richtung entlang der Strahlachse gewählt. Das ALEPH-Koordinatensystem ist in Abb. 3.3 dargestellt.

3.2.1 Der Vertexdetektor (VDET)

Der Vertexdetektor wurde nachträglich installiert und ist seit 1991 voll funktionsfähig. Er dient zum Nachweis geladener Spuren in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunktes. Der Vertexdetektor besteht aus zwei zylindrisch um das Strahlrohr angeordneten Lagen von doppelseitig mit Siliziumstreifen versehenen Platten. Die innere Lage bestehend

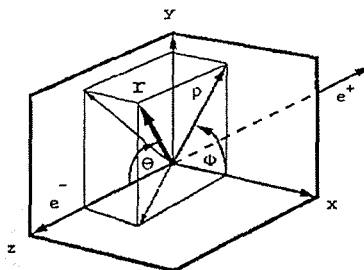


Abbildung 3.3: Das ALEPH-Koordinatensystem.

aus 9 Platten ist 6.3 cm von der Strahlachse entfernt und deckt 85% des Raumwinkels ab, die äußere Lage im Abstand von 10.8 cm überdeckt 69%. Jede Platte ist in vier Auslese-einheiten der Größe 5.12 cm $\times$ 5.12 cm unterteilt. Auf der Oberseite einer solchen Einheit befinden sich p^+ dotierte Siliziumstreifen im Abstand von 25 μm und auf der Unterseite senkrecht dazu n^+ dotierte Streifen mit 50 μm Abstand. Ein geladenes Teilchen erzeugt in der Sperrschicht Elektron-Loch-Paare, die über eine angelegte Spannung von 100 V ausgelesen werden. Mittels einer Schwerpunktsbestimmung über mehrere Streifen kann sowohl in der r - ϕ - als auch in r - z -Ebene eine Auflösung von 12 μm bei der Positionsmessung der Spuren erreicht werden. Diese ermöglicht eine sehr genaue Rekonstruktion der Zerfallslängen von B-Mesonen, die aufgrund ihrer langen Lebensdauer nicht direkt am Wechselwirkungspunkt zerfallen. Der Silizium-Vertexdetektor ist somit die wichtigste Komponente zur Erkennung von $b\bar{b}$ -Ereignissen.

3.2.2 Die innere Spurkammer (ITC)

Die zylinderförmige innere Spurkammer ist 2 m lang und hat einen inneren Durchmesser von 57 cm. Insgesamt 960 Signaldrähte sind in konzentrischen Lagen (4 innere und 4 äußere) zwischen zwei Aluminium-Endplatten angeordnet, so daß man bis zu 8 Spurpunkte in r - ϕ erhält. Ein Signaldraht mit 6 umgebenden Felddrähten bildet eine hexagonale Driftzelle. Die Signaldrähte liegen auf einem positiven Potential von 1.8 - 2.5 kV, während die Felddrähte auf Erdpotential gehalten werden. Aus der Driftzeitmessung ergibt sich die r - ϕ -Koordinate mit einer Präzision von 100 μm . In Richtung der Strahlachse wird aus der Differenz der Ankunftszeiten an beiden Enden des Signaldrahtes die z -Position auf ca. 3 cm bestimmt. Die Auslesezeit beträgt weniger als 3 μs . Daher wird die ITC als Trigger für die Ereignisauslese verwendet.

3.2.3 Die Zeitprojektionskammer (TPC)

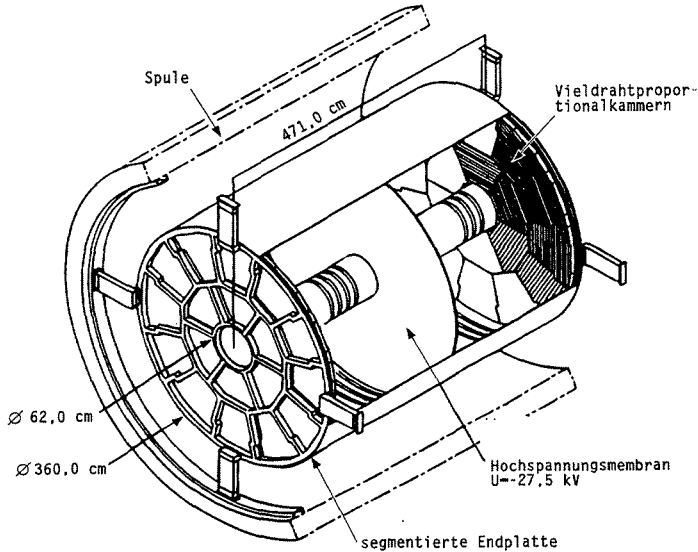


Abbildung 3.4: Die Zeit-Projektionskammer (TPC).

Die zentrale Spurkammer ist eine 3 dimensionale Projektionskammer (Time Projection Chamber) mit einer Länge von 4.7 m und einem äußeren Radius von 1.8 m (Abb. 3.4). Die TPC ist mit einem Gasgemisch aus 91% Argon und 9% Methan gefüllt. Die TPC dient zur Messung der Spurkoordinaten und des spezifischen Energieverlusts (dE/dx) geladener Teilchen. Letzterer erlaubt eine Separation von Elektronen, Kaonen, Pionen und Protonen in bestimmten Impulsintervallen (siehe Abschnitt 4.3).

In der Mitte der TPC befindet sich eine zentrale Membran, an der eine Hochspannung von -27 kV anliegt. Das resultierende E-Feld von 115 V/cm verläuft parallel zur z-Achse, so daß die durch Ionisation eines die TPC durchquerenden geladenen Teilchens erzeugten Elektronen zu einer der Endplatten driften. An den Stirnseiten der TPC befinden sich jeweils 18 Drahtkammern (*Sektoren*), in denen die Elektronenlawinen ausgelesen werden. Die einzelnen Sektoren bestehen aus drei übereinanderliegenden Lagen aus Kathoden-, Signal- und Felddrähten. Die Signaldrähte liegen auf einem Potential von +1500 V, so daß man separate Kammern erhält, die im Proportionalbereich arbeiten. In diesen Kammern werden die Ladungen gemessen, die die Endkappen erreicht haben. Daraus läßt sich der spezifische Energieverlust dE/dx eines Teilchen beim Durchqueren der TPC bestimmen, wobei die beste mögliche Auflösung 4.6% bei 344 Signaldrähten

beträgt. Die r - ϕ -Koordinate gewinnt man durch Interpolation der von den Signaldrähten auf die dahinterliegenden Kathodenplatten induzierten Signale. Bis zu 21 dreidimensionale Koordinaten können pro Spur gemessen werden. Die z -Koordinate erhält man aus der Driftzeit der Ladungswolke bei bekannter Driftgeschwindigkeit. Die Messung der Driftgeschwindigkeit erfolgt mit Hilfe des Vertexdetektors aus hadronischen Ereignissen [25]. Die Driftgeschwindigkeit kann auch mit Hilfe eines Lasersystems bestimmt werden.

Das TPC-Lasersystem besteht aus zwei auf dem Detektor platzierten Nd-Yag-Lasern und einem optischen System, das die Laserstrahlen in das Detektorinnere führt. Das infrarote Laserlicht ($\lambda = 1024$ nm) wird über zwei frequenzverdoppelnde Kristalle in den UV-Bereich ($\lambda = 244$ nm) gebracht, um die im TPC-Gas befindlichen organischen Additive (in Spuren von ppm's) über doppelte Photonabsorption anzuregen und die resultierende Ionisationsenergie zu messen. Über einen Strahlteiler werden die Laserstrahlen auf beiden Detektorstirnseiten in das Innere der TPC geleitet. Dabei wird der einlaufende Strahl in drei Strahlen gleicher Intensität aufgespalten. Die auf der Innenwand der TPC unter festen Polarwinkeln ($\theta = 18^\circ, 30^\circ, 39^\circ, 67^\circ$ und 90°) angebrachten vier halbdurchlässigen Spiegel und ein Pentaprisma reflektieren die Strahlen so in das TPC-Volumen, als ob sie direkt vom Wechselwirkungspunkt kämen. Mit Hilfe des Lasersystems können neben der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit von ca. $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ auch Feldinhomogenitäten quantifiziert werden, um sie bei der Rekonstruktion der Daten zu berücksichtigen.

Die Impulse der geladenen Teilchen werden durch die Krümmung der Spuren innerhalb des Magnetfeldes bestimmt. Die transversale Impulsauflösung einer in der TPC gemessenen Spur bezüglich der Strahlachse ist bei einem Magnetfeld von 1.5 T gegeben durch

$$\frac{\Delta p_T}{p_T^2} = 1.2 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}. \quad (3.1)$$

Bei Hinzunahme der Information der ITC und des Vertexdetektors verbessert sich die Auflösung entsprechend

$$\frac{\Delta p_T}{p_T^2} = 0.6 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1} + 5.0 \times 10^{-3} \cdot p_T. \quad (3.2)$$

Allerdings ist die Auflösung durch Vielfachstreuung (konstanter Term in 3.2) begrenzt.

3.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Zum Nachweis elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen (Elektronen, Positronen und Photonen) dient das elektromagnetische Sampling-Kalorimeter, das aus wechselnden Schichten von Blei und Drahtkammern aufgebaut ist. Die Segmentierung dieses Kalorimeters

ermöglicht die Messung eines räumlichen Schauerprofils, das zur Trennung von $\pi^\pm$, $e^\pm$ und γ geeignet ist.

Bei dem elektromagnetischen Kalorimeter handelt es sich um ein hochgranularen, hermetischen Detektor, der aus einem Zylinder und zwei Endkappen besteht und somit 3.9π des Raumwinkels abdeckt. In Abhängigkeit des Winkels (θ) der Spur zur Strahlachse treffen die Teilchen entweder den Zylinderbereich ($40^\circ < \theta < 140^\circ$) oder eine der beiden Endkappen ($13^\circ < \theta < 41^\circ$ bzw. $139^\circ < \theta < 167^\circ$). Der Zylinder besteht aus 12. einzelnen Modulen. Der Aufbau eines Moduls ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Die Endkappen sind ebenfalls aus je 12 Modulen aufgebaut. In Abb. 3.6 ist der Aufbau einer ECAL-Lage dargestellt.

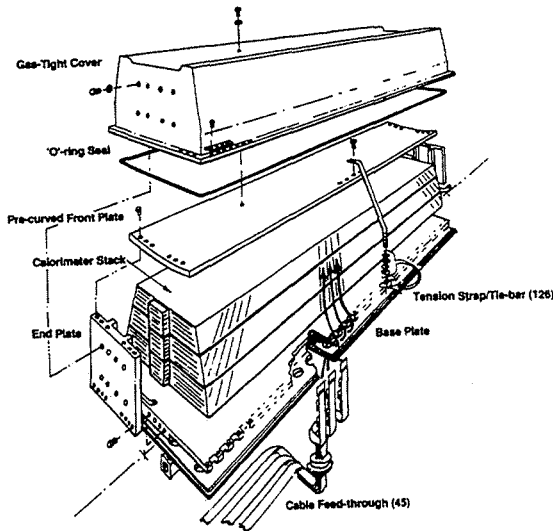


Abbildung 3.5: Ein Modul des elektromagnetischen Kalorimeters (Zylinderbereich) mit einer Länge von 4.7 m und einem Gewicht von 10.4 t. Es besteht aus 45 abwechselnden Lagen von Bleiplatten und Proportionalkammern.

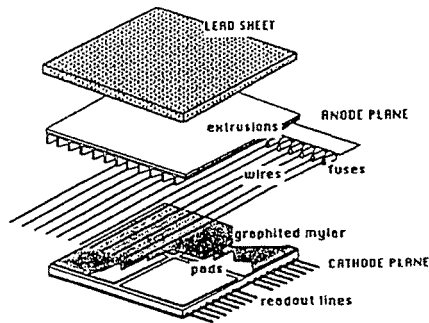


Abbildung 3.6: Aufbau einer typischen Lage des elektromagnetischen Kalorimeters bestehend aus 2 mm Bleiplatte, einer Anoden-Ebene mit Wolfram-Drähten und die Kathoden Ebene, die in Plättchen der Größe $3\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ unterteilt ist.

Ein elektromagnetisches Teilchen mit hoher Energie ($E > 1\text{ GeV}$) erzeugt in den Bleischichten durch Bremsstrahlung und Paarbildung ($\sim E$) Kaskadenschauer¹. Die Ionisation eines sich im Blei entwickelnden Schauers wird an den $25\text{ }\mu\text{m}$ dünnen goldplattierten Wolframdrähten durch Lawinenbildung verstärkt. Die entstandene Energie wird auf den Kathodenplättchen deponiert. Innerhalb jedes Zylinder-Moduls gibt es 184320 Plättchen ($45\text{ H} \times 32\text{ B} \times 128\text{ L}$). Die Plättchen werden in Türmen, die zum Wechselwirkungspunkt zeigen, zusammengefaßt und in drei unabhängigen Segmenten ausgelesen. Das erste Segment umfaßt 10 Lagen von 2 mm dicken Bleiplatten entsprechend 4 Strahlungslängen (X_0), das zweite Segment besteht aus 23 Lagen (2 mm, $9\text{ }X_0$) und das Dritte aus 12 Lagen

¹Ein elektromagnetischer Schauer wird durch die Strahlungslänge X_0 , die kritische Energie E_c und den Molière-Radius charakterisiert. Eine Strahlungslänge (X_0) beschreibt ein Energieverlust eines Teilchens hoher Energie in Materie durch Bremsstrahlung $\frac{dE}{dx}|_{\text{rad}} = -\frac{E}{X_0}$. X_0 ist ein Maß für die longitudinale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers ($X_0(\text{Blei}) = 0.56\text{ cm}$). Bei niederen Energien ($E < E_c$) dominieren der Photoeffekt ($\sim 1/E^3$) und der Comptoneffekt ($\sim 1/E$), die die transversale Ausdehnung eines Schauers bestimmen, welche durch den Molière-Radius R_M angegeben ($R_M(\text{Blei}) = 1.6\text{ cm}$) wird. Die Anzahl der in einem Schauer erzeugten Elektronen und Positronen ist proportional zur Primärenergie.

(4 mm, 9 X_0). Die gesamte Dicke des Kalorimeters beträgt im Zylinderbereich 40.7 cm mit insgesamt 21 Strahlungslängen. Im Zylinderbereich gibt es insgesamt 49152 Türme (32×128 pro Modul), die in 147456 Kanälen (3 pro Turm) ausgelesen werden. In den beiden Endkappen beträgt die Anzahl der auszulesenden Kanäle 73728 (2 Endkappen $\times$ 12 Module $\times$ 1024 Türme $\times$ 3 Segmente).

Die Auflösung des ECAL's variiert zwischen $17 \text{ mrad} \times 17 \text{ mrad}$ bei $\theta = 90^\circ$ (Zylinderbereich) und $9 \text{ mrad} \times 10 \text{ mrad}$ bei $\theta = 40^\circ$ (Endkappen). Zur Rekonstruktion eines elektromagnetischen Schauers wird der Schauerschwerpunkt aus den vier führenden Türmen gebildet:

$$\theta = \frac{\sum_{i=1}^4 E_i \cdot \theta_i}{\sum_{i=1}^4 E_i} \quad \phi = \frac{\sum_{i=1}^4 E_i \cdot \phi_i}{\sum_{i=1}^4 E_i} \quad (3.3)$$

mit der in einem Turm deponierten Energie E_i mit den Turm-Koordinaten θ_i und ϕ_i .

Im Gegensatz zur Impulsmessung, die mit steigendem Impuls schlechter wird, verbessert sich die Energieauflösung mit wachsender Energie. Die Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + 0.9\%. \quad (3.4)$$

Die Ortsauflösung ist $\sigma_x = \sigma_y = 6.8 \text{ mm}/\sqrt{E(\text{GeV})}$.

3.2.5 Das Magnetsystem

Eine supraleitende Spule, die sich zwischen dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter befindet, erzeugt ein homogenes Magnetfeld von 1.5 T, welches parallel zur Strahlachse liegt. Das aus instrumentiertem Eisen bestehende hadronische Kalorimeter wird als Rückflußjoch für das Magnetfeld verwendet, so daß eine magnetische Energie von $130 \cdot 10^6 \text{ J}$ in einem Volumen von 123 m^3 gespeichert wird. Die Messung des Magnetfeldes erfolgt über Hall-Proben. Die ausgemessenen Felder zeigen eine Uniformität in der Größenordnung von 2% [23].

3.2.6 Das Hadronkalorimeter (HCAL) und die Myonkammern

Das Funktionsprinzip hadronischer Kalorimeter (siehe z. B. [26]) ähnelt dem elektromagnetischer Kalorimeter. Das hadronische Kalorimeter des ALEPH-Detektors mit einem Gewicht von 2600 Tonnen besteht aus Eisen und Streamerkammern unterteilt in einen Zylinderbereich und zwei Endkappen. Mit dem HCAL werden die Energien von neutralen

und geladenen Hadronen gemessen. Außerdem wird das HCAL als Myonfilter sowie als Träger der anderen Detektorkomponenten verwendet.

Konstruiert ist das Hadronkalorimeter aus 23 Schichten, die aus jeweils einer 5 cm dicken Eisenlage und einer 2.2 mm dicken Lage aus Streamerröhren bestehen. Die Streamerröhren werden mit einem Argon- CO_2 -Isobutan-Gemisch im Verhältnis von (13 : 57 : 30) bei einer Spannung von 4250 V betrieben. Die Türme des HCAL werden in zwei Segmente unterteilt. Jeder dieser Türme überdeckt einen Raumwinkel von etwa $3.7^\circ \times 3.7^\circ$. Die hadronische Energie kann durch das HCAL mit einer Auflösung von

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{85\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (3.5)$$

gemessen werden.

Um das HCAL herum sind zwei Lagen von Myonkammern angeordnet. Sie bestehen aus zwei senkrecht zueinander stehenden Streamerkammern. In ihnen werden hochenergetische Myonen, die den gesamten Detektor durchquert haben, nachgewiesen. Es wird das gleiche Gasgemisch wie im HCAL verwendet und die damit erreichte Auflösung beträgt $90\%/\sqrt{E}$.

3.2.7 Die Luminositäts- und Untergrundmonitore

Die Messung der Luminosität erfolgt über Bhabha-Ereignisse ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$), da der Wirkungsquerschnitt dieses QED-Prozesses theoretisch sehr genau bekannt ist. Am größten ist die Rate bei sehr kleinen Streuwinkeln θ , daher sind die Luminositätsmonitore direkt am Strahlrohr und in einer Entfernung $z = 2.6$ m vom Wechselwirkungspunkt installiert. Das Luminositätskalorimeter (LCAL) ist ein ähnlich dem ECAL aus Blei/Drahtkammern aufgebautes Kalorimeter. Es besteht aus 38 Lagen mit insgesamt 24.6 Strahlungslängen. Direkt vor dem LCAL befindet sich ein aus 12 Silizium-Wolfram-Lagen bestehendes Kalorimeter (SiCAL), das Ende 1992 eingebaut wurde. Zur Messung und Überwachung der Luminosität bei laufender Datennahme gibt es bei $z = \pm 7.7$ m ein weiteres Kalorimeter (BCAL). Ein BCAL-Modul besteht aus 10 Wolfram-Szintillator-Lagen.

Die Untergrundbestimmung erfolgt durch einen Detektor (SAMBAs), der aus vier halbkreisförmigen Vieldrahtproportionalkammern besteht, die im Abstand von ± 2.3 m zum Wechselwirkungspunkt installiert sind.

3.3 Datenerfassung und -verarbeitung

3.3.1 Das Triggersystem

Das Ziel ist, möglichst jede e^+e^- -Kollision aufzunehmen. Die Untergrundereignisse, wie Strahl-Restgas- und Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen, kosmische Strahlung oder Synchrotronstrahlung, sollen nicht aufgezeichnet werden. Da die Rate der Strahlkreuzungen ungefähr 90 kHz beträgt, die Rate, mit der Ereignisse auf Band geschrieben werden können, aber nur einige Hz ist, muß eine schnelle Auswahl (*Trigger*) der zu registrierenden Ereignisse erfolgen. In ALEPH gibt es daher drei Trigger-Stufen. Die ersten beiden Trigger sind an die direkte Auslese einzelner Detektoren gekoppelt und können die Aufzeichnung eines Ereignisses auslösen, während die dritte Stufe ein reiner Software-Trigger ist.

1. Die erste Triggerstufe verwendet Koinzidenzen zwischen Spuren in der ITC und Energiedepositionen im ECAL bzw. im HCAL und im LCAL. Die Entscheidung, ob die Auslese des gesamten Detektor gestartet werden soll, wird innerhalb von $5 \mu\text{s}$ getroffen. Dabei wird die Rate bei einer Effizienz von 100% für hadronische Z^0 -Zerfälle auf 5 Hz reduziert.
2. In der zweiten Triggerstufe ersetzt man die Spurinformatoren der ITC durch die der TPC, die aufgrund der langen Driftzeit der Elektronen erst nach $55 \mu\text{s}$ zur Verfügung stehen. Falls das Ereignis auf dieser Stufe verworfen wird, werden alle bis dahin ausgelesenen Informationen gelöscht.
3. Die dritte Stufe entscheidet über eine vollständige Auslese des Detektors und benutzt dazu bereits teilweise rekonstruierte Daten.

3.3.2 Die Datennahme und Ereignis-Rekonstruktion

Die modulare Struktur des Detektors erfordert eine ebenfalls modulare Datenauslese. Die Auslese der einzelnen Subdetektoren wird von einem *Read Out Controller* (ROC) gesteuert, der wiederum von der 2. Triggerstufe gestartet wird. Ein Computer-Modul, der *Main Event Builder*, setzt danach ein *Ereignis* aus den Subdetektorinformationen zusammen. Das Ereignis wird an die 3. Triggerstufe weitergegeben und, wenn es von dieser akzeptiert wird, auf Magnetplatte gespeichert. Die Ereignisse werden ab einer gewissen Anzahl ($\sim 10000 - 20000$) oder wenn sich der Status von LEP ändert, in *Runs* zusammengefaßt und mit einer definierten Runnummer auf Magnetbänder geschrieben.

Die Rekonstruktion der Ereignisse erfolgt sofort, nachdem ein Run abgeschlossen ist. Auf einer FALCON-Plattform, die aus mehreren parallelen Prozessoren besteht, können

die Ereignisse gleichzeitig mit dem Rekonstruktionsprogramm *JULIA* [27] verarbeitet werden. Nach der Rekonstruktion liegen die Daten im sogenannten POT-Format (*Production Output Tape*) vor. Gespeichert sind Informationen u. a. über Spurkoordinaten, Energie-deposition in den einzelnen Komponenten des ECAL's und des HCAL's sowie zugehörige rekonstruierte Spuren. Diese Ereignisgrößen werden in Daten-Banken (*BOS-banks*) [28] gespeichert. Die in dieser Form vorliegenden rekonstruierten Ereignisse können mit Analyseprogrammen verarbeitet werden.

Um die Größe eines POT-Ereignisses von ca. 1600 blocks zu reduzieren, wurde ein sogenanntes MINI-Format eingeführt. Die für viele Analysen relevanten Ereignisvariablen sowie die Resultate spezieller Analysepakete werden in MINI-Datenbanken gespeichert und ermöglichen somit einen schnelleren Zugriff. Bei ALEPH gibt es ein spezielles Analyseprogrammpaket *ALPHA* [29], das viele nützliche Unterprogramme enthält und somit eine modulare Struktur der Analyseprogramme ermöglicht. Für die in dieser Arbeit beschriebene Analyse wurden die Versionen ALPHA 120 und MINI 9 und MINI 10 verwendet.

3.4 Die Monte Carlo-Simulation

Im allgemeinen ist jede Analyse der ALEPH-Daten auf simulierte Ereignisse angewiesen. Diese werden zur Bestimmung von Akzeptanzen und Massenauflösungen benötigt. Die Erzeugung der simulierten Daten geschieht in der sogenannten *Monte Carlo-Simulation*. Diese erfolgt in drei Schritten:

1. Generator-Stufe:

Zur Generierung der einzelnen Ereignisse ($e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$) wird das ALEPH-Programmpaket KINGAL verwendet. Die Simulation von hadronischen Ereignissen geschieht durch den (ALEPH-spezifischen) HVFL04-Generator, der sich aus drei einzelnen Generatoren zusammensetzt: JETSET 7.4 [30] zur Erzeugung der hadronischen Endzustände, DYMU03 [31] für Photonstrahlung im Anfangszustand und PHOTOS 1.05 [32] zur Simulation semileptonischer Zerfälle schwerer Hadronen. Der JETSET-Generator beruht auf dem Lund-Stringmodell. Die Simulation semileptonischer Zerfälle geschieht nach dem Körner-Schuler-Modell [33].

2. Detektorsimulation:

Die Wechselwirkungen der Teilchen mit den einzelnen Detektorkomponenten werden simuliert. Dabei baut die Simulation auf dem CERN-Programmpaket GEANT [34] auf. In dem Programmpaket GALEPH wurde die Geometrie des ALEPH-Detektors

implementiert. Die Simulation der TPC geschieht mit dem ALEPH-spezifischen Programm TPCSIM.

3. Rekonstruktion:

Die Rekonstruktion der simulierten Daten geschieht exakt nach dem gleichen Verfahren wie die im vorigen Abschnitt beschriebene Rekonstruktion der realen Daten.

Sowohl bei der Generierung der Ereignisse wie auch bei der Detektorsimulation werden die Entscheidungsprozesse durch Zufallsgeneratoren gesteuert. Diese Methode garantiert die statistische Unabhängigkeit der simulierten Ereignisse voneinander.

Für diese Analyse wurde eine eigene Monte Carlo-Produktion zur Simulation der Signalereignisse durchgeführt. Dabei wurde verlangt, daß jedes Ereignis - nach der Generator-Stufe - mindestens ein $D_s^\pm$ -Meson in dem generierten Zerfallskanal enthält. Die Anzahl der produzierten Monte Carlo-Ereignisse für die einzelnen $D_s^\pm$ -Zerfallskanäle ist in der Tabelle 4.7 angegeben.

3.5 Das ALEPH-Ereignis Display (DALI)

Ein rekonstruiertes Ereignis kann mit dem Display ALEPH Interactions-Programm (DALI) [35] schematisch dargestellt werden. In Abb. 3.7 ist ein Monte Carlo-Ereignis ($Z^0 \rightarrow b\bar{b}$) in der r - ϕ -Projektion zu sehen. Dabei ist der Bereich zum Wechselwirkungspunkt (Bildmittelpunkt) hin vergrößert. Der innere Kreis stellt die Strahlrohrwand dar. Der Vertexdetektor umgibt das Strahlrohr. Die innere Spurkammer schließt sich an. Weiter nach außen gehend erkennt man die einzelnen Sektoren der Zeitprojektionskammer. Die eingezeichneten Spuren resultieren aus Anpassungsrechnungen einer Helix an die Spurpunkte in der TPC, der ITC und des Vertexdetektors. Die schwarzen Balken sind ein Maß für die im elektromagnetischen Kalorimeter deponierte Energie. Die weißen Balken im äußeren Kreis stellen die hadronische Energiedeposition dar.

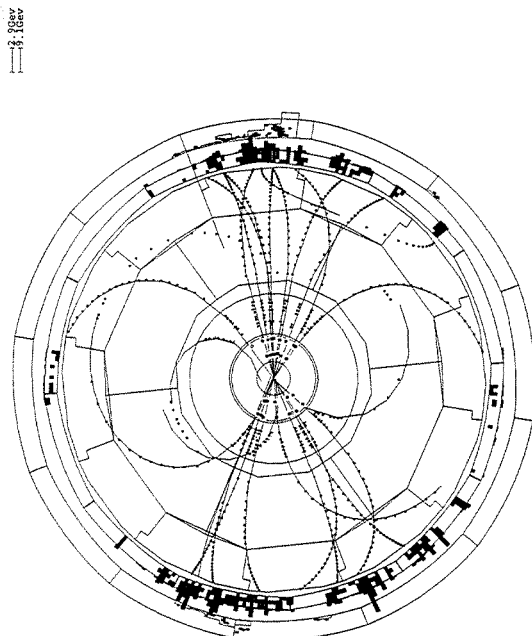


Abbildung 3.7: ALEPH-Ereignisdarstellung in der r - ϕ -Projektion.

Kapitel 4

Die Rekonstruktion der $D_s^\pm$ -Zerfälle

In diesem Kapitel folgt nach der Beschreibung der Ereignisauswahl eine Charakterisierung der vier untersuchten $D_s^\pm$ -Zerfallskanäle: $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$, $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$ ($D_s^- \rightarrow K^{*0}K^-$), $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$, und $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$. Anschließend werden die Rekonstruktionsmethoden erklärt. Aus der Anzahl der gefundenen $D_s^\pm$ -Mesonen wird eine Bestimmung der $D_s^\pm$ -Verzweigungsverhältnisse relativ zu dem Kanal $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ und der absoluten $D_s^\pm$ -Verzweigungsverhältnisse durchgeführt.

4.1 Die Auswahl der Ereignisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit dem ALEPH-Detektor aufgenommene Daten der Jahre 1991 bis 1994 analysiert. Der verwendete Datensatz umfaßt ca. $3.4 \cdot 10^6$ Ereignisse, in denen ein Z^0 -Boson hadronisch, d. h. in ein Quark-Antiquark-Paar, zerfällt. Zur Selektion von Zerfällen der Art $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ erfolgte eine Vorauswahl der Ereignisse unter Ausnutzung der Informationen des Vertexdetektors und der Zeitprojektionskammer (TPC). Alle Ereignisse, die bestimmte Selektionskriterien erfüllen, wurden für die durchgeführte Analyse verwendet. Es müssen mindestens 5 Spuren pro Ereignis in der TPC nachgewiesen werden, die folgende Bedingungen erfüllen:

- Anzahl der Koordinaten in der TPC ≥ 4 ;
- Abstand zur Strahlachse ≤ 2 cm;
- Abstand zum Wechselwirkungspunkt in Strahlrichtung ≤ 5 cm;
- maximaler Polarwinkel $\theta : |\cos\theta| \leq 0.95$.

Jahr	aufgenommene Ereignisse	selektierte Ereignisse
1991	293938	238261
1992	721034	628943
1993	674784	655438
1994	1730076	1646489
91-94	3419832	3169131

Tabelle 4.1: Anzahl der mit dem ALEPH-Detektor in den Jahren 1991 bis 1994 aufgenommenen und selektierten hadronischen Ereignissen.

Außerdem muß die Energiesumme der geladenen Spuren mindestens 10% der gesamten Energie betragen. Desweiteren wird mindestens eine Koordinate im Vertexdetektor pro Spur verlangt. Die Anzahl der mit dem ALEPH-Detektor in den Jahren 1991-1994 aufgenommenen und für diese Analyse verwendeten Ereignisse ist in Tabelle 4.1 aufgelistet. Nach Anwendung o. g. Selektionsschnitte stehen noch ca. $3.2 \cdot 10^6$ Ereignisse zur weiteren Analyse zur Verfügung.

4.2 Die $D_s^\pm$ -Zerfallskanäle

Die $D_s^\pm$ -Mesonen werden durch ihren Zerfall in stabile, im Detektor nachweisbare Teilchen rekonstruiert. Die exklusive Rekonstruktion von $D_s^\pm$ -Mesonen erfolgte bisher hauptsächlich in Kanälen mit 3 geladenen Spuren im Endzustand. Es handelt sich um Zweikörperzerfälle des $D_s^\pm$ -Mesons in ein geladenes und ein neutrales Teilchen. Letzteres zerfällt in zwei geladene Spuren. Die Kenntnis der Masse dieses neutralen Teilchens und deren Einschränkung in der Rekonstruktion auf den Bereich des Signalauflösung führt zu einem besseren Verhältnis von $D_s^\pm$ -Signal zu kombinatorischem Untergrund. Im allgemeinen wird das Verhältnis von Signal zu kombinatorischem Untergrund schlechter, je mehr Teilchen zu rekonstruieren sind. Teilweise hat man allerdings die Möglichkeit, zusätzliche Informationen z. B. sekundäre Vertices zur Verbesserung der Auflösung auszunutzen. Der Anteil einzelner $D_s^\pm$ -Zerfallskanäle an dem $D_s^\pm$ -Verzweigungsverhältnis liegt im Mittel bei nur 4%. Für diese Analyse wurden vier verschiedene $D_s^\pm$ -Zerfallskanäle zum Nachweis von B_s^0 -Mesonen rekonstruiert.

4.2.1 Der Zerfall $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$, $\phi \rightarrow K^+K^-$

Die $D_s^\pm$ -Rekonstruktion im Zerfallskanal $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ erfolgt durch Rekonstruktion des ϕ -Mesons aus 2 geladenen Kaonen. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\phi \rightarrow K^+K^-$ beträgt $49.1 \pm 0.9\%$ [20]. Die geladenen Kaonen können – durch eine sehr gute Spurerkennung mit den diversen Komponenten des ALEPH-Detektors (Vertexdetektor, innere Spurkammer und Zeitprojektionskammer) und zusätzliche Teilchenidentifikation mittels des in der TPC gemessenen Energieverlusts geladener Spuren zur Separation von Pionen und Kaonen – bestimmt werden. Der Zerfall $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ mit einem Verzweigungsverhältnis von $(3.5 \pm 0.4)\%$ [20] ist der am besten gemessene Wert, so daß alle anderen $D_s^\pm$ -Verzweigungsverhältnisse relativ zu diesem Kanal bestimmt werden.

4.2.2 Der Zerfall $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$, $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$

Das Verzweigungsverhältnis für den Prozeß $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$ bzw. $D_s^- \rightarrow K^{*0}K^-$ beträgt $3.3 \pm 0.5\%$ [20]. Das K^{*0} -Meson zerfällt zu $\sim 100\%$ in Kaon-Pion-Kombinationen, d. h. $K^+\pi^-$ oder $K^0\pi^0$. Mit Hilfe der aus der Isospin-Algebra resultierenden Clebsch-Gordon-Koeffizienten ergibt sich das Verzweigungsverhältnis von $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ und $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^-\pi^+$ zu je $1/3$.

4.2.3 Der Zerfall $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$

Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ beträgt $(1.9 \pm 0.4)\%$ [20]. Dieser Wert folgt aus der Messung des Verzweigungsverhältnisses relativ zu $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ [36]. Das η -Meson zerfällt zu $(38.5 \pm 0.5)\%$ in 2 Photonen, zu $(31.9 \pm 0.4)\%$ in $3\pi^0$ und zu $(23.6 \pm 0.6)\%$ in $\pi^+\pi^-\pi^0$ [20]. Der Zerfall $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ mit dem sekundären Zerfall des η -Mesons in 2 Photonen bietet sich zur $D_s^\pm$ -Rekonstruktion – im Vergleich zu anderen η -Zerfallskanälen – aufgrund der geringen Teilchenmultiplizität an, da nur 3 Teilchen im Endzustand nachzuweisen sind. Zum Nachweis geladener und neutraler Teilchen bei der $D_s^\pm$ -Rekonstruktion wird die Vielseitigkeit des ALEPH-Detektors ausgenutzt. Die Auflösung des η -Signals wird durch die Genauigkeit der Energiemessung der Photonen durch das elektromagnetische Kalorimeter bestimmt.

4.2.4 Der Zerfall $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$

Der Weltmittelwert für das gemessene Verhältnis der Zerfallsbreiten $\Gamma(\eta'\pi^\pm)/\Gamma(\phi\pi^\pm)$ beträgt 1.4 ± 0.4 [20]. Mit dem Weltmittelwert für das Verzweigungsverhältnis $D_s^\pm \rightarrow$

$\phi\pi^\pm$ von $(3.5 \pm 0.4)\%$ [20] ergibt sich ein $D_s^\pm$ -Verzweigungsverhältnis in den Kanal $\eta'\pi^\pm$ von $(4.7 \pm 1.4)\%$. Dominante Zerfallskanäle des η' -Mesons sind $\eta\pi^+\pi^-$ $(43.7 \pm 1.5)\%$, $\rho^0\gamma$ $(30.2 \pm 1.3)\%$ und $\eta\pi^0\pi^0$ $(20.8 \pm 1.3)\%$ [20]. Das kombinierte Verzweigungsverhältnis hängt von dem sekundären Zerfallsmodus des η - bzw. des ρ^0 -Mesons ab. Das ρ^0 -Meson ist eine Resonanz mit einer natürlichen Zerfallsbreite von 150 MeV, so daß keine Masseneinschränkung gemacht werden kann. Dies führt zu einem hohen kombinatorischen Untergrund bei der $D_s^\pm$ -Rekonstruktion in dem Kanal $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$ mit $\eta' \rightarrow \rho^0\pi^\pm$.

In dem Zerfallskanal $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$ wurde das η' -Meson aus einem η -Meson und zwei

$$D_s^\pm \longrightarrow \eta'\pi^\pm$$

$$\quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad \eta\pi^+\pi^-$$

$$\quad \quad \quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad \quad \quad \gamma\gamma$$

entgegengesetzt geladenen Pionen rekonstruiert, wobei das η durch seinen Zerfall in 2 Photonen nachgewiesen wird. In diesem Fall ist es möglich, die Kenntnis von η - und η' -Masse auszunutzen, da die natürlichen Resonanzbreiten ($\Gamma_\eta = 1.20 \pm 0.11\text{keV}$ und $\Gamma_{\eta'} = 0.201 \pm 0.016\text{MeV}$) klein gegenüber der Detektorauflösung für neutrale Teilchen ($18\% / \sqrt{E[\text{GeV}]}$) sind.

Man erhält somit 3 geladene und 2 neutrale Teilchen im Endzustand. Der Vorteil dieses Zerfallskanals gegenüber $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ ist, daß sich aus den geladenen Spuren ein sekundärer Vertex rekonstruieren läßt. Dieser kann zur Identifikation von $b\bar{b}$ -Ereignissen beitragen.

4.3 Die Auswahl geladener Spuren

Für geladene Spuren werden zusätzliche Anforderungen an die Vertexkammer, die innere Spurkammer und die Zeitprojektionskammer (TPC) gestellt. Es wird mindestens eine Koordinate im Vertexdetektor verlangt, sowie ein Mindestimpuls von 1 GeV/c. Zur Identifikation von Kaonen vergleicht man den in der TPC gemessenen Energieverlust dE/dx mit dem nach der Bethe-Bloch-Formel für die Kaonhypothese $< dE/dx >_{Kaon}$ (siehe Abb.4.1) berechneten mittleren Energieverlust. Der dE/dx -Wert variiert mit der Geschwindigkeit eines geladenen Teilchens. Zum Vergleich der erwarteten Ionisation $R_I(i)$ für die Teilchenhypothese i mit der berechneten Ionisation R_I bezogen auf die Standardabweichung σ_R wird die Größe

$$\chi_i\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{R_I - R_I(i)}{\sigma_R} \quad (4.1)$$

berechnet. Die Anforderung für die Kaon-Identifikation an die gemessene spezifische Ionisation ist $\chi_K^2(dE/dx) < \chi_\pi^2(dE/dx)$. Für eine zuverlässige dE/dx -Information wurden 50 dE/dx -Messungen für eine hadronische Spur verlangt. Diese Bedingung erfüllen 88% der aus hadronischen Z^0 -Zerfällen stammenden Spuren [23].

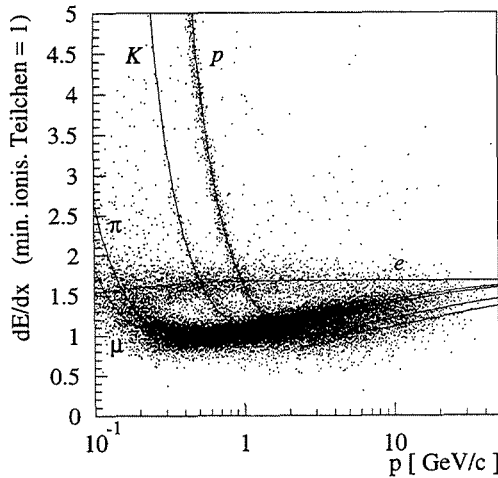


Abbildung 4.1: Der spezifische Energieverlust dE/dx als Funktion des Impulses für unterschiedliche Teilchen und entsprechende Vorhersagen der Bethe-Bloch-Formel (durchgezogene Linien).

4.4 Die Selektion neutraler Teilchen

Der Nachweis neutraler Teilchen erfolgt durch Messung der Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter. Durch die spezielle dreidimensionale Segmentierung des ALEPH-Kalorimeters (siehe Kap. 3) ist es möglich, die longitudinale und transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers zu bestimmen. Ein spezieller Algorithmus zur Rekonstruktion von Photonen [37], der die Identifikation und Rekonstruktion von Photonen und/oder neutralen Pionen insbesondere auch in der Nähe hadronischer Aktivität ermöglicht, wurde verwendet. Eine wesentliche Eigenschaft von Photonschauern im Vergleich zu hadronischen Schauern ist ihre Kompaktheit. Damit ist die Begrenzung in longitudinaler und transversaler Richtung gemeint. Dadurch wird eine Unterscheidung durch Vergleich der Energiedeposition in den einzelnen Kalorimeterlagen möglich¹.

¹Die Rekonstruktion eines elektromagnetischen Schauers beginnt mit einem J-Cluster (Ein elektromagnetischer Schauerzentrum, das mit dem Rekonstruktionsprogramm *JULIA* identifiziert wurde.), wobei die Information der Energiedeposition in den 3 Ebenen separat betrachtet wird. Zuerst wird innerhalb der ersten Ebene das energiereichste Segment (verglichen mit den Nachbarsegmenten) als Anfangspunkt eines Schauers definiert. Das gleiche Prinzip erfolgt in der 2. Ebene, allerdings wird dort zuerst mit dem Nachbarsegment der 1. Ebene verglichen. Entsprechend wird dieser Algorithmus auf die Ebene 3 angewandt. Für auf diese Weise identifizierte Schauer werden die Schwerpunktskoordinaten, der Energieanteil

Ein Vergleich des Energiebruchteils eines elektromagnetischen Schauers, der im ersten und zweiten Kalorimetersegment deponiert wurde, aus den Daten mit dem Spektrum, das man aus Simulation für Photonen aus Zerfällen $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ und $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ rekonstruiert, ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Da der Anteil an Zerfällen $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ mit $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, die in hadronischen Ereignissen erzeugt werden, weniger als 0.001 beträgt, erhält man in den Daten größtenteils Photonen aus anderen Quellen. Daher wurde das Spektrum aus den Daten als Maß für den Untergrund angenommen, während die Simulation die Eigenschaften der Zerfälle $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ wiedergibt. In Abb. 4.2 erkennt man, daß fast alle Photonen aus η -Zerfällen bereits nach Durchquerung der zweiten Kalorimerebene mehr als 70 % ihrer Energie verloren haben. Die Energiedeposition in dem ersten und zweiten Kalorimetersegment liegt im Mittel bei 90 % der Gesamtenergie des Schauers. Die gleiche Beobachtung macht man für den in den vier zentralen Türmen nachgewiesenen Energieanteil. Daraus resultieren folgende Anforderungen an die Schauerform, um als Photonkandidat klassifiziert zu werden:

- mindestens 1% der Gesamtenergie des Schauers (E_{Schauer}) ist im ersten Kalorimetersegment deponiert;
- Energieanteil im 1. und 2. Segment $\geq 80\% \cdot E_{\text{Schauer}}$;
- Energieanteil in den vier zentralen Türmen $\geq 80\% \cdot E_{\text{Schauer}}$.

Der erste Schnitt berücksichtigt, daß sich ein Photonschauer in der Regel früh, d.h. bereits im ersten Segment des Kalorimeters, entwickelt. Die anderen beiden Bedingungen resultieren aus der räumlichen Begrenzung eines Photonschauers. Diese Verteilungen der Energie sind natürlich von der Energie der Photonen, die aus Zerfällen von $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ abhängig. Der Unterschied im Energiespektrum dieser Photonen verglichen mit Photonen aus anderen Prozessen wird im folgenden gezeigt.

Die kinematischen Eigenschaften der Photonen aus bestimmten Zerfällen können durch Anforderungen an die Gesamtenergie eines Photons berücksichtigt werden. Ein Vergleich des Energiespektrums der Photonen in den ALEPH-Daten (ca. 200000 Ereignisse aus 1994) mit Photonen aus $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ in simulierten Ereignissen ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Daten repräsentieren im wesentlichen den Untergrundverlauf und die Simulation stellt die Signaleigenschaft dar. Bei kleinen Energien ($E_\gamma \leq 2$ GeV) ist ein signifikanter Überschuß von Photonen im Energiespektrum der Daten zu sehen, während der erwartete Energieverlauf für Photonen aus den Zerfällen $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ mit $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ eine deutliche Anreicherung der Photonen bei höheren Energien aufweist. Durch einen Schnitt

in der ersten und zweiten Ebene, sowie in den vier zentralen Türmen und die Gesamtenergie berechnet. Der minimale Abstand zu einer geladenen Spur beträgt 2 cm.

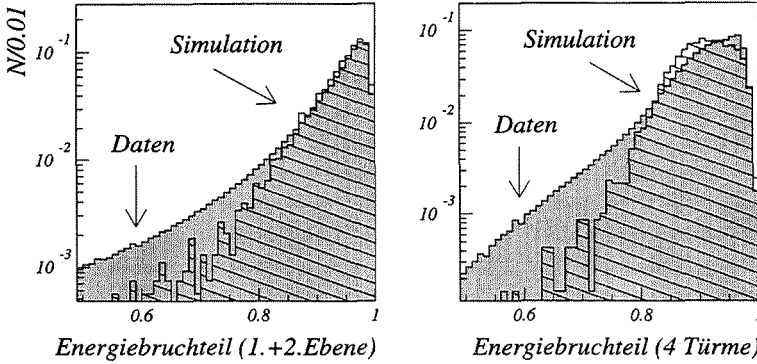


Abbildung 4.2: Logarithmisch dargestellt ist der Bruchteil der Energie eines Schauers in der ersten und zweiten Ebene des elektromagnetischen Kalorimeters (linkes Bild) als Vergleich von Daten (Untergrund) und rekonstruierten Photonen aus der Simulation (Signal). Das rechte Bild zeigt den entsprechenden Vergleich des Energieanteils elektromagnetischer Schauers in den vier zentralen Kalorimetertürmen. Die Spektren wurden auf eins normiert.

$E_\gamma > 1$ GeV erreicht man bereits eine deutliche Untergrundreduktion von 50% bei einem $D_s^\pm$ -Signalverlust von 20%.

4.5 Die Rekonstruktion von η und η'

Der Nachweis der η - und η' -Mesonen erfolgt in den Zerfällen $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ und $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ mit Photonen, die die o. g. Selektion erfüllen. Weitere Ausschnitte für die Photonen aus η -Zerfällen zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes im 2 Photonenmassenspektrum sind notwendig. Für diese Analyse wurde im wesentlichen das gleiche Verfahren zur Rekonstruktion verwendet wie in Ref.[38].

Photonen stammen hauptsächlich aus π^0 -Zerfällen, die den kombinatorischen Untergrund dominieren. Das in Abb. 4.4 dargestellte invariante Massenspektrum von 2 Photon-Kombinationen zeigt ein deutliches π^0 -Signal, während der kombinatorische Untergrund den Bereich des η -Signals um $550 \text{ MeV}/c^2$ dominiert. Zur Unterdrückung dieser π^0 -

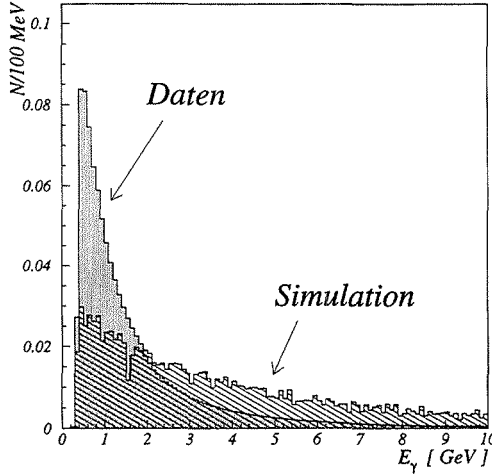


Abbildung 4.3: Das exponentiell abfallende Energiespektrum der Photonen (gepunktetes Histogramm) in einem Datensatz von 200000 Ereignissen aus 1994 stellt den Untergrundverlauf im Vergleich zum flacheren Spektrum (schraffiertes Histogramm) aus simulierten Ereignissen (Signal) für Photonen aus dem Zerfall $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ mit $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ dar. Die Spektren sind auf Eins normiert.

Photonen wird jedes Photon, das in Kombination mit einem anderen Photon ein Paar bildet, dessen invarianten Masse im Bereich von $20 \text{ MeV}/c^2$ um die nominellen π^0 -Masse liegt, von der weiteren Selektion ausgeschlossen. Alle verbleibenden Photonen mit einer Energie größer als 2 GeV werden neu kombiniert (Abb. 4.4) und als η -Kandidaten selektiert, wenn deren invariante Masse in Bereich von $100 \text{ MeV}/c^2$ mit der nominellen η -Masse übereinstimmt. Die Massenauflösung des η -Signals², variiert mit ansteigender η -Energie von $70 \text{ MeV}/c^2$ bis $30 \text{ MeV}/c^2$. Der Fehler auf die invariante Masse (siehe Gl. 4.2) ergibt sich aus der Energie der Photonen E_1 und E_2 , wobei nur die Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters von $\Delta E/E = 18\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ berücksichtigt wird:

$$(\Delta m_{\gamma\gamma})^2 = \frac{1}{4} \cdot m_{\gamma\gamma}^2 \cdot \left[\left(\frac{\Delta E_1}{E_1} \right)^2 + \left(\frac{\Delta E_2}{E_2} \right)^2 \right] \quad (4.2)$$

²Mit Breite ist im folgenden die Gaußsche Breite des η -Signals gemeint, die aus der begrenzten Kalorimetraufölsung resultiert, im Gegensatz zu der natürlichen Breite der η -Resonanz (Breit-Wigner), die im Bereich von keV liegt.

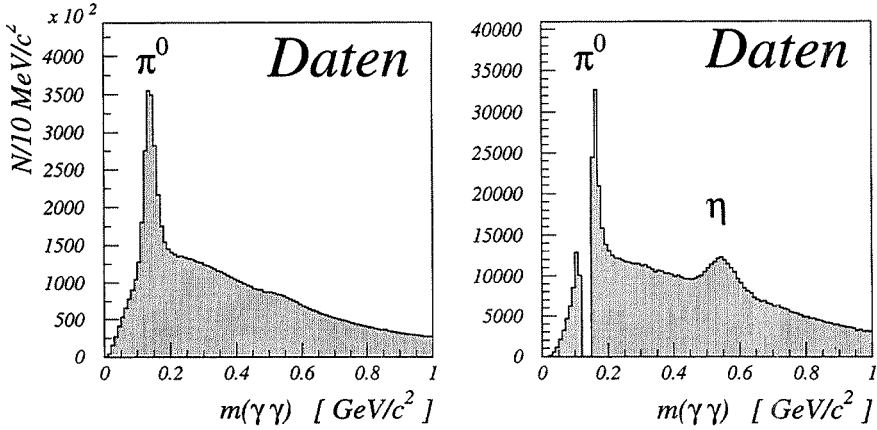


Abbildung 4.4: Das invariante Massenspektrum von 2 Photonen in ca. 400000 Ereignissen aus den ALEPH-Daten von 1994 mit einem deutlichen π^0 -Signal vor der Untergrundreduktion (linkes Bild) und danach mit einem signifikanten η -Signal (rechtes Bild).

$$= \frac{1}{4} \cdot m_{\gamma\gamma}^2 \cdot 18\%^2 \cdot \left[\frac{1}{E_1[\text{GeV}]} + \frac{1}{E_2[\text{GeV}]} \right]. \quad (4.3)$$

Die Größe χ_η^2 definiert als

$$\chi_\eta^2 = \left(\frac{m_{\gamma\gamma} - m_\eta}{\Delta m_{\gamma\gamma}} \right)^2 \quad (4.4)$$

liefert ein Maß für die Güte der Übereinstimmung der $\gamma\gamma$ -Kombinationen mit der η -Hypothese. Die χ_η^2 -Verteilung für die Simulation, welche die Signalverteilung angibt, und den aus den Daten bestimmten Untergrundverlauf zeigt die Abbildung 4.5. Um die Änderung der Massenaufösung mit der Energie zu berücksichtigen, wird verlangt, daß die $\gamma\gamma$ -Masse innerhalb von 4 Standardabweichungen $\Delta m_{\gamma\gamma}$ mit der η -Masse übereinstimmt, d. h. $\chi_\eta^2 < 16$.

Der verwendete Algorithmus zur Zuordnung von rekonstruierten zu generierten Photonen basiert auf dem Vergleich der Energien. Rekonstruierte Photonen werden den generierten Photonen zugeordnet, die relativ zum Meßfehler die geringste Abweichung zur echten (generierten) Energie haben. Dabei kann es vorkommen, daß die 'falschen' Photonen zu einem

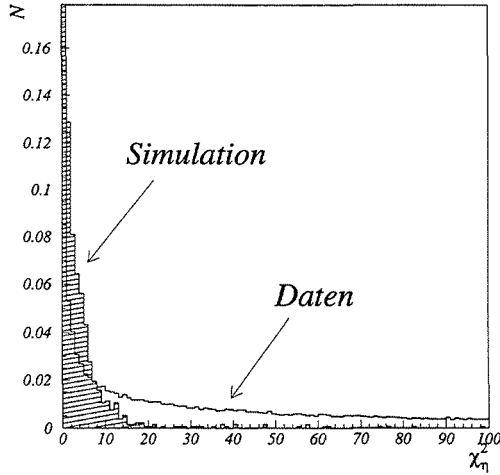


Abbildung 4.5: Vergleich der χ^2_η -Variable in der Simulation(Signal) der Zerfälle $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ (schraffiertes Histogramm) mit Daten(Untergrund). Beide Histogramme sind auf Eins normiert.

η kombiniert werden. Dies passiert, wenn z. B. ein 'echtes' Photon vom Energieschnitt verworfen wurde. Oder es können zwei Photonen, die einen großen Öffnungswinkel bilden, zufällig zu einem " η " kombiniert werden. Solche Effekte zeigen sich in dem Schwanz der χ^2_η -Signalverteilung in der Abbildung 4.5. Man sieht, daß die Fläche der Ausläufer klein im Vergleich zur Gesamtfläche ist. Diese Effekte sind bei den im folgenden betrachteten Energien vernachlässigbar.

Die Rekonstruktion des η' -Mesons erfolgt durch Kombination zweier entgegengesetzt geladener Pion-Spuren mit Mindestimpulsen von 1 GeV/c mit einem η -Kandidaten, welcher in dem Zerfallskanal $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ selektiert wurde. Das invariante Massenspektrum der $\eta\pi^+\pi^-$ -Kombinationen zeigt die Abbildung 4.6. Der kombinatorische Untergrund beginnt an der kinematischen Grenze von 830 MeV/c² entsprechend der Ruhemasse der 3 Teilchen und steigt nahezu linear an. Bei der nominellen Masse des η' -Mesons im Bereich von 960 MeV/c² erkennt man eine Resonanz. Die Massenauflösung des η' -Signals beträgt ca. 20 MeV/c² und resultiert aus der Genauigkeit der Energiemessung für die Photonen.

ALEPH-Daten 91-94

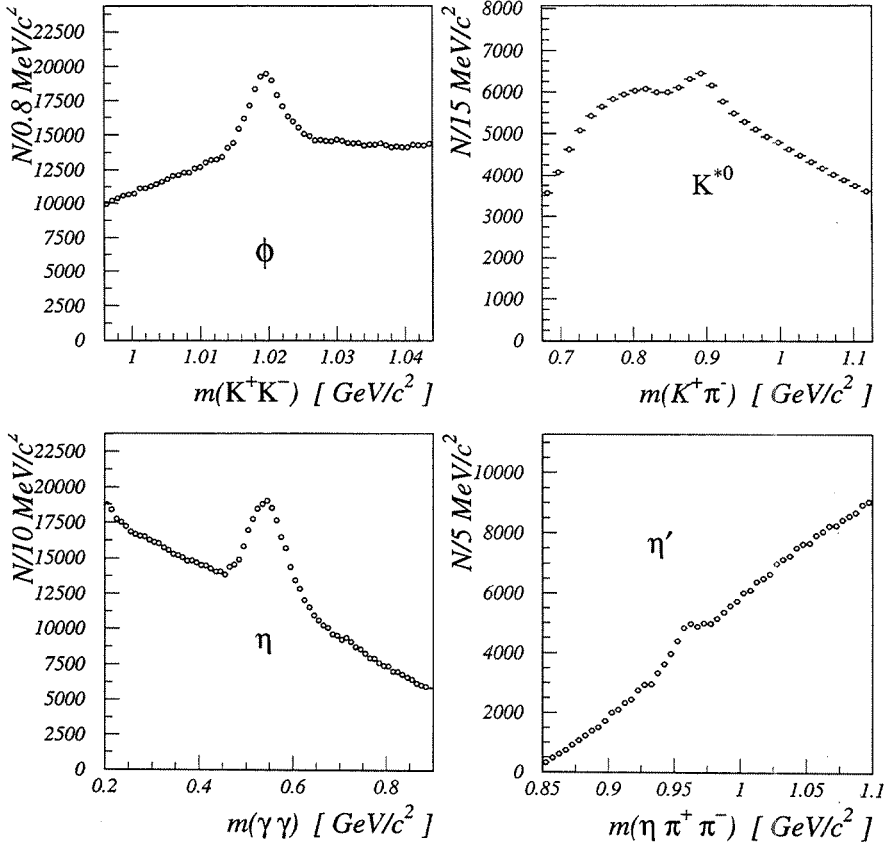
 $\times 10^2$ 

Abbildung 4.6: Dargestellt ist das ϕ -Signal in dem invarianten K^+K^- -Massenspektrum (links oben), das $K^{*0}K^{*-0}$ -Signal in dem invarianten $K^+\pi^-$ ($K^-\pi^+$)-Massenspektrum (rechts oben), das η -Signal (links unten) in dem invarianten $\gamma\gamma$ -Massenspektrum und das η' -Signal (rechts unten) in dem invarianten $\eta\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum nach entsprechender Selektion der ALEPH-Daten aus den Jahren 1991-1994.

Meßgröße	Variable	Selektionsschnitt
Impuls des $\pi^\pm$	$p_\pi^\pm$	$\geq 1.5 \text{ GeV}/c$
Impuls des γ für π^0 -Veto	p_{γ,π^0}	$\geq 0.8 \text{ GeV}/c$
Massenintervall des π^0	$ \Delta m_\pi^0 $	$\leq 0.020 \text{ GeV}/c^2$
Impuls des γ für η	$p_{\gamma,\eta}$	$\geq 2. \text{ GeV}/c$
Massenintervall des η	$ \Delta m_\eta $	$\leq 0.100 \text{ GeV}/c^2$
Güte der η -Masse	χ_η^2	≤ 16
Impuls des η	p_η	$\geq 5. \text{ GeV}/c$
Zerfallswinkel von $D_s^\pm, \eta$	$\cos\theta_{D_s,\eta}$	≤ 0.6
Impuls des $D_s^\pm$	$p_{D_s^\pm}$	$\geq 15. \text{ GeV}/c$

Tabelle 4.2: $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ -Rekonstruktionsschnitte

4.6 Die Rekonstruktion der $D_s^\pm$ -Mesonen

Die Selektionsschnitte für die $D_s^\pm$ -Zerfallskanäle sind so gewählt, daß das Verhältnis vom Signal zur Wurzel aus der Summe von Signal und kombinatorischem Untergrund maximiert wird. Diese Größe ist umgekehrt proportional zum Fehler auf χ_s (siehe Gl. 5.8).

4.6.1 Rekonstruktion von $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$

Zur Rekonstruktion des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ werden die selektierten η -Kandidaten mit einem Mindestimpuls von $5 \text{ GeV}/c$ mit geladenen Pionen, deren Impuls mehr als $1.5 \text{ GeV}/c$ beträgt, kombiniert. Diese kinematischen Schnitte sind zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes notwendig. Desweiteren erfolgt ein Schnitt auf den Zerfallswinkel $\theta_{D_s,\eta}$ des $D_s^\pm$, d. h. den Winkel im Ruhesystem des $D_s^\pm$ zwischen dem η -Kandidat und der $D_s^\pm$ - Flugrichtung. Für $\eta\pi^\pm$ -Kombinationen, die aus $D_s^\pm$ -Zerfällen stammen, ergibt sich eine isotrope Winkelverteilung, da es sich um ein pseudoskalaras Teilchen (Spin=0) handelt. Hingegen beobachtet man bei zufälligen Kombinationen von η und $\pi^\pm$ einen Anstieg bei $\cos(\theta_{D_s,\eta}) > 0.6$ (siehe Abb. 4.7). Nach allen Selektionsschnitten für den Kanal $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$, die in Tabelle 4.2 aufgelistet sind, ergibt sich das in Abbildung 4.10 gezeigte invariante $\eta\pi^\pm$ -Massenspektrum.

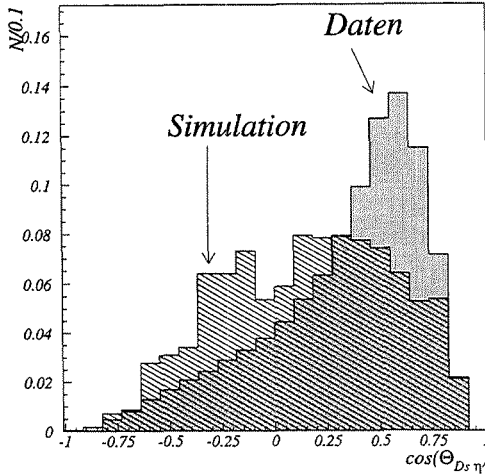


Abbildung 4.7: Die Zerfallswinkelverteilung $\cos(\theta_{D_s, \eta})$ für die Simulation von $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ (schraffiert) stellt den Signalverlauf dar. Die Verteilung für die Winkel zwischen den η - und $\pi^\pm$ -Kandidaten in den Daten von 1991 (punktierter Hintergrund) entspricht der Untergrundverteilung. Beide Verteilungen sind auf Eins normiert.

4.6.2 Rekonstruktion von $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$

Die Rekonstruktion von $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$ erfolgt durch Kombination der zuvor selektierten η' -Kandidaten mit geladenen Pionen, deren Mindestimpuls 3 GeV/c beträgt. Die in Abb. 4.8 dargestellten Impulsspektren veranschaulichen, daß Pionen aus den Zerfällen $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ im Mittel ein weiches Spektrum im Vergleich zu Pionen aus Zerfällen von $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$ haben. Für die η' -Kandidaten werden die Energien neu bestimmt, so daß die Massen mit der nominellen η' -Masse übereinstimmt. Diese Methode dient zur Verbesserung der $D_s^\pm$ -Massenauflösung (siehe Kapitel 4.6.5). Die Selektionsschnitte für den Kanal $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$ sind in Tabelle 4.3 aufgelistet.

4.6.3 Rekonstruktion von $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$

Für die Rekonstruktion des ϕ -Mesons werden entgegengesetzt geladene Kaonen mit Impulsen größer 1.5 GeV/c kombiniert. In Abbildung 4.6 ist die invariante K^+K^- -Masse

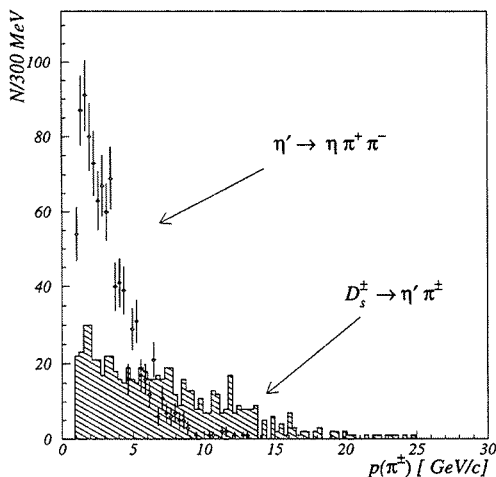


Abbildung 4.8: Vergleich der Impulsverteilung geladener Pionen aus Zerfällen von $\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$ und aus Zerfällen der Art $D_s^\pm \rightarrow \eta' \pi^\pm$ (schraffiert). Die Verteilungen sind auf Eins normiert.

Meßgröße	Variable	Selektionsschnitt
Impuls des η	p_η	$\geq 3.5 \text{ GeV}/c$
Impuls des $\pi^\pm$ aus η'	$p_\pi^\pm(\eta')$	$\geq 1. \text{ GeV}/c$
Impuls des η'	$p_{\eta'}$	$\geq 5. \text{ GeV}/c$
Impuls des $\pi^\pm$ aus $D_s^\pm$	$p_\pi^\pm(D_s^\pm)$	$\geq 3. \text{ GeV}/c$
Massenintervall des η'	$ \Delta m_{\eta'} $	$\leq 0.02 \text{ GeV}/c^2$
Öffnungswinkel von $\eta', \pi^\pm$	$\cos\theta_{\eta', \pi^\pm}$	≥ 0.9
Zerfallswinkel von $D_s^\pm, \eta'$	$\cos\theta_{D_s^\pm, \eta'}$	≤ 0.8
Impuls des $D_s^\pm$	$p_{D_s^\pm}$	$\geq 10. \text{ GeV}/c$

Tabelle 4.3: $D_s^\pm \rightarrow \eta' \pi^\pm$ -Rekonstruktionsschnitte

dargestellt. Jene K^+K^- -Kombinationen, deren Masse im Bereich der Massenauflösung des ϕ -Signals liegt, werden als ϕ -Kandidaten akzeptiert. Da die Kaon-Spuren aus ϕ -Zerfällen von einem Vertex kommen, darf der χ^2 -Wert für die ϕ -Vertex-Anpassungsrechnung einen bestimmten Wert nicht überschreiten. Durch die Kombination der selektierten ϕ -Kandidaten mit einem Mindestimpuls von 4 GeV/c und geladener Pionen mit Impulsen größer als 2.5 GeV/c erhält man selektierte $\phi\pi^\pm$ -Kandidaten. Für den $D_s^\pm$ -Vertex wird ebenfalls eine Anpassungsrechnung durchgeführt. Eine deutliche Untergrundreduktion bewirkt ein Schnitt auf den Zerfallswinkel zwischen dem Kaon und der Pion-Flugrichtung im Ruhesystem des ϕ -Mesons $|\cos\lambda_\phi^*(K\pi)| > 0.4$ (siehe Abb. 4.9). Die Winkelverteilung für den Zerfall eines Vektormesons in ein Vektor- und ein pseudoskalar Meson folgt einer $\cos^2$ -Funktion, während der Verlauf für den Untergrund flach ist. Mit dem Winkelschnitt reduziert man den Untergrund um ca. 40% bei einer Signaleffizienz von über 90%.

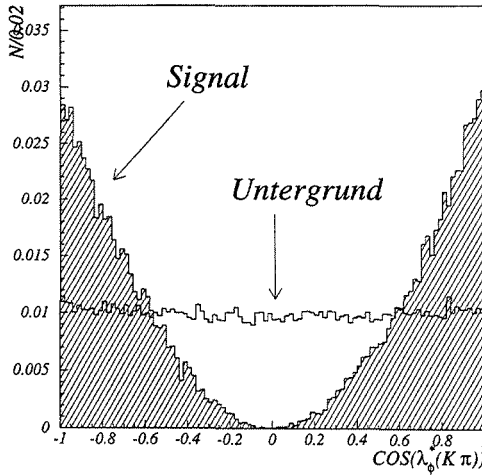


Abbildung 4.9: Der Zerfallswinkel zwischen der Kaon- und Pion-Flugrichtung im Ruhesystem des ϕ mit Schnitt bei $|\cos\lambda_\phi^*(K\pi)| > 0.4$.

4.6.4 Rekonstruktion von $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+ (D_s^- \rightarrow K^{*0}K^-)$

Für den $D_s^\pm$ -Zerfallskanal $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$ wurde die D_s^+ -Signifikanz mit den Schnitten aus der Tabelle 4.5 optimiert. In diesem Zerfallskanal wird das K^{*0} -Meson aus einem geladenen

Meßgröße	Variable	Selektionsschnitt
Impuls der $K^\pm$	$p_K^\pm$	$\geq 1.5 \text{ GeV}/c$
Impuls des ϕ	p_ϕ	$\geq 4. \text{ GeV}/c$
Vertexqualität für ϕ	$\chi^2_{VX,\phi}$	≤ 5
Massenintervall des ϕ	$ \Delta m_\phi $	$\leq 0.005 \text{ GeV}/c^2$
Impuls des $\pi^\pm$ aus $D_s^\pm$	$p_{\pi^\pm, D_s}$	$\geq 2.5 \text{ GeV}/c$
Winkel von $K^{+,-}, \pi^\pm$ im ϕ -Ruhesystem	$ \cos \lambda_\phi^*(K\pi) $	≥ 0.4
Vertexqualität für $D_s^\pm$	χ^2_{VX,D_s}	≤ 5
Impuls des $D_s^\pm$	$p_{D_s^\pm}$	$\geq 7.5 \text{ GeV}/c$
		$\leq 36. \text{ GeV}/c$
Transversalimpuls des $D_s^\pm$	$p_{T,D_s^\pm}$	$\geq 0.5 \text{ GeV}/c$

Tabelle 4.4: $D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm$ -Rekonstruktionsschnitte.

Kaon und einem entgegengesetzt geladenen Pion rekonstruiert. Die Abbildung 4.6 zeigt ein K^{*0} - und $\bar{K}^{*0}$ -Signal in der invarianten Massenverteilung von $K^+\pi^-$ - und $K^-\pi^+$ -Kombinationen. Die Unterscheidung zwischen geladenen Kaonen und Pionen erfolgt über den in der Zeitprojektionskammer gemessenen Energieverlust dE/dx . K^{*0} -Kandidaten werden gebildet, wenn der χ^2 -Wert der Anpassungsrechnung für den $K^+\pi^-$ -Vertex kleiner als 2 ist und die invariante Masse innerhalb von $\pm 30 \text{ MeV}/c^2$ mit der nominellen K^{*0} -Masse übereinstimmt. Zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes wird ein Mindestwert sowohl für den K^{*0} -Impuls als auch für den Transversalimpuls verlangt. Aus den K^{*0} -Kandidaten werden durch Kombination mit geladenen Kaonen $D_s^\pm$ -Kandidaten gebildet. Die Zerfallskinematik ist der im Kanal $D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm$ vergleichbar, da es sich in beiden Fällen um den Zerfall eines pseudoskalaren Mesons in ein Vektor-Meson und ein pseudoskalares Meson handelt. Ein entsprechender Schnitt auf den Winkel zwischen $\pi^\pm$ und $K^\pm$ im Ruhesystem des K^{*0} -Mesons ist ebenfalls sehr effizient.

4.6.5 Die $D_s^\pm$ -Massenauflösung

Die Massenauflösung der $D_s^\pm$ -Signale mit neutralen Teilchen im Endzustand wird durch die Detektorauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters bestimmt. Bei den Zerfällen $D_s^\pm \rightarrow \eta \pi^\pm$ und $D_s^\pm \rightarrow \eta' \pi^\pm$ erzielt man eine deutlich bessere Massenauflösung unter Ausnutzung der Kenntnis von η - bzw. η' -Masse. Daher wird eine χ^2 -Anpassungsrechnung durchgeführt, bei der die Energien der Photonen unter der Annahme, daß die invariante Masse der Photonenpaare der nominellen η -Masse entspricht, iterativ neu berechnet werden. Abbildung 4.11 zeigt die invariante Masse von rekonstruierten $\eta \pi^\pm$ -Paaren

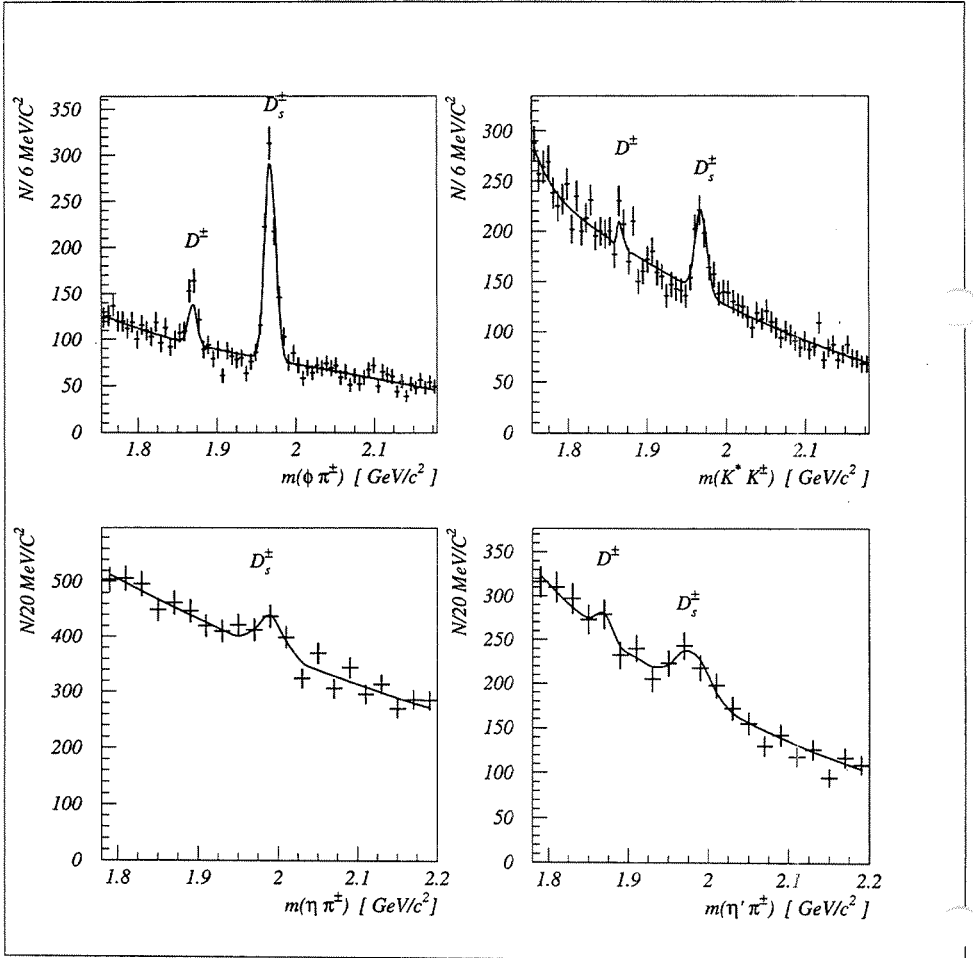
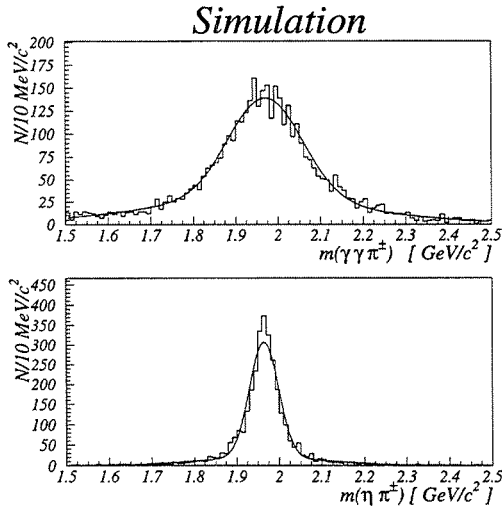


Abbildung 4.10: Dargestellt sind die invarianten Massen der $D_s^\pm$ -Zerfallsprodukte in den Kanälen $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ (links oben), $D_s^\pm \rightarrow \bar{K}^{*0}K^\pm$ ($D_s^- \rightarrow K^{*0}K^-$) (rechts oben), $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ (links unten) und $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$ (rechts unten) für die ALEPH-Daten der Jahre 1991-1994. Die Kurven zeigen das Resultat der angepassten Funktionen (zwei Gaußfunktionen für $D_s^\pm$ - und das $D^\pm$ -Signal sowie ein Polynom 2. Ordnung zur Beschreibung des kombinatorischen Untergrundes).

Meßgröße	Variable	Selektionsschnitt
Impuls der $K^\pm$	$p_K^\pm$	$\geq 2. \text{ GeV}/c$
Impuls der $\pi^\pm$	$p_\pi^\pm$	$\geq 1.5 \text{ GeV}/c$
Vertexqualität für K^{0*}	$\chi^2_{VX, K^{0*}}$	≤ 2
Impuls der K^{0*}	p_K^{0*}	$\geq 5. \text{ GeV}/c$
Transversalimpuls des K^{0*}	$p_{T, K^{0*}}$	$\geq 0.5 \text{ GeV}/c$
Massenintervall des K^{0*}	$ \Delta m_K^{0*} $	$\leq 0.03 \text{ GeV}/c^2$
Impuls des $K^{+,-}$ aus $D_s^\pm$	$p_{K^{+,-}, D_s}$	$\geq 2. \text{ GeV}/c$
Winkel von π, K im K^{0*} -Ruhesystem	$ \cos \lambda_{K^{0*}}^*(K, \pi) $	≥ 0.4
Vertexqualität für $D_s^\pm$	χ^2_{VX, D_s}	≤ 2
Impuls des $D_s^\pm$	$p_{D_s^\pm}$	$10. \text{ GeV}/c \leq p_{D_s^\pm} \leq 36. \text{ GeV}/c$
Transversalimpuls des $D_s^\pm$	$p_{T, D_s^\pm}$	$\geq 0.5 \text{ GeV}/c$

Tabelle 4.5: $D_s^\pm \rightarrow \bar{K}^{0*} K^\pm$ -Rekonstruktionsschnitte.Abbildung 4.11: Dargestellt ist die invariante Masse rekonstruierter $\eta\pi^\pm$ -Paare in der Simulation des Zerfallskanals $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ mit Anpassungsrechnung für die η -Masse (unteres Bild) im Vergleich zu der Kombination von 2 Photonen und einem geladenen Pion (oberes Bild).

in der Simulation von Zerfällen $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$, wobei im einen Fall zwei Photonen mit einem Pion kombiniert wurden und im anderen Fall eine η -Anpassungsrechnung durchgeführt wurde. Zur Beschreibung des Signals wurden zwei Gaußfunktionen angepaßt. Die Breiten beider Gaußkurven verkleinern sich nach der η -Massenanpassungsrechnung um einen Faktor von 1.7 bzw. 2.5. Die Ausläufer der Verteilungen ergeben sich dadurch, daß die Zuordnung der generierten zu den rekonstruierten Photonen nicht immer korrekt ist, d.h. daß nicht in allen Fällen die beiden Photonen des gleichen η kombiniert werden. Für Photonen aus Zerfällen $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ mit höherer Energie reduziert sich die Anzahl diese Fehlkombinationen und die Massenauflösung des $D_s^\pm$ -Signals wird verbessert. Eine Beschreibung der $D_s^\pm$ -Signalform mit einer einzelnen Gaußfunktion ist daher ausreichend.

Im Falle des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ beträgt die $D_s^\pm$ -Massenauflösung bedingt durch die Genauigkeit der Spurmessungen $7.1 \pm 0.4 \text{ MeV}/c^2$. Für den Zerfallskanal $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$ ergibt sich eine $D_s^\pm$ -Massenauflösung von $7.4 \pm 0.2 \text{ MeV}/c^2$.

4.7 Bestimmung der Anzahl von $D_s^\pm$ -Mesonen

Die zur Parametrisierung der invarianten $D_s^\pm$ -Massenspektrums verwandte Funktion $F(m)$ (siehe Gleichung 4.5) setzt sich aus zwei Gaußfunktionen zur Beschreibung des $D_s^\pm$ - und des D - Signals und einem Polynom 2. Ordnung für den kombinatorischen Untergrund zusammen.

$$F(m) = \frac{N_{D_s}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{D_s}} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{m-m_{D_s}}{\sigma_{D_s}}\right)^2} + \frac{N_D}{\sqrt{2\pi}\sigma_D} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{m-m_D}{\sigma_D}\right)^2} + (a_1 + a_2 \cdot m + a_3 \cdot m^2) \cdot a_4 \quad (4.5)$$

Freie Parameter von $F(m)$ sind

- $m_{D_s}, \sigma_{D_s}, N_{D_s}$: Massenwert; Massenauflösung, $D_s^\pm$ -Anzahl;
- m_D, σ_D, N_D : Massenwert, Massenauflösung, $D^\pm$ -Anzahl;
- a_1, a_2, a_3 : konstanter, linearer, quadratischer Vorfaktor für das Polynom;
- a_4 : Skalierungsfaktor für die Höhe des Untergrundes.

Zur Ermittlung der $D_s^\pm$ -Anzahl wird eine Anpassungsrechnung der Funktion an die invarianten $D_s^\pm$ -Massenspektren durchgeführt. Hierzu wurde das Programmpaket MINUIT [39] verwendet. Die Ergebnisse der Anpassungsrechnung an die $D_s^\pm$ -Massenspektren für ALEPH-Daten von 1991-1994 sind in Tabelle 4.6 aufgelistet. Freie Parameter waren die

Zerfallskanal	N_{D_s}	m [GeV/ c^2]	σ [MeV/ c^2]
$D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$	619 ± 31	1.968 ± 0.001	7.1 ± 0.4
$D_s^\pm \rightarrow \bar{K}^{*0}K^\pm$	251 ± 30	1.969 ± 0.001	7.4 ± 0.2
$D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$	126 ± 34	1.978 ± 0.006	15.
$D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$	120 ± 29	1.980 ± 0.007	20.

Tabelle 4.6: Anzahl rekonstruierter $D_s^\pm$ -Mesonen in den angegebenen Zerfallskanälen N_{D_s} . Die Massen wurden aus der Anpassung von $F(m)$ bestimmt. Die Auflösung σ der Signale für $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ und $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$ wurden aus der Simulation bestimmt.

Zerfallskanal	$N_{D_s}^{\text{generiert}}$	$N_{D_s}^{\text{rekonstruiert}}$	$D_s^\pm$ -Effizienz [%]
$D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ mit $\phi \rightarrow K^+K^-$	84433	9557	11.3 ± 0.1
$D_s^\pm \rightarrow \bar{K}^{*0}K^\pm$ mit $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$	55146	2243	4.1 ± 0.09
$D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ mit $\eta \rightarrow \gamma\gamma$	6364	262	4.1 ± 0.25
$D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$ mit $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$	10858	439	4.0 ± 0.2

Tabelle 4.7: Die Anzahl der mit Jetset 7.4 simulierten und mit Julia rekonstruierten $D_s^\pm$ -Mesonen, aus denen die Effizienzen bestimmt werden.

Anzahl der $D_s^\pm$ - und $D^\pm$ -Mesonen, sowie die Parameter des Polynoms 2. Grades zur Beschreibung des Untergrundverlaufs. Die Massenauflösungen der Signale $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ und $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$ wurden aus der Simulation bestimmt.

4.8 Die Nachweiswahrscheinlichkeiten

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten erfolgt eine Monte Carlo-Simulation nach der in Abschnitt 3.4 beschriebenen Methode. Hierfür wurden hadronische Z^0 -Zerfälle mit Jetset 7.4 generiert. Ereignisse mit mindestens einem $D_s^\pm$ in einem der gesuchten Zerfallskanäle wurden mit dem Programm GALEPH simuliert und mit dem Programm JULIA rekonstruiert. Nach anschließender vollständiger Analyse unter Verwendung zusätzlicher Informationen über die wahre Anzahl der $D_s^\pm$ -Zerfälle ergeben sich die in Tabelle 4.7 aufgeführten Werte für die Effizienzen. Dabei wurde zur Bestimmung der rekonstruierten $D_s^\pm$ -Mesonen das gleiche Programm wie für die Daten verwendet.

Mode	$N(D_s)$ korrigiert	$\frac{N(D_s \rightarrow X)}{N(D_s \rightarrow \phi\pi)}$ Daten 91-94	$\frac{\Gamma(D_s \rightarrow X)}{\Gamma(D_s \rightarrow \phi\pi)}$ PDG 94
$D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$	11160 ± 600	1.	1.
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$	12200 ± 1500	1.10 ± 0.15	0.95 ± 0.10
$D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$	7900 ± 2200	0.71 ± 0.20	0.54 ± 0.10
$D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$	17600 ± 4400	1.58 ± 0.40	1.4 ± 0.4

Tabelle 4.8: Die relativen $D_s^\pm$ -Verzweigungsverhältnisse aus der Anzahl rekonstruierter $D_s^\pm$ -Kandidaten in den ALEPH-Daten von 1991-1994. Diese Werte sind sowohl auf Effizienz als auch auf die sekundären Verzweigungsverhältnisse von ϕ , K^{*0} , η , η' korrigiert. Angegeben sind die statistischen Fehler. In der rechten Spalte sind die Weltmittelwerte (PDG 94) aus [20] aufgelistet.

4.9 Die relativen $D_s^\pm$ -Verzweigungsverhältnisse

Am genauesten und als einziger $D_s^\pm$ -Zerfallskanal absolut gemessen ist die Zerfallshäufigkeit von $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ zu $(3.5 \pm 0.4)\%$ [20]. Alle anderen $D_s^\pm$ -Zerfallskanäle werden daher relativ zu diesem bestimmt. Zur Überprüfung der Effizienzbestimmung wurden die relativen Verzweigungsverhältnisse von $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$, $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ und $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$ auf $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ normiert und mit den Werten aus [20] verglichen (siehe Tabelle 4.8). Dabei wurden die auf Akzeptanz ϵ und sekundäre Verzweigungsverhältnisse BR korrigierten Anzahlen von $D_s^\pm$ -Mesonen $N(D_s)$ korrigiert bestimmt.

$$N(D_s)_{D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm}^{\text{korrigiert}} = N_{D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm} / \epsilon_{D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm} / BR(\phi \rightarrow K^+ K^-) \quad (4.6)$$

$$N(D_s)_{D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+}^{\text{korrigiert}} = N_{D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+} / \epsilon_{D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+} / BR(K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-) \quad (4.7)$$

$$N(D_s)_{D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm}^{\text{korrigiert}} = N_{D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm} / \epsilon_{D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm} / BR(\eta \rightarrow \gamma\gamma) \quad (4.8)$$

$$N(D_s)_{D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm}^{\text{korrigiert}} = N_{D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm} / \epsilon_{D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm} / BR(\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-) / BR(\eta \rightarrow \gamma\gamma) \quad (4.9)$$

Die Konsistenz der gemessenen relativen $D_s^\pm$ -Verzweigungsverhältnisse zu den Weltmittelwerten [20] läßt schließen, daß die integrale Detektorakzeptanz im Rahmen der Fehler hinreichend gut beschrieben ist. Ein Vergleich mit der Modellvorhersage für die relativen Verzweigungsverhältnisse von $\eta\pi^\pm$ und $\eta'\pi^\pm$ zu $\phi\pi^\pm$ (siehe Kap. 1, Tabelle 1.1) zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und dem Bauer-Wirbel-Stech Modell, während die Voraussage des Kamal-Sinha-Sinha Modells, eines stärkeren Zerfalls der $D_s^\pm$ -Mesonen in den Kanal $\eta\pi^\pm$ im Vergleich zu $\phi\pi^\pm$, mit 3 Standardabweichungen bzw. 8 Standardabweichungen vom Weltmittelwert abweicht.

Mode	$BR(D_s^\pm \rightarrow X)[\%]$ ALEPH-Daten 91-94	$BR(D_s^\pm \rightarrow X)[\%]$ PDG 94
$D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$	3.0 ± 0.6	3.5 ± 0.4
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$	3.3 ± 0.7	3.3 ± 0.5
$D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$	2.1 ± 0.8	1.9 ± 0.4
$D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$	4.7 ± 1.6	4.7 ± 1.4

Tabelle 4.9: Die absoluten $D_s^\pm$ -Verzweigungsverhältnisse aus der Anzahl rekonstruierter $D_s^\pm$ -Kandidaten in den ALEPH-Daten von 1991-1994. Die Fehler beinhalten die statistischen Fehler und die aus der Variation der $D_s^\pm$ -Anteile resultierenden systematischen Fehler von 11.5% .

4.10 Die Bestimmung der $D_s^\pm$ -Anzahl

Ausgehend von der gesamten Anzahl der Zerfälle $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ ist es möglich, unter Annahmen für Übergangswahrscheinlichkeiten der Hadronen in den $D_s^\pm$ -Endzustand, die erwartete Anzahl an $D_s^\pm$ -Mesonen N_{D_s} zu berechnen:

$$N_{D_s} = 2 \cdot N_{q\bar{q}} \left[R_b \cdot (f_b^s \cdot P_{B_s} + f_b^d \cdot P_{B_d} + f_b^u \cdot P_{B^+} + f_b^{bary} \cdot P_{\Lambda_b}) + R_c \cdot f_c + R_{uds} \cdot f_{uds} \right] \quad (4.10)$$

Verwendet wurden die relativen Zerfallsbreiten der hadronischen Z^0 -Zerfälle für b-Quarks $R_b = \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{q\bar{q}}} = 0.219 \pm 0.008$ und c-Quarks $R_c = \frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{q\bar{q}}} = 0.165 \pm 0.02$ [40] mit verbleibendem Anteil für uds-Quarks von $R_{uds} = \frac{\Gamma_{uds}}{\Gamma_{q\bar{q}}} = 1 - R_b - R_c = 0.61$. Die Anteile zur Erzeugung von b-Mesonen und Baryonen sind $f_b^s = f_b^{bary} = 0.12 \pm 0.4$ und $f_b^u = f_b^d = 0.38$. Außerdem wurde die Annahme gemacht, daß die Zerfallswahrscheinlichkeiten in ein $D_s^\pm$ -Meson unabhängig von der Art des gebundenen b-Zustandes ist, außer es handelt sich um B_s^0 -Mesonen. Für den aus c-Quarks stammenden Anteil an $D_s^\pm$ wurde der Simulation von Jetset 7.4 entsprechend ein Wert von $f_c = 10\%$ angenommen. Mit P_i sind die Beiträge der einzelnen Hadronen zu den $D_s^\pm$ -Mesonen gemeint. Die Werte sind in Tabelle 2.1 angegeben. Aus den $3.17 \cdot 10^6$ $q\bar{q}$ -Ereignissen werden gemäß der Gleichung 4.10 $N_{D_s} = (3.68 \pm 0.70) \cdot 10^5$ $D_s^\pm$ -Mesonen berechnet. Aus dem Verhältnis der korrigierten Anzahlen der $D_s^\pm$ -Mesonen in den einzelnen Zerfallskanälen zu der berechneten Anzahl der $D_s^\pm$ -Mesonen ergeben sich die absoluten Verzweigungsverhältnisse. Diese sind in Tabelle 4.9 im Vergleich zu den Weltmittelwerten [20] angegeben. Dabei zeigt sich eine Übereinstimmung der Verzweigungsverhältnisse innerhalb des Fehlers. Die Fehler resultieren aus statistischem und systematischem Fehler. Der systematische Fehler wird durch die ungenaue Kenntnis der Anteile b- und c-Hadronen in den Ereignissen und der die Ungenauigkeit der Zerfallswahrscheinlichkeit in $D_s^\pm$ -Mesonen dominiert.

Kapitel 5

Messung der integralen $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung

Die Zerfälle $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ zeichnen sich dadurch aus, daß die aus der Fragmentation entstandenen b-Hadronen aufgrund ihrer Lebensdauer im Bereich von $\tau \approx 10^{-12}$ s eine Strecke der Größenordnung 1 mm zurücklegen können, bevor sie zerfallen. An den Zerfallsorten der Hadronen bilden die Spuren der Zerfallsprodukte im Falle geladener Teilchen einen Sekundärvertex, räumlich getrennt vom primären Vertex. Diese Eigenschaft der b-Hadronen dient als Grundlage der Selektion der $b\bar{b}$ -Ereignisse. Ein anderes Prinzip zur Erkennung von $b\bar{b}$ -Ereignissen ist der Zerfall von b-Hadronen in Leptonen. In diesen semileptonischen Zerfällen haben die Leptonen bedingt durch die b-Hadronmassen einen hohen Transversalimpuls.

Zunächst folgt eine Beschreibung der Jet- und Hemisphärendefinition, sowie der Methode zur Anreicherung von $b\bar{b}$ -Ereignissen. Danach werden die verwendete Leptonladungs- und Jetladungs-Methode erklärt und die resultierenden $D_s^\pm$ -Massenspektren gezeigt. Die Ergebnisse für die verschiedenen $D_s^\pm$ -Zerfallskanäle werden im nachfolgenden Kapitel diskutiert.

5.1 Definition von Jet und Hemisphäre

Die typische Signatur von Ereignissen $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ und $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ ist 2-Jetartigkeit¹ bedingt durch die in entgegengesetzte Richtung fliegenden b- und $\bar{b}$ - bzw. c- und $\bar{c}$ -Quarks, so daß sich eine Ereignisachse in diesen Ereignissen ausbildet. Zur Identifikation von Jets wurde der JADE-Algorithmus [41] verwendet. Nach dieser Methode berechnet man die invariante Masse von jeweils zwei Teilchen in einem Ereignis und kombiniert jenes Paar

¹Jets sind Bündel von Teilchen, die in die gleiche Richtung im Detektor fliegen.

mit der kleinsten invarianten Masse zu einem neuen Teilchen. Dieses Verfahren wiederholt man auf der Basis der verbleibenden Spuren und dem neu gebildeten Objekt, solange bis eine bestimmte invariante Masse erreicht ist. Der Abschneideparameter Y_{cut} ist definiert als

$$\frac{E_i \cdot E_j \cdot (1 - \cos\theta_{ij})}{E_{vis}^2} < Y_{cut} \quad (5.1)$$

mit der gesamten im Detektor deponierten Energie E_{vis} und dem Öffnungswinkel θ_{ij} zwischen den Spuren i und j . Die Teilchenenergien E_i und E_j wurden mit der Pionhypothese berechnet. Für diese Analyse wurde $Y_{cut} = 0.02$ gewählt, was sich bereits in anderen Analysen als sinnvoll für die Jetdefinition gezeigt hat. Zur Definition der Hemisphären wird die impulsabhängige Thrust-Variable verwendet, die definiert ist als

$$T = \max \frac{\sum_{i=1}^N |\vec{p}_i \cdot \vec{n}_1|}{\sum_{i=1}^N |\vec{p}_i|}. \quad (5.2)$$

Der Einheitsvektor $\vec{n}_1$, für den diese Summe maximal ist, wird Thrust-Achse genannt. Für ein Ereignis mit zwei in entgegengesetzte Richtung fliegenden Jets zeigt diese ungefähr in Jetrichtung. Die Hemisphärenachse entspricht der Thrust-Achse.

5.2 Anreicherung von $b\bar{b}$ -Ereignissen

Verwendet wird eine auf der Lebensdauerinformation der b -Hadronen basierenden Methode, die zur Erkennung von $b\bar{b}$ -Ereignissen geeignet ist [42]. Bei dieser Methode wird ein Stoßparameter für jede Spur aus Z^0 -Zerfällen bestimmt. Der Stoßparameter ist der Punktes dichtester Annäherung zwischen einer Spur und dem Primärvertex. Für den Stoßparameter wird ein Vorzeichen eingeführt, um die Orientierung des Jets bzgl. der Spur zu markieren. Spuren, die vor dem Primärvertex liegen, bekommen ein positives, und die dahinter liegen, ein negatives Vorzeichen für den Stoßparameter. Für jede Spur werden Wahrscheinlichkeiten berechnet, zu einem sekundären Vertex zu gehören. Die einzelnen Spurwahrscheinlichkeiten werden zu einer Hemisphärenwahrscheinlichkeit (P_{HEMIS}) kombiniert. Die Größe P_{HEMIS} ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, einen Sekundärvertex in dieser Ereignishemisphäre zu finden. Je kleiner der Wert für P_{HEMIS} , desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß es sich um ein Ereignis der Art $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ handelt. In Abbildung 5.1 ist ein Vergleich der Verteilungen von $-\log P_{HEMIS}$ für die Simulation von $b\bar{b}$ - und $c\bar{c}$ -Ereignisse mit einem $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ auf der anderen Seite dargestellt. Mit einem Schnitt von $-\log P_{HEMIS} > 2$ erhält man einen Datensatz, der sich zu 89.0% aus $b\bar{b}$ -, zu 10.7% $c\bar{c}$ - und zu 0.3% uds -Ereignissen zusammensetzt. Ein Vorteil dieser Methode ist, daß sie ohne explizite und aufwendige Rekonstruktion von Sekundärvertices auskommt.

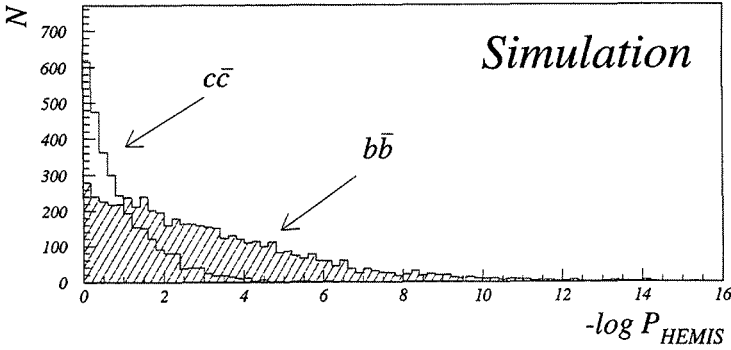


Abbildung 5.1: Die Hemisphärenwahrscheinlichkeit (P_{HEMIS}) für Ereignisse mit $D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm$ auf der entgegengesetzten Seite. Das weiße Histogramm entspricht der Verteilung für $c\bar{c}$ -Ereignisse und das schraffierte Histogramm den $b\bar{b}$ -Ereignissen.

5.3 Bestimmung der Anzahl N^{++} und N^{+-}

Die Ermittlung der Anzahl ungleichgeladener (N^{+-}) und gleichgeladener (N^{++}) D_s -Lepton-Kandidaten oder $D_s^\pm$ -Jetladungs-Kandidaten erfolgt durch eine Anpassungsrechnung an die invarianten $D_s^\pm$ -Massenspektren. Die Funktion $F(m)$ zur Beschreibung des $D_s^\pm$ -Massenspektrums wurde bereits in Abschnitt 4.7 beschrieben.

Die Berechnung einer Wahrscheinlichkeit für die verwendete Anpassungsfunktion erfolgt für jeden Wert der rekonstruierten invarianten $D_s^\pm$ -Masse entsprechend: $L = \sum \ln F - \int F$. Daraus werden die Parameter bestimmt, für die L maximal wird. Eine Erklärung dieser Methode findet sich z. B. in [43]. Der Vorteil dieser Methode liegt in der Unabhängigkeit von der Wahl der Intervallgröße bei der histogrammischen Darstellung. Die Anpassungsprozedur erfolgt in drei Schritten:

1. Anpassung der Funktion an das invariante $D_s^\pm$ -Massenspektrum für alle $D_s^\pm$ -Kombinationen. Bestimmung von Masse und Auflösung der Signale und der Parameter der Untergrundfunktion: $m_{D_s}, \sigma_{D_s}, m_D, \sigma_D, a_1, a_2, a_3$.
2. Anpassung der Funktion an das invariante $D_s^\pm$ -Massenspektrum für alle gleichgeladenen $D_s^\pm$ -Kombinationen. Bestimmung der Anzahl N^{++} und des Untergrundskalierungsparameters a_4 .

3. Anpassung der Funktion an das invariante $D_s^\pm$ -Massenspektrum für alle ungleichgeladenen $D_s^\pm$ -Kombinationen. Bestimmung der Anzahl N^{+-} und des Untergrundskalierungsparameters a'_4 .

5.4 Die Ermittlung von χ_s

In die Berechnung von χ_s gehen die Anzahl der gleich- und ungleichgeladenen D_s -Lepton-Kombinationen N^{++} und N^{+-} , sowie 30 Parameter ein:

- 10 Parameter für die Wahrscheinlichkeit, den Anfangszustand des B_s^0 -Mesons nachzuweisen: $P_{B_s}^{mix}, P_{B_s}^{nomix}, P_{WB_s}^{mix}, P_{WB_s}^{nomix}, P_B^{mix}, P_B^{nomix}, P_{B^+}, P_{\Lambda_b}, P_{c\bar{c}}, P_{uds}$
- 10 Effizienzen: $\epsilon_{B_s}^{mix}, \epsilon_{B_s}^{nomix}, \epsilon_{WB_s}^{mix}, \epsilon_{WB_s}^{nomix}, \epsilon_B^{mix}, \epsilon_B^{nomix}, \epsilon_{B^+}, \epsilon_{\Lambda_b}, \epsilon_{c\bar{c}}, \epsilon_{uds}$
- 9 Ereignisanteile: $f_{B_s}, f_{WB_s}, f_B, f_{WB}, f_{B^\pm}, f_{WB^\pm}, f_{\Lambda_b}, f_{c\bar{c}}, f_{uds}$
- 1 Mischungsparameter: χ_d^{eff} .

Die Anzahl der ungleichgeladenen Kombinationen N^{+-} kann aus der Gesamtanzahl N folgendermaßen bestimmt werden:

$$N^{+-} = N \cdot [f_{B_s} \cdot \{\chi_s \cdot \epsilon_{B_s}^{mix} \cdot P_{B_s}^{mix} + (1 - \chi_s) \cdot \epsilon_{B_s}^{nomix} \cdot (1 - P_{B_s}^{nomix})\} + f_{WB_s} \cdot \{\chi_s \cdot \epsilon_{WB_s}^{mix} \cdot (1 - P_{WB_s}^{mix}) + (1 - \chi_s) \cdot \epsilon_{WB_s}^{nomix} \cdot P_{WB_s}^{nomix}\} + F_{back}^{+-}] \quad (5.3)$$

Der Untergrundbeitrag setzt sich aus den verschiedenen Anteilen zusammen:

$$F_{back}^{+-} = F_{WB^0}^{mix,+-} + F_{WB^0}^{nomix,+-} + F_{B^0}^{mix,+-} + F_{B^0}^{nomix,+-} + F_{B^\pm}^{+-} + F_{WB^\pm}^{+-} + F_{\Lambda_b}^{+-} + F_{c\bar{c}}^{+-} + F_{uds}^{+-} \quad (5.4)$$

Die einzelnen Untergrundbeiträge (U) zur Signatur von Ereignissen mit B_s^0 -Mischung sind:

Für die Berechnung des $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischungsparameters χ_s wurde ein effektives χ_d aus der Simulation für die verwendeten Selektionsschnitte von $\chi_d^{eff} = 0.164 \pm 0.007$ bestimmt. Der Unterschied von χ_d^{eff} zum Weltmittelwert von $\chi_d = 0.154 \pm 0.024$ ist dadurch zu erklären, daß sich durch der Anreicherung der $b\bar{b}$ -Ereignisse die Verhältnisse von B_d^0 zu

mit den Parametern

$N = N^{++} + N^{+-}$	: Gesamtzahl der D_s -Lepton-Kombinationen
N^{++}	: Anzahl gleichgeladener D_s -Lepton-Kombinationen
N^{+-}	: Anzahl ungleichgeladener D_s -Lepton-Kombinationen
f_{B_s}	: Anteil der D_s^+ aus $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ X^-$
f_{WB_s}	: Anteil der D_s^+ aus $B_s^0 \rightarrow W^+ X^- \rightarrow D_s^+ X^-$
$P_{B_s}^{mix}$	: P für gemischte B_s^0 aus $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ X^-$
$P_{B_s}^{nomix}$	: P für ungemischte B_s^0 aus $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ X^-$
$P_{WB_s}^{mix}$	: P für gemischte B_s^0 aus $B_s^0 \rightarrow W^+ X^- \rightarrow D_s^+ X^-$
$P_{WB_s}^{nomix}$	: P für ungemischte B_s^0 aus $B_s^0 \rightarrow W^+ X^- \rightarrow D_s^+ X^-$
F_{back}^{+-}	: Beitrag zum Untergrund, der nicht von χ_s abhängt.

$F_{WB^0}^{mix,+}$	$= \chi_d \cdot f_{WB^0} \cdot \epsilon_{B^0}^{mix} \cdot (1 - P_{B^0}^{mix})$	: U aus $B^0 \rightarrow W^+ X^- \rightarrow D_s^+ X^-$
$F_{WB^0}^{nomix,+}$	$= (1 - \chi_d) \cdot f_{WB^0} \cdot \epsilon_{B^0}^{nomix} \cdot P_{B^0}^{nomix}$	: U aus $B^0 \rightarrow W^+ X^- \rightarrow D_s^+ X^-$
$F_{B^0}^{mix,+}$	$= \chi_d \cdot f_{B^0} \cdot \epsilon_{B^0}^{mix} \cdot P_{B^0}^{mix}$	: U aus $\bar{B}^0 \rightarrow D_s^+ X^-$
$F_{B^0}^{nomix,+}$	$= (1 - \chi_d) \cdot f_{B^0} \cdot \epsilon_{B^0}^{nomix} \cdot (1 - P_{B^0}^{nomix})$	: U aus $\bar{B}^0 \rightarrow D_s^+ X^-$
$F_{WB^\pm}^{+-}$	$= f_{WB^\pm} \cdot \epsilon_{B^\pm} \cdot P_{B^\pm}$	: U aus $B^+ \rightarrow W^+ X^0 \rightarrow D_s^+ X^0$
$F_{B^\pm}^{+-}$	$= f_{B^\pm} \cdot \epsilon_{B^\pm} \cdot (1 - P_{B^\pm})$	: U aus $B^- \rightarrow D_s^+ X^- Y^-$
$F_{\Lambda_b}^{+-}$	$= f_{\Lambda_b} \cdot \epsilon_{\Lambda_b} \cdot P_{\Lambda_b}$	: U aus $\Lambda_b \rightarrow D_s^+ X^-$
$F_{c\bar{c}}^{+-}$	$= f_{c\bar{c}} \cdot \epsilon_{c\bar{c}} \cdot P_{c\bar{c}}$	: U aus $c \rightarrow D_s^+$
F_{uds}^{+-}	$= f_{uds} \cdot \epsilon_{uds} \cdot P_{uds}$	: U aus $uds \rightarrow D_s^+$

$\bar{B}_d^0$ ändern. Die Anreicherungsmethode ist sensitiv auf die langen Lebensdauern der B-Mesonen. Hadronen mit kurzer Lebensdauer werden durch diese Selektion unterdrückt und somit auch die kurzlebigen B-Mesonen. Für die $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung ist dieser Effekt aufgrund der deutlich höheren Mischungsfrequenz vernachlässigbar. Für verschiedene $D_s^\pm$ -Zerfallskanäle haben sich bei gleicher Anreicherung der $b\bar{b}$ -Ereignisse keine Unterschiede in χ_d^{eff} gezeigt.

5.4.1 Die direkte Berechnung von χ_s

Der Wert für χ_s kann analytisch berechnet werden, indem die Gleichung 5.3 nach χ_s aufgelöst wird. Mit der gemessenen Größe R definiert als das Verhältnis von ungleichge-

ladenen Kombinationen zu allen D_s -Lepton-Kandidaten, d. h.

$$R = \frac{N^{+-}}{N} = \frac{N^{+-}}{N^{++} + N^{+-}}, \quad (5.5)$$

erhält man

$$\chi_s = \frac{R - F_{back}^{+-} - f_{B_s} \cdot (1 - P_{B_s}^{nomix}) - f_{WB_s} \cdot P_{WB_s}^{nomix}}{f_{B_s} \cdot (P_{B_s}^{mix} - 1 + P_{B_s}^{nomix}) + f_{WB_s} \cdot (1 - P_{WB_s}^{nomix} - P_{WB_s}^{mix})}. \quad (5.6)$$

Dabei sind die Effizienzen gleich eins gesetzt. Diese Formel vereinfacht sich unter der Annahme gleicher Wahrscheinlichkeiten P für den Nachweis des Anfangszustandes aus verschiedenen b-Quellen zu

$$\chi_s = \frac{R - F_{back}^{+-} - f_{B_s} \cdot (1 - P) - f_{WB_s} \cdot P}{(f_{B_s} - f_{WB_s}) \cdot (2P - 1)}. \quad (5.7)$$

Der statistische Fehler σ_{χ_s} auf den $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischungsparameter χ_s kann approximiert werden durch

$$\sigma_{\chi_s} \approx \frac{\sigma_R}{(f_{B_s} - f_{WB_s})(2P - 1)}. \quad (5.8)$$

Er ist proportional zum Fehler auf die Meßgröße R gegeben durch den $D_s^\pm$ -Signalanteil (S) und den kombinatorischen Untergrundanteil (U). Die Maximierung der Funktion $S/\sqrt{S+U}$ führt daher zu einem minimalen Beitrag zum Fehler auf χ_s . Desweiteren reduziert sich der Fehler auf χ_s , wenn der $D_s^\pm$ -Anteil aus B_s^0 -Mesonen erhöht wird. Dies wird durch die Anreicherung von $b\bar{b}$ -Ereignissen in der Selektion realisiert. Allerdings bewirkt der Anteil der $D_s^\pm$ -Mesonen, die aus einem B_s^0 -Meson über einem $W^\pm$ -Zerfall erzeugt werden, einen Anstieg in σ_{χ_s} . Da der Anteil der aus B_s^0 -Zerfällen stammenden $D_s^\pm$ -Mesonen nur ca. 50% beträgt, ist σ_{χ_s} doppelt so groß im Vergleich zu dem Fehler von R . Die Wahrscheinlichkeit, den Anfangszustand zu bestimmen, geht gemäß der Abschätzung in Gleichung 5.8 mit einem Faktor 2 in σ_{χ_s} ein. Um den Fehler auf χ_s zu minimieren, muß ein Kompromiß zwischen der Erhöhung des $D_s^\pm$ -Signals, der Erhöhung des B_s^0 -Signalanteils und der Erhöhung der Wahrscheinlichkeit, den Anfangszustand nachzuweisen, gefunden werden.

Unter der Annahme eines Fehlers auf R von 0.10 bei einer Wahrscheinlichkeit für den Nachweis des Anfangszustandes von 80% einen absoluten Fehler auf χ_s von $\sigma_{\chi_s} = 0.37$ bei $f_{B_s} = 0.45$ und $f_{WB_s} = 0$. Nimmt man an, daß der Signalanteil, der aus B_s^0 -Mesonen durch einen $W^\pm$ -Zerfalls erzeugten $D_s^\pm$ -Mesonen f_{WB_s} , 5% beträgt, so vergrößert sich σ_{χ_s} auf 0.43. Verschiedene Nachweiswahrscheinlichkeit für den Anfangszustand mit den resultierenden statistischen Fehlern sind in Tabelle 5.1 angegeben. Die Methode zur Bestimmung des Fehlers auf χ_s wird im folgenden Abschnitt beschrieben. Die Abschätzung gemäß der Gleichung 5.8 für den Fehler von χ_s stimmt besser als 2% mit dem gesamten Fehler überein.

Wahrscheinlichkeit P	σ_{χ_s}			
	$\Delta f_{B_s} = 0.45$	$\Delta f_{B_s} = 0.42$	$\Delta f_{B_s} = 0.40$	$\Delta f_{B_s} = 0.35$
0.65	0.74	0.79	0.83	0.95
0.70	0.56	0.71	0.63	0.71
0.75	0.44	0.48	0.50	0.57
0.80	0.37	0.40	0.42	0.48
0.85	0.32	0.34	0.36	0.41
0.90	0.28	0.30	0.31	0.36
0.95	0.25	0.26	0.28	0.32
1.00	0.22	0.24	0.25	0.29

Tabelle 5.1: Berechnung des statistischen Fehlers von χ_s bei unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten P, den Anfangszustand zu messen, mit dem Fehler auf das Verhältnis von ungleichgeladenen zu allen D_s -Lepton-Kombinationen $\sigma_R = 0.1$ bei Variation der B_s^0 -Signalanteile $\Delta f_{B_s} = f_{B_s} - f_{WB_s}$.

5.4.2 Die Anpassungsmethode für χ_s

Der Wert für χ_s kann aus der Gleichung 5.3 bestimmt werden, wenn die Anzahlen der Ereignisse mit und ohne B_s^0 -Mischung sowie die Werte für die 30 Parameter bekannt sind. Um die Korrelationen der zur Ermittlung von χ_s verwendeten insgesamt 30 Parametern ($A_1 \dots A_{30}$) zu berücksichtigen, wurde eine χ^2 -Anpassungsrechnung mit

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{30} \left(\frac{A_i^m - A_i^b}{\Delta A_i} \right)^2 + \left(\frac{\chi_s^m - \chi_s^b}{\Delta \chi_s} \right)^2 \quad (5.9)$$

durchgeführt. Die Berechnung des minimalen χ^2 -Wertes erfolgte mit dem Programm MINUIT [39]. Der Anfangswert für χ_s wurde gemäß Gleichung 5.3 berechnet. Diese Anpassungsprozedur erlaubt, daß sowohl externe Parameter (Ereignisanteile) als auch aus der Monte Carlo-Simulation berechnete Eingabeparameter (Effizienzen) im Bereich ihrer Fehler variieren können und die Korrelationen automatisch bei der Berechnung des Fehlers auf χ_s berücksichtigt werden. Für den Spezialfall, daß alle Parameter auf ihre zentralen Werte fixiert sind, erhält man den rein statistischen Fehler auf χ_s .

5.5 Die Leptonladungs-Methode

Der Nachweis des B_s^0 -Endzustands erfolgt durch den Zerfall in $D_s^\pm$ -Mesonen. Der Anfangszustand wird durch ein Lepton in der entgegengesetzten Hemisphäre bestimmt. In

Ereignissen, in denen $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung stattfand, tragen das $D_s^\pm$ -Meson und das Lepton entgegengesetzte Ladungen. Liegt keine $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung vor, so sind die Ladungen des $D_s^\pm$ -Mesons und Leptons in der anderen Hemisphäre gleich. Das Prinzip der D_s -Lepton-Korrelation für Ereignisse mit und ohne B_s^0 -Mischung veranschaulichen die Feynman-Diagramme 2.2 und 2.1.

Die Selektion der Leptonen erfolgt mittels einer ALPHA-Routine [44], bei der Elektronen/Positronen und Myonen rekonstruiert werden. Die Elektronen werden identifiziert durch einen Vergleich des gemessenen Impulses in den Spurkammern mit der gemessenen Energie im elektromagnetischen Kalorimeter. Dabei wird die Schauform und die Schauertiefe berücksichtigt. Die gemessene spezifische Ionisation in der TPC wird – falls vorhanden – verwendet. Als Myon-Kandidaten werden Spuren akzeptiert, wenn sie die charakteristischen Spurpunkte, die ein durch das hadronische Kalorimeter durchfliegendes Teilchen erzeugt, aufweisen. Einer solchen Spur muß mindestens ein Treffer in den Myonkammern zugeordnet werden. Da Leptonen aus b-Zerfällen sowohl hohe Impulse als auch hohe Transversalimpulse aufweisen, bietet sich eine kombinierte Größe ² (P_{COMB}) als Selektionsvariable an:

$$P_{COMB} = \sqrt{\frac{p^2}{100} + p_T \cdot 1 \text{ GeV}/c}. \quad (5.10)$$

Das rekonstruierte $D_s^\pm$ -Meson definiert die eine b-Hemisphäre. Zusätzlich wird ein Lepton mit $P_{COMB} \geq 1.2 \text{ GeV}/c$ in der gegenüberliegenden b-Hemisphäre gefordert.

5.5.1 Effizienzen der $D_s^\pm$ -Lepton-Selektion

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für $D_s^\pm$ -Mesonen mit einem Lepton in der entgegengesetzten Ereignishemisphäre für die verschiedenen Quellen von $D_s^\pm$ -Lepton werden aus der Monte Carlo-Simulation bestimmt. Ebenso die Wahrscheinlichkeit, den Anfangszustand des B_s^0 -Mesons richtig zu messen. Für den Kanal $D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm$ wurden in 84488 Ereignissen 703 $D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm$ mit einem Lepton in der gegenüberliegenden Hemisphäre nach allen Selektionsschnitten rekonstruiert. Die ermittelten Effizienzen sind in Tabelle 5.2 angegeben.

5.5.2 $D_s^\pm$ -Massenspektren mit der Leptonladungs-Methode

Die resultierenden $D_s^\pm$ -Massenspektren bei dem Nachweis eines Leptons in der entgegengesetzten Hemisphäre sind in den Abbildungen 5.2-5.5 für die verschiedenen $D_s^\pm$ -Zerfallskanäle dargestellt. Die oberen Histogramme zeigen jeweils die gesamte Anzahl von

²Diese Variable wurde z. B. auch in [45] verwendet.

Zerfallskanal	$(D_s^{\phi\pi}l)$ -Kandidaten	[Effizienz %]
$B_s \rightarrow D_s(mix)$	118	84.6 ± 3.3
$B_s \rightarrow D_s(nomix)$	126	81.6 ± 3.5
$B_s \rightarrow W \rightarrow D_s(mix)$	10	80.0 ± 12.6
$B_s \rightarrow W \rightarrow D_s(nomix)$	13	69.2 ± 12.8
$B_d \rightarrow D_s(mix)$	23	73.9 ± 9.2
$B_d \rightarrow D_s(nomix)$	98	84.7 ± 3.6
$B^\pm \rightarrow D_s$	128	76.4 ± 3.8
$\Lambda_b \rightarrow D_s$	59	81.4 ± 5.1
$c\bar{c} \rightarrow D_s$	128	85.0 ± 3.2

Tabelle 5.2: Die Effizienzen des $D_s^\pm$ -Lepton-Datensatzes im Zerfallskanal $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ für unterschiedliche Quellen.

D_s -Lepton-Kombinationen. Die Einträge dieses Histogramms teilen sich in die gleichgeladenen $D_s^\pm l^\pm$ -Kombinationen (mittlere Histogramme) und die ungleichgeladenen $D_s^\pm l^\mp$ -Kombinationen (untere Histogramme) auf. Die Bestimmung der Anzahl von D_s -Lepton-Kandidaten erfolgt durch Anpassung der Funktion $F(m)$ nach der im Abschnitt 5.3 beschriebenen Methode. Aus den Werten für die gleichgeladenen D_s -Lepton-Kandidaten N^{++} und ungleichgeladenen D_s -Lepton-Kandidaten N^{+-} kann χ_s mittels der Anpassungsmethode aus Abschnitt 5.4.2 bestimmt werden.

Die einzelnen $D_s^\pm$ -Kanäle liefern folgende Ergebnisse:

- $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ mit einem Lepton in der entgegengesetzten Hemisphäre (Figur 5.2):
Das invariante $\phi\pi^\pm$ -Massenspektrum zeigt ein deutliches $D_s^\pm$ -Signal in den drei Histogrammen. Das $D^\pm$ -Signal ist nur bei den gleichgeladenen D_s -Lepton-Kandidaten signifikant. Das Ergebnis für die D_s -Lepton-Kombinationen ist $N^{++} = 14 \pm 5$ und $N^{+-} = 27 \pm 6$. Aus der Anpassungsrechnung folgt $\chi_s = 0.65 \pm 0.35$
- $D_s^\pm \rightarrow \bar{K}^{*0}K^\pm$ mit einem Lepton in der entgegengesetzten Hemisphäre (Figur 5.3):
In dem invarianten $\bar{K}^{*0}K^\pm$ -Massenspektren sieht man ein signifikantes $D_s^\pm$ -Signal. Bei den gleichgeladenen D_s -Lepton-Kandidaten ist ein $D^\pm$ -Signal zu sehen. Die Gesamtzahl der nachgewiesenen D_s -Lepton-Paare beträgt 25 ± 7 mit $N^{++} = 11 \pm 5$ und $N^{+-} = 15 \pm 5$. Daraus ergibt sich $\chi_s = 0.34 \pm 0.74$.
- $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ mit einem Lepton in der entgegengesetzten Hemisphäre (Figur 5.4):
Das invariante $\eta\pi^\pm$ -Massenspektrum zeigt ein $D_s^\pm$ -Signal über hohem kombinatorischen Untergrund. Bei den gleichgeladenen D_s -Lepton-Kombinationen ergibt sich

kein signifikantes $D_s^\pm$ -Signal. Das $D_s^\pm$ -Signal in den ungleichgeladenen D_s -Lepton-Kombinationen hat eine Signifikanz von 1.7σ . Das Ergebnis aus der Anpassungsrechnung ist $N = 25 \pm 13$, die aufgeteilt werden in $N^{++} = 9 \pm 7$ und $N^{+-} = 15 \pm 9$. Es resultiert $\chi_s = 0.79 \pm 1.2$.

- $D_s^\pm \rightarrow \eta' \pi^\pm$ mit einem Lepton in entgegengesetzter Hemisphäre (Figur 5.5):
Im invarianten $\eta' \pi^\pm$ -Massenspektrum erkennt man ein $D_s^\pm$ -Signal bei ungleichgeladenen D_s -Lepton-Kombinationen. Bei gleichgeladenen D_s -Lepton-Kombinationen ist kein Signal sichtbar. Für die gleichgeladenen D_s -Lepton-Kombinationen werden $N^{++} = 13 \pm 10$ und für die ungleichgeladenen D_s -Lepton-Kombinationen $N^{+-} = 22 \pm 8$ bestimmt. Das Ergebnis für χ_s ist 0.48 ± 0.69 .

Die Erklärung für das $D^\pm$ -Signal in den $\phi \pi^\pm$ - und $\bar{K}^{*0} K^\pm$ -Massenspektren nur für die gleichgeladenen D_s -Lepton-Kombinationen läßt sich bei der Betrachtung des dominanten Erzeugungsprozesses finden. In einem Ereignis $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ zerfällt das b-Quark in ein c-Quark und bildet mit einem $\bar{d}$ -Quark aus dem See ein D^+ -Meson, während das $\bar{b}$ -Quark in der gegenüberliegenden Hemisphäre ein positiv geladenes Lepton erzeugt. Die Ereignisse $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ wären eine Quelle für ungleichgeladene $D^+ l^-$ -Kombinationen. Da keine $D^\pm$ -Signale im ungleichgeladenen $D_s^\pm$ -Massenspektrum beobachtet werden, kann diese Untergrundquelle keinen signifikanten Beitrag liefern.

ALEPH-Daten 91-94

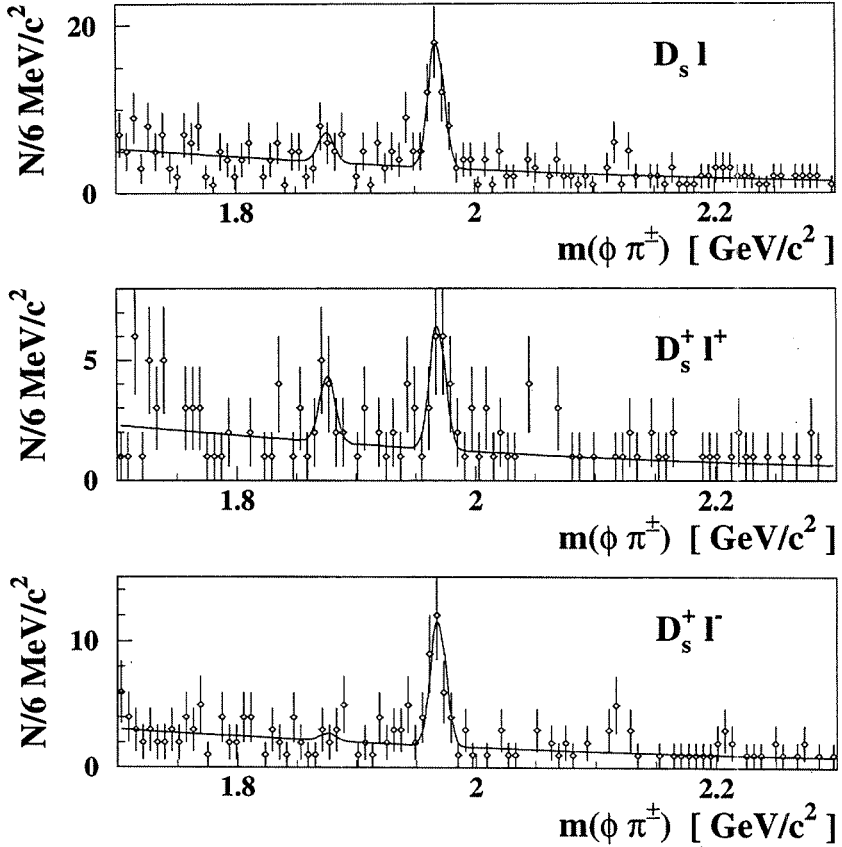


Abbildung 5.2: $D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm$ mit Lepton in entgegengesetzter Hemisphäre: alle D_s -Lepton-Kombinationen (Oben); gleichgeladene D_s -Lepton-Kombinationen (Mitte); ungleichgeladene D_s -Lepton-Kombinationen (Unten).

ALEPH-Daten 91-94

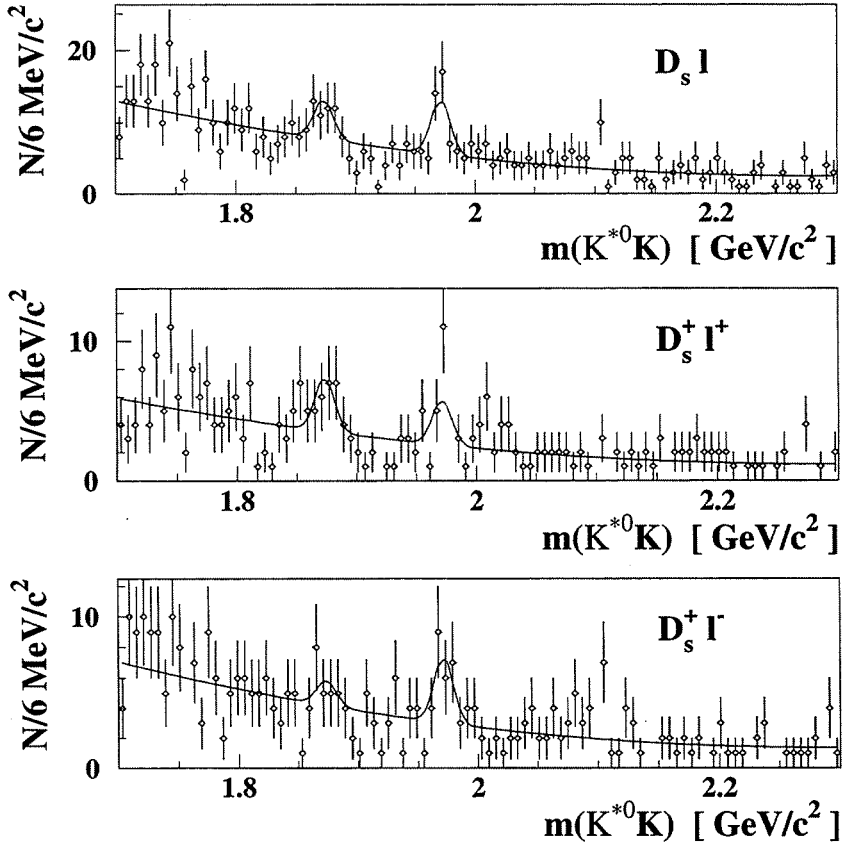


Abbildung 5.3: $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$ mit Lepton in entgegengesetzter Hemisphäre: alle D_s -Lepton-Kombinationen (Oben); gleichgeladene D_s -Lepton-Kombinationen (Mitte); ungleichgeladene D_s -Lepton-Kombinationen (Unten).

ALEPH-Daten 91-94

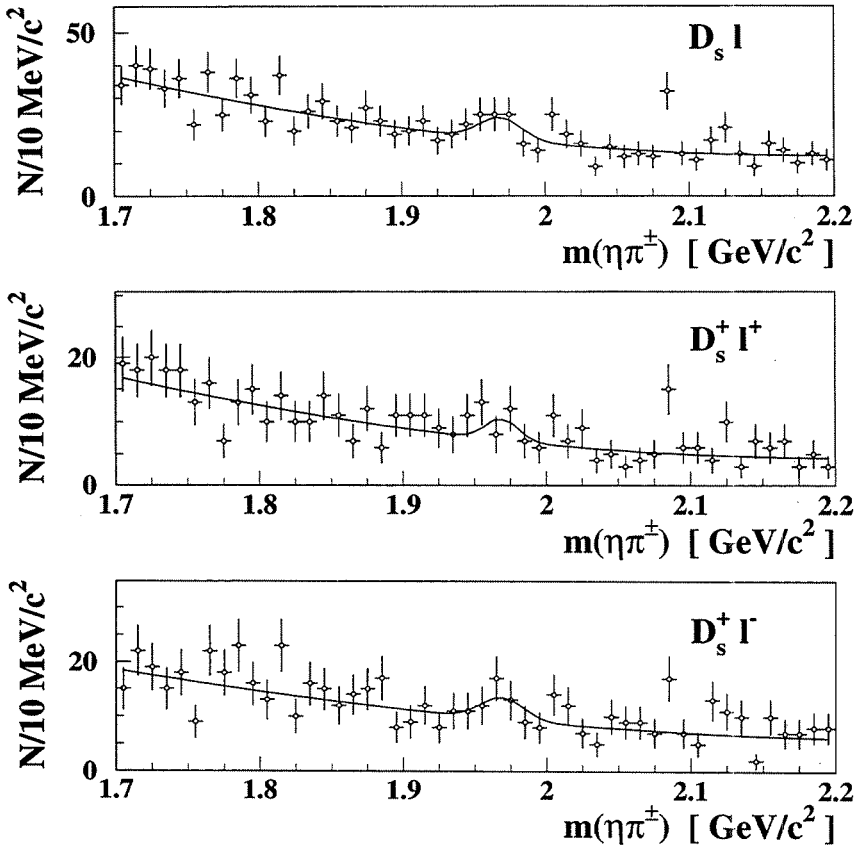


Abbildung 5.4: $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ mit Lepton in entgegengesetzter Hemisphäre: alle D_s -Lepton-Kombinationen (Oben); gleichgeladene D_s -Lepton-Kombinationen (Mitte); ungleichgeladene D_s -Lepton-Kombinationen (Unten).

ALEPH-Daten 91-94

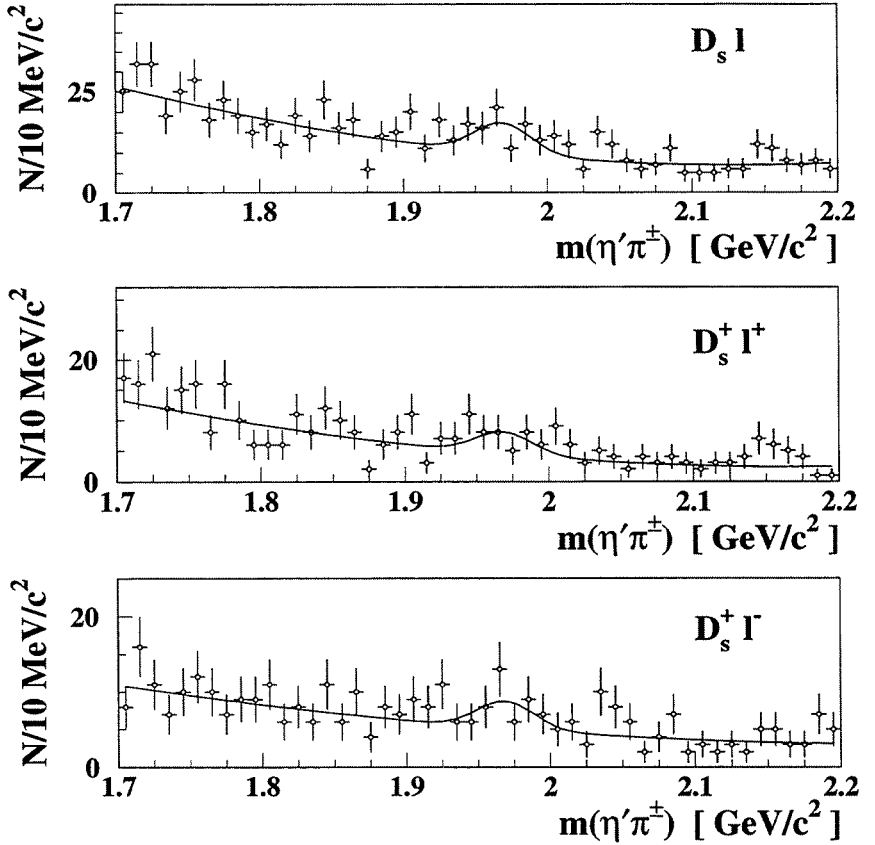


Abbildung 5.5: $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$ mit Lepton in entgegengesetzter Hemisphäre: alle D_s -Lepton-Kombinationen (Oben); gleichgeladene D_s -Lepton-Kombinationen (Mitte); ungleichgeladene D_s -Lepton-Kombinationen (Unten).

5.6 Die Jetladungs-Methode

Eine andere Möglichkeit, den Anfangszustand eines b-Quarks zu messen, bietet die Jetladungs-Methode, welche die Ladungen aller Spuren innerhalb eines Jets bzw. innerhalb einer Hemisphäre berücksichtigt.

Die grundlegende Idee für eine impulsgewichtete Jetladung stammt von Feynman und Field aus dem Jahre 1978 [46] und beruht auf den phänomenologischen Eigenschaften von Quark-Jets. Danach tragen die aus den primären b-Quarks erzeugten Hadronen einerseits die ursprüngliche Ladungsinformation und andererseits erhalten sie einen relativ hohen Impulsanteil des b-Quarks, da sie direkt aus den primären Quarks erzeugt werden. Eine schematische Darstellung des Meßprinzips zeigt die Abbildung 5.6. Die Jetladung ist de-

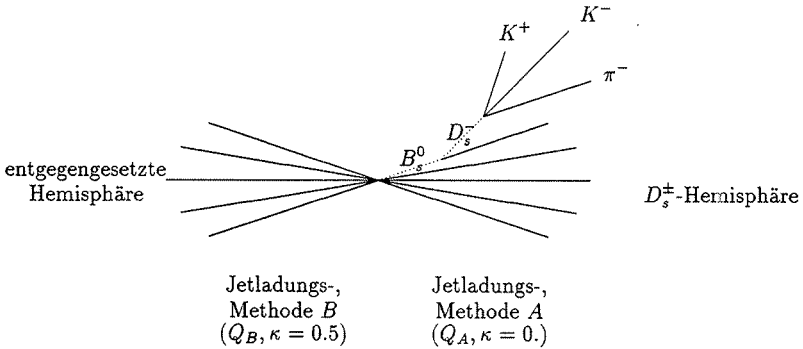


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung eines 2-Jet-Ereignisses. Der Nachweis des B_s^0 -Mesons erfolgt anhand der $D_s^\pm$ -Ladung über den Zerfall $D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm$. Die verwendeten Jetladungs-Methoden A und B werden im Text erläutert.

finiert als die mittlere impulsgewichtete Summe der Ladungen q_i aller Teilchen i innerhalb einer Hemisphäre

$$Q = \frac{\sum p_{||i}^\kappa q_i}{\sum p_{||i}^\kappa}.$$

Dabei ist $p_{||i}$ der Impuls der Spur i parallel zur Jetachse und der Exponent κ bestimmt die Impulsgewichtung.

Wie in [47] diskutiert, erweist sich die folgende Linearkombination der Jetladungen beider Hemisphären

$$Q_{Jet} = c_A \cdot Q_A - c_B \cdot Q_B$$

κ	$\langle Q_i \rangle$	σ_i	c_i
0.0	0.0329 ± 0.0007	0.1587 ± 0.0034	1.306 ± 0.063
0.5	0.0735 ± 0.0016	0.1863 ± 0.0040	2.11 ± 0.10

Tabelle 5.3: Jetladungsgewichte für $B_s^0 \rightarrow D_s^- X^+$

als besonders günstig für den Nachweis der primären Quarkflavor. Bei der Methode A wurde $\kappa = 0$. gewählt, d. h. Mittelung der Ladungen auf der $D_s^\pm$ -Seite. Bei Methode B in der gegenüberliegenden Hemisphäre ist $\kappa = 0.5$, so daß eine impulsgewichtete Mittelung der Ladungen durchgeführt wird. Die Koeffizienten c_A und c_B wurden bestimmt durch

$$c_A = \frac{\langle Q_A \rangle}{\sigma_A^2} \quad \text{und} \quad c_B = \frac{\langle Q_B \rangle}{\sigma_B^2}, \quad (5.11)$$

mit den Mittelwerten $\langle Q_A \rangle$ und $\langle Q_B \rangle$ und den Breiten σ_A und σ_B der Jetladungsverteilungen. Die resultierenden Jetladungsgewichte für $B_s^0 \rightarrow D_s^- X^+$ sind in Tabelle 5.3 für $D_s^- \rightarrow \phi\pi^-$ angegeben.

Die Verteilung für Q_{Jet} ist in Abbildung 5.7 (obere Histogramme) für $B_s^0 \rightarrow D_s^- X^+$ aus Ereignissen mit und ohne B_s^0 -Mischung gezeigt. Die entsprechende Jetladungsverteilungen für die Untergrundbeiträge gehen in die Berechnung von χ_s ein. Die Untergrundquellen sind die gleichen wie bei der Leptonladungs-Methode.

Der Vorteil liegt in der deutlich höheren Statistik rekonstruierter $D_s^\pm$ -Mesonen, da man unabhängig von semileptonischen Verzweigungsverhältnissen ist. Eine charakteristische Größe zum Vergleich der Qualität beider Methoden ist die Wahrscheinlichkeit, den Anfangszustand des B_s^0 -Mesons richtig zu bestimmen. Diese Wahrscheinlichkeit beträgt für die Leptonladungs-Methode ca. 85% und für die Jetladungs-Methode ca. 75 %.

5.6.1 Effizienzen für die Jetladungs-Methode

Die Effizienz der rekonstruierten b-Ereignisse ist eine Funktion der Wahrscheinlichkeit, den Anfangszustand zu messen. Der Zusammenhang dieser Variablen ist in Abbildung 5.7 (untere Histogramme) für $B_s^0 \rightarrow D_s^- X^+$ mit und ohne $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung dargestellt. Der Verlauf der Funktion ist für B_s^0 -Ereignisse mit und ohne B_s^0 -Mischung ähnlich. Die aus der Monte Carlo-Simulation bestimmten Effizienzen mit den zugehörigen Wahrscheinlichkeiten, den Anfangszustand zu messen, sind in der Tabelle 5.4 für den Zerfallskanal $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ angegeben. Durch einen Schnitt auf die Jetladung $|Q_{Jet}|$ erhält man die

Möglichkeit die Effizienzen und entsprechend die Wahrscheinlichkeiten, den Anfangszustand zu bestimmen, zu variieren. Der Wert für Q_{Jet} wurde so gewählt, daß die Effizienz für die Zerfälle $B_s^0 \rightarrow D_s^- X^+$ 50% beträgt. In Kapitel 6 wird der systematische Effekt durch eine Variation von Q_{CUT} untersucht.

Zerfallskanal	$(D_s^{\pm} Q_{Jet})$ -Kandidaten	Reinheit [%]	Effizienz [%]
$B_s \rightarrow D_s(mix)$	1012	75.8 ± 1.9	49.9 ± 2.7
$B_s \rightarrow D_s(nomix)$	1112	76.0 ± 1.8	49.0 ± 2.6
$B_s \rightarrow W \rightarrow D_s(mix)$	60	76.7 ± 7.7	50.0 ± 11.2
$B_s \rightarrow W \rightarrow D_s(nomix)$	77	80.6 ± 6.6	46.8 ± 9.4
$B_d \rightarrow D_s(mix)$	92	74.5 ± 8.3	51.1 ± 9.2
$B_d \rightarrow D_s(nomix)$	507	76.0 ± 2.7	50.1 ± 3.9
$B^\pm \rightarrow D_s$	553	74.6 ± 2.6	51.9 ± 3.8
$\Lambda_b \rightarrow D_s$	221	73.6 ± 4.0	54.8 ± 6.2
$c\bar{c} \rightarrow D_s$	387	74.6 ± 3.1	49.9 ± 4.4

Tabelle 5.4: Die Effizienzen und die Wahrscheinlichkeiten, den Anfangszustand zu bestimmen, (Reinheiten) im Zerfallskanal $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ für die Jetladungs-Methode mit $Q_{CUT} = 0.32$.

5.6.2 $D_s^\pm$ -Massenspektren mit der Jetladungs-Methode

Die resultierenden $D_s^\pm$ -Massenspektren bei der Messung einer Jetladung in der entgegengesetzten Hemisphäre sind in den Abbildungen 5.8-5.11 für die verschiedenen $D_s^\pm$ -Zerfallskanäle dargestellt. Die oberen Histogramme zeigen jeweils die gesamte Anzahl von $D_s^\pm$ -Jetladungs-Kombinationen. Die Einträge dieses Histogramms teilen sich in die gleichgeladenen $D_s^\pm Q_{Jet}^\pm$ -Kombinationen (mittlere Histogramme) und die ungleichgeladenen $D_s^\pm Q_{Jet}^\mp$ -Kombinationen (untere Histogramme) auf. Die resultierenden invarianten $D_s^\pm$ -Massenspektrum erfolgte mit einem Jetladungs-Schnitt bei 0.32 entsprechend einer Effizienz von 50%. Die Bestimmung der Anzahl von $D_s^\pm$ -Jetladungs-Kandidaten erfolgt durch Anpassung der Funktion $F(m)$ nach der im Abschnitt 5.3 beschriebenen Methode. Der Wert und der Fehler für χ_s wird mittels der Anpassungsmethode aus Abschnitt 5.4.2 bestimmt.

Die einzelnen $D_s^\pm$ -Kanäle liefern folgende Ergebnisse:

- $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ mit Jetladung (Figur 5.8):

Das resultierende invariante $\phi\pi^\pm$ -Massenspektrum zeigt ein sehr signifikantes $D_s^\pm$ -

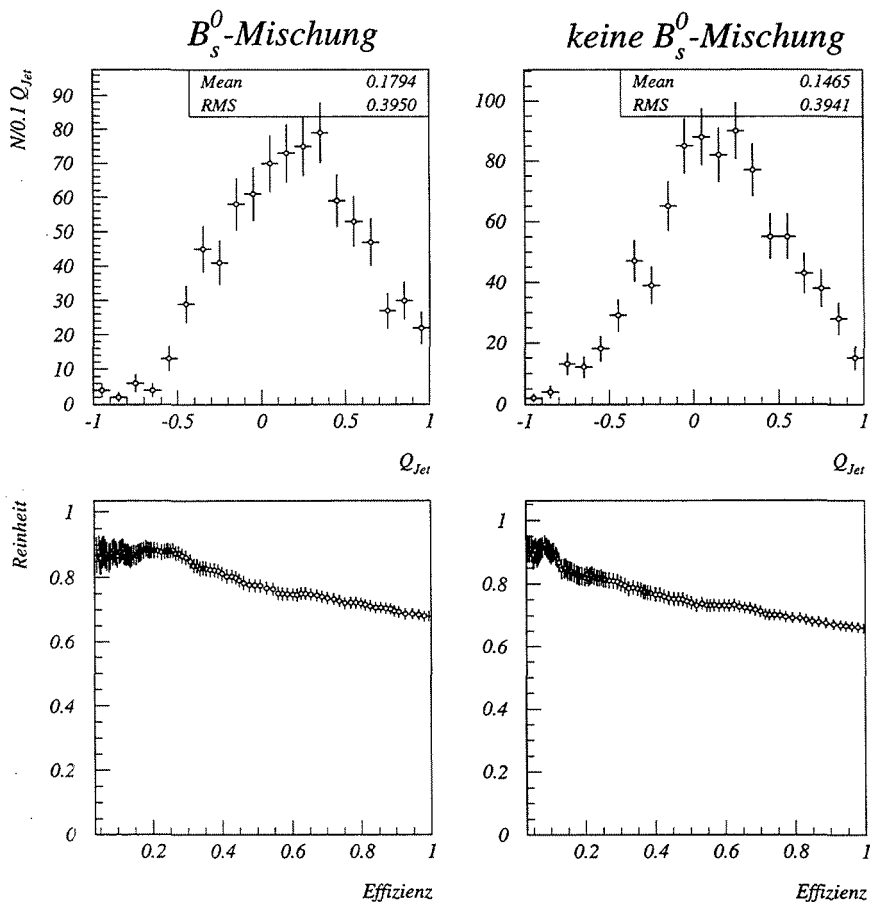


Abbildung 5.7: Dargestellt ist die Jetladungsverteilung für Ereignisse $B_s^0 \rightarrow D_s^- X^+$ mit B_s^0 -Mischung (links oben) und ohne B_s^0 -Mischung (rechts oben) mit den entsprechenden Funktionen von Effizienz und der Wahrscheinlichkeit, den Anfangszustand zu bestimmen, (Reinheit) (untere Darstellungen).

Signal über linear abfallendem kombinatorischen Untergrund. Das $D_s^\pm$ -Signal ist signifikant in dem Massenspektrum für gleichgeladene $D_s^\pm$ -Jetladungs-Kombinationen. In dem Massenspektrum für ungleichgeladene $D_s^\pm$ -Jetladungs-Kombinationen sieht man bei der $D_s^\pm$ -Masse entweder eine statistische Fluktuation oder es wurde ein geringer Anteil der Ladungen falsch bestimmt. Das Ergebnis für die $D_s^\pm$ -Anzahlen ist $N^{++} = 146 \pm 15$ und $N^{+-} = 200 \pm 17$. Daraus berechnet sich ein χ_s von 0.54 ± 0.16 .

- $D_s^\pm \rightarrow \bar{K}^{*0} K^\pm$ mit Jetladung (Figur 5.9):

Ein deutliches $D_s^\pm$ -Signal ist in dem invarianten $\bar{K}^{*0} K^\pm$ -Massenspektrum zu sehen. Der kombinatorische Untergrund wird durch eine lineare Funktion beschrieben. Der dargestellte Bereich wurde zur Bestimmung der Funktion für das invariante Massenspektrum genommen. Es wurden $N^{++} = 49 \pm 6$ und $N^{+-} = 73 \pm 15$ bestimmt. Der Wert für den Mischungsparameter ergibt $\chi_s = 0.51 \pm 0.33$.

- $D_s^\pm \rightarrow \eta \pi^\pm$ mit Jetladung (Figur 5.10):

Im invarianten $\eta \pi^\pm$ -Massenspektrum ist ein $D_s^\pm$ -Signal für die ungleichgeladenen $D_s^\pm$ -Jetladungs-Kombinationen sichtbar. Der kombinatorische Untergrund wird durch ein Polynom zweiter Ordnung beschrieben. Bei den gleichgeladenen $D_s^\pm$ -Jetladungs-Kombinationen gibt es kein $D_s^\pm$ -Signal. Ebenso werden keine $D^\pm$ -Signale beobachtet. Um ein Ergebnis aus der Anpassungsrechnung der Funktion $F(m)$ an das invariante $\eta \pi^\pm$ -Massenspektrum für die Anzahl von $D_s^\pm$ -Mesonen zu erhalten, wurde die Kenntnis der $D_s^\pm$ -Masse vorausgesetzt. Die Gesamtzahl der $D_s^\pm$ -Jetladungskandidaten ist $N = 44 \pm 18$ mit $N^{++} = 12 \pm 16$ und $N^{+-} = 32 \pm 12$. Der resultierende Wert ist $\chi_s = 1.02 \pm 1.80$.

- $D_s^\pm \rightarrow \eta' \pi^\pm$ mit Jetladung (Figur 5.11):

Das invariante $\eta' \pi^\pm$ -Massenspektrum zeigt ein $D_s^\pm$ -Signal für die ungleichgeladenen $D_s^\pm$ -Jetladungs-Kombinationen. Es wird kein $D_s^\pm$ -Signal im Massenspektrum für die gleichgeladenen $D_s^\pm$ -Jetladungs-Kombinationen gefunden. Die Kenntnis der $D_s^\pm$ -Masse wurde bei der Bestimmung der $D_s^\pm$ -Anzahlen vorausgesetzt. Das gesamte Spektrum enthält $N = 42 \pm 18$, aufgeteilt in $N^{++} = 6 \pm 14$ und $N^{+-} = 38 \pm 17$. Diese Werte liefern ein $\chi_s = 1.40 \pm 1.00$.

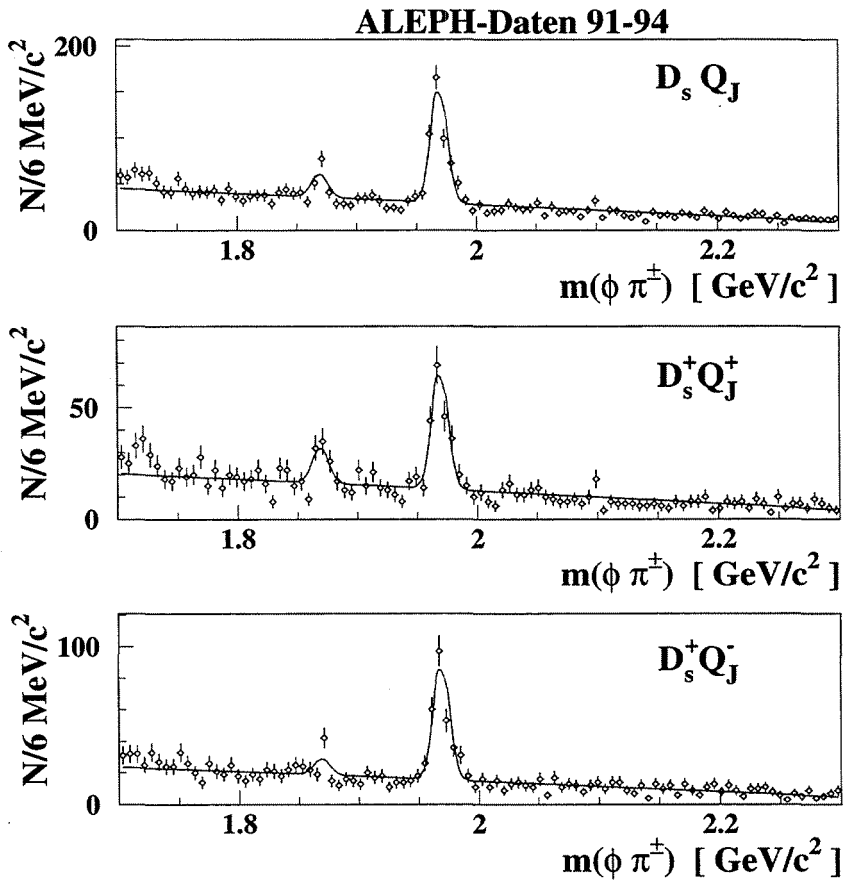


Abbildung 5.8: $D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm$ und Jetladungs-Methode bei 50% Effizienz und 76% Wahrscheinlichkeit, den Anfangszustand zu messen: alle $D_s^\pm$ -Jet-Kombinationen (Oben); gleichgeladene D_s -Jetladungs-Kombinationen (Mitte); ungleichgeladene D_s -Jetladungs-Kombinationen (Unten).

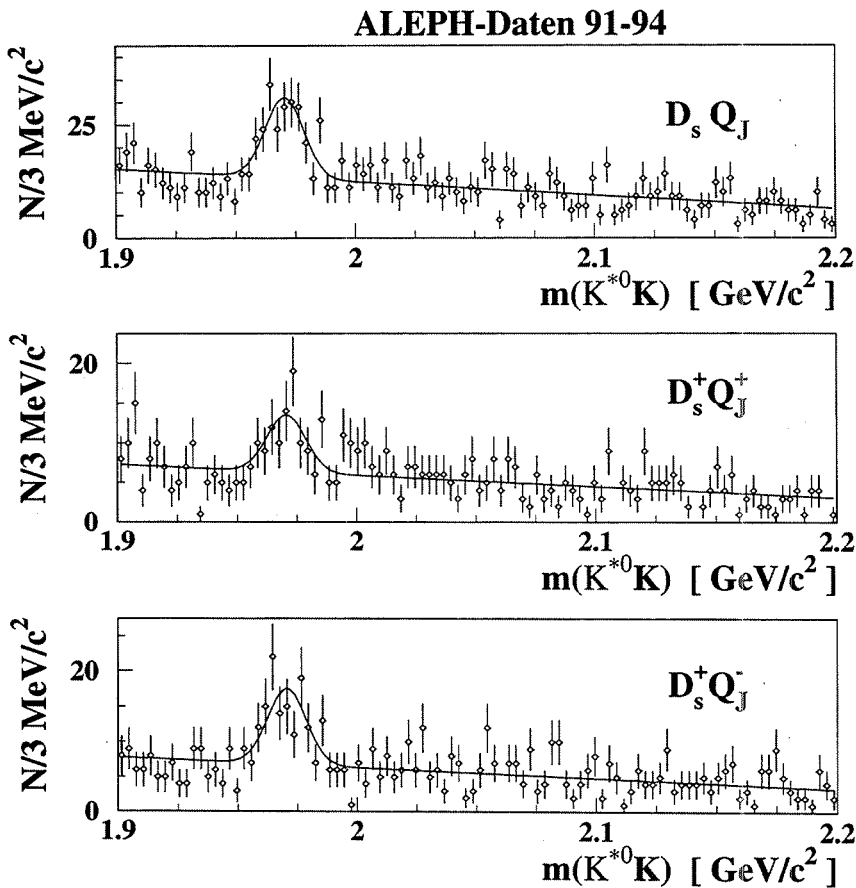


Abbildung 5.9: $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$ und Jetladungs-Methode bei 50% Effizienz und 82% Wahrscheinlichkeit, den Anfangszustand zu messen: alle $D_s^\pm$ -Jet-Kombinationen (Oben); gleichgeladene D_s -Jetladungs-Kombinationen (Mitte); ungleichgeladene D_s -Jetladungs-Kombinationen (Unten).

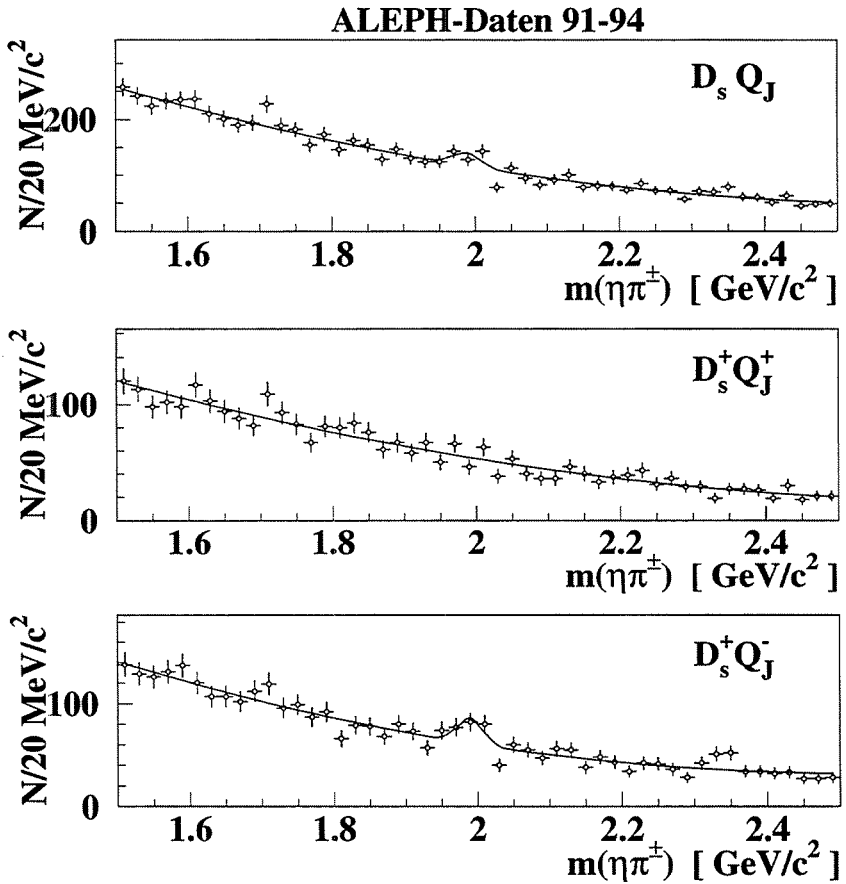


Abbildung 5.10: $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ und Jetladungs-Methode bei 50% Effizienz und 78% Wahrscheinlichkeit, den Anfangszustand zu messen: alle $D_s^\pm$ -Jet-Kombinationen (Oben); gleichgeladene D_s -Jetladungs-Kombinationen (Mitte); ungleichgeladene D_s -Jetladungs-Kombinationen (Unten).

ALEPH-Daten 91-94

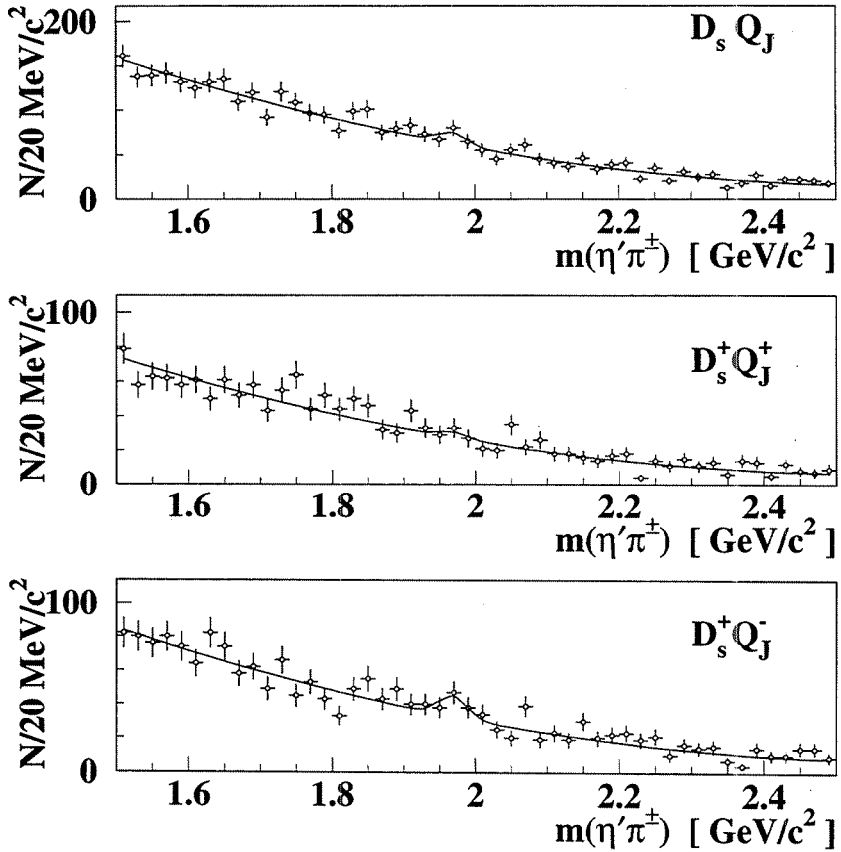


Abbildung 5.11: $D_s^\pm \rightarrow \eta' \pi^\pm$ und Jetladungs-Methode bei 50% Effizienz und 80% Wahrscheinlichkeit, den Anfangszustand zu messen: alle $D_s^\pm$ -Jet-Kombinationen (Oben); gleichgeladene D_s -Jetladungs-Kombinationen (Mitte); ungleichgeladene D_s -Jetladungs-Kombinationen (Unten).

Kapitel 6

Die Untersuchung der Systematik

Die Berechnung von χ_s beruht auf dem Verhältnis der gleichgeladenen und den ungleichgeladenen D_s -Lepton-Kombinationen. Unter der Annahme, daß die dominanten systematischen Fehlerquellen unabhängig von der betrachteten Ladungskombination sind, kann man systematische Fehler bedingt durch die $D_s^\pm$ -Selektion vernachlässigen. Eine Ausnahme ist der Kanal $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$. In diesem gibt es eine Reflektion von $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^+$ durch Fehlidentifikation des π^+ als K^+ , die nur bei den gleichgeladenen $D_s^\pm$ -Lepton-Kombinationen auftritt. Der Einfluß auf χ_s ist jedoch klein gegenüber dem Gesamtfehler in diesem Kanal.

Die Parameter (einzelne Effizienzen, die Wahrscheinlichkeiten, den Anfangszustand verschiedener Beiträge zu messen, sowie die Ereignisanteile und deren Genauigkeit) gehen in das Modell zur Bestimmung von χ_s ein. Die Korrelationen der Parameter werden daher durch die Anpassungsprozedur für den Fehler auf χ_s berücksichtigt.

Zur Bestimmung systematischer Fehler auf den Mischungsparameter χ_s wurden

- die $b\bar{b}$ -Anreicherung mit dem P_{HEMIS} -Schnitt,
- die Leptonladungs-Methode mit dem P_{COMB} - Schnitt,
- die Jetladungs-Methode mit dem $|Q_{Jet}|$ -Schnitt,
- die Ereignisanteile und Verzweungsverhältnisse

untersucht.

$-\log P_{HEMIS}$	P_{COMB}	N^{+-}	N^{++}	χ_s	$\Delta\chi_s$
1	1.2	26.7 ± 5.9	14.0 ± 4.5	0.65 ± 0.34	0
0	1.2	33.1 ± 6.7	19.1 ± 5.2	0.51 ± 0.28	-0.14 ± 0.19
2	1.2	20.7 ± 5.1	10.5 ± 4.0	0.63 ± 0.36	-0.02 ± 0.12
1	1.5	18.1 ± 4.9	7.1 ± 3.3	0.82 ± 0.31	$+0.17 \pm 0.14$
1	1.0	29.9 ± 7.2	14.4 ± 4.3	0.92 ± 0.45	$+0.27 \pm 0.28$

Tabelle 6.1: Variation der Anzahl der Ereignisse mit und ohne B_s^0 -Mischung für $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ als Funktion der Hemisphärenwahrscheinlichkeit $-\log P_{HEMIS}$ und der vom Leptonimpuls abhängigen Variable P_{COMB} . In der letzten Spalte sind die Abweichungen von χ_s bezogen auf den Meßwert in der ersten Zeile angegeben.

6.1 Systematik des $b\bar{b}$ -Anreicherung

Zur Bestimmung des systematischen Fehlers von χ_s wurde der Schnitt-Wert für die Hemisphärenwahrscheinlichkeit $-\log P_{HEMIS}$ von 0 bis 2 variiert. Entsprechend ändert sich der Anteil an $D_s^\pm$ -Mesonen aus B_s^0 -Zerfällen von 39% auf 48%, während der Anteil aus $c\bar{c}$ -Zerfällen in $D_s^\pm$ -Mesonen auf 4 % zurückgeht. Die resultierenden Werte für χ_s und deren Abweichung sind in der Tabelle 6.1 angegeben.

Da die D_s -Lepton-Datensätze korreliert sind, wird der Fehler auf die Abweichung aus der Differenz der Fehlerquadrate berechnet. Er ist der statistische Fehler auf die hinzugekommenen oder verlorenen Anzahlen an D_s -Lepton-Kandidaten. Dieser Wert ist ein Maß für die Signifikanz. Die mittlere Abweichung vom nominellen χ_s -Wert von 0.65 beträgt -0.07 ± 0.30 für die Variation des $-\log P_{HEMIS}$ -Schnitts von 1 auf 2 und von 1 auf 0. Aufgrund des großen statistischen Fehler hat man keine Signifikanz im Schwankungsbereich der χ_s -Werte.

Um die Größe des systematische Fehlers zu bestimmen, wurde daher der $-\log P_{HEMIS}$ -Schnitt in der gegenüberliegenden Hemisphäre in einem hinreichend großen Intervall variiert. Dabei wurde zur Erhöhung der Statistik kein Lepton verlangt. Untersucht wurde das Verhältnis der $-\log P_{HEMIS}$ -Verteilung von Daten zu der Monte Carlo-Simulation von $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ bei Variation der Schnitt-Wertes von 0.5 auf 2.0 bzgl. einem Schnitt bei $-\log P_{HEMIS}=1$. Die Änderung des $-\log P_{HEMIS}$ -Schnittes wird bis auf 1-2% von der Monte Carlo-Simulation richtig beschrieben. Für den systematischen Fehler auf χ_s wurde ein Wert von 2% angenommen.

Q_{cut}	Effizienz	Reinheit	$D_s^+ Q_{Jet} > Q_{cut}$	$D_s^+ Q_{Jet} < Q_{cut}$	χ_s
0.47	$30\% \pm 2\%$	$82\% \pm 2\%$	71 ± 11	141 ± 15	0.45 ± 0.19
0.31	$50\% \pm 3\%$	$77\% \pm 2\%$	116 ± 14	216 ± 18	0.47 ± 0.19
0.19	$70\% \pm 4\%$	$72\% \pm 2\%$	165 ± 17	258 ± 20	0.31 ± 0.23

Tabelle 6.2: Variation des Jetladungsschnitts Q_{cut} zur Änderung der Effizienz und der Wahrscheinlichkeit, den Anfangszustand zu messen, mit den entsprechenden $D_s^\pm$ -Anzahlen für den Zerfallskanal $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$.

6.2 Systematik der Leptonladungs-Methode

Eine systematische Fehlerquelle für die Leptonladungs-Methode liegt in dem Schnitt auf die Kombination von Lepton- und Transversalimpuls P_{COMB} . Die Ergebnisse bei Änderung des P_{COMB} -Schnittes sind in Tabelle 6.1 angegeben. Zur Abschätzung der Signifikanz der Abweichung der χ_s -Werte vom nominellen Wert $\chi_s=0.65$ wurde der statistische Fehler auf die Differenz-Datenmenge bestimmt. Die mittlere Abweichung von χ_s beträgt 0.16 ± 0.30 . Dabei läßt sich keine systematische Abweichung feststellen.

Der systematische Effekte durch Variation von P_{COMB} wurde bereits in [45] untersucht. Dabei wurde eine Übereinstimmung von Daten und Modell bei dem Verhältnis von ungleichgeladenen zu gleichgeladenen $D_s^\pm$ -Lepton Kandidaten als Funktion des P_{COMB} -Schnittes festgestellt.

6.3 Systematik der Jetladungs-Methode

Eine Größe zur Untersuchung der Systematik der Jetladungs-Methode ist der Jetladungs-Schnitt Q_{CUT} . Die Änderung des Jetladungs-Schnittes führt zu einer anderen Effizienz und einer veränderten Wahrscheinlichkeit, den Anfangszustand richtig zu messen. Die Werte von Q_{CUT} für Effizienzen von 30%, 50% und 70% sind für den Zerfallskanal $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ in der Tabelle 6.2 dargestellt. Ebenso die $D_s^\pm$ -Anzahlen und die resultierende χ_s -Werte. Die Abweichung der χ_s -Werte bezogen auf eine Effizienz von 50% und die Signifikanz aus der Differenz der statistische Fehlerquadrate wurde bestimmt. Die mittlere Abweichung beträgt 0.067 ± 0.081 .

Desweiteren beruht die Jetladungs-Methode beruht auf der korrekten Beschreibung der Impulsspektren der Teilchen in dem verwendeten Simulationsmodell. Das verwendete

Modell basiert auf den Programm Jetset 7.4. Den größte Beitrag zur Teilchenmultiplizität liefern geladene Pionen. Diese werden relativ gut durch die Monte Carlo-Simulation beschrieben [48]. Aufgrund der Abweichung für höhere Impulse wurde ein systematischer Fehler von 5% abgeschätzt.

6.4 Ereigniszusammensetzung

Aus der Variation der Signalzusammensetzung, die in der Tabelle 2.1 angegebenen ist, wurde der systematische Fehler für χ_s bestimmt. Die Variationen erfolgten um jeweils eine Standardabweichung. Die dominante Fehlerquelle ist der Anteil f_B , an B_s^0 -Mesonen, der aus Ereignissen $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ erzeugt wird. Bei Variation von 0.08 bis 0.16 für f_B , ergibt sich bei Renormierung der B^0 -, $B^\pm$ - und Λ_b -Anteile aus der Änderung des χ_s -Wertes ein systematischer Fehler auf χ_s von 10%. Aus den Unsicherheiten in den Verzweungsverhältnissen für die Zerfälle von Hadronen in $D_s^\pm$ -Mesonen ergibt sich ein Fehler auf χ_s von 5%.

6.5 Der systematische Fehler auf χ_s

Die systematischen Fehler aus der $D_s^\pm$ -Rekonstruktion wurden angesichts der statistischen Fehler vernachlässigt. Für die Systematik der Leptonladungs-Methode ergibt sich aus der Variation des P_{COMB} -Schnittes kein signifikanter Fehler. Für die Systematik der Jetladungs-Methode resultiert aus der Variation des Q_{CUT} -Schnittes und aus der Simulation der Pion-Impulsspektren ein Fehler auf χ_s von 14%.

Der gemeinsame Fehler beider Methoden resultiert aus der $b\bar{b}$ -Anreicherung und der Ungenauigkeit der Ereignisanteile — insbesondere der Anteil von B_s^0 -Mesonen an den b-Hadronen — und den Unsicherheiten bei den Werten der Verzweungsverhältnisse für die Zerfälle in $D_s^\pm$ -Zustände. Daraus resultiert ein systematischer Fehler auf χ_s von 17%.

Kapitel 7

Die Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden zuerst die Meßergebnisse für χ_s mit der Leptonladungs- und der Jetladungs-Methode diskutiert. Dabei werden die einzelnen Resultate für die Zerfallskanäle $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$, $D_s^\pm \rightarrow \bar{K}^{*0}K^\pm$, $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ und $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$ zu einem gemeinsamen Ergebnis für χ_s kombiniert. Anschließend erfolgt die Kombination der χ_s -Werte beider Methoden. Ein Vergleich des gemessenen χ_s -Wertes mit anderen experimentellen Ergebnissen und mit einer theoretischen Vorhersage wird durchgeführt. Die momentan mögliche Präzision der χ_s -Messung bei Verwendung anderer Methoden zur Bestimmung von χ_s wird diskutiert.

7.1 Ergebnisse der Leptonladungs-Methode

Die Ergebnisse für χ_s der einzelnen $D_s^\pm$ -Zerfallskanäle mit einem rekonstruierten Lepton in der gegenüberliegenden Hemisphäre sind in der Tabelle 7.1 aufgelistet. Der angegebene Fehler für die einzelnen $D_s^\pm$ -Zerfallskanäle berücksichtigt den statistischen und den systematischen Fehler. Das signifikanteste Resultat für χ_s erhält man für $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$, wobei der Fehler von χ_s durch den statistischen Fehler dominiert wird. Unter Berücksichtigung der korrelierten systematischen Fehler wurde das Gesamtergebnis als gewichtetes Mittel der Einzelergebnisse bestimmt zu

$$\chi_s^{Lepton} = 0.58 \pm 0.28 \pm 0.10 .$$

Der erste Fehler ist statistischer und der zweite systematischer Natur. Das Ergebnis wird durch den statistischen Fehler dominiert. Der systematische Fehler wird dominiert durch die Unsicherheit in den Produktionshäufigkeiten verschiedener b-Hadronen, und deren Zerfallshäufigkeiten in $D_s^\pm$ -Mesonen.

Zerfallskanal	N	N^{++}	N^{+-}	χ_s
$D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$	41 ± 8	14 ± 5	27 ± 6	0.65 ± 0.35
$D_s^\pm \rightarrow \bar{K}^{*0}K^\pm$	25 ± 7	11 ± 5	15 ± 5	0.34 ± 0.74
$D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$	25 ± 13	9 ± 7	15 ± 9	0.79 ± 1.20
$D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$	35 ± 12	13 ± 10	22 ± 8	0.48 ± 0.69
kombiniert				$0.58 \pm 0.28 \pm 0.10$

Tabelle 7.1: Anzahl der $D_s^\pm$ mit Lepton auf der entgegengesetzten Seite für die Datenstatistik von 1991-94 und daraus berechnete χ_s -Werte. Der systematische Fehler des kombinierten χ_s -Wertes wird dominiert durch die Unsicherheit in den Produktionshäufigkeiten von verschiedenen b-Hadronen.

Der gemessene Wert für χ_s liegt oberhalb der physikalischen Grenze, ist aber im Rahmen des Fehlers mit maximaler $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Mischung gut verträglich. Die $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Mischung wird mit einer Signifikanz von 2 Standardabweichungen bestimmt.

Die Leptonladungs-Methode zeichnet sich durch einen geringen Anteil kombinatorischen Untergrund im invarianten $D_s^\pm$ -Massenspektrum aus. Dies führt zu einer geringen systematischen Unsicherheit durch einen Fehler in der Untergrundbeschreibung. Allerdings ist dies nur ein kleiner Beitrag zum systematischen Fehler im Vergleich zu den anderen systematischen Fehlern und dem statistischen Fehler. Ein Nachteil der Leptonladungs-Methode ist, daß sie von den Produktionshäufigkeit der Leptonen abhängt, so daß nur ein Bruchteil der gesamten zur Verfügung stehenden Datenmenge zur Bestimmung von χ_s verwendet wird.

7.2 Ergebnisse der Jetladungs-Methode

Die Ergebnisse für χ_s für die einzelnen $D_s^\pm$ -Zerfallskanäle mit der gemessenen impulsgewichteten Jetladung in der gegenüberliegenden Hemisphäre sind in der Tabelle 7.2 eingetragen. Das signifikanteste Resultat für χ_s erhält man für $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$. Unter Berücksichtigung der korrelierten systematischen Fehler wurde das Gesamtergebnis als gewichtetes Mittel der Einzelergebnisse bestimmt zu

$$\chi_s^{Jet} = 0.53 \pm 0.14 \pm 0.12.$$

Der erste Fehler ist statistischer und der zweite systematischer Natur. Der systematische Fehler von χ_s^{Jet} liegt im gleichen Bereich wie der statistische Fehler. Dominiert wird der

systematische Fehler durch die Unsicherheit in den Produktionshäufigkeiten verschiedener b-Hadronen, und deren Zerfallshäufigkeiten in $D_s^\pm$ -Mesonen.

Der gemessene Wert für χ_s^{Jet} liegt außerhalb des physikalischen Bereiches, aber er stimmt im Rahmen des Fehlers mit maximaler $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung gut überein. Die Jetladungs-Methode liefert $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung eine Signifikanz von ca. 3 Standardabweichungen für die $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung.

Mit der Jetladungs-Methode erreicht man einen statistischen Fehler auf χ_s der beinahe halb so groß ist im Vergleich zur Leptonladungs-Methode. Der systematische Fehler liegt in der gleichen Größenordnung wie bei der Leptonladungs-Methode, da die dominierenden Beiträge die gemeinsamen Fehlerquellen sind.

Zerfallskanal	N	N^{++}	N^{+-}	χ_s
$D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm$	345 ± 24	146 ± 15	200 ± 17	0.54 ± 0.16
$D_s^\pm \rightarrow \bar{K}^{*0} K^\pm$	121 ± 18	49 ± 6	73 ± 15	0.51 ± 0.33
$D_s^\pm \rightarrow \eta \pi^\pm$	44 ± 18	12 ± 16	32 ± 12	1.02 ± 1.80
$D_s^\pm \rightarrow \eta' \pi^\pm$	42 ± 18	6 ± 14	38 ± 17	1.40 ± 1.00
kombiniert				$0.53 \pm 0.14 \pm 0.12$

Tabelle 7.2: Anzahl der $D_s^\pm$ mit der Jetladungs-Methode für die Datenstatistik von 1991-94 und daraus berechnete χ_s -Werte. Der systematische Fehler wird dominiert durch die Unsicherheit in den $D_s^\pm$ -Produktionshäufigkeiten.

7.3 Kombiniertes Ergebnis für χ_s

Bei der Kombination der Ergebnisse für χ_s aus der Leptonladungs- und der Jetladungs-Methode ist die Korrelation aufgrund der teilweise überlappenden Datenmengen zu berücksichtigen. Unter Berücksichtigung der korrelierten systematischen Fehler wurde das Gesamtergebnis als gewichtetes Mittel der Einzelergebnisse beider Methoden für χ_s bestimmt. Der gemessene Wert für die integrale $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischungswahrscheinlichkeit ist

$$\chi_s = 0.54 \pm 0.13 \pm 0.12 .$$

Der erste Fehler ist statistischer und der zweite systematischer Natur. Der systematische Fehler wird dominiert durch die Unsicherheit in den Produktionshäufigkeiten verschiedener b-Hadronen, und deren Zerfallshäufigkeiten in $D_s^\pm$ -Mesonen. Diese Fehlerquelle ist identisch für die Leptonladungs- und die Jetladungs-Methode. Der kombinierte Meßwert für χ_s liegt außerhalb des physikalischen Bereiches, aber er stimmt im Rahmen des Fehlers

mit maximaler $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung gut überein. Die $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung wird mit einer Signifikanz von 3 Standardabweichungen gemessen.

7.4 Vergleich der Resultate für x_s

Zuerst wird das Ergebnis aus der durchgeführten Messung für die zeitunabhängigen $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung diskutiert. Es folgt ein Vergleich mit zeitabhängigen Messungen der $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung und einer theoretischen Vorhersage für χ_s .

Ergebnisse der zeitunabhängigen $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung:

Der Parameter für zeitabhängige $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischung ist die Mischungsfrequenz $x_s = \frac{\Delta m}{\Gamma}$. Der Zusammenhang zwischen x_s und χ_s ist gegeben durch

$$x_s = \frac{2 \cdot \chi_s}{1 - 2 \cdot \chi_s} \quad (7.1)$$

Zur Berechnung der unteren Grenze von x_s wurden 1.64σ entsprechend einem Vertrauensintervall von 95 % des gesamten Bereiches verwendet. Der Meßwert $\chi_s = 0.54 \pm 0.18$ entspricht

$$x_s > 1.0 .$$

Vergleich mit der zeitabhängigen $B^0 \bar{B}^0$ -Mischung:

Bei den zeitabhängigen $B^0 \bar{B}^0$ -Mischungsanalysen werden die Frequenzen der B_d^0 - und der B_s^0 -Mischung simultan bestimmt. Ist die B_s^0 -Lebensdauer (τ_{B_s}) und der Anteil der in hadronischen Z^0 -Zerfällen produzierten B_s^0 -Mesonen f_{B_s} gegeben, so kann ein Grenzwert für den $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischungsparameter bestimmt werden. Das Resultat der zeitabhängigen $B^0 \bar{B}^0$ -Mischung mit Dileptonen [50] liefert eine Grenze von $x_s > 2$ mit $\tau_{B_s} = 1.26_{-0.17}^{+0.22} ps$. Die Untersuchung der zeitabhängigen $B^0 \bar{B}^0$ -Mischung aus Korrelation zwischen Leptonen und Jetladung [49] liefert $x_s > 8.8$ mit $\tau_{B_s} = 1.55 \pm 0.11 ps$ und $f_{B_s} = 12\%$. Aus der unteren Grenze von $x_s > 2(8.8)$ läßt sich ein unterer Grenzwert für den $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischungsparameter angeben von $\chi_s > 0.40(49)$ mit einem Vertrauensintervall von 95%. Die Methode der Abschätzung des $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischungsparameters über die Messung der Oszillationsfrequenz $\Delta m_s / \Gamma$ weist auf eine nahezu maximale Mischung hin. Um diese indirekte Vorhersage zu bestätigen, müßte die Genauigkeit der χ_s -Messung unter 2% liegen.

Vergleich mit einer theoretischen Vorhersage für χ_s :

Unter der Annahme von $m_{top} = 176 \pm 16 \text{ GeV}/c^2$ ist der integrale $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mischungsparameters $0.48 \leq \chi_s \leq 0.4995$ (siehe Kapitel 1). Diese Vorhersage stimmt gut mit der integralen Messung von χ_s überein.

7.5 Genauigkeit der Messungen von χ_s

Ist eine Messung von χ_s mit einem Fehler von 2% möglich? - Der statistische Fehler der $D_s^\pm$ -Leptonladungs-Methode läßt sich durch Hinzunahme anderer $D_s^\pm$ -Zerfallskanäle reduzieren. Die ALEPH-Datenstatistik bei 91 GeV Schwerpunktenenergie erhöht sich durch die Analyse der 1995 Daten nicht wesentlich. Bei der $D_s^\pm$ -Jetladungs-Methode liegt der Vorteil in der um einen Faktor 10 höheren Statistik im Vergleich zu $D_s^\pm$ -Leptonladungs-Methode. Der systematische Fehler der Jetladungs-Methode begrenzt jedoch die Genauigkeit der χ_s Messung. Um den systematischen Fehler zu verringern, ist ein besseres Verständnis der Fragmentation der b-Hadronen und der Erzeugung von B_s^0 -Mesonen sowie eine genaueren Kenntnis der Zerfallshäufigkeiten in $D_s^\pm$ -Mesonen erforderlich. Fazit ist, daß der Rahmen der Statistik nahezu ausgeschöpft ist und die Produktionshäufigkeiten der $D_s^\pm$ -Mesonen z. Z. nicht mit der gewünschten Präzision bekannt sind.

7.6 Weitere Methoden zur Bestimmung von χ_s

Eine Möglichkeit den Anteil an $D_s^\pm$ -Mesonen, die aus B_s^0 -Zerfällen stammen, zu steigern, liegt in der Kombination der Leptonladungs- und Jetladungs-Methode. Eine Analyse [51], die ein Lepton auf der $D_s^\pm$ -Seite und eine Jetladungs-Methode auf der entgegengesetzten Seite verwendet, erreicht eine Erhöhung des B_s^0 -Anteils von 45 % auf 65 %. Dies könnte in Abhängigkeit von der Anzahl gleich- und ungleichgeladenen Kombinationen und der Wahrscheinlichkeit, den Anfangszustand zu bestimmen, zu einem ca. 30 % geringeren Fehler auf χ_s führen.

Eine andere interessante Methode, um B_s^0 -Mesonen nachzuweisen, ist die Suche nach Kaonen, die aus dem freien s-Quark, welches bei der Formation des B_s^0 -Mesons mit einem $\bar{s}$ -Quark aus dem See übrigbleibt, und einem anderen Quark entstehen. Hierzu wurden bereits Untersuchungen durchgeführt [52]. Diese Methode liefert vergleichbare Resultate zu den in dieser Analyse verwendeten Methoden.

Zusammenfassung

Das ALEPH-Experiment am Elektron-Positron-Speicherring LEP registrierte in den Jahren 1991-1994 ca. 3.5 Millionen Ereignisse der Art $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ im Energiebereich der Z^0 -Resonanz von 91.2 GeV. Die primären Quark-Antiquark-Paare bilden in der Fragmentationsphase Mesonen und Baryonen, die in Bündeln von Teilchen (Jets) auseinanderfliegen. Neutrale Mesonen haben die Eigenschaft, – unter dem Austausch virtueller $W^\pm$ -Bosonen und 2/3-ladiger Quarks – zwischen ihrem Teilchen- und ihrem Antiteilchenzustand zu oszillieren.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Messung der Mischungswahrscheinlichkeit χ_s für B_s^0 -Mesonen. Die $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Mischung bezeichnet den Prozeß, daß ein ursprünglich entstandenes B_s^0 -Meson als sein Antiteilchen $\bar{B}_s^0$ zerfällt. Zur Bestimmung von χ_s muß sowohl der Anfangs- als auch der Endzustand des neutralen B_s^0 -Mesons gemessen werden. Um beide Zustände unabhängig voneinander zu bestimmen, wurde jedes Ereignis in zwei Hemisphären unterteilt. Der Endzustand wurde über den Zerfall $B_s^0 \rightarrow D_s^- X^+$ bzw. $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ X^-$ bestimmt. Die zur Rekonstruktion von $D_s^\pm$ -Mesonen verwendeten Zerfallskanäle waren $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$, $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$, $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ und $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$. Der Anfangszustand des B_s^0 -Mesons wurde durch den Nachweis eines Leptons aus dem Zerfall des b-Quarks in der anderen Hemisphäre bestimmt. Das Lepton trägt das ursprüngliche Ladungsvorzeichen des primär erzeugten b-Quarks. Die zweite Methode zum Nachweis des B_s^0 -Anfangszustandes war die Messung der Jetladung in der dem $D_s^\pm$ -Meson entgegengesetzten Ereignishemisphäre. Die Jetladung ist die impulsengewichtete Summe der Ladungen aller Spuren in einer Ereignishemisphäre. Die Korrelation der Ladung des rekonstruierten $D_s^\pm$ -Mesons mit der Lepton- oder der Jetladung wurde zur Messung von χ_s verwendet.

Der resultierende Wert für die $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Mischungswahrscheinlichkeit ist

$$\chi_s = 0.54 \pm 0.18.$$

Das Ergebnis etabliert die $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Mischung mit einer Signifikanz von 3 Standardabweichungen in Übereinstimmung mit der maximalen $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Mischung von $\chi_s=0.5$.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Unitaritätsdreieck	7
1.2	Erzeugung von b-Hadronen aus Z^0 -Zerfällen in der Fragmentation	9
1.3	Feynman-Diagramm eines $\bar{B}_s^0$ -Zerfalls in ein D_s^+ -Meson	11
1.4	Feynman-Diagramm eines D_s^+ -Zerfalls	12
1.5	Die Box-Diagramme für $B^0\bar{B}^0$ -Übergänge	13
1.6	Inami-Lim-Funktion	15
1.7	Mischungswahrscheinlichkeit für B_d^0 - und B_s^0 -Mesonen	17
1.8	Die Korrelation zwischen χ_d und χ_s	18
2.1	Feynman-Diagramme für ein Ereignis ohne B_s^0 -Mischung: $D_s^+ l^+$	20
2.2	Feynman-Diagramme für ein Ereignis mit B_s^0 -Mischung: $D_s^- l^+$	21
2.3	Feynman-Diagramm für den $\bar{B}_d^0$ -Zerfall in D_s^+	22
2.4	Feynman-Diagramm für den B^0 -Zerfall in D_s^+	22
2.5	Feynman-Diagramm für den B^- -Zerfall in D_s^+	23
2.6	Feynman-Diagramm für den B^+ -Zerfall in D_s^+	23
2.7	Feynman-Diagramm für den Λ_b -Zerfall in D_s^+	23
2.8	Feynman-Diagramm für den $\bar{\Lambda}_b$ -Zerfall in D_s^+	24
2.9	Feynman-Diagramm für die Zerfallskaskade $b \rightarrow c \rightarrow l^-$	24
2.10	Das $\bar{b}$ -Quark-Flußdiagramm.	26
3.1	Schematische Darstellung des LEP-Speicherrings.	29
3.2	Der ALEPH-Detektor	30
3.3	Das ALEPH-Koordinatensystem.	31
3.4	Die Zeit-Projektionskammer (TPC).	32
3.5	Ein Modul des elektromagnetischen Kalorimeters	34
3.6	Aufbau einer Lage des elektromagnetischen Kalorimeters	35
3.7	ALEPH-Ereignisdarstellung in der r - ϕ -Projektion.	42
4.1	Der spezifische Energieverlust dE/dx	47
4.2	Energie eines Schauers in der ersten Ebene des ECAL	49
4.3	Das Energiespektrum der Photonen.	50
4.4	Das invariante Massenspektrum von 2 Photonen.	51

4.5	Die χ^2_η -Variable.	52
4.6	Die ϕ -, K^{*0} -, η - und η' -Signale.	53
4.7	Die Zerfallswinkelverteilung für $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$	55
4.8	Impulsverteilung geladener Pionen aus Zerfällen von $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$	56
4.9	Der Zerfallswinkel im Zerfallskanal $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$	57
4.10	Signale von $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$, $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$ ($D_s^- \rightarrow K^{*0}K^-$), $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ und $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$	59
4.11	Die $\eta\pi^\pm$ -Massenauflösung.	60
5.1	Hemisphärenwahrscheinlichkeit	67
5.2	$D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ mit Lepton in entgegengesetzter Hemisphäre.	75
5.3	$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$ mit Lepton in entgegengesetzter Hemisphäre.	76
5.4	$D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ mit Lepton in entgegengesetzter Hemisphäre.	77
5.5	$D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$ mit Lepton in entgegengesetzter Hemisphäre.	78
5.6	Schematische Darstellung eines 2-Jet-Ereignisses.	79
5.7	Die Jetladungsverteilung für $B_s^0 \rightarrow D_s^- X^+$	82
5.8	$D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ und Jetladungs-Methode.	84
5.9	$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$ und Jetladungs-Methode.	85
5.10	$D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ und Jetladungs-Methode.	86
5.11	$D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$ und Jetladungs-Methode.	87

Tabellenverzeichnis

E.1	Die Fermionen im Standardmodell	2
E.2	Die Eichbosonen im Standardmodell	2
1.1	Modellvorhersagen für $D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ und $D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$	13
2.1	Ereignisanteile für $D_s^\pm$ -Produktion.	25
4.1	Anzahl der hadronischen Ereignisse	44
4.2	$D_s^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm$ -Rekonstruktionsschnitte	54
4.3	$D_s^\pm \rightarrow \eta'\pi^\pm$ -Rekonstruktionsschnitte	56
4.4	$D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ -Rekonstruktionsschnitte.	58
4.5	$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+$ -Rekonstruktionsschnitte.	60
4.6	Anzahl rekonstruierter $D_s^\pm$ -Mesonen.	62
4.7	Die Effizienzen der $D_s^\pm$ -Kanäle.	62
4.8	Die relativen $D_s^\pm$ -Verzweigungsverhältnisse.	63
4.9	Die absoluten $D_s^\pm$ -Verzweigungsverhältnisse.	64
5.1	Der statistische Fehler von χ_s	71
5.2	Die Effizienzen des $D_s^\pm$ -Lepton-Datensatzes.	73
5.3	Jetladungsgewichte für $B_s^0 \rightarrow D_s^- X^+$	80
5.4	Effizienzen für die Jetladungs-Methode.	81
6.1	Variation von χ_s als Funktion von $-\log P_{HEMIS}$ und P_{COMB}	89
6.2	Variation des Jetladungsschnitts	90
7.1	Ergebnisse der $D_s^\pm$ -Leptonladungs-Methode	93
7.2	Ergebnisse der $D_s^\pm$ -Jetladungs-Methode	94

Literaturverzeichnis

- [1] M. L. Perl, Phys. Rev. Lett. 35, 1489(1975);
M. L. Perl, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30, 299(1980).
- [2] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. 74, 2626-2631(1995).
- [3] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 74, 2632-2637(1995).
- [4] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration), Phys. Lett. **B 192** (1987) 245.
- [5] S. M. Walther, G. Quast, C. Zeitnitz, ALEPH-Note 94-072.
- [6] R. Wanke, Dissertation, Universität Mainz (1994).
- [7] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.
- [8] F. J. Gilman, K. Kleinknecht und B. Renk, SSCL-597 Rev. 1 (1994) und Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz MZ/ETAP/95-5.
- [9] L. D. Landau, E. M. Lifschitz, Akademie-Verlag, Berlin (1984).
- [10] G. Altarelli, R. Barbieri und F. Caravaglios, Nucl. Phys. **B 405** (1993) 3.
- [11] B. Anderson, G. Gustavson und C. Peterson, Z. Phys. **C 1** (1979) 105.
- [12] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt und P. M. Zerwas, Phys. Rev. **D 27** (1983) 105.
- [13] M. Bauer, B. Stech, M. Wirbel, Z. Phys. C - Particles and Fields 43, 103-115(1987).
Exclusive Non-Leptonic Decays of D-, D_s- and B-Mesons.
- [14] A. N. Kamal, N. Sinha, R. Sinha, Phys. Rev. D Vol 38,5 (1988).
Do we understand $D_s^\pm \rightarrow \eta \pi^\pm$ and $D_s^\pm \rightarrow \eta' \pi^\pm$?
- [15] T. Inami, C. S. Lim, Progr. of Theor. Physics Vol.65,1 (1981).
- [16] S. Stone, World Scientific (1994), *B-Decays*.
- [17] A. J. Buras, M. Lindner, World Scientific (1992), *Heavy Flavours*.

- [18] S. Komahiya, Conference on High Energy Physics (Brussel 1995).
- [19] A. Ali, D. London, CERN-TH.7398/94 Submitted to Z. Phys. C.
Implications of the Top Quark Mass Measurement for the CKM Parameters, χ_s and CP Asymmetries.
- [20] Particle Data Group, Phys. Rev. D 50 (1994).
Review of Particle Properties.
- [21] M. Suzuki, Phys. Rev. D **31** (1985) 1158.
- [22] D. Decamp *et al.* (ALEPH Collaboration), Nucl. Instr. & Methods A294(1990) 121-178.
ALEPH: A Detektor for Electron-Positron Annihilation.
- [23] D. Buskulic *et al.* (ALEPH Collaboration), Nucl. Instr. & Methods A360(1995) 481-506.
Performance of the ALEPH Detektor at LEP.
- [24] C. Bowdery, ALEPH Handbook 1995, Vol.1 (CERN).
- [25] D. Brown, ALEPH-Note 91-126(1991).
- [26] D. Wegener, Phys. Bl. 45 (1989) Nr.9 .
Hadronkalorimeter – Entwicklung und Anwendung.
- [27] J. Knobloch, ALEPH-Note 90-115 (1990).
JULIA User's Guide.
- [28] V. Blobel, DESY R1-88-01 (1988).
The BOS System Dynamic Memory Management.
- [29] H. Albrecht und E. Blucher, ALEPH-Note 93-1 (1993).
ALPHA User's Guide.
- [30] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347;
M. Bengtsson und T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 367.
- [31] J. E. Campagne und R. Zitoun, Z. Phys. C **43** (1989) 469;
B. Bloch, *KINLIB Documentation*, ALEPH-Note 91-78 (1991).
- [32] E. Barberio, B. van Eijk und Z. Was, Comp. Phys. Comm. **66** (1991) 115.
- [33] J. G. Körner und G. A. Schuler, Z. Phys. C **38** (1988) 511;
Erratum: Z. Phys. C **41** (1989) 690.

- [34] R. Brun *et al.*, CERN DD/EE/84-1 (1984).
- [35] C. Grab, ALEPH 89-175(1989).
DALI - Event Display User's Guide;
H. Drevermann, C. Grab, Int. J. Mod. Phys. C,1 (1990)147-163.
Graphical Concepts For The Representation Of Events in High Energy Physics.
- [36] M. Daoudi *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. 65:1531-1534,1990.
Two body D_s^+ decays to $\eta\pi^+$, $\eta'\pi^+$, $\eta\rho^+$, $\eta'\rho^+$, $\phi\rho^+$.
- [37] A. Rougé, ALEPH 93-107, PHYSIC 93-88.
A Method for Photon Reconstruction in ALEPH.
- [38] S. Haywood, ALEPH 93-191, PHYSIC 93-166.
Production Rates of η and η' in Hadronic Z Decays;
D. Buskulic *et al.* (ALEPH Collaboration), Phys. Lett. **B 292** (1992) 210.
- [39] F. James und M. Roos, CERN Program Library, CERN **D506**(1989).
- [40] D. Decamp *et al.* (ALEPH Collaboration), CERN-PPE/94-017 submitted to Z.Phys.
Heavy Flavour Production and Decay with Prompt Leptons in the ALEPH Detektor.
- [41] S. Bethke *et al.* (JADE Collaboration), Phys. Lett. **B 213** (1988) 235.
- [42] D. Brown and M. Frank, ALEPH 92-135, PHYSIC 92-124.
Tagging b Hadrons Using Track Impact Parameters.
- [43] V. Blobel, DESY 71/18. *Maximum Likelihood Fit.*
- [44] QSELEP-Programm aus [29].
- [45] S. M. Walther, Dissertation, Universität Mainz (1994).
- [46] R. D. Field and R. P. Feynman, Nucl. Phys. B 136 (1978) 1-76.
A Parameterization of the Properties of Quark Jets.
- [47] A. M. Greene, ALPEH 95-103.
A Likelihood-Based Jet Charge Method.
- [48] E. Rohne, Diplomarbeit, Universität Mainz (1995).
- [49] D. Buskulic *et al.* ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 356** (1995) 409-422.
Limit on B_s^0 Oscillation Using a Jet Charge Method.
- [50] D. Buskulic *et al.* (ALEPH Collaboration), Phys. Lett. **B 322** (1994) 441-458.
An investigation in B_d^0 and B_s^0 oscillation.

- [51] D. Buskulic *et al.* (ALEPH Collaboration), Phys. Lett. **B 322** (1994) 275-286.
Measurement of B_s^0 lifetime.
- [52] M.C. Lemaire and A. Roussarie, ALEPH 95-033.
Time dependent B_s mixing from lepton-kaon correlation.

Danksagung

Zuerst möchte ich der gesamten ALEPH-Kollaboration danken, die die Durchführung dieser Analyse erst ermöglicht hat.

Herrn Prof. K. Kleinknecht danke ich für die Möglichkeit, in der Mainzer ALEPH-Gruppe im Bereich der B-Physik mitzuarbeiten und zusammen mit Herrn Prof. H.G. Sander für gute Ideen zur Durchführung dieser Analyse.

Der Mainzer B-Mixing Gruppe sei gedankt für das gute Arbeitsklima. Ohne die modulare Struktur der Software und die technischen Kniffe unserer Postdocs Andrew Greene, Günter Quast und Christian Zeitnitz wäre diese Analyse nicht so elegant durchführbar gewesen. Für geduldige Erklärungen der Jetladungs-Methode(n) und Programmierhilfen, sowie andere interessante physikalisch-philosophische Diskussionen danke ich Andy. Dank an Christian für die ständige Ansprechbereitschaft bei Software oder Physik-Problemen. Auch Günter stand mit Rat und Tat zur Seite. Erwähnen möchte ich auch Eric, Ingo – unseren 'jüngsten' Diplomphysiker – Wolfgang und Peter, und alle anderen, die zum positiven Arbeitsklima beigetragen haben, und nicht zu vergessen die ehemaligen ALEPH-Mitglieder Achim, Barbara, Hansjörg, Johannes, Rainer und Stefan.

Die sehr gute Computerausstattung unserer Arbeitsgruppe verlangt auch sehr gute Experten, um einen stabilen Rechnerbetrieb zu ermöglichen. Dank an Burkhard Renk und Dorothea Mayer.

Herzlichen Dank an meine Familie, dessen Unterstützung einen wesentlichen Beitrag zum Fortgang dieser Arbeit lieferte. Meiner Tochter Julia danke ich dafür, daß sie mir hin und wieder zeigt, wie einfach doch physikalische Experimente sind und man nicht immer einen 'ALEPH'-Detektor dazu benötigt.

Vielen Dank an alle, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Diese Arbeit entstand im Rahmen des ALEPH-Experiments, das vom BMBF gefördert wird.

Lebenslauf

Anke Galla geb. Zimmermann,
Gleiwitzer Str.1,
44581 Castrop-Rauxel.

Geboren am 19.2.1967 in Castrop-Rauxel, verheiratet, ein Kind.
Staatszugehörigkeit: deutsch.

- 1973 – 1977:** Grundschule in Castrop-Rauxel.
- 1977 – 1986:** Ernst-Barlach-Gymnasium in Castrop-Rauxel;
Abitur: 12.6.1986.
- 1986 – 1988:** Physik-Grundstudium an der Universität Dortmund;
Vordiplom in Physik: 30.9.1988.
- 1988 – 1992:** Physik-Hauptstudium an der Universität Dortmund;
Praktikum am DESY (ARGUS-Experiment) 1989;
Sommerstudentin am CERN (SMC-Experiment) Juli-Sept.1990;
Diplomarbeit am ARGUS-Experiment;
Diplom in Physik: 27.4.1992;
Thema: "Messung der η' -Produktion in der Fragmentation
im Energiebereich der Υ -Resonanzen
mit dem ARGUS-Detektor".
- 1992 – 1995:** wissenschaftliche Angestellte am Institut für Physik
der Johannes-Gutenberg-Universität in Mainz;
Mitglied der ALEPH-Kollaboration;
Promotionsstudium;
Heirat am 8.10.1993;
Geburt unserer Tochter Julia am 7.7.1994.
Abgabe der Dissertation am 1.12.1995.
- 1.2.1996:** Tag der mündlichen Prüfung.

